

Simulation, Optimierung und Realisierung quasioptischer Scansysteme für aktive THz-Kameras

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Dipl.-Phys. Christian am Weg
aus Frankfurt am Main

Frankfurt 2011
(D30)

vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. M. Huth

Gutachter: Prof. H. G. Roskos
Prof. V. Krozer
Prof. D. Rischke
Prof. W. Aßmus

Datum der Disputation: 11.10.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Bildgebende Systeme im THz-Spektralbereich	1
1.2	Quasioptische Scansysteme für aktive THz-Kameras	3
1.3	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	6
2	Simulation, Theorie und Optimierung quasioptischer Scansysteme	11
2.1	Zielsetzung und Problembeschreibung	11
2.2	Simulation quasioptischer Scansysteme	13
2.2.1	Simulationstreue	14
2.2.2	Berechnungsgeschwindigkeit	16
2.2.3	Zeitaufwand/Kosten	16
2.2.4	Schlussfolgerung	16
2.3	Theorie quasioptischer Scansysteme	18
2.3.1	Gaussfelder als Lösung der Helmholtzgleichung	19
2.3.2	Gausstrahlen als Lösung des Huygens-Fresnel-Integraltheorems	21
2.3.3	Transformation von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen	26
2.3.4	Fokuseigenschaften von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen	31
2.3.5	Aberrationen von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen	36
2.4	Optimierung quasioptischer Scansysteme	41
2.4.1	On-Axis Optimierung	41
2.4.2	Off-Axis Optimierung	54
2.5	Zusammenfassung	56
3	Quasioptische Scansysteme für hohe Systemdynamiken	61

3.1	Zielsetzung und Problembeschreibung	61
3.2	Charakterisierung des 620-GHz Quelle/Detektorsystems	62
3.3	Charakterisierung des quasioptischen Scansystems I	65
3.3.1	Quasioptik	65
3.3.2	Scansystem	75
3.4	Realisierung des Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystems	75
3.4.1	Ansteuerungssystem	75
3.4.2	Datenvisualisierungssystem	76
3.5	Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem I	76
3.5.1	Reflektivitäts- und Phasendaten einer 50-Cent Münze	76
3.6	Experimentelle Ergebnisse zur Topographierekonstruktion	78
3.6.1	Topographierekonstruktion einer 2-Euro Münze	78
3.7	Charakterisierung des quasioptischen Scansystems II	81
3.7.1	Quasioptik	81
3.7.2	Scansystem	84
3.8	Realisierung des modifizierten Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystems	86
3.8.1	Modifiziertes Ansteuerungssystem	87
3.8.2	Modifiziertes Datenvisualisierungssystems	88
3.9	Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem II	91
3.9.1	Reflektivitäts- und Phasendaten einer Nagelschere	91
3.9.2	Reflektivitäts- und Phasendaten eines Revolvers	93
3.10	Experimentelle Ergebnisse zur Bildfeldvergrößerung	94
3.10.1	Bildfeldvergrößerung eines Revolvers	94
3.11	Charakterisierung des quasioptischen Scansystems III	99
3.11.1	Quasioptik	99
3.11.2	Scansystem	101
3.12	Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem III	103
3.12.1	Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle	103
3.13	Zusammenfassung	103
4	Quasioptische Scansysteme für hohe Entfernungsauflösungen	107
4.1	Zielsetzung und Problembeschreibung	107

4.2	Charakterisierung des optischen 645-GHz FMCW Systems	111
4.2.1	645-GHz Quelle/Detektorsystem	111
4.2.2	Quasioptisches Scansystem	113
4.2.3	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	113
4.3	Experimentelle Ergebnisse für das optische 645-GHz FMCW System	113
4.3.1	Reflektivitätsdaten eines Revolvers	113
4.4	Charakterisierung des elektronischen 645-GHz FMCW Systems	114
4.4.1	645-GHz Quelle/Detektorsystem	115
4.4.2	Quasioptisches Scansystem	116
4.4.3	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	116
4.5	Experimentelle Ergebnisse für das elektronische 645-GHz FMCW System	117
4.5.1	Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten eines Spiegels	117
4.5.2	Reflektivitäts- und Phasendaten eines Revolvers	118
4.6	Experimentelle Ergebnisse zur Topographierekonstruktion	119
4.6.1	Topographierekonstruktion eines Revolvers	119
4.7	Charakterisierung des elektronischen 300-GHz FMCW Systems	121
4.7.1	300-GHz Quelle/Detektorsystem	121
4.7.2	Quasioptisches Scansystem	122
4.7.3	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	122
4.8	Experimentelle Ergebnisse für das elektronische 300-GHz FMCW System	123
4.8.1	Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten von Metallobjekten	123
4.8.2	Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten eines Revolvers	125
4.9	Zusammenfassung	126
5	Quasioptische Scansysteme für hohe Bildwiederholraten	131
5.1	Zielsetzung und Problembeschreibung	131
5.2	Charakterisierung des aufgeweiteten 620-GHz Beleuchtungssystems	134
5.2.1	620-GHz Quelle/Detektorsystem	135
5.2.2	Quasioptisches Scansystem	135
5.2.3	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	136
5.3	Experimentelle Ergebnisse für das aufgeweitete 620-GHz Beleuchtungssystem	137
5.3.1	Aufgeweitete Einzelrichtungsbeleuchtung	137

5.3.2	Synthetische Erzeugung sphärischer Emitter	138
5.3.3	Aufgeweitete Multirichtungsbeleuchtung	139
5.4	Experimentelle Ergebnisse zur erweiterten Topographierekonstruktion . . .	142
5.4.1	Erweiterte Topographierekonstruktion einer Kugel	142
5.5	Charakterisierung des heterodynen 812-GHz Echtzeit Systems	145
5.5.1	812-GHz Quelle/Detektorsystem	145
5.5.2	Simulation des unoptimierten quasioptischen Scansystems	147
5.5.3	Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems I	149
5.5.4	Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems II	151
5.5.5	Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems III	152
5.5.6	Zusammenfassung	154
5.5.7	Simulation des optimierten quasioptischen Beleuchtungssystems . .	155
5.5.8	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	159
5.6	Experimentelle Ergebnisse für das heterodyne 812-GHz Echtzeit System . .	160
5.6.1	Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle	160
5.7	Charakterisierung des thermischen 812-GHz Echtzeit Systems	162
5.7.1	812-GHz Quelle/Detektorsystem	162
5.7.2	Simulation des unoptimierten quasioptischen Scansystems	163
5.7.3	Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems I	165
5.7.4	Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems II	167
5.7.5	Simulation des optimierten Quasioptischen Scansystems III	169
5.7.6	Zusammenfassung	171
5.7.7	Simulation des optimierten quasioptischen NA-Konverters	172
5.7.8	Simulation des optimierten quasioptischen Beleuchtungssystems . .	176
5.7.9	Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem	176
5.8	Experimentelle Ergebnisse für das thermische 812-GHz Echtzeit System . .	176
5.8.1	Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle	176
5.9	Zusammenfassung	177
6	Zusammenfassung und Ausblick	181
6.1	Zusammenfassung	181
6.1.1	Quasioptische Scansysteme für hohe Systemdynamiken	182

6.1.2	Quasioptische Scansysteme für hohe Entfernungsauflösungen	184
6.1.3	Quasioptische Scansysteme für hohe Bildwiederholraten	186
6.2	Ausblick	190
6.2.1	Weiterführende Optimierungen für quasioptische Scansysteme	190
6.2.2	Synthetische Aperturen für quasioptische Scansysteme	191
6.2.3	Metamaterialien für quasioptische Scansysteme	195
	Summary	197
	Literaturverzeichnis	199
	Firmenadressen	205
	Publikationsliste	207
	Mibetreute Bachelorarbeiten	211
	Lebenslauf	213
	Danksagung	215
	Eidesstattliche Erklärung	217

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Bildgebende Systeme im THz-Spektralbereich

Die Existenz von elektromagnetischen Wellen wurde um das Jahr 1864 zum ersten Mal von James Clerk Maxwell in seiner Theorie des Elektromagnetismus theoretisch vorhergesagt. Schon wenige Jahre später (1884) konnten diese von Heinrich Hertz experimentell nachgewiesen werden. Seitdem werden durch sie immer neue Anwendungen erschlossen. Die



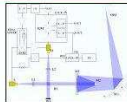
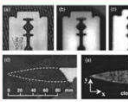


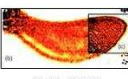





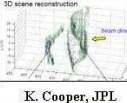


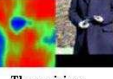


Passiv	Aktiv			
	Inkohärent	Kohärent		Zeitbereich
		Frequenzbereich		
		f-sweep	single-f	
 T. May, IPHT Jena	 K.Unterrainer, Viena	 H.G.Roskos, Frankfurt	 TeraView	 Picometrix
 Luukanen, Mililab	 Q.Hu, MIT	 H.G.Roskos, Frankfurt	 TeraView	 TeraView
 Brijot	 X.C.Zhang, Rensselaer	 K. Cooper, JPL	 H.G.Roskos, Frankfurt	 Z-Omega
 Thruvision	 Z-Omega: C-Series			 Giga Optics

Abb. 1.1: Überblick über verschiedene bildgebungs-basierte THz-Systeme

Einsatzgebiete reichen dabei von wissenschaftlichen über technische bis hin zu medizinischen Anwendungen. Dabei wird annähernd der komplette Spektralbereich genutzt. Ausnahme bildete bislang der Frequenzbereich der zwischen denen der Mikrowellen und denen der Infrarotstrahlung liegt. Diese Lücke wird auch als THz-Lücke bezeichnet. Seit einigen

Jahren steigt das Interesse der Forschung an diesem Bereich rasant an. Immer neue Methoden zur Erzeugung, Detektion und Beeinflussung von THz-Strahlung werden realisiert. In Abbildung 1.1 ist ein Überblick über die bislang entwickelten bildgebungsbasierten THz-Systeme zu sehen, wie sie im Bereich des THz-Frequenzspektrums (u.a. auch kommerziell) untersucht bzw. eingesetzt werden. Sie werden in passive und aktive System unterteilt. Die passiven Systeme detektieren die von allen Körpern emittierte THz-Strahlung, während die aktiven Systeme die Objekte mit einer THz-Quelle extern beleuchten. Passive Systeme erfordern wegen der sehr geringen Strahlleistung allerdings die Kühlung der Detektoren, damit deren Eigentemperatur nicht die zu detektierenden Signale überdeckt. Typische passive Systeme, wie sie unter anderem auch für die Waffenfernerkundung eingesetzt werden, sind in [1], [2], [3] oder [4] zu finden. Ein Ausweg aus der, im allgemeinen unerwünschten, Kühlung, ist mit der Verwendung einer externen, also aktiven, Beleuchtung gegeben. Diese behebt das Problem dadurch, dass bei ausreichender Quellenleistung die Temperatur der Strahlung hoch genug ist, um sich vor dem Hintergrund abzuheben¹. Die aktiven Systeme können noch weiter in System mit inkohärenter bzw. kohärenter Beleuchtung unterteilt werden (siehe Abbildung 1.1)². Ist die Beleuchtungsquelle zusätzlich noch kohärent, d.h. spektral sehr schmalbandig, können heterodyne Systeme aufgebaut werden, die einige sehr interessante Eigenschaften aufweisen. Beispielsweise ist es mit ihnen möglich, auch die Phase der THz-Wellen zu messen und sehr hohe Systemdynamiken zu erreichen^{3,4}. In der Phase sind dabei Information über die Beschaffenheit der Objekttopographie kodiert, was vielfältigste Anwendungsmöglichkeiten mit sich bringt^{5,6}. Diese aktiven Systeme können dann, je nach Anwendung, im Zeit- oder Frequenzbereich eingesetzt werden. Im Zeitbereich herrschen im Wesentlichen die TDS-Systeme vor⁷, die zu spektroskopischen Untersuchungen herangezogen werden können. Bei den Zeitbereichsystem sind ebenfalls einige System kommerziell erhältlich [5], [7], [8], [9]. Größter Nachteil ist die Dauer der Messzeit.

¹Eine vorteilhafte Kopplung zwischen aktiven und passiven Systemen ist durchaus denkbar. Objekte die mit passiven Systemen nicht zu sehen sind, sind i.d.R. mit aktiven Systemen gut zu detektieren. Dieser Aspekt wird hier allerdings nicht untersucht, bietet aber einen interessanten Forschungsschwerpunkt.

²Auch bei den Systemen mit inkohärenter Beleuchtung sind einige System kommerziell erhältlich [5] bzw. befinden sich in einem Forschungsstadium [6].

³Zu erwähnen bleibt, dass die Verwendung von aktiver Beleuchtung nicht zwangsweise auch heterodyne Messung bedeuten muss. Die aktive Beleuchtung ist zwar eine Notwendig, doch kann das Objekt auch „nur“ mit einer THz-Quelle angestrahlt werden. Fehlt der Lokaloszillator kann keine heterodyne Messung erfolgen. Die Detektionsempfindlichkeit sinkt daraufhin immer deutlich. Hier wird bei aktiver Beleuchtung immer auch von einer heterodynem Messung ausgegangen. Sollte dies nicht der Fall sein, findet dies separat Erwähnung.

⁴Bei der heterodynem Messung sind zwei Frequenzen die leicht gegeneinander verstimmt sind beteiligt. Durch nichtlineares Mischen dieser Frequenzen in einem geeigneten Medium (in der Optik oft nichtlineare Kristalle, in der Elektronik nichtlineare Diodenkennlinien) werden verschiedene Mischfrequenzen generiert (hier die Differenzfrequenz). Diese, nun niedrige Frequenz, ist dann einer weiteren Auswertung zugänglich da niedrigere Frequenzen technologisch besser verarbeitet werden können.

⁵Diese Eigenschaft, neben der Amplitude auch die Phase der Welle direkt zu messen, hebt aktive THz-Kameras von allen anderen bildgebungsbasierten Systemen deutlich ab.

⁶Nachteilig ist dabei der apparative und technologische Aufwand um entsprechend phasentreu zu messen.

⁷TDS, Time Domain Spectroscopy.

Die Frequenzbereichssysteme können weiter in Festfrequenzsysteme (in Abbildung 1.1 mit **single-f** bezeichnet) bzw. Systeme mit modulierter Emissionsfrequenz (in Abbildung 1.1 mit **f-sweep** bezeichnet) eingeteilt werden. Bei den Festfrequenzsystemen sind insbesondere [9] als kommerzielle Variante bzw. [10] als Forschungsprojekt zu nennen. Bei den Systemen mit modulierbarer Emissionsfrequenz besteht dann die Möglichkeit FMCW-Systeme aufzubauen^{8,9,10}. Diese FMCW-Systeme, die unter anderem aus der Radartechnik bekannt sind, sind in der Lage absolute Abstandsinformationen zu ermitteln und werden hier erstmalig auf den THz-Frequenzbereich angewandt. Die zur heterodynen Messung notwendige kohärente Beleuchtung kann dabei, je nach der zur Verfügung stehende Pixelanzahl des Detektors, auf zwei Arten erfolgen. Zum einen fokussiert, zum anderen aufgeweitet. Die erste Variante beleuchtet dabei nur einen sehr kleinen Teil des Objektes, während die zweite Variante das Objekt als Gesamtes bestrahlt. Erste bietet beispielsweise den Vorteil sehr hohe Systemdynamiken zu erzielen. Der Nachteil ist, dass der Fokuspunkt über das Bildfeld abgetastet werden muss, was die Bildwiederholraten negativ beeinflusst. Die zweite Variante, reduziert zwar die erreichbare Systemdynamik deutlich, stellt aber eine notwendige Bedingung für Echtzeitbildwiederholraten dar^{11,12}. Werden alle diese Varianten in einem System vereinigt, also die

- aktive Beleuchtung zur Vermeidung kryogener Technik
- kohärente Beleuchtung zur heterodynen Messung
- heterodyne Messung zur Aufnahme hochaufgelöster relativer Abstandsdaten
- FMCW zur Aufnahme hochaufgelöster absoluter Abstandsdaten
- fokussierte Beleuchtung für hohe Systemdynamik
- aufgeweitete Beleuchtung für Echtzeitdatenraten

kann eine aktive THz-Kamera zur tomographischen Datenaufnahme realisiert werden.

1.2 Quasioptische Scansysteme für aktive THz-Kameras

Ein solches System ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Es besteht aus mehreren Beleuchtungseinrichtungen (**Aufgeweitete Beleuchtung I**, **Aufgeweitete Beleuchtung II** und **Fokussierte Beleuchtung** genannt) einer Abbildungsoptik (**quasioptisches Scansystem**

⁸FMCW, Frequency Modulated Continuous Wave.

⁹Die Frequenz des Lokaloszillators muss natürlich synchron mitmoduliert werden.

¹⁰Um Frequenzschwankungen und das Phasenrauschen von Lokaloszillatoren zu vermeiden, werden diese Systeme oft mit einem Phasenregelkreis (PLL) mit Spannungs- und temperaturstabilisierten Oszillatoren wie VCOs, OCXOs oder TCXOs gekoppelt.

¹¹Die fokussierte bzw. aufgeweitete Beleuchtung könnten ebenfalls vorteilhaft kombiniert werden.

¹²Mit der Verwendung der aufgeweiteten Beleuchtung ist es auch möglich, Phasendaten aus unterschiedlichen Richtungen zu fusionieren, um das Eindeutigkeitsproblem der Phasenmessung weiter zu reduzieren (siehe Kapitel 5).

genannt), einem Multipixeldetektor (ebenfalls **Multipixeldetektor** genannt) sowie einer Frequenzmodulation (als **FMCW** bezeichnet) und einer Datenvisualisierung (als **PC** bezeichnet). Dieses System ist in der Lage, aus einem bestimmten Raumvolumen einen

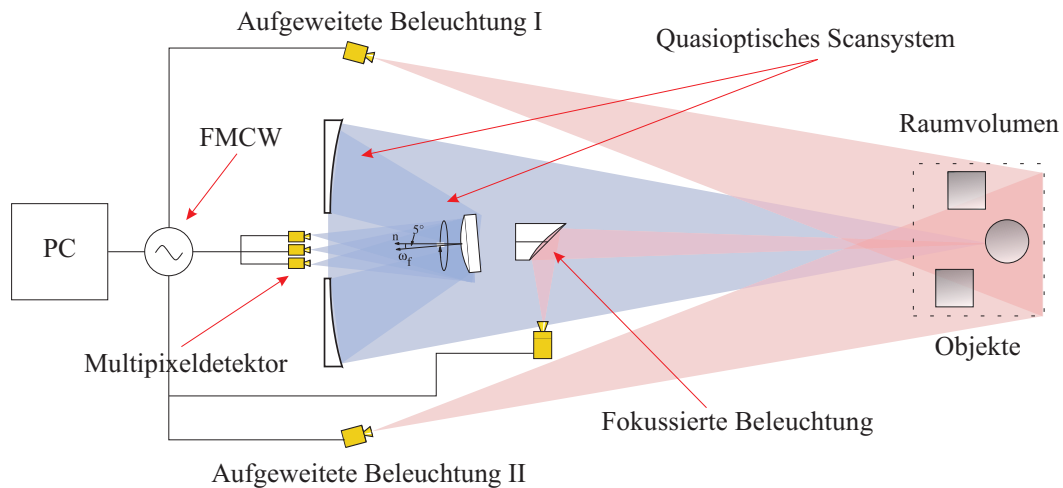


Abb. 1.2: Tomographische THz-Kamera mit aktiver Beleuchtung

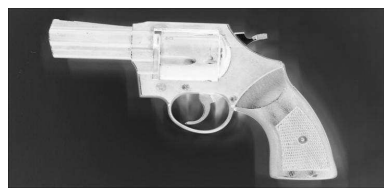
vollständigen tomographische Datensatz über die darin eingeschlossenen Objekte zu generieren, sofern die vorderen Objekte teilweise transparent sind. Speziell im THz-Frequenzbereich erfüllen Materialien wie Kunststoffe, Kleidung und Papier diese Anforderung, während Metalle beispielsweise stark reflektieren und somit einen gut zu detektierenden Kontrast erzeugen. Diese Eigenschaft macht die tomographischen THz-Kameras bezüglich Sicherheitsanwendungen (Fernerkundung von versteckten Waffen beispielsweise bei der Personen- oder Paketkontrolle am Flughafen) oder Materialuntersuchung (Detektion von Fremdeinschlüssen etc.) besonders interessant. Zwar ließen sich diese Stoffe auch mit Röntgenstrahlung durchleuchten, doch liegt deren Photonenenergie um Größenordnungen höher und macht sie so für die genannten Anwendungen weniger attraktiv. Damit diese Systeme praxistauglich sind, kommt den Bildwiederholraten¹³, neben einer guten Abbildungsqualität, eine fundamentale Bedeutung zu. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit geeigneter Multipixeldetektoren die im THz-Frequenzbereich sensitiv sind, müssen diese Abbildungssysteme (im THz-Frequenzbereich oft auch Quasioptik genannt) über das Bildfeld abgetastet werden, was die Optimierung deutlich erschwert. Wie diese quasioptischen Scansysteme simuliert, optimiert und realisiert werden können um derartige Systeme umzusetzen, bildet ein Kernelement dieser Arbeit¹⁴. Dabei wird in drei Kapiteln jeweils ein Teilaspekt dieser tomographischen THz-Kamera untersucht. Die Rekonstruktion der Objekttopographie, also die Generierung des tomographischen Datensatzes aus den akquirierten Phasendaten bildet

¹³Wünschenswert sind hierbei Bildraten größer als 10 Hz.

¹⁴Wie die verbleibenden Komponenten, also Detektoren, etc., beschaffen sein müssen, wird dabei ebenfalls dargelegt.

ebenfalls einen Schwerpunkt und wird in allen drei Kapiteln behandelt. Neuartig ist dabei, neben den sehr hohen Bildwiederholraten, die erreichte Bildqualität in allen Systemen.

Um eine Vorstellung von der mit THz-Kameras maximal erreichbaren Bildqualität zu bekommen und die im Verlauf dieser Dissertation gezeigten Bilder besser beurteilen und vergleichen zu können, wurde ein hochaufgelöstes Bild einer Waffe in der Auflösung reduziert, anschließend aber wieder auf die Originalgröße vergrößert. Das Ergebnis ist in Abbildung 1.3 zu sehen¹⁵. In Abbildung 1.3 (a) ist das Originalbild zu sehen. Die Auflösung betrug



(a) Laterale Auflösung 0.15 mm



(b) Laterale Auflösung 2 mm



(c) Laterale Auflösung 5.5 mm



(d) Laterale Auflösung 8 mm

Abb. 1.3: Vergleich der lateralen Auflösung mit einem Revolver als Objekt

1024 x 768 Pixel; die Abmessung der Waffe liegt bei ca. 16 cm. Die laterale Auflösung entspricht hier also ca. 0.15 mm. In Abbildung 1.3 (b) wurde die Auflösung auf 75 x 50 Pixel, also um einen Faktor 200, reduziert (die laterale Auflösung ergibt sich somit zu ca. 2 mm). Obwohl von Abbildung 1.3 (a) zu Abbildung 1.3 (b) die Anzahl der Bildelemente deutlich verringert worden ist, bleibt der visuelle Eindruck der Waffe annähernd der gleiche. In Abbildung 1.3 (c) bzw. 1.3 (d) beträgt die Auflösung 30 x 20 Pixel bzw. 20 x 15 Pixel bzw. die laterale Auflösung 5.5 mm bzw. 8 mm. Um beispielsweise eine Waffe noch einwandfrei erkennen zu können, sollte die laterale Auflösung offenbar im Bereich von wenigen mm liegen¹⁶. Für alle hier vorgestellten aktiven THz-Systeme liegt die laterale Auflösung etwa in dem Bereich zwischen Abbildung 1.3 (b) und Abbildung 1.3 (c). Zu erwähnen bleibt, dass bei den gezeigten Bildern implizit die Annahme einer streuenden Oberfläche enthalten ist, die im THz-Bereich so nicht erfüllt ist. Hier reflektieren die Oberflächen eher als dass sie streuen. Die Folge ist, dass die Bildqualität deutlich abnimmt. Die gezeigten Bilder sind somit als das theoretische Optimum anzusehen. Sowohl in Kapitel 3 als auch in Kapitel

¹⁵Diese Vorgehensweise simuliert auf sehr einfache Weise die Abnahme der lateralen Auflösung wenn die Abbildungswellenlänge verringert wird. Alle anderen Parameter werden dabei gleich gehalten.

¹⁶Zu beachten ist, dass eine Waffe einer sehr charakteristische Form hat, und auch bei sehr geringer Pixelanzahl noch erkennbar bleibt.

5 werden Methoden vorgestellt wie diese Streuung zumindest nachgebildet werden kann. Alle im Verlaufe der Dissertation vorgestellten Ergebnisse kommen denen in Abbildung 1.3 gezeigten Bildern sehr nahe.

1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich folglich mit der Berechnung, der Simulation, der Optimierung und der Realisierung quasioptischer Beleuchtungs- und Abbildungssysteme. Weiterhin werden quasioptische Scansysteme zur Bildfeldabtastung vorgestellt die es erstmals erlauben, Einzelpixelssysteme mit Aufnahmezeiten im unteren- sowie Multipixelssysteme im Subsekundenbereich zu erzielen. In den einzelnen Kapiteln wird dabei jeweils ein Teilaspekt der oben angesprochenen tomographischen THz-Kamera untersucht. Weiterer wichtiger Punkt ist dabei die Rekonstruktion der Objekttopographie bzw. die Akquise von Tiefendaten. Eine Nebenrolle spielt dabei die Funktionsweise der Detektoren. Sie werden lediglich soweit erläutert, wie es für das Verständnis des Gesamtsystems notwendig ist.

In **Kapitel 2** werden zuerst verschiedene Methoden vorgestellt, quasioptische Systeme zu simulieren und zu optimieren. Basierend auf dieser Dabei wird der Einsatz von Zemax als optimale Variante motiviert¹⁷. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen der Quasioptik erarbeitet. Diese dienen im weiteren Verlauf der Arbeit zur Simulation und zur Beschreibung der untersuchten quasioptischen Scansysteme. Dabei wird auch auf Off-Axis Strahlen und die dabei auftretenden Aberrationen eingegangen. Die eingesetzten Simulationstools zur Strahlpropagation werden dabei jeweils eng an den theoretischen Grundlagen vorgestellt und jeweils demonstriert, dass Zemax die wesentlichen Eigenschaften wiedergeben kann. Die innerhalb der Dissertation entwickelte Vorgehensweise quasioptische Systeme gegenüber Aberrationen zu optimieren wird ebenfalls vorgestellt.

In **Kapitel 3** erfolgt die Vorstellung und Charakterisierung einer aktiven THz-Kamera mit hoher Systemdynamik. Als Detektor dient ein Einpixeldetektor der über das Bildfeld abgetastet werden muss. Diese bildet das Kernelement der tomographischen THz-Kamera. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 1.4 zu sehen¹⁸. Ziel ist hierbei die Untersuchung des Aspektes der aktiven, kohärenten und heterodynischen Messung zum Erreichen einer möglichst hohen Systemdynamik sowie der Möglichkeit der phasentreuen Messung (in Abbildung 1.4 als Heterodynaspekt bezeichnet, siehe Aufzählung aus dem vorherigen Kapitel). Hierfür muss die Quasioptik entsprechend optimiert sein, so dass auch noch schwächste Signale (bis zu zehn Größenordnungen unter einem Milliwatt) noch detektiert werden können. Dabei werden verschiedene quasioptische Scansysteme für kurze, mittlere und große Ar-

¹⁷Zemax ist ein Programmpaket zur strahlen- und wellenoptischen Simulation optischer Systeme. Es wurde von der Firma **Zemax Development Corporation** entwickelt. Hier wird erstmalig gezeigt wie die Simulationstools von Zemax auf den THz-Bereich angewandt werden können.

¹⁸Die Bezeichnung bzw. die Funktion der einzelnen Elemente ist dabei analog zu Abbildung 1.2.

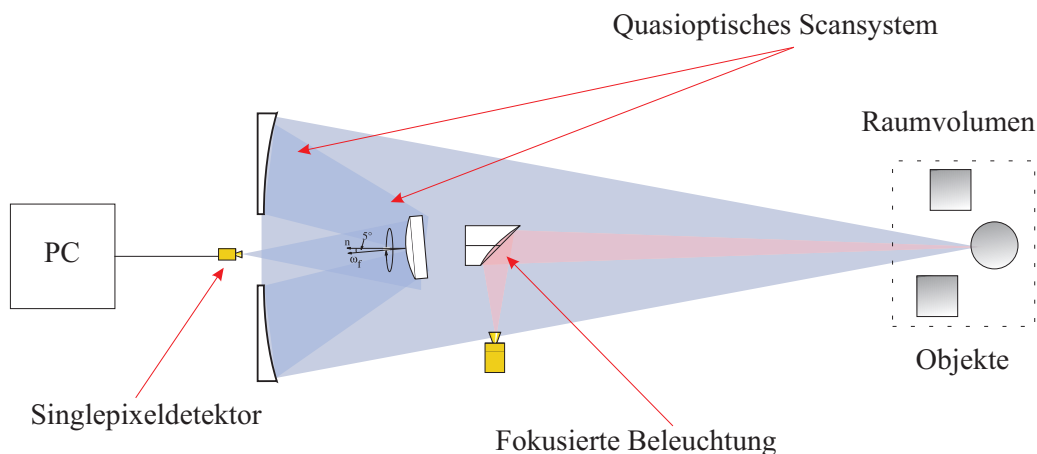


Abb. 1.4: Heterodynaspekt der tomographischen THz-Kamera

beitsabstände vorgestellt. Dabei wird jeweils gezeigt wie die quasioptischen Scansysteme aufgebaut und justiert werden müssen um optimale Ergebnisse zu erzielen. Auftretende Verluste werden anhand der durchgeführten Simulation erklärt und Möglichkeiten vorgeschlagen wie sie zu verringern sind. Anhand einer 2-Euro Münze als Objekt wird die Rekonstruktion der Objekttopographie aus den Phasenmessungen demonstriert.

In **Kapitel 4** wird der FMCW Aspekt (siehe Aufzählung aus dem vorherigen Kapitel) näher untersucht, mittels derer absolute Abstandsinformationen gemessen werden können. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 1.5 zu sehen. Der Fokus des Kapitels liegt da-

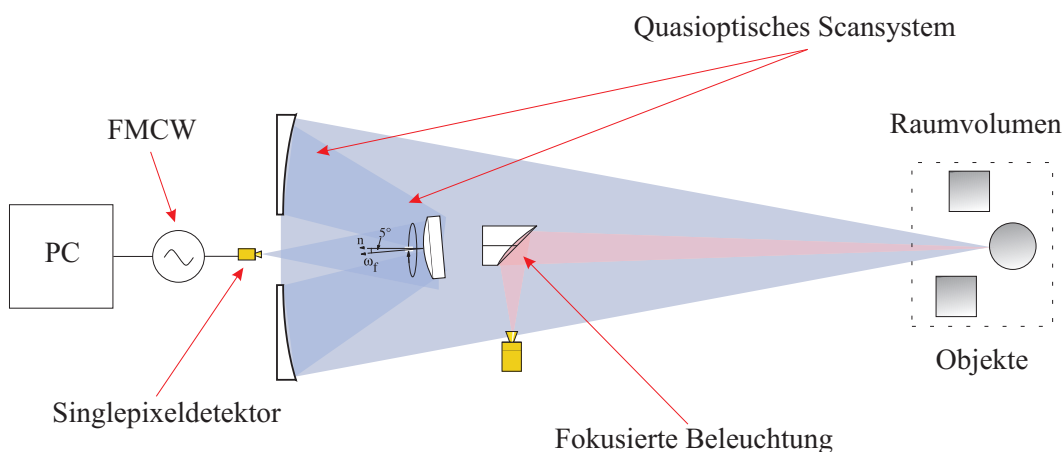


Abb. 1.5: FMCW-Aspekt der tomographischen THz-Kamera

bei stärker auf der Akquise und Auswertung der absoluten Abstandsdaten und weniger

auf der Quasioptik¹⁹. Dazu werden zwei FMCW-Varianten (elektronisch und optisch genannt) vorgestellt und charakterisiert²⁰. FMCW ist im Bereich der aktiven THz-Systeme besonders interessant, da es die spektrale Trennung verschiedener Reflexe erlaubt²¹. Durch Einsatz von FMCW wird zwar die Tiefenaufösung weniger genau, dafür steigt aber der Eindeutigkeitsbereich deutlich an. Liegt die Modulationsbandbreite von FMCW bei einer halben Oktave bezogen auf die Emissionsfrequenz der verwendeten Quelle schließen sich relative Phasendaten und absolute Abstandsdaten bündig an.

In **Kapitel 5** wird der Echtzeitaspekt (siehe Aufzählung aus dem vorherigen Kapitel) der der tomographischen THz-Kamera näher untersucht. Dabei wird auch ein Vergleich zwischen fokussierter und aufgeweiteter Beleuchtung durchgeführt. Dazu werden experimentelle Ergebnisse zur aufgeweiteten Beleuchtung präsentiert, die zwingende Voraussetzung für Echtzeitsysteme ist. Wie diese Beleuchtung zu erfolgen hat, wird in Kapitel 5 ebenfalls gezeigt. Des Weiteren werden drei verschiedene Multipixeldetektorvarianten vorgestellt, die im THz-Frequenzbereich sensitiv sind. Der prinzipielle Aufbau ist in **Abbildung 1.6**

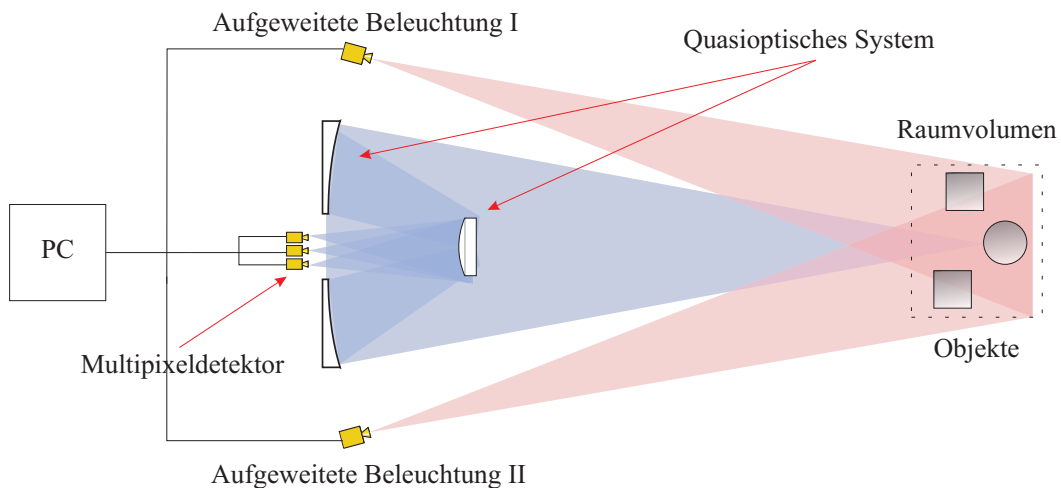


Abb. 1.6: Echtzeitaspekt der tomographischen THz-Kamera

zu sehen. Für diese Detektoren müssen aufgrund der extremen Systemparameter (Bildfeld, Arbeitsabstand, Detektorabmessungen, etc.) aberrationsminimierte quasioptische Scansysteme entwickelt werden. Wie diese Optimierung im THz-Spektralbereich zu erfolgen hat,

¹⁹Die notwendigen Modifikationen sind auch eher gering. Im einfachsten Fall muss lediglich ein Spiegel hinzugefügt werden.

²⁰FMCW kann als Spezialfall der heterodyn Messung angesehen werden, auch hier werden zwei verschiedene Frequenzen gemischt.

²¹Würde man nur die reflektierten Phasen messen, ergäbe sich bei verborgenen Waffen ein Problem. Die unterschiedlichen Strahlen, einmal reflektiert von dem Stoff und einmal von der Waffe würden interferierende und ein Summensignal produzieren, das die Auswertung der reinen Topographiedaten schwer bis unmöglich macht.

wird detailliert dargelegt. Dazu werden Simulationen zu den entsprechenden Abbildungssystemen durchgeführt und deren Fokuseigenschaften ermittelt. Des Weiteren wird ein refraktiver NA-Konverter vorgestellt, der es ermöglicht, in Multipixeldetektoren höchster NA einzukoppeln. Mit diesen Systemen wird es erstmals möglich sein, Videoraten mit einer aktiven THz-Kamera zu erreichen.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung (**Kapitel 6**) der erreichten Ergebnisse und einem Ausblick auf bleibende Herausforderungen (ebenfalls **Kapitel 6**). Dort werden auch weiterführende Arbeiten bezüglich der quasioptischen Beleuchtungs- und Abbildungssysteme sowie der Objektrekonstruktion vorgeschlagen. Die Integration der untersuchten Teilaspekte zu einem Gesamtsystem wird ebenfalls motiviert. Innerhalb des Ausblicks werden zusätzlich zwei quasioptische Designs mit synthetischer Apertur vorgestellt. Sie sind im Rahmen einer Firmenkooperation entstanden. Durch Verwendung von synthetischen Aperturen kann die laterale Auflösung vergrößert werden ohne die Systemapertur ebenfalls vergrößern zu müssen. Geschlossen wird mit einigen Untersuchungen bezüglich Metamaterialien die theoretisch in der Lage sind, das fundamentale Auflösungslimit zu brechen.

Kapitel 2

Simulation, Theorie und Optimierung quasioptischer Scansysteme

2.1 Zielsetzung und Problembeschreibung

Der gesamte elektromagnetische Frequenzbereich wird von den Maxwellgleichungen und, sofern Wechselwirkung mit Materie stattfindet, von den Materialgleichungen beschrieben. Bei bildgebenden THz-Systemen kommt den abbildenden Elementen eine fundamentale Bedeutung zu. Während im sichtbaren Spektralbereich die geometrische Optik (man lässt formal die Wellenlänge gegen Null konvergieren) für viele Situationen eine sehr gute Näherung darstellt, versagt diese Beschreibung für langwelligere Strahlung. Entscheidend ist im Grunde nicht die Wellenlänge, sondern das Verhältnis der Wellenlänge zu der vorhandenen Systemapertur (d.h. die transversalen Abmessungen der abbildenden Elemente). Dieses Verhältnis entscheidet darüber, welche physikalische Modellbeschreibung geeignet ist. Für sehr große Verhältnisse (Apertur/Wellenlänge ≥ 1000) ist die geometrische Optik eine angemessene Lösung, für mittlere Verhältnisse liefert die Wellenoptik eine akzeptable Beschreibung, während bei niedrigen Zahlen (Apertur/Wellenlänge ≤ 10) ausschließlich die (numerische) Lösung der Maxwellgleichungen eine angepasste Lösung darstellt. Für den THz-Frequenzbereich liegen die Wellenlängen typischerweise im Bereich von einigen hundert Mikrometern bis hin zu einigen Millimetern¹, die verwendeten Systemaperturen liegen bei einigen Dutzend Millimetern². Darum muss bei der Simulation und Optimierung der quasioptischen Scansysteme auf die Wellenoptik zurückgegriffen werden. Darüber hinaus müssen Beugungseffekte viel stärker beachtet werden, als beispielsweise im sichtbaren Spektralbereich³. Da hier die gewohnte Optik nur angenähert gilt, wird dieser Bereich

¹Oder in Frequenzen ausgedrückt: 300 THz - 0.3 THz.

²50 mm Durchmesser bei den verwendeten Linsen zur Kollimation; bis zu 600 mm bei den verwendeten Spiegelsystemen.

³Dies gilt natürlich nicht streng. Wenn im sichtbaren Spektralbereich diffraktive Elemente verwendet werden, muss selbstverständlich auch mittels Wellenoptik gerechnet werden.

auch oft als Quasioptik bezeichnet bzw. diese Systeme als quasioptische Systeme (ein ebenfalls öfters verwendeter Begriff ist Gaussoptik). Nicht nur die Beugung hat einen deutlich größeren Einfluss, es muss auch eine alternative Beschreibung für eine Lichtquelle verwendet werden. Im Bereich der THz-Strahlung tritt hier anstelle des Strahlbündels aus der geometrischen Optik der Gausstrahl als Analogon der Wellenoptik. Da alle von uns verwendeten elektronischen Quellen in sehr guter Näherung einen Gausstrahl emittieren, der dann durch die quasioptischen Komponenten lediglich transformiert wird, bildet die Quasioptik eine gute Approximation für den THz-Frequenzbereich (sollte dies unter Umständen nicht der Fall sein, werden an der entsprechenden Stelle geeignete alternative Simulationswerkzeuge angegeben). Diese Kapitel wird dabei in die folgenden Unterkapitel unterteilt:

In dem Kapitel **Simulation quasioptischer Abbildungssystem** erfolgt eine kurze Motivation über die Wahl von Zemax⁴ als Simulationsprogramm. Dabei wird speziell auf die besondere Situation für bildgebende THz-Systeme eingegangen. Dabei zeigt sich, dass, obwohl es sich bei Zemax primär um ein Strahlenverlaufsprogramm⁵ handelt und somit auf den ersten Blick eher ungeeignet erscheint, es -momentan- die optimale Wahl für die bildgebende THz-Systeme darstellt (siehe [69]).

Das Kapitel **Theorie quasioptischer Abbildungssystem** ist der Darstellung der der Quasioptik zugrundeliegende Theorie gewidmet. Dabei wird zunächst auf die Herleitung eines Gausstrahls aus den fundamentalen Maxwell Gleichungen eingegangen. Daran schließt sich dessen Ausbreitung in dem freien Raum mittels des Huygens-Fresnel-Integrals an. Anschließend wird gezeigt wie Gausstrahlen durch Linsen- bzw. Spiegelsysteme transformiert werden. Dabei zeigt sich das unter gewissen Umständen ein ungewohntes Verhalten bei der Abbildung resultiert. Anschließend wird auf die Foukuseigenschaften der quasioptischen Komponenten eingegangen. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer kurzen Vorstellung zur Theorie der Aberrationen und wie sie im Bereich abbildender THz-Systeme wieder in Erscheinung treten. In allen Abschnitten wird immer ein Vergleich von der Theorie zur Simulation gezogen und gezeigt das Zemax die wesentliche Effekte reproduzieren kann.

Im Kapitel **Optimierung quasioptischer Abbildungssysteme** wird gezeigt wie quasioptische Scansysteme für On-Axis Gausstrahlen optimiert werden können, sofern die Oberflächenform beliebig gewählt werden kann (d.h. beispielsweise sphärisch). Es sind Punkt-zu-Punkt Abbildungen in einer beliebigen Konfiguration wählbar. Soll aus diesen Punkt-zu-Punkt Abbildungen bildgebende System entwickelt werden, muss in zwei Dimensionen gescannt werden um ein komplettes Bildfeld abzutasten⁶. Während diese On-Axis Systeme vergleichsweise einfach sind, ergeben sich für Multipixelssysteme bzw. Off-Axis Systeme Schwierigkeiten. Da für bildgebende THz-Systeme große Bildfelder auf kurze Distanzen erwünscht sind, treten die aus der geometrischen Optik bekannten Aberrationen trotz verhältnismäßig großer Wellenlänge wieder auf. Diese Aberrationen müssen optimiert

⁴Nähere Informationen über das Programmpaket sind auf der Firmenseite des Herstellers (Zemax Development Cooperation, England) zu finden.

⁵Ein wellenoptisches Propagationsmodul ist ebenfalls enthalten. Allerdings existieren hier auch leistungsfähigere Module. Die in Zemax verwendete Näherung ist aber ausreichend.

⁶Wie dies zu erfolgen hat wird in Kapitel 3 dargestellt.

bzw. minimiert werden, um eine optimale Abbildung über dem Bildfeld zu garantieren. Die Optimierung ist ebenfalls eine wichtige Voraussetzung für Echtzeit Bildwiederholraten. Dabei zeigt sich, dass aufgrund der besonderen Situation im THz-Bereich die meisten Methoden der geometrischen Optik zur Optimierung⁷ nicht verwendet werden können, da sie die Auflösung reduzieren oder die verfügbare Strahlleistung stark einschränken und somit neue Methoden zur Optimierung entwickelt werden müssen. Beispielsweise muss das System geeignet vorausgelegt werden. Dies erfolgt durch geeignete Kombination der fundamentalen Oberflächenformen. Nur durch deren Kombination können die quasioptischen Systeme über das Bildfeld beugungsbegrenzt entworfen werden. Wie diese Vorauslegen zu erfolgen hat und wie mittels Zemax die Homogenität über dem Bildfeld erreicht werden kann, wird in Kapitel 5 erklärt. Abgeschlossen wird das Kapitel Quasioptik mit der Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

2.2 Simulation quasioptischer Scansysteme

Nach der vorangegangenen Diskussion stellt sich die Frage, wie die Kernkomponenten der aktiven THz-Kameras, die quasioptischen Beleuchtungs- und Abbildungssysteme, entworfen, simuliert und optimiert werden können. Sie sind für die erreichbare Abbildungsqualität maßgeblich verantwortlich. Hierbei kann man sich dem Bereich der THz-Strahlung von zwei Richtungen nähern. Einmal ausgehend von den Mikrowellen⁸ oder ausgehend von dem sichtbaren Spektralbereich⁹. Während beide Frequenzbereiche technologisch gut erschlossen sind und somit eine Vielzahl an etablierten Simulationsprogrammen existieren um die dort eingesetzten Komponenten zu simulieren, ist dies für der THz-Bereich —noch— nicht der Fall^{10,11}. Während Simulationsprogramme aus dem sichtbaren Spektralbereich hauptsächlich für aberrationsdominierte Systeme im oberen THz-Bereich eingesetzt werden¹², sind letztere eher für beugungsdominierte Systeme im unteren sub-THz-Bereich optimiert. Von den abbildenden THz-Systemen wird hier also eine Mittelstellung eingenommen (ein guter Überblick über die Möglichkeiten zur Simulation optischer Systeme ist in [11], [12], [13] und [14] zu finden.). Somit bieten sich für die Berechnung quasioptischer Systeme drei Varianten an:

⁷Beispielsweise das Einbringen von Aperturen oder das Hinzufügen zusätzlicher optischer aktiver Elemente.

⁸Für Ingenieure der Mikrowellentechnik ist THz-Strahlung extrem hochfrequent.

⁹Für Ingenieure der Optik hat THz-Strahlung eine sehr große Wellenlänge.

¹⁰Bspw. opt. Systeme, Laserresonatoren und Beleuchtungssysteme im optischen Bereich und Diplexer, Hohlleiter, Rillenhornantennen und Verstärker im Mikrowellenbereich.

¹¹Bis vor einiger Zeit war noch keine geeignete -kommerziell erhältliche- Software die für bildgebende THz-Systeme optimiert ist verfügbar. Diese Situation hat sich mittlerweile geändert. Derzeit arbeiten einige Institute und Firmen [15] an entsprechenden Programmen bzw. Erweiterungsmodulen zu bestehenden Programmen. Eine weitere Variante wird beispielsweise an der Universität Schottland verfolgt. Diese **Modal** genannte Software befindet sich momentan in einem Entwicklungsstadium [16].

¹²Die sichtbare Strahlung hat Frequenzen von etwa 780 THz bis 380 THz.

- Einsatz eines kommerziellen Programms aus dem Mikrowellenbereich¹³.
- Einsatz eines kommerziellen Programms aus dem optischen Bereich.
- Entwicklung einer eigenen Software zur Strahlpropagation.

Beispiele für die erste Variante sind

- Ticra [15]
- MODAL [16]
- MicrowaveStudio [17]

sie verwenden im Wesentlichen die gleichen physikalischen Modelle doch unterscheiden sie sich hinsichtlich der Leistungsfähig, dem Einsatzbereich und hinsichtlich der Kosten. Beispiele für die zweite Variante sind

- Zemax [18]
- ASAP [19]
- OSLO [20]
- CodeV [21]

auch sie unterscheiden sich in einigen Punkten, wesentlich ist hier aber die deutliche Preisdifferenz. Nach einer ausführlichen Recherche hat sich die zweite Variante (bzw. genauer das Optiks simulationspaket Zemax [18]) als die optimale Variante zur Simulation quasioptischer THz-System herausgestellt¹⁴. In den nachfolgenden Paragraphen wird diese Entscheidung anhand der wesentlichen Punkte wie Simulationstreue, Berechnungsgeschwindigkeit und Zeitaufwand/Kosten dargelegt. Dabei liegt der Fokus des Vergleichs auf der ersten und zweiten Variante, da die Entwicklung einer eigenen Propagationssoftware nur im Bereich des Zeitaufwandes deutliche Nachteile aufweist. Bei der Simulationstreue und Berechnungsgeschwindigkeit kann die eigene Software flexibel an die Problemstellung angepasst werden.

2.2.1 Simulationstreue

Die Systeme aus der ersten Gruppe verwenden zwar höher entwickelte Gleichungen zur Beschreibung quasioptischer Systeme, doch haben sie darüber hinaus Schwierigkeiten bzw.

¹³In der Regel sind das Programm die die Maxwellgleichungen lösen -auch Maxwellsolver genannt- bzw. alternative Feldbeschreibungen verwenden.

¹⁴Zemax ist zwar ein leistungsfähiges Programm, allerdings ist die Bedienung teilweise sehr schwierig und unintuitiv. Für Details bezüglich Simulation sei auf das Benutzerhandbuch von Zemax verwiesen [26].

sind überhaupt nicht oder nur mit hohem Aufwand in der Lage, scannende Lösungen zu berechnen. Sie sind eher auf quasistatische Systeme wie beispielsweise Spektrometer ausgelegt. Die Notwendigkeit der mechanischen Bildfeldabtastung ist allerdings auf längere Sicht für bildgebende THz-Systeme noch der Fall. Zudem sind bei bildgebenden Systemen, bei denen die Objekte eher außerhalb der Brennweite positioniert sind, die angesprochenen Modifikationen relativ gering, wie im nächsten Kapitel noch gezeigt wird. Auch handelt es sich hier primär um abbildende also in der Regel auch aberrationsbehaftete Systeme, die zwingend optimiert werden müssen. Des Weiteren taucht bei den aktiven Systemen das Problem mit spekularen Reflexen auf, dass nur durch Verwendung größerer Systemaperturen reduziert werden kann, was wiederum die Aberrationen deutlich vergrößert und das gesamte System weiter in den Bereich der geometrischen Optik, also in die Richtung der Programme aus der zweiten Gruppe, zwingt. Da hier keine -quasioptisch gesehen- kritischen Komponenten wie Diplexer oder SSB-Filter berechnet werden müssen, entfällt auch dieser Vorteil der Programme aus der zweiten Gruppe. Zwar entstehen an quasioptischen Komponenten Einkoppelverluste¹⁵, da für jede quasioptische Komponente ein optimaler Ein- und Auskoppelstrahl vorliegt, die mit Programmen aus der ersten Gruppe besser ermittelt werden können. Doch ist diese Kopplung bei abbildenden Systemen nur schwer aufrecht zu halten, da verschiedene Objekte abgebildet werden sollen, die unter Umständen auch in unterschiedlichen Tiefenebenen positioniert sind¹⁶. Auch die aktive -speziell die aufgeweitete Beleuchtung aus Kapitel 5- ändert die Einkoppelbedingungen willkürlich und unterscheidet sich damit deutlich von dem klassischer quasioptischer Systeme, wie beispielsweise Interferometer, in denen nur ein On-Axis Strahl propagiert. Auch die oben angesprochene Abtastung des THz-Strahls über das Objekt verändern die Einkoppelbedingungen ungünstig¹⁷. Des Weiteren sind für typische Objekte, beispielsweise eine Waffe, die Reflexionseigenschaften von Objektpunkt zu Objektpunkt unterschiedlich. Da mittels heterodyner Messung sehr hohe Dynamiken zu erreichen sind, können Einkopplungsverluste, die daraus resultieren das die Phasenfront des Gausstrahl nicht mit der Einkoppelphasenfront der Antenne übereinstimmt, in gewissen Grenzen hingenommen werden. Darüber hinaus müssten bei quasioptischen Systemen Polarisierungseffekte ebenfalls mit berücksichtigt werden. Quasioptische Komponenten produzieren hier u.U. Verluste, da fokussierende reflektive Elemente die Polarisation beeinflussen und somit Energie in höhere Moden gestreut werden [22]. Zwar ist es mit Zemax möglich Polarisierungseffekte zu simulieren, doch wird bei der Verwendung von einer aktiven Beleuchtung die Polarisation bei der Reflexion an den Objekten unvorhersehbar beeinflusst. In allen genannten Punkten haben die Programme aus der zweiten Gruppe deutliche Vorteile. Auch die Fähigkeit optische Systeme zu optimieren, spricht für den Einsatz derartiger Programme. Des Weiteren verwendet Zemax mit der Gaussoptik

¹⁵Je nach Art der Komponente, ob Diplexer, Spiegel oder quasioptische Elemente sind die auftretenden Verluste mehr oder weniger groß.

¹⁶Weicht der tatsächlich eingekoppelte Strahl von diesem optimalen Strahl ab, kommt es zu Einkoppelverlusten, beispielsweise weil Gausstrahlen einen lateralen, axialen oder angularen Versatz zueinander aufweisen.

¹⁷Die genaue Kenntnis der Phasenfront ist nur bei passiven Systemen wirklich bekannt. Bei aktiven haben hier noch weitere Untersuchungen zu erfolgen.

und der Propagation durch das Huygens-Fresnel-Integral eine adäquate Beschreibung zur Strahlausbreitung im THz-Frequenzbereich¹⁸. Die bislang noch ausstehende Optimierung der Einkopplung in den Detektor kann dann als nächster Schritt nach der Optimierung der Aberrationen erfolgen. Hier bietet sich die schon erwähnte Kopplung an Maxwellsolver an [23].

2.2.2 Berechnungsgeschwindigkeit

Mitunter stellen Programme der ersten Variante relativ hohe Anforderungen an die Hardware. Die Programme aus der zweiten Gruppe hingegen verwenden einfache Matrizenoperation zur Strahlpropagation bzw. Integraltransformationen zur wellenoptischen Propagation die jeweils einer deutlich effizienteren Berechnung zugänglich sind; auch für große Arbeitsvolumen. Die Entwicklung einer geeigneten Software wäre auch hier im Nachteil, da neben der Entwicklung geeigneter Propagationsgleichungen auch noch auf deren Effizienz geachtet werden müsste.

2.2.3 Zeitaufwand/Kosten

Der Zeitaufwand für die erste und zweite Variante ist hauptsächlich durch die Einarbeitung in die entsprechende Entwicklungsumgebung bedingt. Da bei der Entwicklung quasioptischer Systeme viel Erfahrung notwendig ist, sollte diese Zeit nicht auf die Entwicklung einer eigenen Software und den Abgleich an experimentell Resultate verwendet werden. Insbesondere deswegen, da die zugrundeliegenden Gleichungen hinlänglich bekannt sind und nur wenig Neues bieten. Des Weiteren arbeiten mittlerweile einige Arbeitsgruppen bzw. Firmen an der Kommerzialisierung einer derartigen Software so dass hier

keine doppelte Arbeit erfolgen soll¹⁹. Auf der Kostenseite haben die Programme aus der zweiten Gruppe ebenfalls deutliche Vorteile. Während erstere u.a. fünfstellige Beträge kosten, sind die aus der zweiten Gruppe in der Regel günstiger. Zemax ist hier sogar das günstigste Programm (aus der zweiten Gruppe), dass gleichzeitig auch noch den größten Funktionsumfang aufweist²⁰

2.2.4 Schlussfolgerung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bislang keine optimale Variante existiert, sei es eine eigens entwickelte Simulationssoftware oder eine kommerzielle Version, die es ermöglicht,

¹⁸Die von Zemax verwendeten ABCD-Matrizen werden ebenfalls im Bereich der THz-Optik zur Transformation der Strahltaile verwendet.

¹⁹Es sei nochmals auf MODAL [16] bzw. GRASP [15] verwiesen.

²⁰Im Gegensatz zu Zemax kosten die anderen Strahlenverlaufsprogramme ebenfalls einen fünfstelligen Betrag; teilweise erwirbt man sich damit nur eine einjährige Lizenz.

die für aktive THz-Kameras notwendigen quasioptischen Scansysteme effektiv zu simulieren. Zemax bietet hier einen guten Kompromiss zwischen allen angesprochenen Punkten. Es verwendet mit der Gaussfeldpropagation eine gute Näherung, die für unsere Anwendung ausreichend erscheint^{21,22}. Hierbei ist jedoch eine Abwägung zwischen Simulationstreue, Rechengeschwindigkeit, Bedienbarkeit und Kosten zu treffen. Insbesondere die großen Bildfelder bei geringen Arbeitsabständen, die aktive Beleuchtung, die Notwendigkeit der Bildfeldabtastung sowie die relativ großen Detektorabmessungen²³ verursachen deutliche Aberrationen, die die Abbildung dominieren und mit Zemax effizient minimiert werden können. Ist man sich dieser Einschränkungen bzw. den Grenzen von Zemax bewusst und beachtet die hier vorgestellte Vorgehensweise liefert Zemax sehr schnell quasioptische Systeme hoher Güte^{24,25}. Schlussendlich lassen sich mit Zemax auch effizient Zylinderoptiken simulieren die für die synthetische Aperturen eine große Bedeutung haben²⁶. In den nachfolgenden Kapiteln wird gezeigt, dass Zemax alle wesentlichen Effekte der Gaussfeldpropagation reproduzieren kann. Dazu werden alle wesentlichen Schritte theoretisch erklärt und daraufhin mit der Simulation verglichen. Dabei wird auch vorgestellt, wie quasioptische Systeme — speziell bildgebende — Systeme berechnet werden müssen. Diese Optimierung ist dabei in zwei Schritte zerlegt: Erstens die analytische Vorauslegung des quasioptischen Systems. Zweitens die Optimierung mittels Optimierungsroutinen von Zemax. Diese Schritte müssen in der Regel für die Bildfeldabtastung in einer- und zwei-, als auch bei der kompletten Bildfeldabbildung durchgeführt werden.

²¹Der Autor dieser Dissertation möchte nochmals deutlich betonen, dass Zemax lediglich eine Näherung verwendet, die aber ganz gut erfüllt ist. Insbesondere für geringe Verhältnisse Apertur zur Wellenlänge müssen die Ergebnisse mit gewisser Vorsicht interpretiert werden.

²²Unter bestimmten Bedingungen bildet auch die Strahlenoptik eine mögliche Beschreibung. Dies wird im nachfolgenden Kapitel gezeigt.

²³Die Detektoren die für das Echtzeit System verwendet werden (siehe Kapitel 5) weisen eine sehr große Apertur d.h. laterale Abmessung auf (ca. 60 cm) bzw. weisen eine sehr hohe numerische Apertur von $NA = 0.6$ auf. Beide Parameter verstärken die Aberrationen deutlich.

²⁴Es werden hier keine Bedienhinweise im Sinne eines Handbuches gegeben, da ein Großteil der Analysefunktion von Zemax genutzt worden ist, deren vollständige Darstellung zu weit gehen würde. Für Details sei auf das Handbuch von Zemax verwiesen [26]. Bei entsprechender Kenntnis von Zemax, sind die hier erwähnten Parameter selbsterklärend.

²⁵Für alle im Folgenden gezeigten quasioptischen Scansysteme sind die Grafiken in Corel Draw skizziert worden. Grund ist die sehr schlechte Exportfunktionalität von Zemax. Trotz zahlreicher Versuche konnten keine qualitativ hochwertigen Skizzen aus Zemax in andere Programme exportiert werden.

²⁶Erwähnt werden soll noch das eine Kopplung zwischen den verschiedenen Simulationsprogrammen möglich ist. So könne die abbildenden System beispielsweise mit Zemax berechnet werden, während für die Einkopplung in geeignete Detektoren, beispielsweise photokonduktive Antennen, das propagierte Feld an die Maxwellsolver übergeben wird. Zemax stellt hier einige Exportfunktionalitäten zu Verfügung. In [23] ist ein Überblick über die Kopplung von Raytracern an Maxwellsolvern angegeben.

2.3 Theorie quasioptischer Scansysteme

In Abbildung 2.1 ist die typische Konfiguration bei der Abbildung verschiedener Objekte an einer Quasioptik (hier zur Vereinfachung an einer Linse) in ein THz-Detektorarray gezeigt²⁷. Als Objekt wurde das Objektarrangement aus Kapitel 1 verwendet. Die Gegenstandsweite g bzw. die Bildweite b sind wie üblich definiert. Von jedem Objekt werden

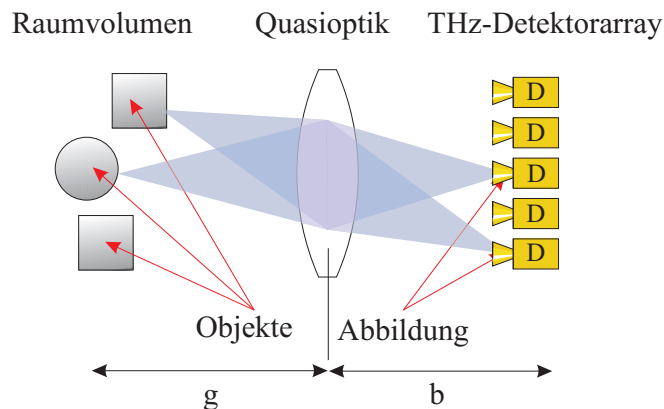


Abb. 2.1: Typische Konfiguration bei der Abbildung von Objekten an einer Quasioptik

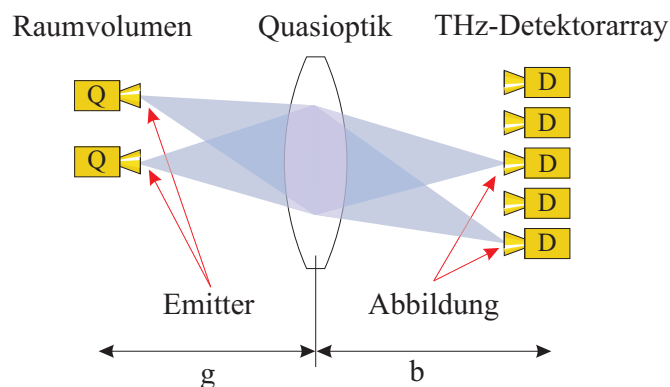


Abb. 2.2: Simulationsmodell für die typische Konfiguration aus Abbildung 2.1

mehrere Punktquellen emittiert (in Abbildung 2.1 sind zwei davon eingezeichnet), die nach

²⁷Die Größenverhältnisse sind in Abbildung 2.1 und Abbildung 2.2 natürlich nicht maßstabsgerecht wiedergegeben. Es geht hier lediglich um die Vorstellung des generellen Simulationsschemas.

der Abbildung an der Quasioptik in die jeweiligen Detektoren eingekoppelt werden. In dem folgenden Theoriekapitel wird dieser generelle Aufbau schrittweise von der Emission der Punktquellen über die Ausbreitung bis hin zur Fokussierung in den Detektor theoretisch erklärt und mit der entsprechenden Simulation in Zemax verglichen. Im letzten Kapitel wird auch auf die entstehenden Aberrationen eingegangen (in Abbildung 2.1 durch sich nicht mehr schneidende Strahlen illustriert). In Abbildung 2.2 ist das zur Simulation verwendete Schema der Abbildung 2.1 zu sehen. Einziger Unterschied ist, dass die entsprechenden Punktemitter durch THz-Quellen ersetzt worden sind.

2.3.1 Gaussfelder als Lösung der Helmholtzgleichung

In Abbildung 2.3 ist das Simulationsschema zur Emission eines Gaussfeldes, wie es von der Rillenhornantenne einer THz-Quelle abgestrahlt wird, zu sehen. In dem folgenden Abschnitt wird theoretisch gezeigt, wie ein derartiges Feld aus den Maxwellgleichungen hergeleitet werden kann. Im Anschluss daran wird wie sich ein solches Profil in Zemax simulieren lässt.

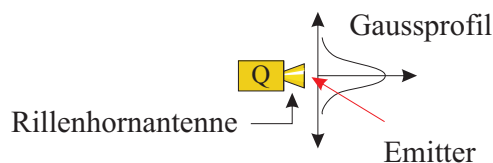


Abb. 2.3: Fundamentales Gaussfeld wie es von einer THz-Quelle abgestrahlt wird.

Theoretische Darstellung

Aus den vier fundamentalen Maxwell Gleichungen kann die skalare Wellengleichung (2.1) hergeleitet werden²⁸. Aus dieser wiederum —unter Annahme einer sich zeitlich harmonisch verändernden Welle $E \propto e^{i\omega t}$ — die zeitunabhängige Helmholtzgleichung (2.2). In Gleichung (2.1) ist $E(x, y, z, t)$ noch zeitabhängig während in (2.2) $E(x, y, z)$ zeitunabhängig ist. Hierbei steht c für die Lichtgeschwindigkeit und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ für die Wellenzahl mit λ als die Wellenlänge.

$$\Delta E(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \ddot{E}(x, y, z, t) = 0 \quad (2.1)$$

Spezielle Lösungen dieser Gleichungen sind beispielsweise die ebenen Wellen bzw. die Zylinder- oder Kugelwellen. Keine davon bildet eine adäquate Beschreibung für den THz-

²⁸Der elementare Lösungsweg kann in [24] oder in [25] nachgelesen werden.

Frequenzbereich.

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \quad (2.2)$$

Eine weitere spezielle Lösung der Helmholtzgleichung stellt das sogenannte Gaussfeld (2.3) dar, dass, wie schon in der Einführung erwähnt, eine sehr gute Beschreibung für das Modenprofil der verwendeten THz-Quellen bildet²⁹.

$$E(x, y, z) = A_0 \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right] \quad (2.3)$$

In ihr steht $E(x, y, z)$ für das elektrische Feld an der Stelle x , y und z . Die Größen x bzw. y bezeichnen dabei die Koordinatenachsen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z . Des Weiteren steht der Parameter A_z für die Amplitude, die im folgenden als konstant angenommen wird und $q(z)$ für den sogenannten q-Parameter³⁰. Er nimmt an der Stelle $z = 0$ den Wert w_0 an und stellt den Radius der Halbwertsbreite des Feldes dar.

Simulation

In Abbildung 2.4 ist das transversale Profil eines solchen Gaussfeldes (2.3) senkrecht zur optischen Achse wie es in Zemax als Ausgangsfeld angegeben werden kann zu sehen (Alle

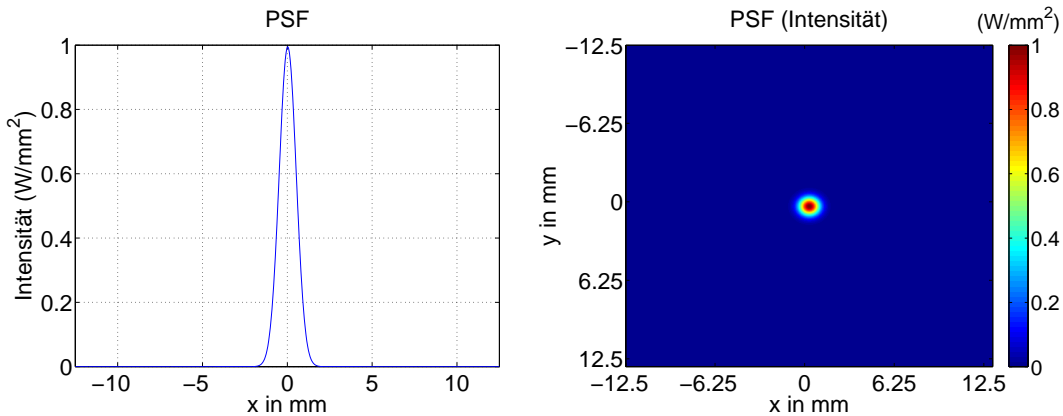


Abb. 2.4: Simulation des fundamentalen Gaussfeldes

folgenden Intensitätsprofile wurden dabei auf normiert)³¹. Zur eindeutigen Beschreibung

²⁹Es existieren auch höhere Moden als die fundamentale Gaussmode. Sie werden als Gauss-Hermite- bzw. Gauss-Laguerre-Polynome beschrieben und können ebenfalls propagieren. Im Bereich der THz-Optik kommen sie bei der Reflexion an Off-Axis Spiegelsystemen vor [22]. Mit Zemax ist es möglich auch sie als Startfeld zu wählen (sogar eine beliebige Feldverteilung).

³⁰In ihm sind die Halbwertsbreite der Amplitude und der Krümmungsradius der Phasenfront zusammengefasst. Er wird im nächsten Kapitel bei der Propagation des Gausstrahls näher beziffert.

³¹Normalerweise wird in der Höchstfrequenztechnik ein Abstrahldiagramm (oder allgemein die Transversalverteilung der Feldenergie) als Intensität (in dB) über dem Azimut (In Grad) geplottet. Durch die

des Gaussfeldes können in Zemax verschiedene Parameter angegeben werden³². Die Strahl-taille wurde dabei mit $\omega_0 = 1 \text{ mm}$ angenommen, die einen eindeutigen Zusammenhang zur Wellenlänge $\lambda = 500 \mu\text{m}$ aufweist, wie nachher noch dargelegt wird. Die Ausgangsleistung betrug $P = 1 \text{ mW}$. Dieses Modenprofil wird von Zemax durch das gesamte optische bzw. quasioptische System propagiert. Es können auch höhere als die fundamentale Gaussmode angegeben werden, sogar beliebige Feldverteilungen sofern sie als Datenfile vorliegen [26]. Die Frage ist nun, wie sich dieses Modenprofil bei Ausbreitung durch den freien Raum ändert. Diese Transformation wird durch das Kirchoff-Integral-Theorem bzw. das Huygens-Fresnel-Integral-Theorem beschrieben³³.

2.3.2 Gausstrahlen als Lösung des Huygens-Fresnel-Integraltheorems

In Abbildung 2.5 ist das Simulationsschema zur Gaussfeldpropagation im freien Raum nach einer gewissen Strecke z zu sehen. Die eingezeichnete Einhüllende bezieht sich dabei auf den Abfall in der Intensität auf $1/e$. Das transversale Profil bleibt dabei, wie eingezeichnet, jederzeit gaussförmig. Es weitet sich bei Ausbreitung lediglich auf (abhängig von der Wellenlänge). Die Rillenhornantenne der elektronischen Quelle ist ebenfalls eingezeichnet. In

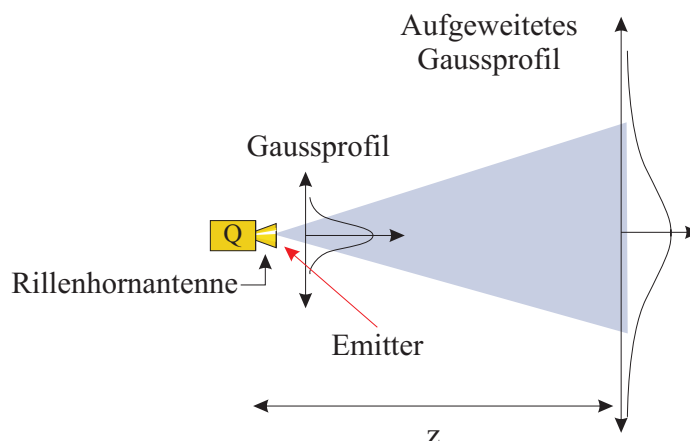


Abb. 2.5: Ausbreitung eines Gaussfeldes durch den freien Raum

den folgenden beiden Abschnitten wird theoretisch gezeigt wie eine derartige Ausbreitung

logarithmische Auftragen kommen die Nebenkeulen wesentlich stärker zum Ausdruck; in der Optik ist es eher üblich die Intensität (linear) über der transversalen Ausdehnung (in mm) zu plotten. Für den mittleren Bereich (THz) kämen beide Darstellungen in Frage. Hier wird die „optische Darstellung“ verwendet.

³²Zu Details sei auf das Handbuch von Zemax verwiesen [26].

³³Die Wellengleichung (2.1) bzw. Helmholtzgleichung (2.2) trifft zwar ein Aussage ob eine Funktion eine Lösung der Wellengleichung ist und folglich propagieren kann, wie sich diese Lösung im Laufe der Propagation allerdings ändert macht sie keine Aussage.

mathematisch beschrieben werden kann. Im Anschluss daran wird gezeigt wie sich diese Ausbreitung in Zemax simulieren lässt.

Theoretische Darstellung

Dass Kirchhoff-Integral-Theorem beschreibt allgemein die Ausbreitung einer —nicht unbedingt elektromagnetischen— Welle im freien Raum bzw. das Verhalten der Welle wenn sie in ihrer transversalen Ausdehnung durch eine Apertur eingeschränkt wird [27]. Dies geschieht dadurch, dass in einer Referenzebene A_P (der Aperturebene mit den Koordinaten $x, y, z = 0$) alle Beiträge der elektromagnetischen Welle der Wellenlänge λ und der Amplitude A zu einem Aufpunkt P der sich in einer bestimmten Entfernung z befindlichen zweiten Ebene (der Zielebene mit den Koordinaten x', y', z) befindet, summiert wird. Wird dieses Integration für alle Aufpunkte P der Ebene des interessierenden Bereichs durchgeführt, ist die resultierende Störung bekannt. Sie äußert sich in der Regel in den bekannten Beugungsbildern. Die zuvor eingeführte Apertur A_P muss nicht notwendigerweise „real“ vorhanden sein, auch der Strahldurchmesser selbst stellt eine Apertur dar^{34,35}. Aus diesem Theorem kann unter gewissen Annahmen³⁶ das sehr wichtige Huygens-Fresnel-Integral hergeleitet werden, dass einer sehr einfachen Interpretation zugänglich ist^{37,38}.

$$E(x', y', z) = \frac{iA_0}{\lambda z} e^{-ikz} \int \int E(x, y, 0) \exp[-i\frac{k}{2z}((x - x')^2 + (y - y')^2)] dx dy \quad (2.4)$$

Die Bezeichnung der Variablen folgt dabei den üblichen Konventionen. Formel (2.4) beschreibt die Summe aller Beiträge in einem Punkt P der in der Apertur A entstehenden Kugelwellen³⁹. Setzt man in 2.4 ein Gaussmodenprofil 2.3 ein, so ergibt sich

$$E(x', y', z) = \frac{iA_0}{\lambda z} e^{-ikz} \int \int \exp[-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2}] \exp[-i\frac{k}{2z}((x - x')^2 + (y - y')^2)] dx dy \quad (2.5)$$

³⁴Die mathematische Herleitung des Kirchhoff Integral Theorems —ebenfalls basierend auf den Helmholtz Gleichungen— kann in [25] oder in [27] nachgelesen werden. Eine weitaus strengere erfolgt in [28].

³⁵Eine alternative Herleitung der Propagation durch den freien Raum einer gaussförmigen Intensitätsverteilung kann durch einführen einer komplexen longitudinalen Verschiebung einer Kugelwelle durchgeführt werden.

³⁶Kleine Winkel zur optischen Achse und große Entfernungen zur Beobachtungsebene; auch paraxiale Näherung genannt.

³⁷Diese Formel bildet auch die Grundlage für die Fourier-Optik [29] bzw. [30], die eine sehr elegante und leistungsfähige Beschreibung von abbildenden System durch eine Zerlegung in Raumfrequenzen beschreibt.

³⁸Dieses Integral verwendete auch Zemax zur Propagation. Für Details sein auf das Benutzerhandbuch von Zemax verwiesen.

³⁹Hierbei muss man sich bewusst sein, dass in der Apertur natürlich keine sphärische Kugelwellen emittiert werden, man denke nur an eine Doppelspalt Experiment im Vakuum. Es stellt allerdings Modell dar, die sich als überaus exakt in vielen Belangen erwiesen hat. Der tiefere Ursprung der Beugung liegt in der Heisenbergschen Unschärferelation.

mittels der Separation der Integration in

$$I_x = \int \exp\left[-\frac{(x^2)}{w_0^2}\right] e^{-i\frac{k}{2z}(x-x')^2} dx \quad (2.6)$$

und

$$I_y = \int \exp\left[-\frac{(y^2)}{w_0^2}\right] e^{-i\frac{k}{2z}(y-y')^2} dy \quad (2.7)$$

ergibt sich als Ausgangsfeldverteilung

$$E(x', y', z) = \frac{2i\pi\omega_0^2}{\lambda(2z + ik\omega_0^2)} A_0 \exp[-ikz] \exp\left[-i\frac{2kz(x'^2 + y'^2)}{4z^2 + (k\omega_0^2)^2}\right] \exp\left[-\frac{(k^2\omega_0^2(x'^2 + y'^2))}{(4z^2 + k\omega_0^2)^2}\right] \quad (2.8)$$

Die Gleichung besteht aus drei Exponentialtermen. Der erste beschreibt die Phase einer ebenen Welle. Der zweite Term ist verantwortlich für die Krümmung der Phasenfront und der letzte Exponentialterm beschreibt die Feldverteilung und damit die Intensität transversal zur Ausbreitungsrichtung. Dieser Sachverhalt wird nun im Einzelnen diskutiert. Wir haben oben gesehen, dass das Feld bei $z = 0$ für einen Wert ω_0 von der z -Achse auf $\frac{1}{e}$ abfällt. Dies ist übrigens leicht durch Einsetzen von $z = 0$ in (2.8) zu sehen

$$E(x', y', z = 0) = A_0 e^{-(x'^2 + y'^2)/\omega_0^2} \quad (2.9)$$

Analog fällt $E(x', y', z)$ auf $1/e$ ab an der Stelle z für einen Abstand von $\sqrt{x'^2 + y'^2} = w(z)$ von der Achse. Wenn wir den dritten Teil somit gleichsetzen mit e^{-1} , so erhalten wir

$$(k\omega_0\omega)^2 = 4z^2 + (k\omega_0^2)^2, \quad (2.10)$$

was nach Auflösung nach w^2 zu

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{2z}{k\omega_0}\right)^2, \quad (2.11)$$

führt und wir somit für den Abstand ω von der Ausbreitungsachse an der Stelle z , an der das Feld auf e^{-1} abgefallen ist, erhalten

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{2z}{k\omega_0}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

bzw. umgeschrieben mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

An der Stelle $z = 0$ hat der Strahl eine Halbwertsbreite ω_0 und eine ebene Phasenfront. Der Krümmungsradius ist dort somit unendlich. Von da aus breitet sich der Strahl in zunehmender Richtung von z mit zunehmender Breite ω aus. Wir hätten ebenso gut das Beugungsintegral für Werte links von $z = 0$ schreiben können, d.h. für negative z und hätten genau dasselbe herausgefunden. Das heißt aber, dass der Punkt $z = 0$ der Punkt ist, an der der Strahl den geringsten Durchmesser aufweist, und dass die Strahlbreite für größere z -Werte zunimmt. Ein Gauss-Strahl wird jedoch nicht allein durch seine Breite an einem bestimmten Ort definiert. Für die komplette Beschreibung braucht es noch einen zusätzlichen Parameter, beispielsweise den Krümmungsradius der Phasenfront. Dieser kann aus dem zweiten Term in Gleichung 2.8 abgeleitet werden. Der Phasenunterschied zwischen einer ebenen Welle und einer sphärischen Welle im Abstand $r' = \sqrt{x'^2 + y'^2}$ von der Achse sei d , bzw. kd

$$kd = (-j \frac{2kz(x'^2 + y'^2)}{4z'^2 + (k\omega_0^2)^2}) \quad (2.14)$$

In der paraxialen Näherung ist zudem

$$x'^2 + y'^2 + R^2 = (R + d)^2 \quad (2.15)$$

und damit mit $d \ll x'^2 + y'^2$

$$R = \frac{x'^2 + y'^2}{2d} \quad (2.16)$$

Setzt man diese Relation in (2.14) ein, erhält man nach einigen elementaren Umformungen für den Krümmungsradius des Gausstrahls

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{k\omega_0^2}{2z} \right)^2 \right] \quad (2.17)$$

bzw. umgeschrieben mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.18)$$

Mit Definition des sehr wichtigen konfokalen Parameter z_c ($z_r = 2z_c$ wird auch oft Rayleighbereich genannt):

$$z_c = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.19)$$

lassen sich die Gleichungen (2.13) und (2.18) auch kompakter schreiben

$$\omega(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

bzw.

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_c}{z} \right)^2 \right]. \quad (2.21)$$

Hierin tauchen direkt die Entfernungen z als Größen auf. Der konfokale Parameter beschreibt die Entfernung bei der die Phasenfronten gerade sphärisch zum Ursprungspunkt sind. Der konfokale Parameter z_c trennt auch den Bereich des Nah- und Fernfeldes⁴⁰. Ebenso verhindert er, dass im Gegensatz zur geometrischen Optik im Fokus keine unendlich hohe Energiedichte erzeugt wird. Setzt man den konischen Parameter Null ergibt sich der Grenzfall der geometrischen Optik. Die Phasenfronten sind hier über den kompletten Strahl rein sphärisch zum Quellpunkt. Da diese Aufweitung bei zunehmender Wellenlänge auch immer stärker auftritt, muss im THz-Frequenzbereich auf die Verbreiterung des Strahls geachtet werden. Dies ist insbesondere bei einem kollimierten THz-Strahl der Fall, dieser bleibt nicht parallel, sondern weitet sich schon über kurze Distanzen signifikant auf. Für fokussierte Strahlen sind die Änderungen geringer wie später noch gezeigt wird. Dabei nähert sich der Winkel der Aufweitung θ (auch Divergenzwinkel genannt) für große Werte von z einem Grenzwert

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (2.22)$$

Den Zusammenhang zwischen dem Radius a der Rillenhornantenne und der Strahltaile ω_0 des emittierten Gausstrahl soll hier ohne Herleitung wiedergegeben werden [24]

$$\omega_0 = 0.644a \quad (2.23)$$

Wie in Gleichung (2.8) und Abbildung 2.5 zu erkennen, bleibt ein Gaussfeld nach Propagation durch den freien Raum um eine Strecke z offenbar ein Gaussfeld, es weitet sich

⁴⁰Dies ist natürlich keine exakte Grenze sondern eher ein Übergang.

lediglich auf^{41,42}. Diese Aufweitung des Gaussfeldes entlang der Ausbreitungsrichtung wird Gausstrahl genannt und ist die fundamentale Größe im Bereich der Quasioptik. Er ersetzt das Strahlenbündel aus der geometrischen Optik. Die Formeln (2.20) bzw. (2.21) beschreiben nur wie sich die Strahltailie bzw. der Krümmungsradius über Propagation ändert. Ein Ausdruck für das elektrische Feld an einer beliebigen Stelle z in Ausbreitungsrichtung ist noch nicht gefunden (es wurde nur eine Ausgangsfeldverteilung angegeben). Vergleicht man die beiden Felder (2.3) bzw. (2.8) miteinander und definiert eine komplexe Größe q_z ergibt sich

$$E(x, y, z) = \frac{A_0}{z_z} \exp\left[\frac{-ik(x^2 + y^2)}{2q(z)}\right] \exp(-ikz) \quad (2.24)$$

In Gleichung (2.24) sind mit Ausnahme der konstanten Amplitude im Feldursprung A_0 nur Ortskoordinaten enthalten. Für q_z gilt demnach (eine elementare Herleitung ist in [25] gegeben)

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_{(z)}^2} \quad (2.25)$$

Dabei sind $\omega_{(z)}$ und $R(z)$ die Strahlweite (engl. beam waist) und der Krümmungsradius der Phasenfront, so wie in Gleichung (2.13) und Gleichung (2.21) bereits hergeleitet. Dieser sogenannte q-Parameter ist der einzige Parameter, der zur vollständigen Charakterisierung eines Gausstrahls notwendig ist, da in ihm sowohl die Strahlbreite als auch die Krümmung der Phasenfront enthalten sind. Er ist auch der einzige Parameter der bei der Transformation an einer Linse eine Rolle spielt. Er wird durch Linsen lediglich transformiert (d.h. die Phasenfront und der Strahldurchmesser ändern sich). ω_z direkt als Größen auf.

Simulation

In Abbildung 2.6 ist das Gaussfeld aus Abbildung 2.4 sowie der aufgeweitete Gausstrahl nach einer Strecke $z = 50$ mm zu sehen. Die Wellenlänge betrug wie zuvor $\lambda = 0.5$ mm, die Strahltailie $\omega_0 = 1$ mm. Die Aufweitung wurde mittels Zemax simuliert.

2.3.3 Transformation von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen

In Abbildung 2.7 ist das Simulationsschema der Abbildung eines Gausstrahls an einer Quasioptik (hier eine Linse) wie es in Zemax implementiert wurde zu sehen⁴³. Dabei emittiert

⁴¹Dies ist im Rahmen der Fourieroptik sofort ersichtlich, da die Beugung als Fouriertransformation beschrieben werden kann, die Fouriertransformation eines gaussförmigen Feldes bleibt danach gaussförmig.

⁴²Die Aufweitung des Strahls während der Ausbreitung der Wellen durch den Raum ist ebenfalls Beugung. Bei sichtbaren Wellenlängen ist diese Beugung (auch Strahldivergenz genannt) für die typischen Distanzen allerdings unbedeutend.

⁴³Hier wird noch nicht auf das spezielle Form der Linsen eingegangen. Es geht hier lediglich um die Transformation des Gausstrahls. Aberrationen werden im nächsten Kapitel diskutiert.

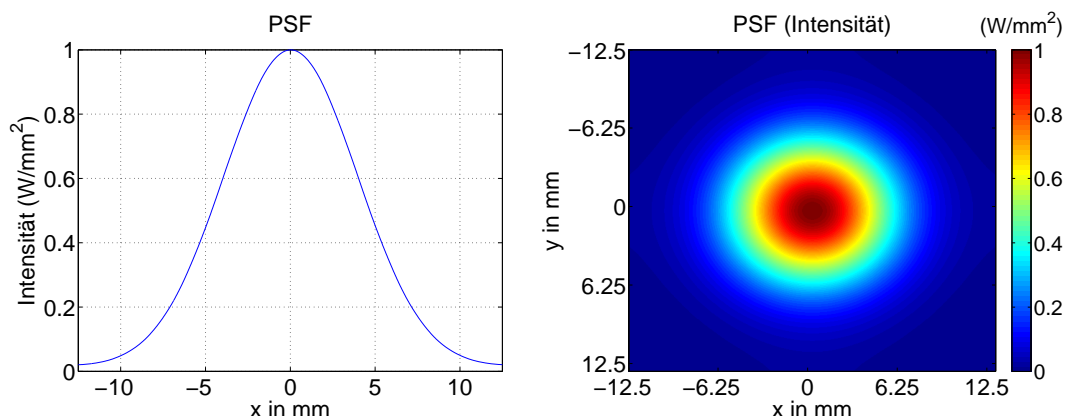


Abb. 2.6: Simulaion der Aufweitung des Gaussfeldes nach einer Propagationsstrecke von $z = 50$ mm für $\lambda = 0.5$ mm

die THz-Quelle einen Gausstrahl, der nach der Transformation an der Quasioptik in einen THz-Detektor eingekoppelt wird. Je nach Gegenstandsweite g der Quelle zur Linse und der Brennweite f der Linse ergibt sich eine bestimmte Abbildungsweite b . In dem folgen-

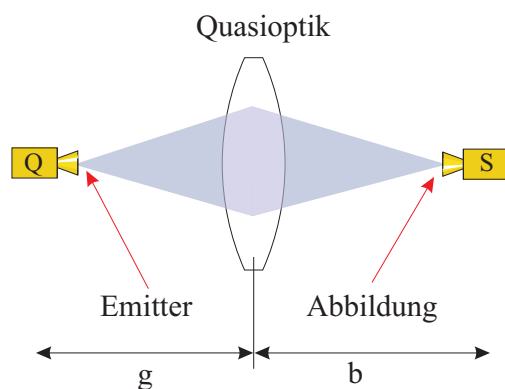


Abb. 2.7: Punkt-zu-Punkt Abbildung an einer Quasioptik (hier eine Linse)

den Abschnitt wird theoretisch gezeigt, wie eine derartige Transformation mathematisch beschrieben werden kann. Im Anschluss daran wird gezeigt sie sich in Zemax simulieren lässt.

Theoretische Darstellung

Bislang wurde nur beschrieben, wie sich Gaussfelder bei Propagation durch den freien Raum verhalten. Treffen diese Strahlen nun auf quasioptisch aktive Grenzflächen wird der Gaus-

strahl in seinen q-Parametern⁴⁴ transformiert. Die Grenzflächen können dabei reflektiv oder refraktiv ausgebildet sein. Anhand der im vorherigen Kapitel durchgeführten Diskussion ist verständlich, dass Gausstrahlen ihre Parameter Krümmungsradius und Strahlbreite unter Propagation signifikant ändern. Dies wird insbesondere für den parallelen oder schwach fokussierten Gausstrahl der Fall sein, sofern die Wellenlänge groß genug ist. Ursache ist, dass sich bei einem Gausstrahl die Krümmung der Phasenfront über der Propagation ändert, während sie im Bereich der geometrischen Optik konstant bleibt. Insbesondere das Vorhandensein eines endlichen Fokus —hier der sog. Rayleigh Bereich— der in der geometrischen Optik nicht vorhanden ist, beeinflusst wie eine Linse vergrößert bzw. abbildet. Diese Besonderheit bewirkt unter gewissen Umständen ein ungewohntes Verhalten bei Transformation durch Linsen bzw. an Spiegeln⁴⁵. Da diese Transformation für das Design nicht unbedeutend ist, sollen hier die wesentlichen Ergebnisse wiedergegeben werden⁴⁶. A.E. Siegman verwendet verschiedene Matrix-Operationen um diese Transformation der Strahltaile bzw. den konischen Parameter zu beschreiben [24] (der komplexe q-Parameter wird durch die aus der geometrischen Optik bekannten ABCD-Matrizen transformiert). Eine weniger strenge, dafür aber sehr anschauliche, Berechnung der Gausstrahltransformation wurde von S.A. Self durchgeführt [31] und [32]. Es ergibt sich als Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{g + z_R^2/(g - f)} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (2.26)$$

bzw. normiert auf die Brennweite f der Linse

$$\frac{1}{(g/f) + (z_R^2/f^2)/(b/f - 1)} + \frac{1}{b/f} = 1 \quad (2.27)$$

als Vergleich sei noch mal die Abbildungsgleichung aus der geometrischen Optik

$$\frac{1}{g/f} + \frac{1}{b/f} = 1 \quad (2.28)$$

angegeben. Hierin sind f die Brennweite der Linse, g der Abstand von der Quelle zur Linse und b der Abstand von der Linse zum Detektor. Setzt man den Wert des konfokalen Parameters $z_r = 0$ ergeben sich die bekannten Gesetze aus der Strahlenoptik. Für die Vergrößerung ergibt sich entsprechend [24]

$$m = \frac{\omega_0''}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{[1 - (g/f)]^2 + ((z_R)/f)^2}} \quad (2.29)$$

⁴⁴Lokale Strahlbreite und Krümmung der Phasenfront.

⁴⁵Neben der üblichen Vergrößerung $V = \frac{b}{g}$ der geometrischen Optik wird hier auch der der Rayleighbereich z_r , d.h. der Durchmesser des Gausstrahls im Fokus vergrößert.

⁴⁶Die detaillierten Herleitungen sind in [24] oder [25] zu finden.

als Vergleich sei noch mal die Vergrößerungsgleichung aus der geometrischen Optik angegeben

$$m = \frac{b}{g} = \frac{1}{\sqrt{[1 - (g/f)]^2}} = \frac{1}{[1 - (g/f)]} \quad (2.30)$$

Hierin sind die Bedeutung der Parameter identisch zur Formel (2.27). In Abbildung 2.8 und Abbildung 2.9 sind die entsprechenden Gleichungen aufgetragen. Dabei wird das Verhältnis von konischem Parameter z_c zur Brennweite f der Linse variiert. Es ergeben sich deutliche

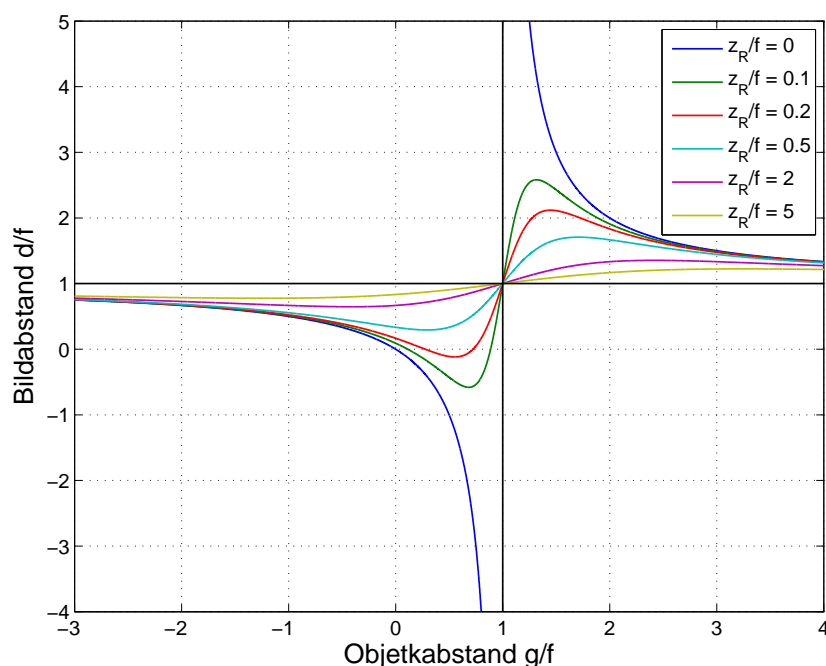


Abb. 2.8: Graphische Darstellung der Abbildungsgleichung (2.27)

Abweichungen zu geometrischen Optik. Diese Effekte treten allerdings nur in Erscheinung, wenn der konische Parameter z_c bei gegebenem f sehr groß wird d.h. der Rayleighbereich gegen die Ausdehnung der Brennweite konvergiert. Für große Verhältnisse Gegenstandsweite g zu Brennweite f ergeben sich unabhängig von der Größe des konischen Parameters z_c keine oder kaum Änderungen bezüglich der geometrischen Optik. Dies liegt daran, dass wir uns hier in der Regel außerhalb des Rayleighbereiches befinden (bzw. außerhalb des Bereiches des konfokalen Parameters) dort sind die Phasenfronten derart gekrümmt, als kämen sie aus einem Punkt (also so wie in der geometrischen Optik). Diese Situation ist bei abbildenden Systemen in der Regel gegeben⁴⁷. Zudem ist der konische Parameter bei

⁴⁷Das Objekt steht bei typischen Abbildungssituationen in der Regel deutlich von der Brennweite entfernt.

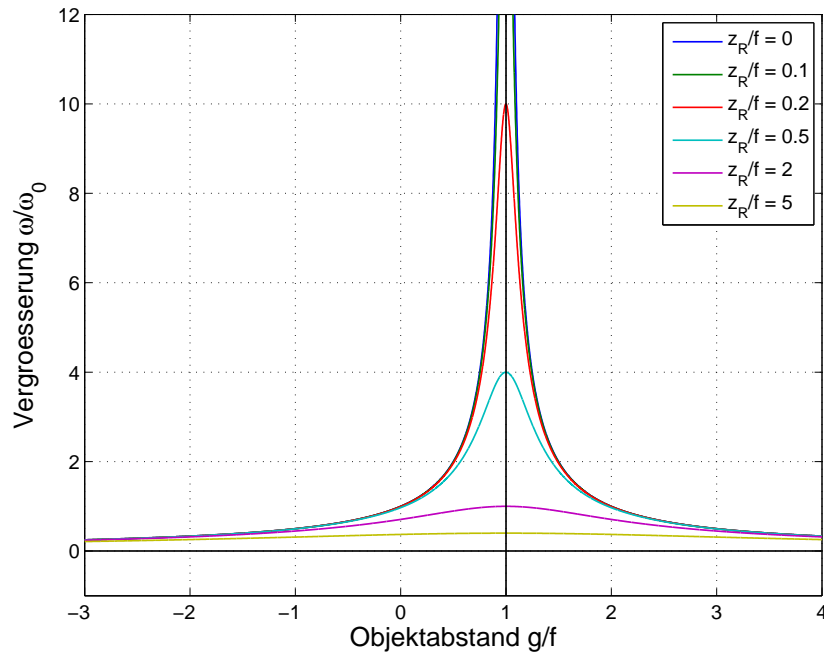


Abb. 2.9: Graphische Darstellung der Vergrößerungsgleichung (2.30)

den hier vorgestellten System im Vergleich zur Brennweite relativ gering. Er liegt bei ca. $z_c = 0.1$. Somit kann hier mittels der geometrischen Optik gerechnet werden. Bei der Vergrößerung liegt der Fall ähnlich, auch hier ergeben sich nur Unterschiede in der Umgebung der Brennweite bzw. bei sehr großem z_c (siehe Abbildung 2.9).

Simulation

Als Beispiel zur Simulation der Abbildung an einer Linse mittels Zemax werden zwei unterschiedliche Positionen der THz-Quelle angenommen. Einmal in der Nähe des Brennpunktes, das andere Mal in größerer Entfernung davon. Die Wellenlänge wurde mit $\lambda = 0.5$ mm angenommen die Strahltaile mit $\omega_0 = 3$ mm. Die Brennweite der Linse beträgt für beide Fälle $f = 47.56$ mm, der Krümmungsradius ist auf beste Abbildung hin optimiert. Aberrationen (siehe nächstes Kapitel) sind also unbedeutend. Der Durchmesser der Linse beträgt $D = 50$ mm. Als Verhältnis konischer Parameter z_c zu Brennweite f ergibt sich ca. $v = 0.28$ mm. Abweichungen sollten hier also schon erkennbar sein. Im ersten Fall wurde der Gegenstandsweite mit $g = 200$ mm angenommen (also deutlich vom Brennpunkt entfernt). Geometrisch ergab sich eine Bildweite von $b = 55.71$ mm, quasioptisch eine von ca. $b = 55.01$ mm. Im zweiten Fall wurde der Gegenstandsweite mit $g = 50$ mm angenommen (also genau auf der Brennebene). Als Bildweite ergab sich geometrisch $b = 154.65$ mm, quasioptisch ca. $b = 44.65$ mm (man vergleiche die Werte mit dem Graphen aus Abbildung 2.8 und Abbildung 2.9). Befindet sich der Eingangsstrahl also in der vorderen Brenne-

bene, liegt der Ausgangsstrahl in der hinteren Brennebene und nicht im unendlichen! In Abbildung 2.10 bis Abbildung 2.13 sind jeweils der Eingangsstrahl (bei beiden identisch) sowie der Ausgangsstrahl an der Position des minimalen Durchmesser zu sehen. Wichtig zu erwähnen ist, dass der minimale Strahldurchmesser nicht unbedingt bedeutet, dass der Strahl hart fokussiert ist. Im Vergleich mit Abbildung 2.9 zeigt sich, dass die Vergrößerung, die sich bei der Quasioptik ja auch auf den Durchmesser des Strahl auswirkt⁴⁸, deutlich über eins liegt. Letztendlich schließt die Gaussoptik nur die singulären Lücke im Bereich der geometrischen Optik⁴⁹. Es sei nochmals erwähnt, dass, obwohl dieser Fall in abbildenden System normalerweise nicht auftritt, dieser Effekt mittels Zemax reproduziert werden kann, sofern die Eingangsstrahl geeignet gewählt wird.

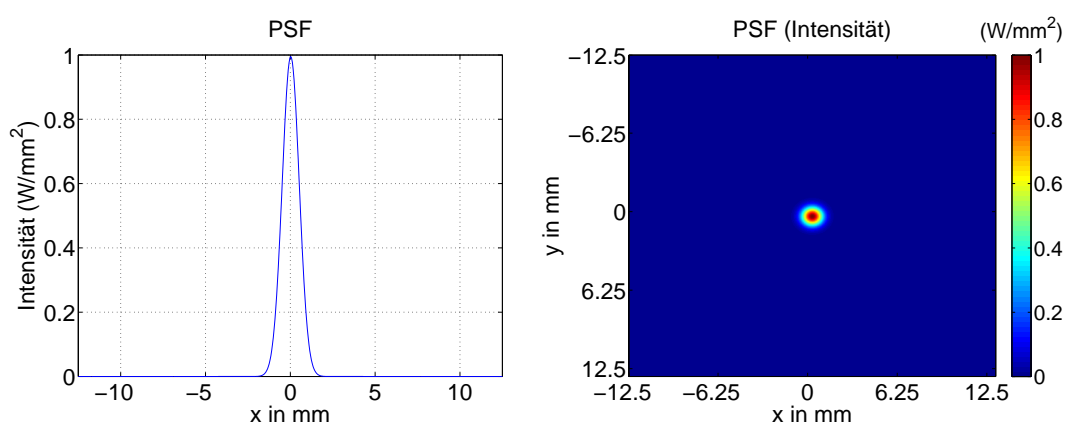


Abb. 2.10: Simulation der Transformation von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier Eingangsstrahl für große Entfernung zur Linse)

2.3.4 Fokuseigenschaften von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen

In Abbildung 2.14 ist das Simulationsschema zur Untersuchung der Fokuseigenschaften an quasioptischen Systemen gezeigt. Der Fokus liegt hierbei auf der erreichbaren lateralen Auflösung. In den folgenden beiden Abschnitten wird theoretisch gezeigt wie die laterale

⁴⁸In der geometrischen Optik bezieht sich Abbildung 2.9 lediglich auf die Position des Fokuspunktes. In der Quasioptik wirkt die Vergrößerung auch auf den Strahldurchmesser (Vergleich Formel (2.29) und Formel (2.30)). Geometrisch lässt sich das interpretieren als ein Quellpunkt der eine endliche Ausdehnung hat. Formel 2.30 gilt ja nicht nur für die Gegenstandsweite und Bildweite sondern auch für die Gegenstandsgröße und Bildgröße.

⁴⁹Die Vergrößerung springt von \inf auf $-\inf$ wenn sich das Objekt über die Brennweite bewegt. Ebenso verhält es sich mit der Position der Abbildung. Beides kommt in der Gaussoptik nicht vor. Hier wandert die Position des Fokus zu einer maximalen Entfernung und nach Erreichen dieser Position wieder zurück zur Linse, über die Linse hinaus und wieder zurück. Die Vergrößerung weist ebenfalls einen glatten Verlauf auf.

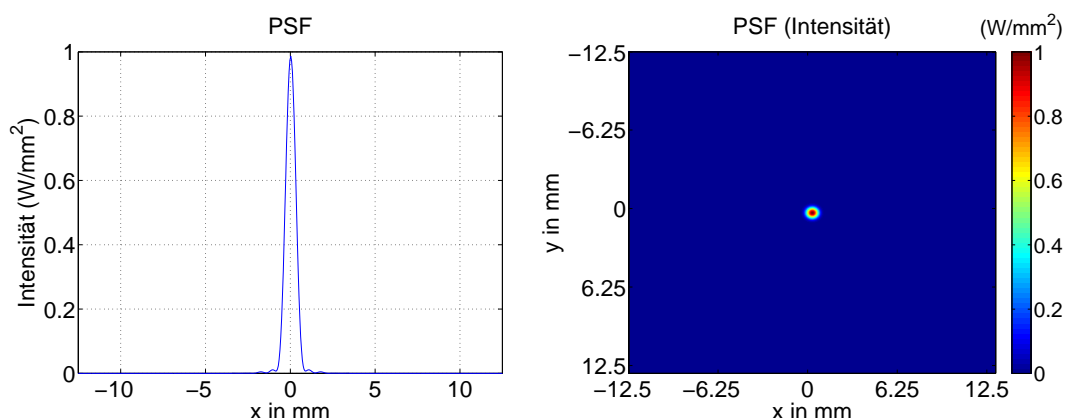


Abb. 2.11: Simulation der Transformation von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier Ausgangsgausstrahl für große Entfernung zur Linse)

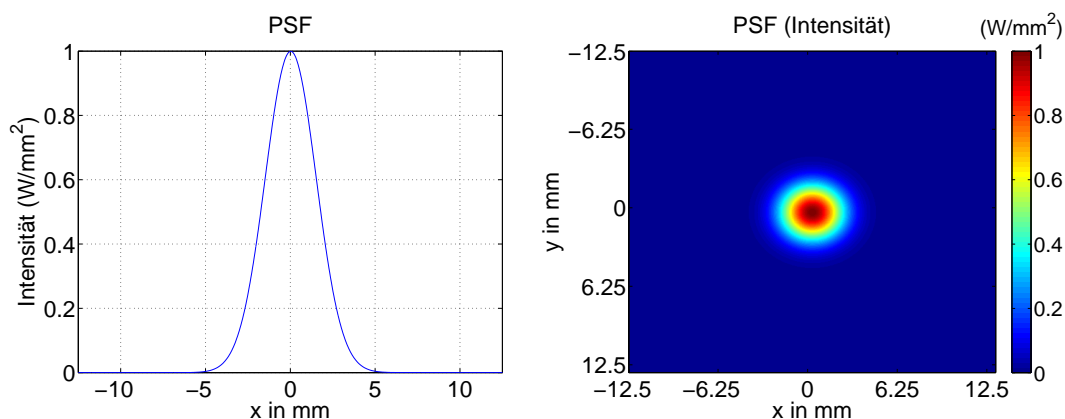


Abb. 2.12: Simulation der Transformation von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier Eingangsgausstrahl für geringe Entfernung zur Linse)

Auflösung mathematisch beschrieben werden kann. Im Anschluss daran wird gezeigt sie sich in Zemax simulieren lässt.

Theoretische Darstellung

Bislang wurde nur über die Abbildung von Gausstrahlen an einer Linse gesprochen, aber nicht auf deren Fokuseigenschaften eingegangen. Dies soll nun nachgeholt werden, da die lateral erreichbare Auflösung für bildgebende Systeme ein wichtiger Parameter ist. Aus der Optik ist bekannt, dass selbst bei einer unendlich großen Linse keine unendlich hohe Auflösung erzeugt werden kann, wie man intuitiv vermuten könnte. Das heißt ein infinitesimaler kleiner Leuchtfleck (eine Punktquelle) wird niemals ebenfalls in einen perfekten

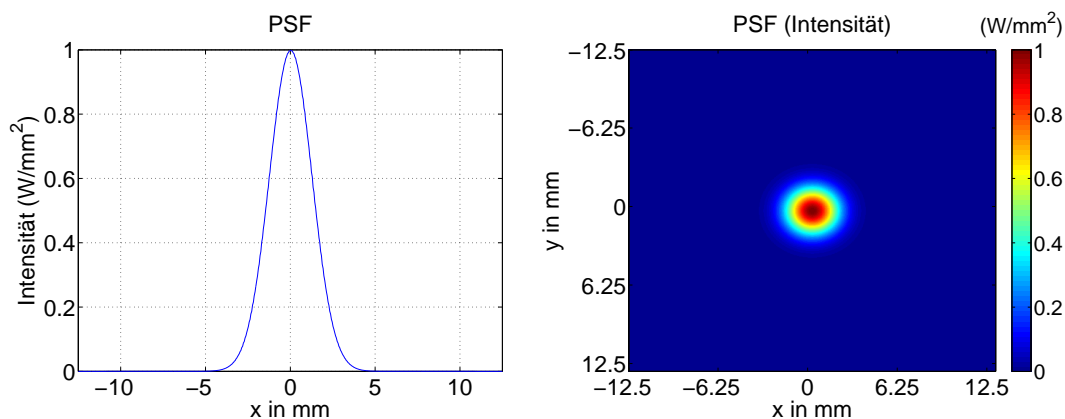


Abb. 2.13: Simulation der Transformation von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier Ausgangsgausstrahl für geringe Entfernung zur Linse)

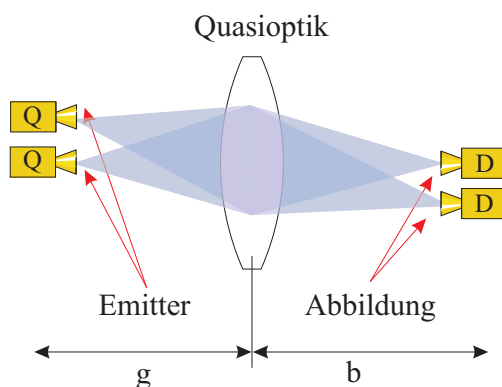


Abb. 2.14: Simulation der lateralen Auflösung an einer Quasioptik (hier eine Linse)

Punkt bildseitig abgebildet, sondern nur in ein Beugungsscheibchen mit endlichem Radius. Diese Funktion wird Punktverbreiterungsfunktion **PSF**^{50,51}. Der Radius des Fokuspunktes wird dabei von der Beugung an der Linseneinfassung bestimmt. Aus der Fourieroptik ist bekannt, dass die Form des Beugungsscheibchens die Fouriertransformierte der Aperturblende (oder der Blendenfunktion) ist. Da eine Linse i.d.R. eine kreisförmige Blende aufweist, ergibt sich hier die sinc-Funktion [29] und [30]. Diese Funktion ergibt sich allerdings nur bei einer ebenen Phasenfront (der Leuchtpunkt also kollimiert wurde die für Gausstrahlen im

⁵⁰PSF, Point Spread Function.

⁵¹Die PSF hat auch für die später noch zu diskutierenden Aberrationen Bedeutung. Beispielsweise sinkt bei Abschattung durch einen Sekundärspiegel die Amplitude der PSF. Bei schräger Beleuchtung ändert sich dann auch die Form deutlich.

endlichen Abstand nicht erfüllt ist. Hier können die Beugungsringe u.U. auch sehr klein werden oder ganz verschwinden)⁵². Da jeder Objektpunkt in Abbildung 2.14 an der Linse eine derartiges Beugungsscheibchen produziert, bedeutet dies im Umkehrschluss, dass sich zwei (jeweils infinitesimal kleine) Leuchtpunkte im Objektraum nicht beliebig nahe kommen können, ohne das sie bei Unterschreitung eines bestimmten Abstandes d im Bildraum zu einem einzigen Punkt verschmelzen. Insbesondere für den Bereich der bildgebenden THz-System muss die Linse in Abbildung 2.14 beugungsbegrenzt über das komplette Bildfeld ausgelegt werden⁵³. Darüber hinaus sollten sich die einzelnen Objektpunkte so nah wie möglich kommen. Zum einen erfolgt dies aufgrund der großen Wellenlänge, zum anderen keine Information zwischen den Bildpunkten zu verlieren. Eine genauere Analyse ergibt für den minimalen Abstand d' das bekannte Rayleigh Kriterium⁵⁴.

$$d' = 1,22 \frac{\lambda}{2\text{NA}} \quad (2.31)$$

Der Vorfaktor ergibt sich aus der Form der Blende, λ ist die Wellenlänge sowie NA die numerische Apertur der Linse ($\text{NA} = n \sin(\alpha)$, α ist der Öffnungswinkel der Linse). Bereinigt durch die Vergrößerung V der Linse ergibt sich schließlich für den Abstand der Punkte im Objektraum (also der Abstand der Detektoren)

$$d = V d' \quad (2.32)$$

Letzterer Wert hat eine große Bedeutung für die in Kapitel 5 vorgestellten Multipixelarrays. Hier muss der Abstand der Detektoren Formel 2.32 genügen. Der Kehrwert des Abstandes d' bei dem zwei Objektpunkte gerade noch getrennt werden können, stellt die Auflösungsgrenze der Linse dar. Dessen Kehrwert wird auch als Cutoff-Frequenz bezeichnet. Die Bezeichnung stammt dabei aus der Fourieroptik die mehr mit Raumfrequenzen

⁵²Das ein Gausstrahl u. U. keine Beugungsringe generiert, lässt sich mittels Fourieroptik leicht erklären, da Beugung als Fouriertransformation ausgedrückt werden kann. Die Beugungsringe sind auch kein Resultat der Phasenfront an sich, sondern ein Effekt der Apertur und wie stark sie die Phasenfront abschneiden [29] und [30].

⁵³Es soll hier noch bemerkt werden dass der Begriff "beugungsbegrenzt" weniger scharf ist als er auf den ersten Blick erscheinen mag. Es gibt mehrere Definitionen für Beugungsbegrenzung (z.B. eine maximal erlaubte Verzögerung der Phasenfront über ihre transversale Ausdehnung). Es kann unter Umständen sein dass eine System nach einer Kriterium beugungsbegrenzt ist, während es das andere Kriterium nicht erfüllt [26].

⁵⁴Die üblicherweise verwendete Formel für das Rayleigh Kriteriums gilt nur bei schräger Beleuchtung. Bei gerader Beleuchtung, wie hier der Fall, ist die maximale erreichbare Auflösung eine (und nicht eine halbe) Wellenlänge [29], [30].

operiert, als mit den direkten Abständen zwischen zwei Objektpunkten^{55,56}. Allerdings muss hierbei noch eine Entscheidung bezüglich kohärenter und inkohärenter Strahlung getroffen werden. Das Rayleigh Kriterium 2.31 gilt eigentlich nur für System die inkohärent sind, also die Intensitäten addiert werden (bzw. die Felder erst quadriert und dann addiert). Für Kohärente System (heterodyne Systeme sind immer kohärent) kann unter Umständen eine etwas bessere Auflösung erreicht werden. Das liegt daran, dass sich hier die Felder in ihrer Überschneidungszone direkt überlagern, die je nach Phasenlage auch entsprechend günstig auslöschen können. Nehmen beispielsweise die beiden Felder aus Abbildung 2.15 einen Phasenunterschied von $\frac{\pi}{2}$ ein, so können die beiden Quellpunkte näher aneinandergerückt werden, da sich die Felder destruktiv überlagern und die Summe nun in der Mitte ein Minimum aufweist und so eine etwas bessere Auflösung erreicht werden kann. Liegt der Phasenunterschied hingegen bei π überlagern sich die Felder konstruktiv und die Auflösung wird schlechter. Beide Fälle (kohärent bzw. inkohärent) sind nur durch das weniger bekannte Sparrow Kriterium abgedeckt[29], dass nebenbei dem Umstand Rechnung trägt dass das menschliche Auge Intensitätsunterschiede sehr gut wahrnehmen kann [27]. Es verlangt lediglich, dass die Intensität zwischen den beiden überlagerten Funktionen eine horizontale Tangente aufweist. Es ergibt sich für den inkohärenten bzw. den kohärenten Fall

$$d = 0,95 \frac{\lambda}{2NA} \quad \text{bzw.} \quad d = 1,45 \frac{\lambda}{2NA} \quad (2.33)$$

Die Auflösung ist also schlechter als nach Rayleigh⁵⁷. Da in den hier behandelten quasioptischen Systemen, keine generelle Aussage über die Phasenlage der einzelnen Objektpunkte zu treffen ist, verwenden wir Rayleigh-Kriterium. Es stellt eine gute Abschätzung dar, und liefert einen Anhaltswert für die zu erreichende Auflösung. Ein optisches System ist demnach beugungsbegrenzt wenn die (Quasi-)Optik in der Lage ist, einen Quellpunkt auf einen Abbildungspunkt nach Gleichung (2.31) zu fokussieren (natürlich bereinigt durch die Vergrößerung nach Gleichung (2.32)). Für das Design der Quasioptik bedeutet dies mit anderen Worten das der Durchmesser der Optik fixiert ist, da ja eine bestimmte minimale Fokusgröße in Abhängigkeit des THz-Detektors erreicht werden muss. In dieser Situation erzielt die Abbildung des Objektes die maximale laterale Auflösung und auch die maximale Dynamik. In der Regel wird dies aber nicht erreicht, da die Aberrationen die in den meißten optischen Systemen auftreten den Fokuspunkt beträchtlich vergrößern. Eine hohe laterale Auflösung ist so nicht mehr erreichbar. Das entstehen und minimieren dieser Aberrationen

⁵⁵Die Beurteilung der Abbildungsqualität einer Linse mithilfe des Rayleigh Kriteriums ist eine etwas vereinfachte Beschreibung. Etwas umfassender, und in der optischen Industrie vielfach genutzt, ist die Messung bzw. Analyse der Modulationstransferfunktion (MTF). Diese Transformation beschreibt die Kontrastabnahme der Raumfrequenzen. Dies ist im Bild der zweier sich annähernder PSF recht gut zu verstehen. Durch ihre Annäherung sinkt der Unterschied zwischen dem Maximum und dem Minimum. In der MTF schlagen sich auch die Aberrationen nieder.

⁵⁶Die Cutoff Frequenz als Gütekriterium allein, reicht oft nicht aus. Ein vollständiger Beschreibung liefert hier die Modulationstransferfunktion [29] und [30]. Da alle hier vorgestellte Systeme beugungsbegrenzt sind, ist das Kriterium des minimalen Abstandes ausreichend.

⁵⁷Mit dem Rayleigh Kriterium ergeben sich für beide Fälle die gleichen Formeln.

bildet den Inhalt der nächsten Kapitel.

Simulation

Das Schema aus Abbildung 2.14 wurde in Zemax implementiert und zwei Quellpunkte definiert (bei $y_1 = 0$ mm und $y_2 = 5$ mm). Alle anderen Parameter wurden beibehalten. Die resultierende Abbildung ist in Abbildung 2.15 zu sehen. Die einzelnen Punkte sind

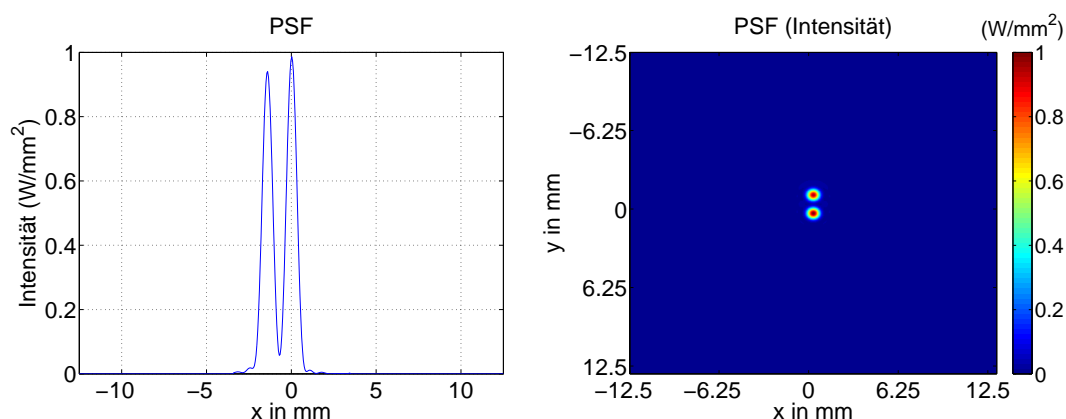


Abb. 2.15: Simulation der Fokuseigenschaften von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier zwei THz-Quelle an verschiedenen Positionen)

klar zu trennen (sie könnten sogar noch etwas aneinander rücken). Die maximale laterale Auflösung betrug hier ca. $d = 1.5$ mm.

2.3.5 Aberrationen von Gausstrahlen an quasioptischen Scansystemen

In Abbildung 2.16 ist das Simulationsschema zur Untersuchung der Aberrationen an einem quasioptischen System gezeigt. In dem folgenden Abschnitt wird theoretisch gezeigt, wie sich die Aberrationen mathematisch beschreiben lassen. Im Anschluss daran wird gezeigt wie sie sich in Zemax simulieren lässt.

Theoretische Darstellung

Bislang wurden nur allgemeine Abbildungseigenschaften von On-Axis Strahlen betrachtet. Aus der Optik⁵⁸ ist allerdings bekannt, dass bei Off-Axis Strahlen an Linsen- bzw.

⁵⁸Im sichtbaren und eng benachbarten Spektralbereich.

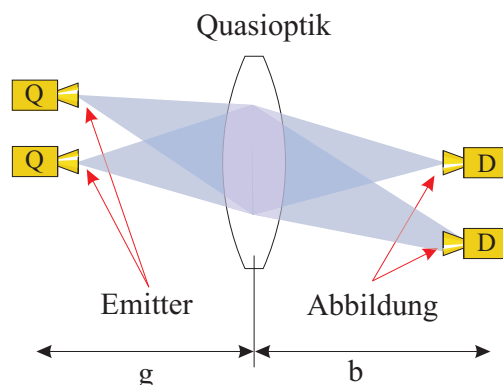


Abb. 2.16: Simulation der Aberrationen an einer Quasioptik (hier eine Linse)

Spiegelsystemen Aberrationen auftreten⁵⁹. Ein Großteil der Entwicklungsarbeit optischer Systeme entfällt hierbei auf der Optimierung derartiger Linsensysteme. Verschärft wird die Situation im optischen Spektralbereich dadurch, dass asphärische Flächen sehr teuer in der Herstellung sind⁶⁰ und somit versucht wird, lieber mehrere sphärische Elemente zu verwenden als ein asphärisches. Aufgrund der signifikant höheren Wellenlänge im THz-Bereich sind quasioptische Systeme deutlich günstiger zu fertigen. Die Oberflächengüte wie sie Standard CNC-Fräs- und Drehmaschinen⁶¹ bieten, ist für den THz-Bereich ausreichend. Da es sich in der Regel um rotationssymmetrische Einzelsysteme handelt, können sowohl reflektive als auch refraktive asphärische Flächen Verwendung finden^{62,63}. Aufgrund der großen Wellenlänge, sind die meisten quasioptischen Systeme, wie beispielsweise Radiometer beugungsbegrenzt, d.h. die Aberrationen sind jederzeit kleiner als der Durchmesser der PSF und eine Optimierung ist nicht notwendig. Unter Umständen treten die erwähnten Aberrationen in der THz-Bildgebung aber wieder in Erscheinung, beispielsweise weil ein Gausstrahl windschief von der Seite einfällt⁶⁴ oder die Brennweiten des System sehr kurz werden^{65,66}. Das heißt, dass die Aberrationen nun größer sind als die Fokusgröße der quasioptischen Systeme (bzw. die PSF die aufgrund der Beugung entsteht) und somit Einfluss

⁵⁹Für sphärische Linsen ist dies schon On-Axis der Fall

⁶⁰Ursache ist die hohen Anforderung an die Oberflächengüte und die damit verknüpften Fertigungskosten.

⁶¹CNC, Computerized Numerical Control.

⁶²Bei Off-Axis Systemen ist die Herstellung komplizierter aber unter Umständen lohnend.

⁶³Nahezu alle Linsen und ein Teil der Spiegelsysteme die während der Dissertation verwendet wurden, wurden in der institutszugehörigen Werkstatt angefertigt; die Erfahrungen mit diesen Komponenten waren ausnahmslos sehr gut.

⁶⁴Wie es später in Kapitel 5 mit den Echtzeitheterodynsystemen der Fall sein wird.

⁶⁵Wie es später in Kapitel 5 mit den Bolometer- bzw- Thermopilechtzeitsystemen der Fall sein wird.

⁶⁶Die passiven bildgebenden THz-Systeme des IHPT der UNI Jena verwenden ebenfalls das Programmpaket Zemax zur Entwicklung der Quasioptik. Die Problemstellungen sind hier ähnlich gelagert [44].

auf die Abbildungsqualität haben (siehe [33], [34], [35], [36] und [37]). Dies ist in Abbildung 2.16 demonstriert. Hier wurde einer der Quellpunkte aus Abbildung 2.14 deutlich verschoben. Die Aberrationen sind an diesem Feldpunkt nun so groß, dass sich nicht mehr die optimale Abbildung (die PSF) ergibt^{67,68}. Da die den Aberrationen zugrundeliegende Theorie sehr umfangreich ist, aber auf einem anschaulichen Modell basiert, wird hier nicht die komplette Theorie der Aberrationen erarbeitet, sondern nur ein vereinfachende Erklärungsmodell gegeben und die wesentlichen Aberrationen erster und dritter Ordnung vorgestellt. Für eine tiefer gehende Darstellung sei auf [38], [39], [40], [41], [42] und [43] verwiesen. Eine sehr strenge Darstellung erfolgt in [28]. Die Aberrationen können in Schärfefehler und Lagefehler unterteilt werden. Schärfefehler (Koma, sphärische Aberration sowie Astigmatismus) beeinflussen die Fokusgröße, Lagefehler die Position des Fokuspunktes negativ. Bei letzteren ist die Vergrößerung nicht mehr konstant über dem Bildfeld und sorgt für die bekannten kissen- oder tonnenförmigen Verzerrungen; die als Bildfehler auch so genannt werden. Des Weiteren sind noch Farbfehler bekannt die auf der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge beruhen⁶⁹. Letztendlich sind alle Aberrationen nur Deformation bzw. Laufzeitverzögerungen in der jeweiligen Phasenfront der einzelnen Feldpunkte^{70,71}. Eine perfekte Abbildung im Sinne der geometrischen Optik liegt vor, wenn die Phasenfront in der Austrittspupille⁷² des Systems eine sphärische Kugelwelle darstellt (Abbildung 2.17). Da die Strahlen immer senkrecht auf der Phasenfront stehen, konvergieren auch sie zu einem perfekten Punkt in der Bildebene (natürlich begrenzt durch die PSF). Dies ist in Abbildung 2.18 demonstriert. Ist die Phasenfront aufgrund von Phasenlaufzeitfehlern deformiert (siehe Abbildung 2.18) kreuzen sich die Strahlen nicht mehr in einem Punkt. Diese Abweichung von einem perfekten Konvergenzpunkt äußert sich dann in den bekannten Aberrationen wie beispielsweise Koma oder Astigmatismus. Diese Deformation können dann als Linearkombination von Polynome beschrieben werden, sofern man von der deformierten Phasenfront die sphärische Referenzphasenfront abzieht (siehe Abbildung 2.18). Diese Polynome werden noch in Zernike- bzw. Seidelpolynome unterteilt, deren Einsatz an die Anwendung angepasst wird. Die Koeffizienten vor den Polynomen werden je nach verwendetem System Zernike- oder Seidel-Koeffizienten genannt⁷³. Deren jeweilige Größe unterscheidet wie stark die Aberration in dem System auftritt. Je nach Ordnung der

⁶⁷Illustriert dadurch, dass sich die Strahlen nun nicht mehr in einem Punkt kreuzen.

⁶⁸Speziell innerhalb des TeraCam Projektes (5) sind die auftretenden Winkel aufgrund der verwendeten Detektorgröße bzw. die Brennweiten aufgrund der hohen numerischen Apertur der verwendeten Antennen so groß, dass die Aberrationen trotz der großen Wellenlänge wieder auftreten.

⁶⁹Da hier die Frequenz konstant ist, spielen sie hier eine untergeordnete Rolle.

⁷⁰Die Deformationen bzw. die Laufzeitfehler kommen zustande, da das Eikonal der Strahlen durch das optische Systeme nicht mehr konstant über die transversale Ausdehnung ist.

⁷¹Da das Eikonal im beschriebenen Huygens-Fresnel-Integral ebenfalls auftaucht, sind die Aberrationen implizit mit berücksichtigt.

⁷²Die Austrittspupille ist das bildseitige Bild der Systemapertur gesehen von der Ausgangsseite des Objektivs. Die Eintrittspupille ist das objektseitige Bild gesehen von der Eingangsseite des Objektivs. Sie sind zueinander über die Abbildungsgleichung konjugiert. Für einelementige Systeme liegt sie in der Ebene der Linse.

⁷³Sie sind ineinander umrechenbar.

Polynome treten bestimmte charakteristische Deformationen auf. Bei den Polynomen der nullten Ordnung entsteht nur ein Fokusfehler (Defokussierung). In der ersten Ordnung Fehler die aus einer Kippung der Phasenfront resultieren. In der dritten Ordnung tauchen die bekannten Fehler aus der Optik auf (Koma, sphärische Aberration sowie Astigmatismus). Fehler höherer Ordnung treten zwar ebenfalls in allen optischen Systemen auf, sind aber deutlich kleiner und damit in der Regel unbedeutend⁷⁴. Da Aberrationen lediglich Laufzeitfehler sind, kann eine negative Deformation (ein Nacheilen der Phasenfront an einem bestimmten Punkt) durch eine positive Deformation (ein Vorrauseilen der Phasenfront an einem bestimmten Punkt) ausgeglichen werden. Dies ist die Idee hinter der Optimierung.

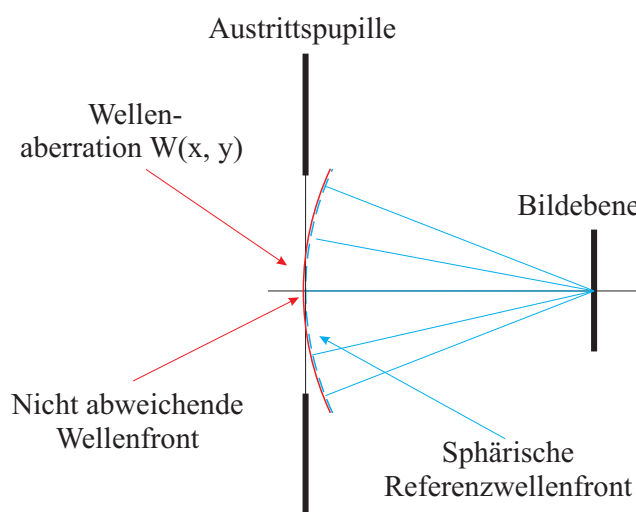


Abb. 2.17: Keine Aberrationen in der Ausgangspupille

Simulation

Das Schema aus Abbildung 2.16 wurde in Zemax implementiert und die zwei Quellpunkte analog zu Abbildung 2.4 definiert. Der Abstand des oberen Quellpunktes von der optischen Achse wurde mit $y_1 = 35$ mm angenommen, der des zweiten mit $y_2 = 40$ mm. Alle anderen Parameter wurden beibehalten. Die durch Aberrationen deformierte PSF der beiden Feldpunkte ist in Abbildung 2.19 zu sehen. Für einen Feldpunkt bei der Position $y_3 = 75$ mm sind die Aberrationen sehr stark geworden (siehe Abbildung 2.20). Eine Einkopplung in einen Detektor wäre mit sehr hohen Verlusten behaftet (für unsere Anwendung sind insbesondere Koma (wegen der großen Detektorabmessungen), sphärische Aberration (aufgrund hoher Detektor-NA sowie geringer Brennweite) und Abschattung von Bedeutung). Hier-

⁷⁴Optische Systeme für Lithographieanlagen werden teilweise bis hin zur 9. Ordnung optimiert.

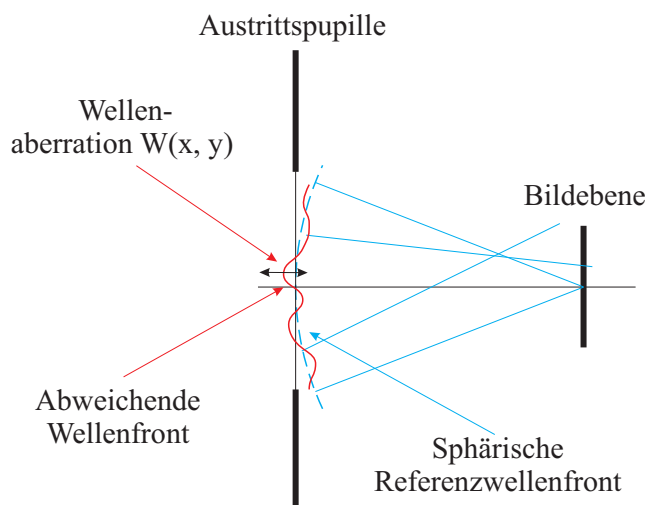


Abb. 2.18: Aberrationen in der Ausgangspupille

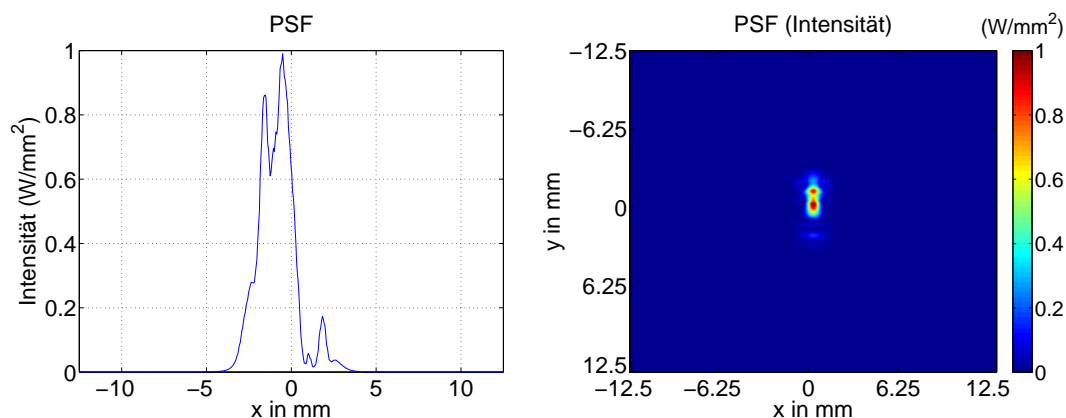


Abb. 2.19: Simulation der Aberrationen von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier zwei THz-Quelle an verschiedenen Positionen)

mit endet die Darstellung zur Theorie der Quasioptik. Es konnte gezeigt werden, dass mit der Gausfeldpropagation ein geeignetes Simulationsmodell zur Verfügung steht. Dieses Modell bzw. die Transformation des q -Parameters nähert sich bei unseren Anwendungen der geometrischen Optik an und es können Strahlenverlaufsprogramme Verwendung finden. Da diese Programme in der Regel auch eine wellenoptische Propagation zur Verfügung stellen, können eventuell vorhandene Abweichungen überprüft werden. Des Weiteren kann für Off-Axis Strahlen gesichert werden, ob hier eine optimale Abbildung vorliegt. Speziell hier dominieren die Effekte der geometrischen Optik und motivieren den Einsatz von Strahlverlaufsprogrammen weiter. Wie diese Aberrationen minimiert werden können, bildet

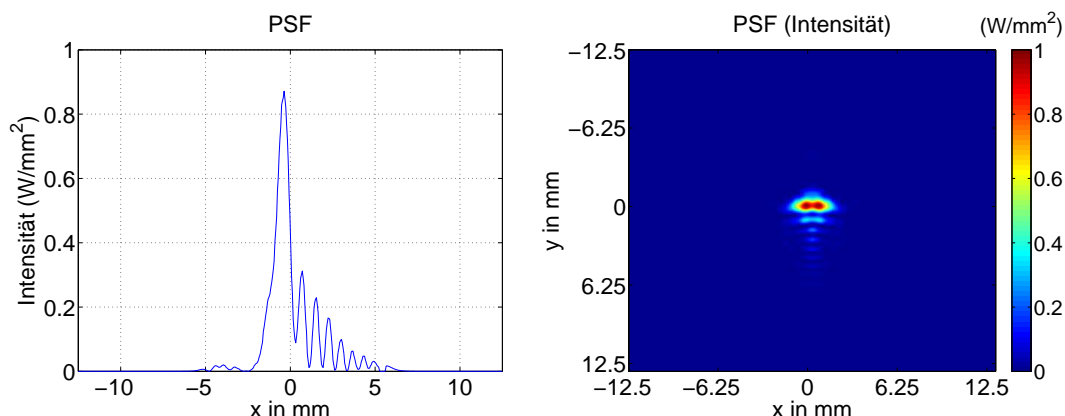


Abb. 2.20: Simulation der Aberrationen von Gausstrahlen an einer Quasioptik (hier eine THz-Quelle an einer extremen Off-Axis Position mit den Aberrationen: Sphärische Aberration, Koma, Distortion (jeweils gering) sowie Astigmatismus und Bildfeldkrümmung (sehr stark))

Inhalt des nächsten Kapitels. Es zeigt sich, dass allein durch kombinieren von fundamentalen Oberflächenformen⁷⁵ quasioptische Systeme On-Axis optimiert werden können. Diese fundamentalen Oberflächenformen können dann zu beliebig komplizierten quasioptischen Systemen zusammengesetzt werden, wie beispielsweise die Teleskope aus Kapitel 3 und Kapitel 5 sowie der NA-Konverter aus Kapitel 5. Soll eine komplette Bildfeldabbildung erfolgen, müssen die Systemparameter der optischen Systeme mittels Optimierungsalgorithmen von Zemax variiert werden, bis sich alle Feldpunkte der optimalen PSF annähern. Auch hier bilden die fundamentalen Oberflächenformen einen guten Startpunkt.

2.4 Optimierung quasioptischer Scansysteme

2.4.1 On-Axis Optimierung

Neben den sphärischen Oberflächenformen, gibt es noch weitere. Mit ihnen ist es möglich eine optimale Fokussierung von On-Axis Gausstrahlen zu erreichen, sofern die Oberflächenform bei bekanntem Quellenabstand g bzw. Detektorabstand b geeignet gewählt wird (siehe Abbildung 2.21). Für eine perfekte On-Axis Abbildung ist es notwendig, dass alle Strahlen von einem Objektpunkt oder Brennpunkt $f_1 = g$ zu einem Bildpunkt oder Brennpunkt $f_2 = b$ die gleiche optische Weglänge aufweisen⁷⁶. Ist dies der Fall, überlagern sich die unterschiedlichen Strahlen in einem Punkt konstruktiv und die Ausdehnung des Fokuspunktes ist minimal⁷⁷. Diese Forderungen wird von den Kegelschnitte aus der Trigonometrie erfüllt

⁷⁵Die einheitlich als Kegelschnitte darstellbar sind.

⁷⁶Die optische Weglänge wird oft auch Eikonal genannt.

⁷⁷Natürlich begrenzt durch die PSF.

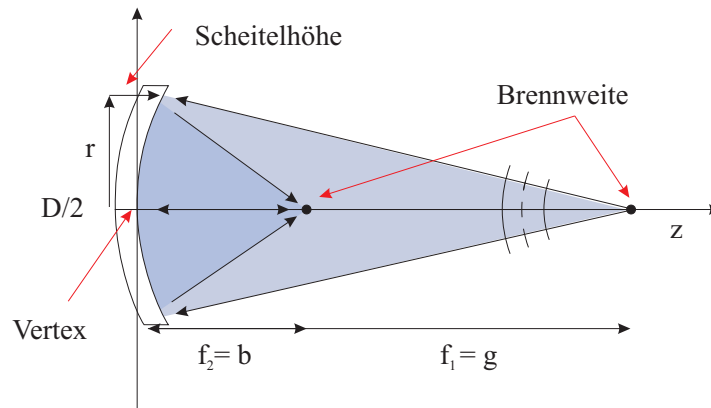


Abb. 2.21: Mathematische Beschreibung der fundamentalen Oberflächenformen

die mathematisch beschrieben werden können durch⁷⁸

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} \quad (2.34)$$

In (2.34) ist c der Kehrwert des Krümmungsradius R nach

$$c = \frac{1}{R} \quad (2.35)$$

k der konische Parameter und z die Scheitelhöhe im Abstand r von der optischen Achse bezogen auf den Vertex (siehe Abbildung 2.21 zur Definition der entsprechenden Größen). Der konische Parameter k entscheidet darüber, welche der fundamentalen Oberflächenformen gerade vorliegt. In Tabelle 2.1 sind die verschiedenen Werte für k zusammen mit den sie beschreibenden Oberflächenformen angegeben. Je nachdem ob die Strahlung von der

Konischer Parameter	
Sphärische Krümmung	$k = 0$
Elliptische Krümmung	$k = 0 \dots k = -1$
Parabolische Krümmung	$k = -1$
Hyperbolische Krümmung	$k > -1$

Tab. 2.1: Fundamentale Oberflächenformen und die zugehörigen konischen Parameter

Oberfläche reflektiert oder gebrochen wird⁷⁹, ergeben sich unterschiedliche Möglichkeiten

⁷⁸Standard ISO Formel. Diese Formel wird auch von Zemax verwendet.

⁷⁹In der Literatur oft als catoptric (rein reflektiv), dioptrics (rein refraktiv) bzw. catadioptric (Mischung zwischen beiden) genannt. Wir verwenden in der Regel letztere.

einen Gegenstandspunkt $g = f_1$ in einen Bildpunkt $b = f_2$ umzuwandeln. Bezüglich der reflektiven Systeme erfüllen

- die Kugel
- die Ellipse
- der Paraboloid
- der Hyperboloid

diese Forderung. Die Kugel bildet dabei einen Objektpunkt f_1 in sich selbst ab, d.h. $f_1 = f_2$. Die Brennweite entspricht dabei dem halben Krümmungsradius R . Die Ellipse bildet von einem endlichen Objektpunkt f_1 zu einem anderen, ebenfalls endlichen, Fokuspunkt f_2 ab. Der Paraboloid von einem unendlich entfernten Objektpunkt f_1 zu einem endlich entfernten Fokuspunkt f_2 . Der Hyperboloid hingegen von einem endlichen Objektpunkt $-f_1$ (also virtuellen) zu einem endlich entfernten Fokuspunkt f_2 (man beachte wie sich die Brennweite f_1 immer weiter von dem optischen System entfernt). Bezüglich der refraktiven Systeme erfüllen lediglich

- die Ellipse
- der Hyperboloid

diese Forderung. Aufgrund der Brechung an der Oberfläche ergeben sich hier weniger Möglichkeiten⁸⁰. Die Ellipse bildet dabei einen Objektpunkt f_1 , der sich innerhalb des Linsenmaterials befinden muss, in einen Parallelstrahl ab, während der Hyperboloid einen Objektpunkt f_1 , der sich außerhalb des Linsenmaterials befinden muss, in einen Parallelstrahl abbildet. Die zuletzt genannte Oberflächenform wird zur Kollimation bzw. Fokussierung einer Punktquelle häufig genutzt, da trotz höherer Verluste durch Reflexion und Absorption die aufwendige Justage des normalerweise eingesetzten Off-Axis Paraboloiden entfällt⁸¹. In Tabelle 2.2 bzw. in Tabelle 2.3 sind die fundamentalen Oberflächenformen für die reflektiven bzw. refraktiven Systeme sowie die Position der perfekten Abbildung nochmals zusammengefasst angegeben. Dabei sind die Größen f_1 bzw. f_2 beliebig. In Abbildung 2.22 bzw. in Abbildung 2.23 sind die verschiedenen fundamentalen Oberflächenformen zur Verdeutlichung nochmals graphisch mit den zugehörigen Eingangs- und Ausgangsfeldern

⁸⁰Bei den refraktiven Systemen kann ein Punktstrahler immer nur in einen Parallelstrahl umgewandelt werden bzw. umgekehrt. D.h., dass eine Punkt-zu-Punkt Abbildung immer aus zwei optisch aktiven Flächen zusammengesetzt sein muss.

⁸¹Ein weiterer Vorteil ist, dass sehr kurze Brennweiten erzielt werden können, die beispielsweise bei der elektrooptischen Detektion von Bedeutung sind. Bisher wurden dazu nur Off-Axis Paraboloiden eingesetzt, die Schwierigkeiten bei der Justage verursachen und nicht in allen Kombination Brennweite zu Apertur zur Verfügung stehen. Mittels geeigneter CNC-Drehbank können hart fokussierende refraktive Elemente ohne großen Aufwand gefertigt werden, da sie rotationssymmetrisch sind.

Fokuspositionen für reflektive Systeme		
Oberflächenform	Fokuspunkt 1	Fokuspunkt 2
Sphärische Krümmung	f_1	$f_1 = f_2$
Elliptische Krümmung	f_1	f_2
Parabolische Krümmung	∞	f_2
Hyperbolische Krümmung	$-f_1$	f_2

Tab. 2.2: Fokuspositionen der fundamentalen reflektiven Oberflächenformen

Fokuspositionen für refraktive Systeme		
Oberflächenform	Fokuspunkt 1	Fokuspunkt 2
Elliptische Krümmung	f_1	∞
Hyperbolische Krümmung	f_1	∞

Tab. 2.3: Fokuspositionen der fundamentalen refraktiven Oberflächenformen

dargestellt. Dabei wird das eingezeichnete Eingangsfeld in ein entsprechendes Ausgangsfeld abgebildet. Die zugehörigen Brennweiten sind ebenfalls eingezeichnet. Dabei ist zu erwähnen, dass bei den reflektiven Systemen „beide“ Seiten, also die Vorder- und Rückseite der Spiegelfläche genutzt werden können (in der Abbildung konkav und konvex genannt). D. h., beispielsweise im Fall der elliptischen Oberflächenform, dass nicht nur ein reeller Objektpunkt f_1 in einen anderen reellen Bildpunkt f_2 abgebildet werden kann, sondern auch ein virtueller Objektpunkt $-f_1$ in einen entsprechend anderen virtuellen Bildpunkt $-f_2$ (siehe Abbildung 2.22)^{82,83}. Da durch entsprechende Kombination der fundamentalen Oberflächenformen eine beliebige geometrisch perfekte Punkt-zu-Punkt Abbildung realisiert werden kann, können je nach Art der Anwendung die quasioptischen Systeme entsprechend entworfen werden^{84,85}. Zu erwähnen bleibt, dass die in Kapitel 2 erwähnte Fokusverschiebung auch bei den hier vorgestellten Systemen vorkommt [22]. Sie ist aber

⁸²Das heißt, dass ein stark konvergentes Strahlenbündel in ein schwächer konvergentes oder umgekehrt umgewandelt werden kann.

⁸³Natürlich können jeweils auch Objekt- und Bildpunkt vertauscht werden.

⁸⁴Diese Kombination ist von großer Bedeutung für die Singlepixel- aber auch für die Multipixelssysteme wie sie in Kapitel 5 vorgestellt werden. Insbesondere die perfekte Punkt-zu-Punkt Abbildung für die refraktiven Systeme bei endlichem und sehr geringem Fokusabstand ist von großer Bedeutung für die NA-Konverter aus Kapitel 5.

⁸⁵Da es sich nur um eine Punkt-zu-Punkt Abbildung handelt, sind damit noch keine Bildfeldabbildungen möglich. Diese kann aber im einfachsten Fall durch laterales verschieben des Objektes unter dem Fokuspunkt (siehe Kapitel 3), durch abtasten des Bildpunktes mittels eines taumelnden Planspiegels (ebenfalls Kapitel 3) sowie durch eine komplette Bildfeldabbildung unter Verwendung von Multipixeldetektoren (Kapitel 5) erfolgen. Speziell für den zuletzt genannten Fall, muss eine weitere Optimierung des quasioptischen Systems durchgeführt werden.

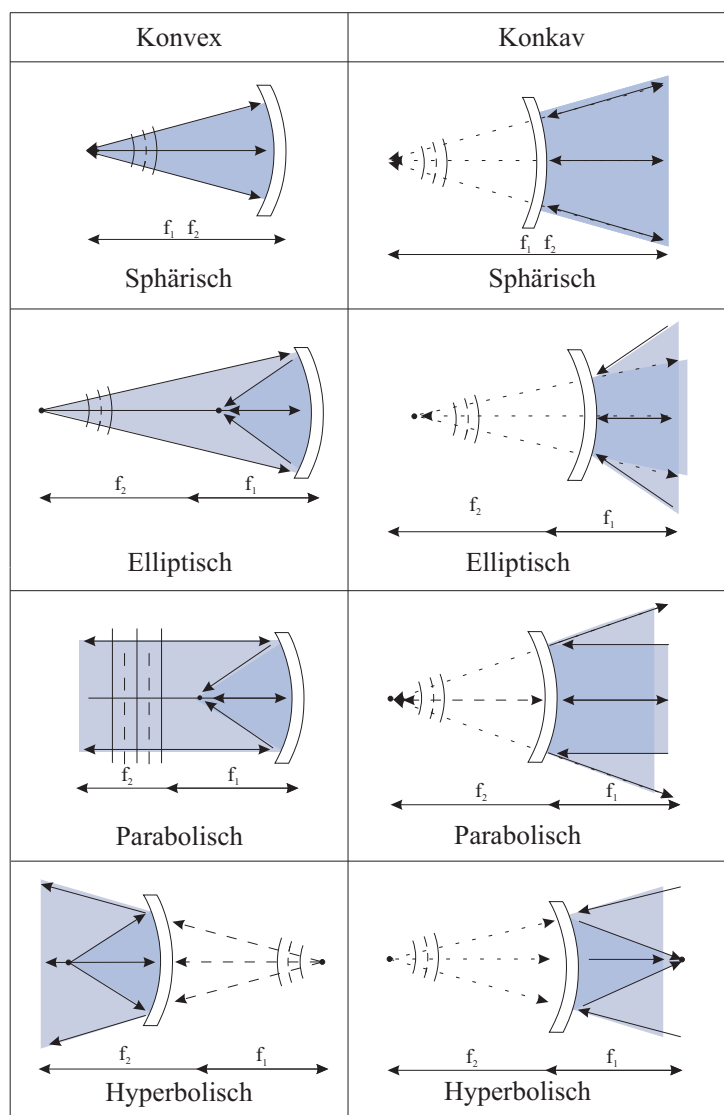


Abb. 2.22: Graphischer Vergleich der fundamentalen Oberflächenformen für reflektive Systeme

ebenfalls gering, wenn hart fokussiert wird^{86,87}.

⁸⁶Auch dies konnte durch die Vorjustage mittels Diodenlaser bestätigt werden.

⁸⁷Hier soll noch darauf hingewiesen werden, dass mit hyperbolischen Linsen das Rayleigh Kriterium auch unterschritten werden kann. Die in [45] ausgeführten theoretischen bzw. experimentellen Untersuchungen basieren dabei ebenfalls auf der Kirchhoff Formulierung. Mit hyperbolischen Linsen lassen sich somit Fokussdurchmesser, und damit laterale Auflösungen, erreichen, die etwas besser sind als mit sphärischen Linsen. Deutlich unterhalb des Beugungslimits kommt man aber nur mit Metamaterialien mit Immersionstechniken oder mittels Nahfeldmikroskopie.

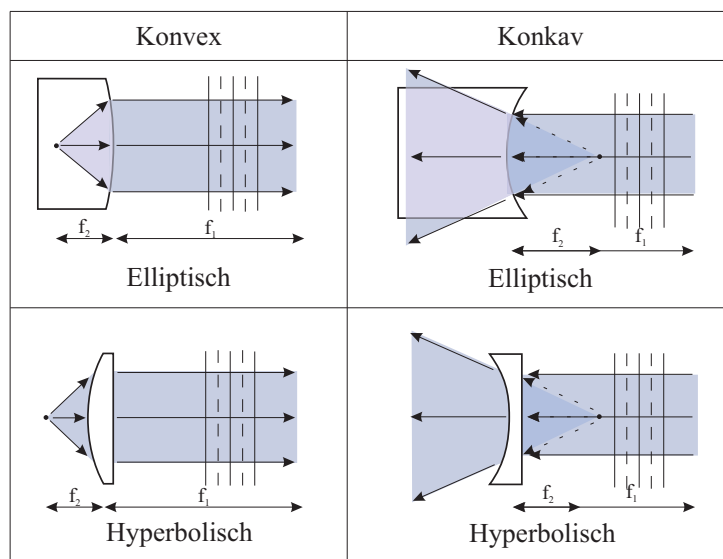


Abb. 2.23: Graphischer Vergleich der fundamentalen Oberflächenformen für refraktive Systeme

Reflektive On-Axis Optimierung

Anhand eines reflektiven quasioptischen Systems soll gezeigt werden, wie aus Kenntnis des Objektabstandes $g = f_1$ bzw. des Detektorabstandes $b = f_2$ die beiden Parameter Krümmungsradius R und konischer Parameter k berechnet werden können. Sind diese bekannt, kann der Spiegel nach Formel 2.34 gefertigt werden. Da f_1 und f_2 endlich sein sollen, ergibt sich als fundamentale Oberflächenform eine Ellipse. Hierbei gilt [26]

$$\frac{1}{c} = R = \pm \frac{b^2}{a} \quad (2.36)$$

bzw.

$$k = -\epsilon^2 = -\left[\frac{a^2 - b^2}{a^2}\right] \quad (2.37)$$

In (2.36) stehen a und b für die beiden Halbachsen der Ellipse sowie $\epsilon = \frac{b}{a}$ für die Exzentrizität. Die Halbachse a weist dabei einen eindeutigen Zusammenhang zu den beiden Brennweiten f_1 und f_2 auf

$$f_2 - f_1 = 2a \quad (2.38)$$

Werden voranstehende Formeln kombiniert, können folgende Formeln für den Krümmungsradius R bzw. den konischen Parameter k in Abhängigkeit der Brennweiten geschrieben werden⁸⁸

⁸⁸Die Herleitung soll hier nicht erfolgen.

$$c = \pm \left(1 - \frac{4f_1 f_2}{(f_1 + f_2)^2}\right) \quad (2.39)$$

und

$$R = \pm \frac{2f_1 f_2}{(f_1 + f_2)} \quad (2.40)$$

Die Vorzeichenregelung ist dabei derart, dass sie die richtige Krümmung erzeugt bzw. den richtigen Wertebereich für den konischen Parameter ergeben. Erstere ist abhängig auf welcher Seite der Spiegel genutzt werden soll. Mit diesen Formeln kann dann bei Kenntnis der Systemvorgabe (also Abstand des Objektpunktes⁸⁹ f_1 und Position des Detektors f_2) der Krümmungsradius und der konische Parameter des Spiegels berechnet werden. Das quasioptische System ist dann für diesen Objektpunkt im Sinne der geometrischen Optik perfekt. Obwohl Formel 2.39 und Formel 2.40 am Beispiel der Ellipse und anhand Abbildungsgeometrischer Relationen hergeleitet wurden, gelten sie so für alle quasioptischen Oberflächenformen sofern die angegebene Näherung aus den vorherigen Kapiteln erfüllt ist (für eine Hyperbel muss beispielsweise einer der Brennweiten negativ gewählt werden da sie virtuell ist). In Abbildung 2.24 ist beispielhaft eine solche Punkt-zu-Punkt Optimierung mittels eines elliptischen Spiegels als Primärspiegel, sowie eines hyperbolischen Spiegels als Sekundärspiegel demonstriert⁹⁰. Die Objekt- bzw. Gegenstandsabstand des Primärspiegels sind dabei $f_1 = 1000$ mm bzw. $f_2 = 250$ mm. Der Durchmesser des Primärspiegels wird mit $D_p = 300$ mm angenommen. Die Objekt- bzw. Gegenstandsweite des Sekundärspiegels sind hierbei $f_1 = 250$ mm bzw. $f_2 = -75$ mm, der Durchmesser wird mit $D_s = 110$ mm angenommen. Als Material wird Aluminium (Reflektivität $r = 1$) verwendet. Die sich ergebenden Parameter R_p und k_p sowie R_s und k_s sind in Tabelle 2.4 eingetragen. Hierbei ist darauf zu achten, dass der Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel so gewählt wird, dass der reelle Fokus f_2 des Primärspiegels auf dem virtuellen Fokus f_2 des Sekundärspiegels liegt (siehe Abbildung 2.24). Die Hyperbel wurde gewählt, da im Vergleich zum Einsatz einer Ellipse so etwas Bauraum eingespart werden kann. In Abbildung 2.25 ist die PSF für das unoptimierte Teleskopsystem zu sehen (der konische Parameter wurde hier zu null gesetzt; der Krümmungsradius auf optimale Abbildung hin optimiert). In Abbildung 2.26 die PSF für das optimierte System. Es ist klar zu erkennen, wie sich die Fokusqualität verbessert hat. Dies gilt nicht nur für den On-Axis Punkt sondern auch für dessen Umgebung. Die Fokusqualität wird zwar auch hier schlechter allerdings ist sie immer noch besser als im unoptimierten Fall. Die ermittelten Werte aus Tabelle 2.4 können dann in Formel 2.34 eingesetzt werden, um für jedes $r \in [0, D/2]$ die passende Scheitelhöhe z_r zu bestimmen. Werden diese Werte geeignet an eine CNC-Maschine übertragen, kann das Spiegelement gefertigt werden. Bei den reflektiven Systemen ergibt sich noch eine Besonderheit, die bei

⁸⁹Auch als Arbeitabstand bezeichnet.

⁹⁰Eine leichte Abwandlung dieses Designs wird in Kapitel 5 eine fundamentale Rolle spielen. Hier wird auch die sehr gute Fokusqualität gezeigt.

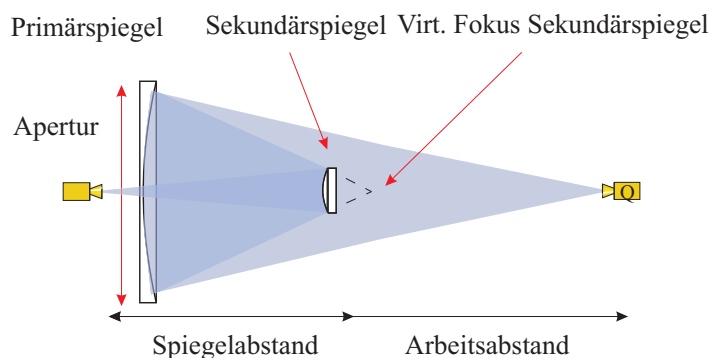


Abb. 2.24: Punkt-zu-Punkt Abbildung mit zwei reflektiven Elementen (Ellipse und Hyperbel)

Reflektive Punkt-zu-Punkt Abbildung	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -400.00$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.36$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 300$ mm
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 40$ mm
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = -214.28$ mm
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -3.44$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 110$ mm
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 175$ mm
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = 75$ mm

Tab. 2.4: Fertigungsdaten für die reflektive Punkt-zu-Punkt Abbildung

den refraktiven Systemen zwar möglich, aber nicht sinnvoll ist. Sie können, neben der Form der Oberfläche, noch bezüglich der Position der Apertur in On-Axis und Off-Axis Systeme eingeteilt werden (siehe Abbildung 2.27). Der einzige Unterschied zwischen diesen beiden Systemen besteht in der Position der Apertur, die bei den Off-Axis Systemen nicht mehr symmetrisch zur optischen Achse ist, sondern in eine bestimmte Richtung senkrecht zur optischen Achse verschoben ist. Dies hat auf die Fokuseigenschaften der Elemente keinen Einfluss, wirkt sich allerdings auf die bei reflektiven System normalerweise vorhandene Abschattung günstig aus. Wird die Apertur entsprechend gewählt, können abschattungsfreie Systeme entwickelt werden^{91,92}. Dies wird am vorherigen Beispiel demonstriert. Anhand

⁹¹Das bekannteste Off-Axis System im Bereich der THz-Physik ist der Off-Axis Paraboloid wie er häufig für TDS-Systeme eingesetzt wird.

⁹²Die abgeschatteten bzw. nicht abgeschatteten System werden auch als obscured bzw. unobscured Systeme bezeichnet.

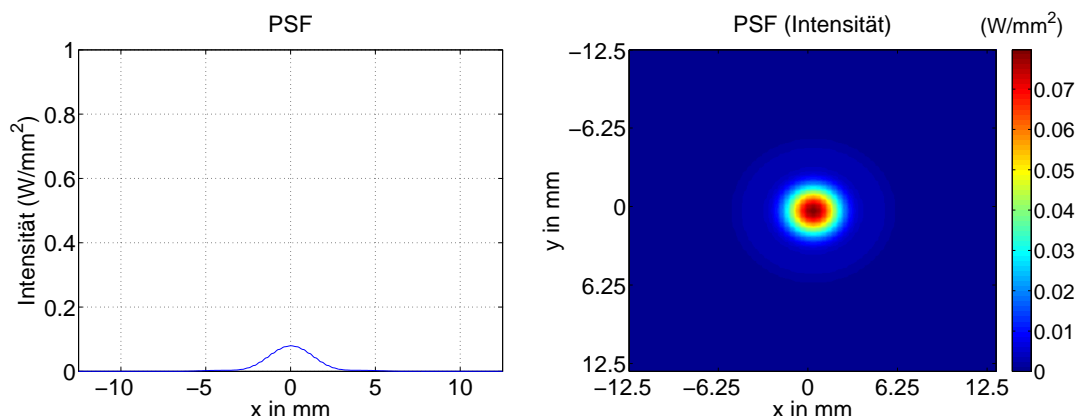


Abb. 2.25: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.24 mit zwei unoptimierten Spiegelementen (sphärisch)

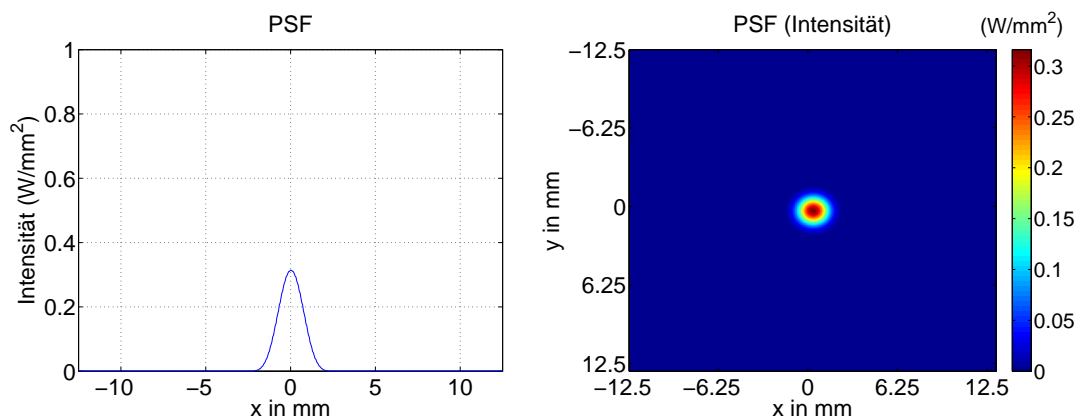


Abb. 2.26: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.24 mit zwei optimierten Spiegelementen (elliptisch, hyperbolisch)

von Abbildung 2.24 ist zu erkennen, dass der Sekundärspiegel im Strahlengang liegt und aufgrund seines Durchmesser eine deutliche Abschattung verursacht und somit die erreichbare Systemdynamik negativ beeinflusst. In Abbildung 2.27 ist dies nicht mehr der Fall. Hier wurde das quasioptische Scansystem dahingehend modifiziert, dass die Apertur des Primär- und Sekundärspiegels in die positive y -Richtung verschoben und die Quelle bzw. der Detektor leicht gedreht wurden⁹³. Die Abbildung ist immer noch optimal (siehe Abbildung 2.28 und Abbildung 2.29), allerdings ist nun keine Abschattung mehr vorhanden. Insbesondere für Off-Axis Systeme ist die analytische Vorauslegung also zwingend erforderlich. Nachteilig ist hierbei, dass diese Systeme, wie in Abbildung 2.27 ebenfalls zu erkennen,

⁹³Die Werte für r in Formel (2.34) laufen im Falle des Primärspiegels also nicht mehr von $r \in [0, D/2]$ sondern von $r \in [A, B]$ mit $B - A = D$ mit D als Durchmesser des Elements.

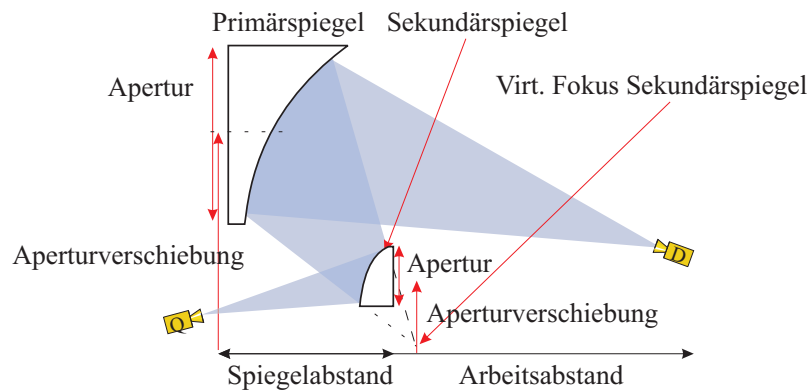


Abb. 2.27: Das quasioptische Teleskopsystem aus Abbildung 2.24 mit dezentrierter Apertur

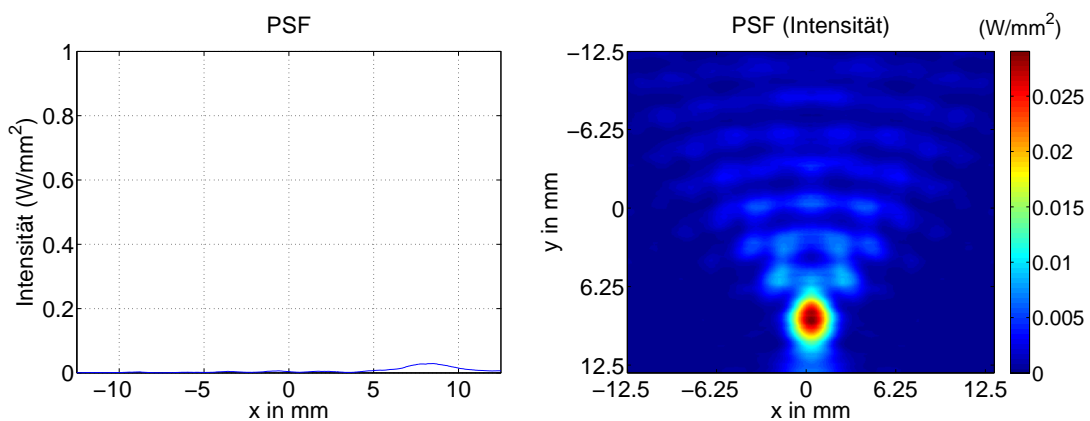


Abb. 2.28: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.27 mit zwei unoptimierten Spiegelementen (sphärisch)

in der Regel relativ voluminös werden. Auch ist deren Fertigung deutlich erschwert, da das System nun nicht mehr rotationssymmetrisch ist. Es kann also unter Umständen sinnvoll sein, die Abschattung hinzunehmen sofern konstruktive Einschränkungen es erfordern⁹⁴.

Refraktive On-Axis Optimierung

Anhand eines refraktiven Systems soll gezeigt werden, wie aus Kenntnis des Objektabstandes f_1 bzw. des Detektorabstandes f_2 sowie der Brechungsindex n_2 des Linsenmaterials

⁹⁴In Kapitel 6 wird ein zylindrisches Off-Axis System vorgestellt das den Nachteil der komplizierten Fertigung deutlich reduziert.

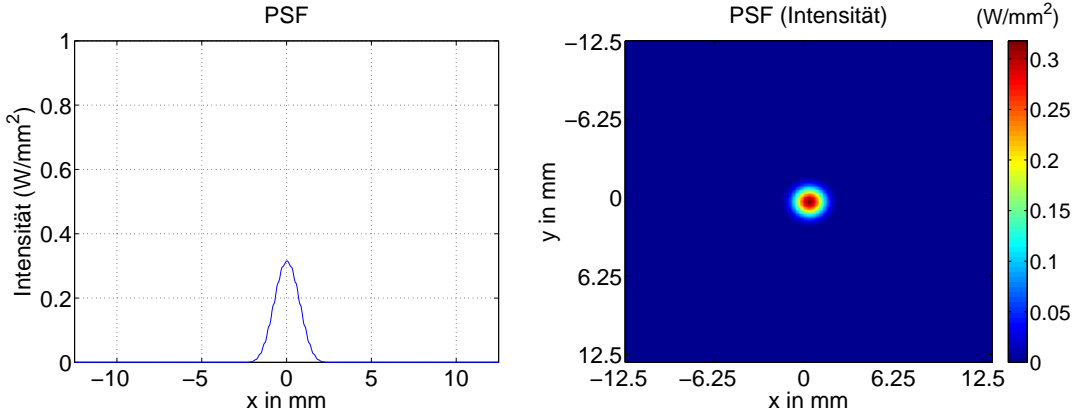


Abb. 2.29: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.27 mit zwei optimierten Spiegelementen (elliptisch, hyperbolisch)

die beiden Parameter Krümmungsradius R und konischer Parameter k berechnet werden können. Sind diese bekannt, kann die Linse nach Formel 2.34 gefertigt werden. Speziell für eine Hyperbel ergibt sich [26]

$$c = \frac{1}{R} = \frac{n_2 + n_1}{f_1(1 + k)} \quad \text{mit} \quad n_2 > n_1 = 1 \quad (2.41)$$

bzw.

$$k = -\epsilon^2 = -\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \quad (2.42)$$

hierbei ist f_1 die Brennweite, n_2 der Brechungsindex des Linsenmaterials und n_1 der des umgebenden Mediums. In Formel 2.41 ist zu erkennen, dass der konische Parameter nicht von der Brennweite abhängt, sondern lediglich von dem Brechungsindex des Linsenmaterials. Auch hier können die ermittelten Werte für R und k in Formel 2.34 eingesetzt werden, um für jedes $r \in [0, D/2]$ die passende Scheitelhöhe z zu bestimmen. Werden diese Werte geeignet an eine CNC-Maschine übertragen, kann das entsprechende Linsenelement gefertigt werden. In Abbildung 2.30 ist beispielhaft eine Punkt-zu-Punkt Abbildung mittels zweier hyperbolischer Linsen zu sehen⁹⁵. Die Brennweite der Linsen beträgt jeweils $f_1 = 50$ mm der Durchmesser $D = 50$ mm. Das Material weist eine Brechungsindex von $n_2 = 1.49$ auf (Teflon). Beide Linsen wurden in der institutzugehörigen Werkstatt gefertigt. Die sich ergebenden Parameter R und k sind in Tabelle 2.5 eingetragen. In Abbildung 2.31 ist die PSF für das unoptimierte System zu sehen (der konische Parameter wurde zu null gesetzt; der Krümmungsradius auf optimale Abbildung hin optimiert). In Abbildung 2.32 die PSF für das optimierte System. Es ist klar zu erkennen wie die Fokusqualität zu genommen hat. Die ermittelten Werte aus Tabelle 2.4 können dann in Formel 2.34 eingesetzt werden, um für jedes $r \in [0, D/2]$ die passende Scheitelhöhe z zu bestimmen. Werden

⁹⁵Dieses quasioptische System wurde zur experimentellen Untersuchung an CMOS-FPA in unserer Arbeitsgruppe verwendet.

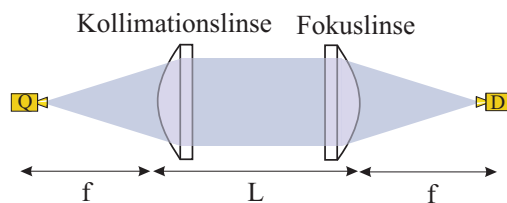


Abb. 2.30: Punkt-zu-Punkt Abbildung mit zwei refraktiven Elementen (zwei Hyperbeln)

Refraktive Punkt-zu-Punkt Abbildung	
Krümmungsradius Kollimationslinse	$R_k = 25.00$ mm
Konischer Parameter Kollimationslinse	$k_k = -2.25$
Durchmesser Kollimationslinse	$D_k = 50$ mm
Krümmungsradius Fokuslinse	$R_f = 25.00$ mm
Konischer Parameter Fokuslinse	$k_f = -2.25$
Durchmesser Fokuslinse	$D_f = 50$ mm
Abstand Quelle/Kollimationslinse	$L_{q,k} = 50$ mm
Abstand Detektor/Fokuslinse	$L_{d,f} = 50$ mm

Tab. 2.5: Fertigungsdaten für die refraktive Punkt-zu-Punkt Abbildung

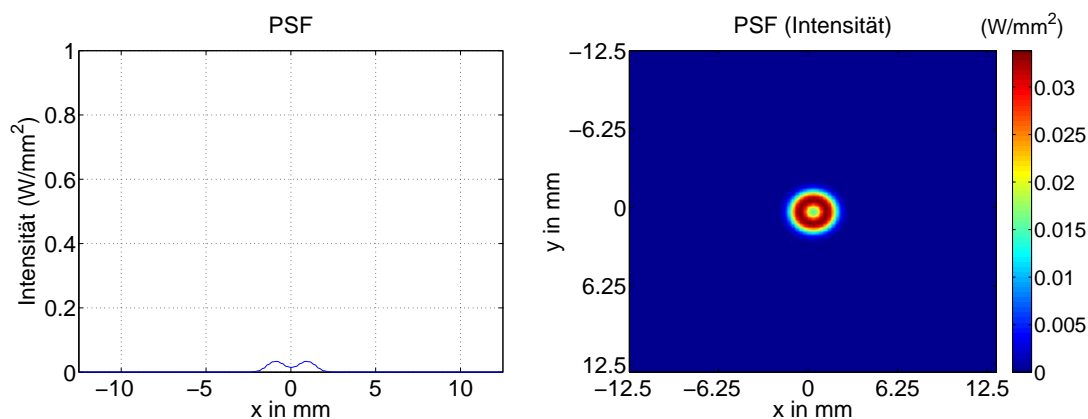


Abb. 2.31: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.30 mit zwei unoptimierten Linsen (sphärisch)

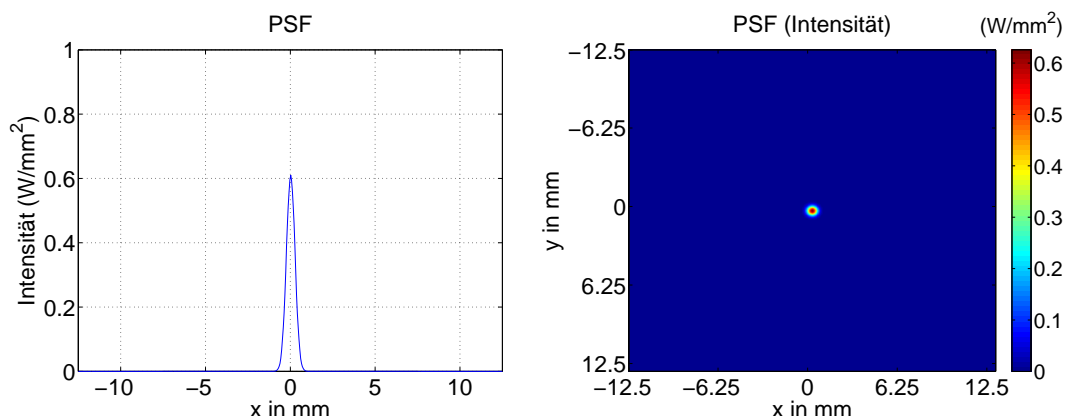


Abb. 2.32: PSF der Punkt-zu-Punkt Abbildung aus Abbildung 2.30 mit zwei optimierten Linsen (hyperbolisch)

diese Werte geeignet an eine CNC-Maschine übertragen, kann das Linsenelement gefertigt werden.

Vergrößerung der reflektiven/refraktiven On-Axis Systeme

Die Vergrößerung hat bei quasioptischen Systemen eine nicht unerhebliche Bedeutung, da sie wegen der besonderen Situation im THz-Bereich in der Regel nicht frei wählbar ist, sondern an den entsprechenden Detektor angepasst werden muss (siehe Argumentation aus Kapitel 2). Die Vergrößerung 2.43 bestimmt sich üblicherweise aus dem Verhältnis von Bildweite b zur Gegenstandsweite g bzw. von der Bildgröße B zur Gegenstandsgröße G . Bringt man nun das Objekt in die Ebene der ersten Brennweite $f_1 = g$ ergibt sich das Abbild in der Ebene der zweiten Bildweite $f_2 = b$ ⁹⁶. Die Vergrößerung eines einzelnen Elementes ist somit über

$$V = \frac{b}{g} = \frac{B}{G} = \frac{f_2}{f_1} \quad (2.43)$$

definiert. Das heißt aber auch, dass für einen vorgegebenen Gegenstandsabstand g und Detektorabstand b die Vergrößerung nicht mehr frei gewählt werden kann, sofern das quasi-optische System On-Axis perfekt sein soll. Dies ist erst bei Hinzunehmen eines weiteren Elementes (wie es bei Teleskopen in der Regel der Fall ist) möglich.

⁹⁶Die Oberflächenformen bilden natürlich auch für andere Gegenstandsweiten g ein Abbild in b , allerdings ist der On-Axis Fokus dann nicht mehr optimal.

Einsatzbereiche der reflektiven/refraktiven On-Axis Systeme

In den beiden vorherigen Kapiteln wurde zwei verschiedenen quasioptische Designs vorgestellt, deren sinnvolle Einsatzbereiche sehr unterschiedlich sind. Reflektive Systeme bieten sich insbesondere bei abbildenden Systemen mit großen Arbeitsabständen an. Refraktive System sind hier nicht geeignet, da sie ohne weitere Vorkehrungen sehr hohe Absorptionsverluste aufweisen, da mit steigendem Linsendurchmesser und gegebener Krümmung die Linsendicke immer mehr zunimmt. Dies könnte zwar durch Materialien mit hohem Brechungsindex reduziert werden, doch verursachen diese wiederum sehr hohe Reflexionsverluste⁹⁷. Zur Kollimation, d.h. zur Strahlführung und Strahlformung, hingegen sind die refraktiven System besser geeignet. Zwar wären auch Off-Axis Paraboloiden denkbar, doch bieten sie hier keine wirklichen Vorteile, da deren Justage sehr schwierig ist⁹⁸. Zudem sind die Verluste durch Absorption zu vernachlässigen, da die Dicke der Linsen relativ gering ist (hier ca. 15 mm)⁹⁹. Sie können auch ohne großen Aufwand auf einer CNC-Drehmaschine gefertigt werden. Die Brennweite ist dabei, im Gegensatz zu den sehr teuren kommerziell erworbenen Off-Axis Paraboloiden, beliebig vorgebar. Des Weiteren bringen die Off-Axis Paraboloiden eine Asymmetrie in den Strahlengang ein, die durch die unterschiedliche Entfernung zur optischen Achse bedingt ist. So werden zwar alle Strahlen in einem Punkt gebündelt, die Dichte der Strahlen variiert allerdings über den Querschnitt¹⁰⁰. In dieser Dissertation werden in der Regel catoptische Systeme die eine Kombination aus beidem darstellen und somit eine optimale Kombination bieten verwendet. Als Faustformel bietet es sich an, refraktive Systeme zur Strahlführung und reflektive Systeme zur Abbildung zu verwenden. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, wie quasioptische Systeme über das komplette Bildfeld optimiert werden können.

2.4.2 Off-Axis Optimierung

Wie in Kapitel 2 erwähnt, ergeben sich bei abbildenden THz-Systeme bzw. bei Off-Axis Strahlen Aberrationen. Problematisch ist hierbei, dass in einem bestimmten Arbeitsabstand eine bestimmte laterale Auflösung gefordert wird, die nur durch größere Aperturen erreicht werden kann¹⁰¹. Umso größer die ausgeleuchtete Apertur ist, umso größer werden auch die Aberrationen. Diese Aberrationen können allerdings durch Variation der Systemparameter, beispielsweise den konischen Parameter k oder der Krümmungsradius R , verringert werden. Dabei wird versucht die optische Weglänge aller Strahlen gleich zu machen.

⁹⁷Refraktiv System stellen unter Umständen dann eine geeignete Lösung dar, wenn Fresnellinsen wie in [53] verwendet werden. Es wurden zwar Experimente mit kommerziell erhältlichen Fresnellinsen gemacht (Durchmesser ca. 50 mm), diese blieben allerdings unbefriedigend. Die Fokusqualität blieb deutlich hinter denen hyperbolischer Linsen zurück.

⁹⁸Mit dem Justagelaser konnten diese System allerdings relativ gut und effektiv justiert werden.

⁹⁹Bei dem eben vorgestellten refraktiven System treten noch zusätzliche Verluste durch Fresnelreflexe auf. Sie sind bei den reflexiven Systemen nicht vorhanden.

¹⁰⁰Diese Asymmetrie ist nur für kürzere Brennweiten bemerkbar.

¹⁰¹Siehe Argumentation in Kapitel 3

Exakt lösen lässt sich dies nur bei einem einzigen Feldpunkt. Sind mehrere Feldpunkte vorhanden, wie bei einer Bildfeldabbildung üblich, ist diese Forderung nicht mehr exakt sondern nur noch angenähert zu erreichen. Die Fähigkeit von Zemax eine derartige Optimierung durchzuführen, ist der eigentliche Grund für den Einsatz von Zemax^{102,103}. Dies geschieht in Zemax anhand einer Gütefunktion MF¹⁰⁴

$$\text{MF}^2 = \frac{\sum W_i (V_i - T_i)^2}{\sum W_i} \quad (2.44)$$

Hierin stehen T_i für den Zielwert, V_i für den aktuellen Wert der Systemvariablen i und W_i für die Gewichtung. Erreicht einer der Systemvariablen den Zielwert, wird die Gütefunktion null und der optimale Wert ist erreicht. Zur Optimierung wird einer der Systemparameter¹⁰⁵ infinitesimal variiert und die Gütefunktion erneut berechnet. Ist sie kleiner geworden wird der Parameter weiter in diese Richtung geändert, ist sie größer geworden wird die Änderung zurückgenommen. Optimierungsziel ist es, für alle Objektpunkte eine optimale Fokussierung d.h. identische Weglänge für alle Strahlen zu erreichen. Neben dieser Forderung können aber auch eigene Zielwerte definiert werden, beispielsweise das die Vergrößerung einen bestimmten Wert erreicht¹⁰⁶. Durch unterschiedliche Gewichtung W_i kann dem einen oder anderen Optimierungsziel der Vorzug gegeben werden¹⁰⁷. Neben den üblichen Variablen, bietet Zemax noch weitere Optimierungsmöglichkeiten durch ergänzen der Oberflächenformen durch gerade

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} + \alpha_2 r^2 + \alpha_4 r^4 + \alpha_6 r^6 + \dots \quad (2.45)$$

polynomiale Terme^{108,109}. Die zusätzlichen asphärischen Terme α_N können genutzt werden, um die Abbildung weiter zu optimieren. Allerdings wird sich später zeigen, dass der Gewinn bei zweielementigen Systemen eher gering ist. Der größte Gewinn bei der Optimierung wird durch einen guten Startpunkt, d.h. heißt ein voroptimiertes System, gegeben. Dieser wird durch die Verwendung von fundamentalen Oberflächenformen aus dem vorherigen Kapitel erreicht, wie später noch gezeigt wird.

¹⁰²Auf die Vorgehensweise zur Optimierung soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Ein guter Überblick ist in [26] oder in [43] zu finden.

¹⁰³Da die Optimierung optischer Systeme viel Erfahrung erfordert, kann nur schwer eine optimale Strategie vorgegeben werden. Sie sind von Fall zu Fall unterschiedlich und muss jeweils neu an das Problem angepasst werden.

¹⁰⁴MF, Merrit Function.

¹⁰⁵Die in Zemax als Variablen deklariert werden müssen.

¹⁰⁶Siehe Argumentation bezüglich der Abstände der Detektorelemente in Kapitel 2.

¹⁰⁷Wird der Wert $W_i = -1$ eingegeben zwingt Zemax das System diesen Wert auf jeden Fall zu erreichen [26] unabhängig davon wie schlecht die anderen Optimierungsziele dabei werden.

¹⁰⁸Die Bedeutung der Variablen ist identisch geblieben.

¹⁰⁹Die Einheit für r ist mm so das bei typischen Aperturdurchmesser die Werte α_{N+1} unter Umständen sehr klein werden. Der Exponent regelt ab wann der entsprechende asphärischen Terme aktiv wird. Beispielsweise haben alle auf der optischen Achse keine Auswirkung.

Reflektive Off-Axis Optimierung

Anhand des refraktiven Systems aus Kapitel 2 soll gezeigt werden, wie eine Bildfeldoptimierung zu erfolgen hat. Alle Parameter sind dabei gleich geblieben. Es wurde lediglich einer weiterer Objektpunkt definiert. Der Abstand betrug dabei $y_2 = 100$ mm zur optischen Achse. In Abbildung 2.34 ist die On-Axis PSF für das unoptimierte System zu sehen (der konische Parameter wurde zu null gesetzt; der Krümmungsradius auf optimale Abbildung hin optimiert). In Abbildung 2.35 die Off-Axis PSF für das unoptimierte System. Beide Punkte zeigen deutliche Aberrationen. Nach der On-Axis Optimierung mittels Kegelschnitten wurde einige Zyklen der Optimierung von Zemax durchlaufen. Als Systemvariablen waren dabei der konische Parameter und der Krümmungsradius beider Spiegel angenommen. In Abbildung 2.36 bzw. Abbildung 2.37 ist die PSF für die jeweiligen Feldpunkte des optimierten Systems zu sehen. Die Aberrationen sind deutlich geringer geworden. Die

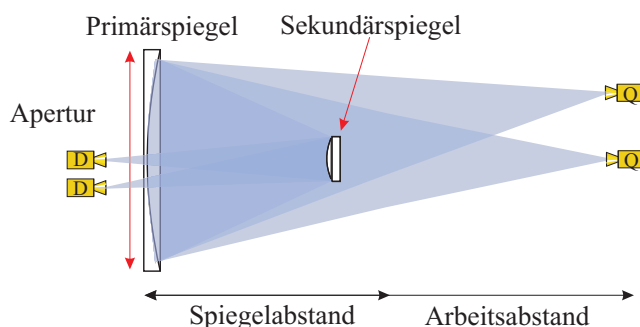


Abb. 2.33: Multipixel Abbildung mit zwei reflektiven Elementen (Ellipse und Hyperbel)

neuen Fertigungsdaten sind in Tabelle 2.6 angegeben.

2.5 Zusammenfassung

Nach dem Vergleich zwischen der Theorie und der Simulation sollte ersichtlich sein, dass die Gaussfeldpropagation wie sie Zemax verwendet, für die abbildenden THz-Systeme eine ausreichende Näherung darstellt. Auch Gründe wie Softwarekosten, sowie die Möglichkeit scannende Systeme einfach zu entwickeln, sprechen für die Verwendung von Zemax. Darüber hinaus konnte durch den Einsatz einer kommerziellen Lösung viel Zeit bei der Programmentwicklung gespart werden. Bei den abbildenden THz-Systemen sind die Modifikation zur Gaussoptik zudem gering, wie gezeigt werden konnte. Dies ermöglicht es, die quasioptischen Komponenten strahlenoptisch On-Axis perfekt auszulegen, sofern die Strahltaile eine größere Entfernung von den quasioptischen Komponenten einnimmt bzw. der konische Parameter z_c im Vergleich zur Brennweite f des quasioptischen Elements klein ist.

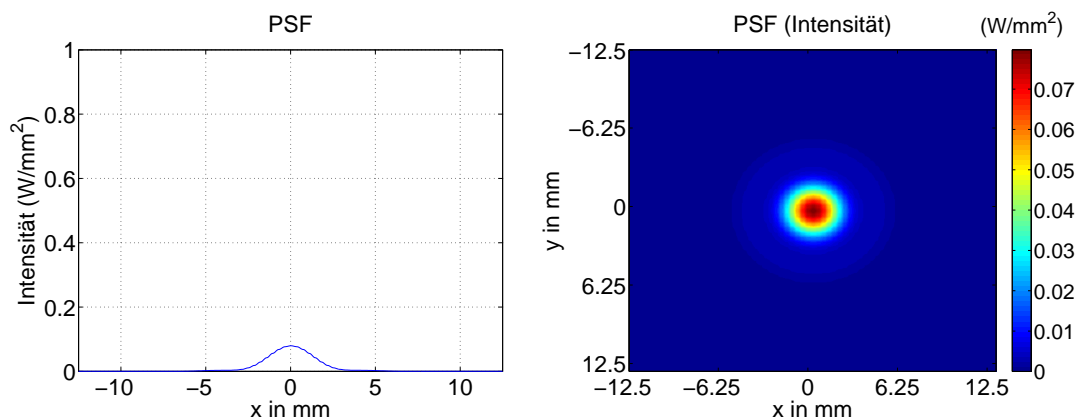


Abb. 2.34: PSF der Multipixel Abbildung aus Abbildung 2.33 mit zwei unoptimierten Spiegelementen (sphärisch)

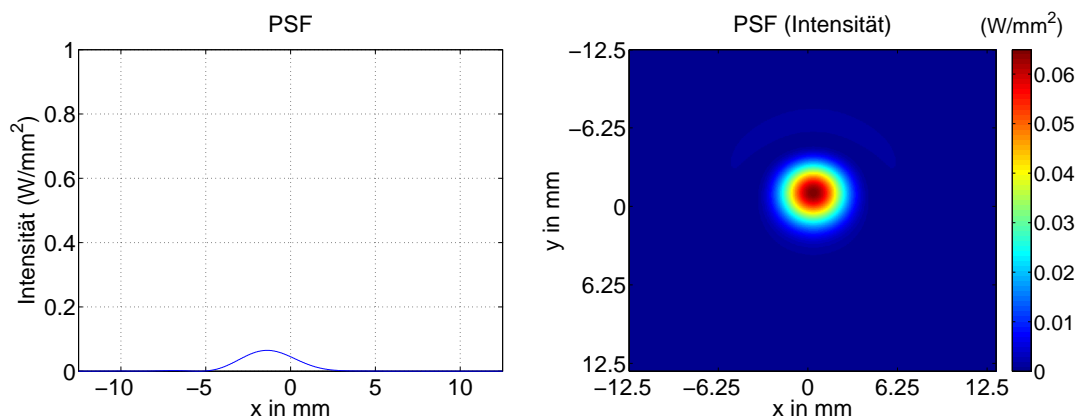


Abb. 2.35: PSF der Multipixel Abbildung aus Abbildung 2.33 mit zwei unoptimierten Spiegelementen (sphärisch)

Beides ist für die Systeme die hier diskutiert werden in der Regel erfüllt¹¹⁰. Wie diese On-Axis Optimierung zu erfolgen hat, konnte ebenfalls gezeigt werden. Erfolgt nicht nur eine Punkt-zu-Punkt Abbildung, sondern eine komplette Bildfeldabbildung, müssen die Optimierungsroutinen von Zemax verwendet werden, was bei größeren Bildfeldern unverzichtbar ist. Dies führt, wie in Kapitel 5 gezeigt wird, allerdings nur dann zum Erfolg, wenn die On-Axis Optimierung als Startpunkt verwendet wird. Einschränkungen bezüglich der Si-

¹¹⁰Bestätigt werden konnte dies im Experiment durchweg durch die jeweils vorangehenden Laserjustage. Dabei wurde ein kollimierter Diodenlaser (sichtbar) eingesetzt. Die Erfahrung waren ausnahmslos sehr gut, auch bei quasioptischen Systemen deren Verhältnis Apertur zur Wellenlänge im niedrigeren Bereich lag. Der Laserpunkt sagte jeweils mit hoher Präzision die Position des THz-Fokus voraus. Dynamikzunahmen im Umkreis des Laserpunktes, die auf eine Abweichung zur geometrischen Optik hingewiesen hätten, konnten nicht festgestellt werden.

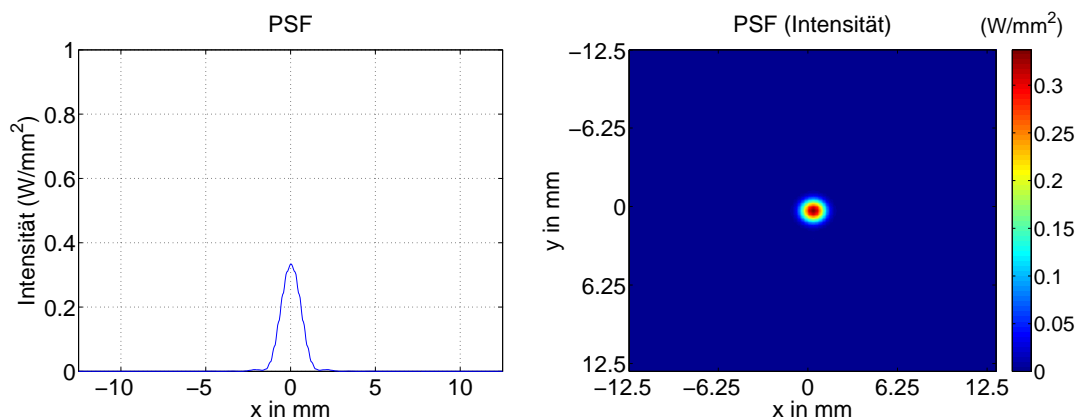


Abb. 2.36: PSF der Multipixel Abbildung aus Abbildung 2.33 mit zwei optimierten Spiegelementen (elliptisch, hyperbolisch)

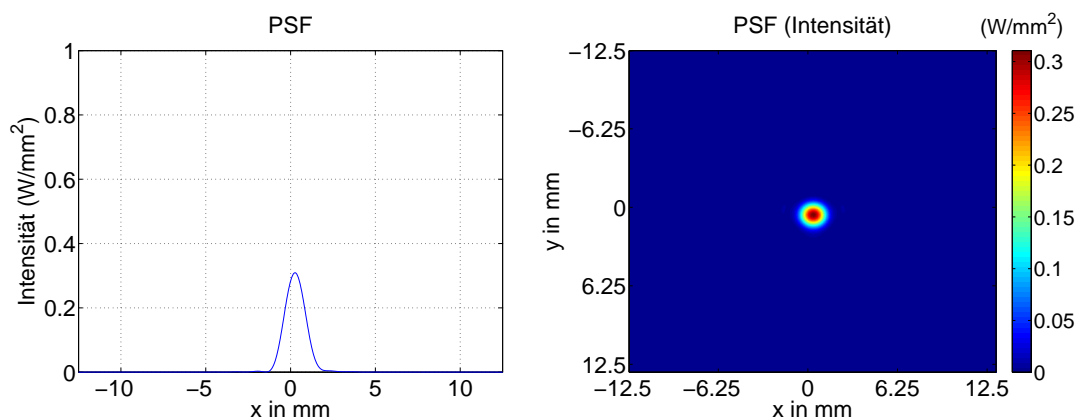


Abb. 2.37: PSF der Multipixel Abbildung aus Abbildung 2.33 mit zwei optimierten Spiegelementen (elliptisch, hyperbolisch)

mulationstreue ergeben sich lediglich bei quasioptischen Systemen geringer Systemapertur (bzw. Verhältnis zur Wellenlänge). Sie kann in weiterführenden Arbeiten näher untersucht werden. Sehr interessant bleibt daher die Kopplung an entsprechende Maxwellsolver¹¹¹. Hiermit lässt sich das System weiter optimieren und auch zukünftige Entwicklungen wie beispielsweise Metamaterialien simulieren. In den nächsten Kapiteln werden verschiedene quasioptische Scansysteme entworfen, aufgebaut und charakterisiert. Dabei liegt die Gewichtung auf jeweils unterschiedlichen Aspekten der in der Einführung vorgestellten tomographischen THz-Kamera.

¹¹¹Bzw. an spezialisierte Programme zur Gaussfeldpropagation [15] und [17].

Reflektive Multipixel Abbildung	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -590.26 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.33$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 300 \text{ mm}$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 1.019 \cdot 10^{-7}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 1.098 \cdot 10^{-11}$
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 40 \text{ mm}$
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = -3716.34 \text{ mm}$
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -438.10$
Aspherischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 3.275 \cdot 10^{-6}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,3} = -4.919 \cdot 10^{-9}$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 110 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 175 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{q,p} = 75 \text{ mm}$

Tab. 2.6: Fertigungsdaten für die reflektive Multipixel Abbildung

Kapitel 3

Quasioptische Scansysteme für hohe Systemdynamiken

3.1 Zielsetzung und Problembeschreibung

Anhand der in der Einleitung genannten Gründe, wäre es für verschiedene Anwendungen wünschenswert, eine aktive THz-Kamera hoher Systemdynamik zu entwickeln (siehe [59], [60], [65], [66], [67], [73], [74], [77], [78], [79] und [80] für verschiedene Anwendungsbeispiele)¹. Im Rahmen des Lynkeus-Projektes sollte ein solches System entwickelt werden. Dies sollte mittels zweier unterschiedlicher Detektortechnologien erprobt werden. Die erste Variante verwendet eine elektrooptische Multipixeldetektion in Kombination mit einer TOF-Kamera² und bietet potentiell Videoraten (Details über das zweite System sind in [50], [51] und [52] zu finden.)³. Die zweite Variante verwendet einen elektronischen Einpixeldetektor. Das zweite System war dabei als ein Vergleichssystem zum ersten System gedacht. Beide Systeme verwenden eine elektronische W-Band Quelle (mit entsprechenden Verstärkern und Frequenzvervielfachern) als aktive Beleuchtungseinheit. Da das erste System lediglich einen Einpixeldetektor verwendet, muss der Bildpunkt folglich über das Bildfeld gescannt werden. In diesem Kapitel wird nur auf das zweite System bzw. auf das zur Bildfeldabtastung notwendige quasioptische Scansystem eingegangen. In Abbildung 3.1 ist das realisierte vollelektronische Referenzsystem als Schemazeichnung zu sehen. In Tabelle 3.1 die zu erreichenden Zielspezifikationen. Da das vollelektronische Referenzsystem als Basissystem für alle weiteren Untersuchungen gedient hat (beispielsweise Kapitel 4 und Kapitel 5), wird dieses System in den nachfolgenden Kapiteln ausführlich vorgestellt.

¹Die Messzeit sollte dabei Nahezeitbildwiederholraten erreichen. Dies ist im Zusammenhang mit einer hohen Systemdynamik besonders schwierig, da mit ausreichender Messzeit beliebige Dynamiken erreicht werden können (siehe [81]).

²TOF; Time of Flight.

³Während der Autor dieser Dissertation bei der Realisierung des elektrooptischen Einzelpixel Systems aktiv mitgearbeitet hat, insbesondere an der Realisierung der Optik sowie an der experimentellen Umset-

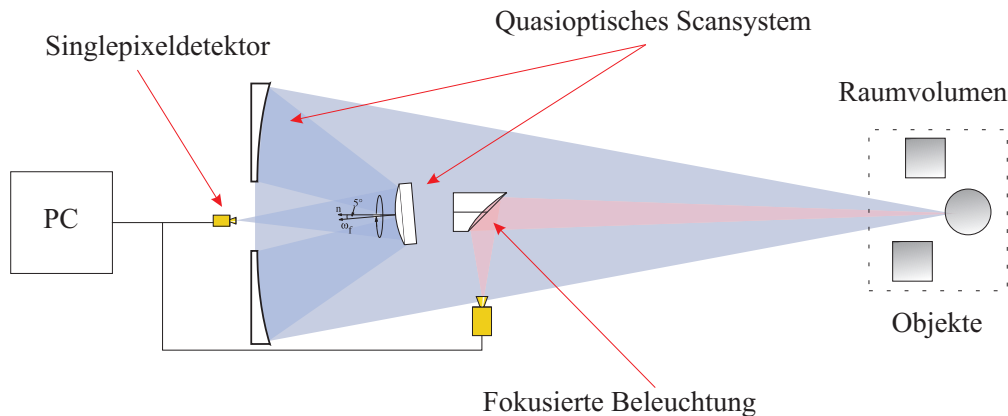


Abb. 3.1: Schema für das für die quasioptischen Scansystems hoher Systemdynamik

Lynkeus-System	
Laterale Auflösung	$d_l < 4 \text{ mm}$
Arbeitsabstand	$L > 1 \text{ m}$
Bildfeldgröße	$\text{BF} > 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$
Systemdynamik	$\text{SD} > 35 \text{ dB}$
Tiefenauflösung	-
Bildwiederholrate	$f_b > 0.05 \text{ Hz}$

Tab. 3.1: Zielspezifikationen für die quasioptischen Scansysteme mit hoher Systemdynamik

3.2 Charakterisierung des 620-GHz Quelle/Detektor-systems

In Abbildung 3.2 ist das verwendete Quelle/Detektorsystem zu sehen. Als Quelle (und ebenso als Detektor) dient eine W-Band Quelle (in Abbildung 3.2 mit **W** symbolisiert). Ihren Namen erhält sie von ihrer Einsatzfrequenz die bei 108 GHz und damit im W-Band liegt (75-110 GHz). Zum betreiben des Quelle/Detektorsystem wurden zwei synchronisierte Synthesizer verwendet (Synthesizer 1: HP 8671 B Synthesized Signal Generator, Synthesizer 2: HP 8673 Synthesized Signal Generator) die für die heterodyne Messung in der Frequenz um 5 MHz gegeneinander verstimmte sind (siehe Abbildung 3.2). Die 17.x GHz werden vor der W-Band Quelle auf 108 GHz versechsfacht, anschließend verdoppelt und verdreifacht um die Nennfrequenz von 620 GHz zu erreichen. Diese Strahlung wird mittels einer Rillenhornantenne in das quasioptische System eingekoppelt. Nach durchlaufen des gesamten quasioptischen System wird diese Strahlung mittels einer weiteren Rillenhornan-

zung, wird die Multipixelvariante aktuell von dem Arbeitsgruppenmitglied Fabian Friederich untersucht.

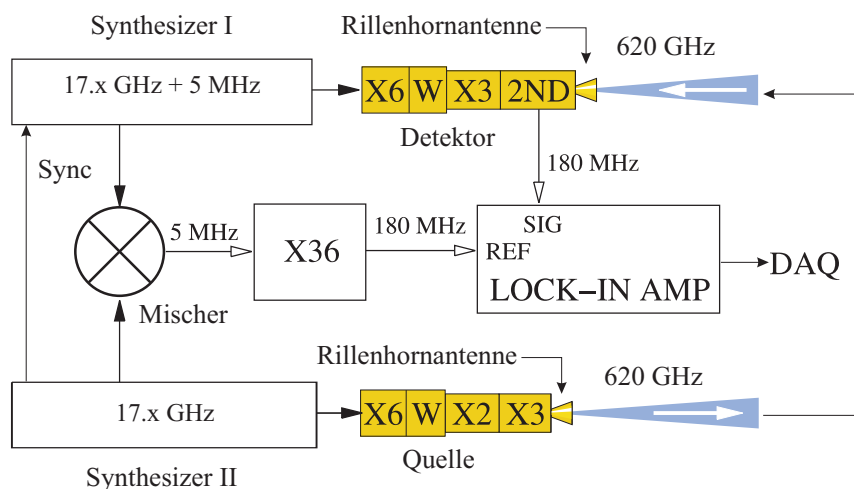


Abb. 3.2: Quelle/Detektorsystem für das 620-GHz Lynkeus-System

tenne in den Detektor bzw. in den subharmonischen Mixer der auf der zweiten harmonischen operiert (Schottky Dioden Paar; bezeichnet mit **2nd** in Abbildung 3.2) eingekoppelt. Die für die heterodyne Messung notwendige zweite Frequenz ($17.x \text{ GHz} + 5 \text{ MHz}$) wird von einem zweiten Synthesizer, ebenfalls nach einer Versechsfachung, in eine weitere W-Band Quelle (Detektor in der Abbildung) eingespeist. Nach einer Verdreifachung dieser Frequenz wird das Signal dem harmonischen Mixer des Detektors zugeführt. Das resultierende Mischsignal von 180 MHz dient als Signal für den Lock-In Verstärker (Typ: Stanford Research Systems SR844 RF Lock-In Amplifier). Damit der Lock-In die Informationen über die Amplitude bzw. die Phase der THz-Strahlung messen bzw. auswerten kann, benötigt er ein entsprechendes 180 MHz Referenzsignal. Dieses Referenzsignal wird mit einem Mischer, einem versechsendreißigfachen (Wilmaco WFM-T-S-180) sowie einen Verstärker (Voltage Amplifier DUPVA-1-70; in der Abbildung nicht eingezeichnet) erzeugt⁴. Die beiden Synthesizer müssen schließlich noch untereinander synchronisiert werden. Dies geschieht über eine im Synthesizer intern erzeugte 10 MHz Referenzfrequenz (in Abbildung 3.2 mit **SYNC** bezeichnet). Der Lock-In Verstärker gibt die gemessenen Amplituden- und Phasenwerte, die nun Informationen über die Reflektivität und Phase des anvisierten Objektpunktes trägt, an die Datenverarbeitung weiter (in Abbildung 3.2 mit **DAQ** gekennzeichnet). Die Daten mit denen das System betrieben wurde sind in Tabelle 3.2 zu finden.

⁴Ursprünglich wurde zur Erzeugung der 180 MHz Referenz ein dritter Synthesizer verwendet, doch konnte damit keine stabilen Phasenwerte erzeugt werden, so dass nun die Variante mit Mischer und Versechsendreißigfachen verwendet wird. Ursache war das die Phasen der drei Synthesizer nicht synchron liefen.

Heterodynes 620-GHz Quelle/Detektorsystem	
Synthesizer I	$f_1 = 17.222 \text{ GHz}$ ($P = 7 \text{ dBm}$)
Synthesizer II	$f_2 = 17.222 \text{ GHz} + 5 \text{ MHz}$ ($P = 7 \text{ dBm}$)
Ausgangsleistung	$P = 1 \text{ mW}$
Zwischenfrequenz	$f_z = 180 \text{ MHz}$
Emissionsfrequenz	$f_e = 620 \text{ GHz}$
Pixelabstand	-
Pixelanzahl	1 x 1
Numerische Apertur	NA = 0.1
Detektionslimit	$N = 1.25 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$
Antennenöffnungswinkel	ca. 13 Grad (3dB)

Tab. 3.2: Daten für das heterodyne 620-GHz Quelle/Detektorsystem

Überprüfung der maximalen Ausgangsleistung

Die Daten des Quelle/Detektorsystem wurden mittels einer Horn-zu-Horn Messung überprüft. Dabei werden Quelle bzw. Detektor direkt gegenüber gestellt, d.h. das Rillenhorn der Quelle steht dem Rillenhorn des Detektors direkt gegenüber (sie haben leichten Kontakt). Dabei muss sehr genau auf die exakte Ausrichtung geachtet werden, da schon ein leichter Versatz (Bruchteile des Horndurchmessers) die Dynamikmessung merklich beeinflussen. Am Lock-In Verstärker ergab sich so eine Amplitude von ca. 1 dBm (dies entspricht laut Definition einer Leistung von 1 mW)⁵. Hierbei sind die entsprechenden Mischerkonversionsverluste des Detektors (ca. -40 dBm) sowie die Verstärkung des dem Mischer nachgeschalteten Verstärkers (Typ: Mini Circuits EFL-500-LN; +39.8 dBm, in Abbildung 3.2 nicht eingezeichnet) schon mit berücksichtigt. Die maximale Ausgangsleistung von ca. 1 mW wurde durch eine Messung mit einem flächigen THz-Leistungsdetektor (Typ: Thomas Keating TK Powermeter) bestätigt.

Überprüfung der minimal noch detektierbaren Signale

Die minimal noch detektierbaren Signale, die für die Detektion von schwachen Streusignalen sehr wichtig sind, wurden mit der identischen Konfiguration gemessen, allerdings mit einem jeweils durch einen dicken Metallblock abgeschirmten Quelle bzw. Detektor. Es konnten Signale bis hinab zu -105 dBm beobachtet werden. Dieser Wert liegt mehr als zehn Größenordnungen unter der Ausgangsleistung von 1 mW. Diese Signale sind schon so

⁵Zu Beginn der Untersuchung wurde beobachtet das die Maximalleistung des Quelle/Detektorsystem nach dem Anschalten (einige Minuten) deutlich an Leistung verliert (mehrere dB). Als Ursache konnte eine unzulässige Erwärmung des Detektors und der Quelle ausgemacht werden. Mittels eines geeigneten Lüfters unter der Quelle bzw. des Detektors konnte der Abfall verhindert werden. Das Maximalsignal blieb daraufhin konstant bei 1 dBm (über mehrere Stunden).

schwach (ca. 10 fW) das auch geringste Reflexionen an Kanten, Halterungen und Rahmen diese Signale klar überdecken, was die Entwicklung der Quasioptik sowie die Justage für das Gesamtsystem sehr herausfordernd macht. Durch Vergleich der Messung von geblocktem mit ungeblockten Strahlkopplung, ergab sich somit ein theoretisch maximal erreichbarer Dynamikbereich von ca. 100 dBm (von ca. 1 dBm auf -105 dBm). Dieser Dynamikbereich wird, da die quasioptischen Komponenten Verluste aufweisen werden (Einkopplungsverluste, Reflexionsverluste, Absorptionsverluste, etc.) in den später noch zu zeigenden Bildern nicht erreicht. Er stellt aber das theoretisch erreichbare Maximum dar.

Messung der THz-Phase

Bislang wurde nur auf die detektierte Amplitude der THz-Strahlung eingegangen. Doch auch die Phase der THz-Strahlung konnte erfolgreich gemessen werden. Einbringen von einem Blatt Papier (nahezu transparent im THz-Frequenzbereich, Dicke ca. 150 μm) in den Strahlengang, verursachte eine deutlich sichtbare Phasenverschiebung auf der Anzeige des Lock-In Verstärkers. Die Signalschwankungen waren dabei relativ gering (2 Grad). Dies entspricht etwa einer Tiefenauflösung (mit Einschränkung der Eindeutigkeit von einer Wellenlänge) von ca. $\pm 5 \mu\text{m}$. Obwohl keine Verbesserung (allerdings auch keine Verschlechterung) beobachtet werden konnten, empfiehlt es sich, die Signalarms zwischen den Mischerstufen (Referenz- und Signalarm) bezüglich der Länge gleich zu halten.

3.3 Charakterisierung des quasioptischen Scansystems I

3.3.1 Quasioptik

Der zentrale Teil der aktiven 620-GHz Kamera ist das quasioptische Scansystem. Dieses System ist in Abbildung 3.3 zu sehen (hier bestehend aus einer Kollimations- und einer Fokusslinse, einem Strahlteiler **ST**, einem Off Axis Paraboloiden **OAP**, einem x,y-Verschiebetisch und einem Absorber)^{6,7}. Die Güte der Quasioptik entscheidet wesentlich über die im Experiment erreichbare Dynamik. Sie hat hauptsächlich zwei Aufgaben: Erstens soll es die Strahlung von der THz-Quelle **Q** zum Objekt abbilden (die Beleuchtung) und anschließend die dort reflektierte bzw. gestreute Strahlung in den Detektor **D** fokussieren (die Abbildung). In Abbildung 3.3 ist zur Verdeutlichung der Beleuchtungspfad dazu rot, der Abbildungspfad blau eingezeichnet. An Stellen an denen sich beide Pfade überlagern mischen sich die Farben entsprechend. Wie in Abbildung 3.3 zu erkennen, teilen sich der

⁶Der **OAP** wird in den nachfolgenden Paragraphen durch jeweils verschiedenen quasioptische Designs mit unterschiedlichen Vorteilen ersetzt.

⁷Obwohl auch scannende Systeme aus zwei bzw. drei **OAP** entwickelt und aufgebaut worden sind, bietet es sich für die ersten Experimente an, mit der „stillstehenden“ Variante zu arbeiten.

Beleuchtungspfad und der Abbildungspfad annähernd die gleichen Komponenten⁸. Dabei

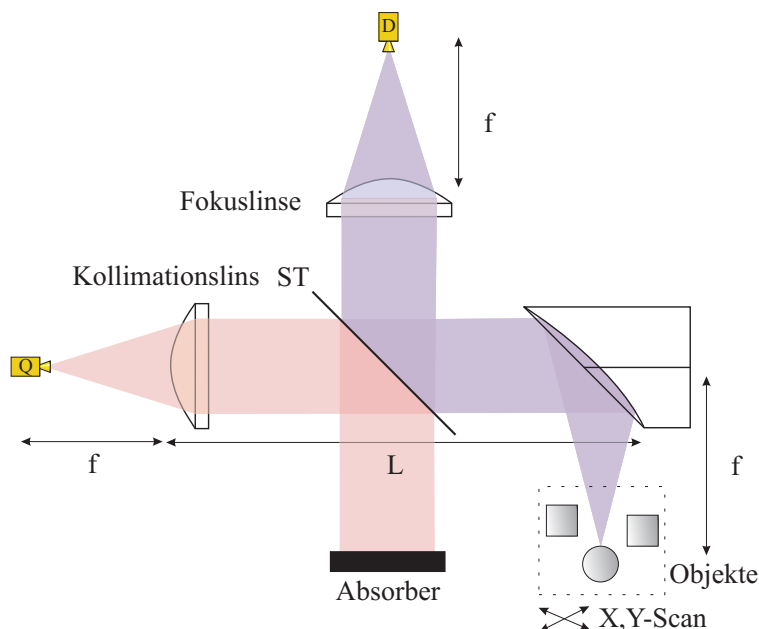


Abb. 3.3: Quasioptisches Scansystem I des aktiven 620-GHz Systems

sollte nicht nur einen möglichst großer Teil der Beleuchtungsleistung wieder zurück in den Detektor koppeln, sondern auch, so weit es geht, Störeinflüsse wirksam unterdrückt werden. Störeinflüsse sind beispielsweise Reflexe an Linseneinfassungen und Spiegelhalterungen. Werden diese unerwünschten Signale nicht unterdrückt und koppeln in den Detektor ein, sind schwache Streusignale, die ganz wesentlich zur richtigen Identifikation beitragen können, nicht mehr detektierbar. Im optimalen Fall wird der Dynamikspielraum von der Horn-zu-Horn Messung aus Kapitel 2 erreicht. Das System wurde komplett in Zemax entwickelt. Im Folgenden wird dieses System schrittweise aufgebaut und die experimentellen Daten mit den simulierten verglichen⁹. Der Vergleich bezieht sich dabei auf die jeweiligen

⁸Genau genommen besteht das oben beschriebene quasioptische Scansystem I aus zwei Teilen. Der erste Teil (Kollimationsquasioptik) besteht dabei aus den zwei hyperbolischen Linsen zur Strahlkollimation bzw. zur Fokussierung der Strahlung in den Detektor sowie dem Strahlteiler ST. Der zweite Teil (das quasioptische Scansystem) besteht in oberem Kapitel aus einem Off Axis Paraboloiden OAP und einer x,y-Verschiebeeinheit. Die Verbindung zwischen den beiden Teilen wird über den Eingangs- bzw. Ausgangsstrahl hergestellt. Der Eingangsstrahl des quasioptischen Scansystems (der Ausgangsstrahl der Kollimationsquasioptik ist) dient der Beleuchtung des Objektes (oder des Objektpunktes). Der Ausgangsstrahl des quasioptischen Scansystems (der Eingangsstrahl der Kollimationsquasioptik ist) dient zur Abbildung des Objektes oder des Objektpunktes. Der Eingangs- bzw. Ausgangsstrahl ist hier parallel.

⁹Die Integrationszeit lag bei allen Versuchen bei $300 \mu s$, da dies auch etwa die Zeit ist, um ein Bildpunkt aufzunehmen. Hier schwanken insbesondere die schwachen Signale sehr stark. Es werden deshalb Mittelwerte angegeben.

Verluste, wie sie durch die unterschiedlichen Komponenten verursacht werden.

Verluste durch den Kollimationsarm der Quelle

Zuerst muss der THz-Strahl der Quelle kollimiert werden. Die dazu entwickelte Linse (hyperbolische Oberflächenform, Brennweite $f = 50$ mm, Durchmesser $d = 50$ mm, Material Teflon $n = 1.49$) ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Krümmungsradius R und der konische

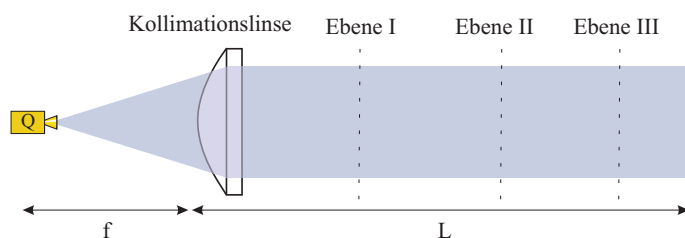


Abb. 3.4: Hyperbolische Linse zur Kollimation der 620-GHz Quelle

Parameter k wurden wie in Kapitel 2 beschrieben berechnet ($R = 25$ mm, $k = -2.25$). Um den richtigen Kollimationsabstand zwischen Rillenhornantenne der Quelle **Q** und der Kollimationslinse zu bestimmen, wurde mittels eines Leistungsmessgerät (Thomas Keating Powermeter) an drei verschiedenen Punkten (Ebene I bis Ebene III in Abbildung 3.4) gemessen. Die Linse wurde nun solange verschoben, bis das Leistungsmessgerät an allen drei Messpunkten identische Resultate anzeigt¹⁰. Ist dies der Fall, kann die Quelle als kollimiert angesehen werden. Das Leistungsmeter wurde entfernt und der Detektor **D** eingesetzt. Da nun nicht mehr die komplette Leistung der Quelle in den Detektor eingekoppelt wird, kommt es zu einem Abfall der Dynamik auf -25 dBm. Die Fläche des Detektors liegt bei ca. 2 mm, die des Strahls bei ca. 20 mm. Dies entspricht einem Flächenverhältnis von ungefähr 100 was wiederum einer Dynamikabfall von ca. 20 dB entspricht, die auch in etwa beobachtet worden ist. Abweichungen ergeben sich dadurch, dass die Intensität über der transversalen Ausdehnung nicht konstant sondern gaussförmig ist. Wurde der Detektor an den oben erwähnten Messpunkten platziert, ergab sich auch hier etwa vergleichbare Werte. Als nächster Schritt wurde eine weitere Linse (ebenfalls hyperbolische Oberflächenform, Brennweite $f = 50$ mm, Durchmesser $d = 50$ mm, Material Teflon $n = 1.49$) vor den Detektor gebracht (siehe Abbildung 3.5) und solange verschoben bis das Signal am Lock-In maximal wurde (hier -5 dBm). Dabei zeigte sich das der Abstand zwischen Quelle und zugehöriger Linse sowie Detektor und zugehöriger Linse nicht ganz identisch war. Durch wechselseitig verschieben der einen Linse und jeweiliger Nachjustage der anderen, konnte

¹⁰Die gegenseitige Entfernung lag bei etwa 75 cm und ist damit gering genug, um größere Verluste aufgrund der Strahlaufweitung auszuschließen, da die Detektorfläche ausreichend groß ist.

der Abstand symmetrisiert werden. Das Signal stieg nochmals leicht auf -3.5 dBm an. Das dieser Wert nicht ganz die theoretisch möglichen 0 dBm aus der Horn-zu-Horn Messung erreicht, ist wie folgt zu erklären: Es ergeben sich Reflexionsverluste an den vier Oberflächen sowie Absorptionsverluste durch das Material selbst¹¹. In der Simulation lagen die Reflexionsverluste bei ca. 20% . Absorptionsverluste müssen ebenfalls berücksichtigt werden, da hyperbolische Linsen bei einer Brennweite von 50 mm relativ voluminös sind (Dicke ca. 15 mm). Allerdings streuen die Literaturwerte für die Absorptionskoeffizienten von Teflon

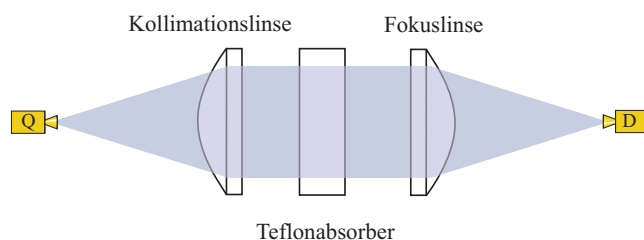


Abb. 3.5: Absorptionstest Zemax, Optikhalterung Real

zu stark, um sinnvolle Angaben zu machen, so dass als Abgleich eine 15 mm dicke ebene Teflonplatte (Durchmesser $D = 50$ mm) aus Teflon gefertigt worden ist (siehe Abbildung 3.5). Wurde sie in den Strahlengang gebracht, zeigte sich erneut ein Abfall der Dynamik um ca. 1.5 dBm (dies entspricht ca. 30% Verlust). Als das beste Material bezüglich der Absorption hat sich Teflon herausgestellt¹². Die Reflexionsverluste hingegen sind für alle Materialien annähernd identisch; kleine Abweichungen ergeben sich hier lediglich aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindices. Picarin war vergleichbar gut zu Teflon (und transparent im sichtbaren) allerdings nur sphärisch verfügbar und sehr teuer (900 €/pro Linse). HDPE¹³ wies deutliche höhere Absorptionsverluste auf. Die gemessenen (-3.5 dBm bzw. ca. 55%) bzw. simulierten Ergebnisse (ca. 20% Reflexionsverluste bzw. 30% Absorptionsverluste) entsprechen sich ganz gut, wie anhand eines weiteren Experiments bestätigt werden konnte. Wurde eine der Linsen durch einen Off-Axis Paraboloiden (Brennweite und Durchmesser annähernd identisch zu den verwendeten Linsen) ersetzt, kam es zu einem Anstieg der Dynamik um ca. 1.5 dBm, da nun Reflexions- und Absorptionsverluste eines Elementes fehlen. Bei Ersatz beider Linsen durch Off-Axis Paraboloiden um einen

¹¹Eine ebene Fläche erzeugt bei einem Brechungsindex von $n = 1.5$ ca. 4% Reflexionsverlust, der sich bei vier Flächen auf ca. 16% summiert. Da die Linsen eine deutlich gekrümmte Oberfläche aufweisen und die Strahlung nicht senkrecht auf die Oberfläche trifft, erhöhen sich die Reflexionsverluste entsprechend.

¹²Die verwendeten Linsen wurden jeweils durch andere Linsen (hyperbolisch, sphärisch bzw. Teflon, HDPE und Picarin mit teilweise unterschiedlichen Brennweiten und Halterungen) bzw. Off-Axis Parabolspiegeln ersetzt. Alle Resultate ergaben (mit den entsprechenden Korrekturen) das gleiche Ergebnis. Somit konnten andere Einflüsse mit Ausnahme der Absorption weitestgehend ausgeschlossen werden.

¹³HDPE, High Density Polyethylen.

Anstieg von ca. 3 dBm auf annähernd 0 dBm. Die Off-Axis Paraboloiden sind also prinzipiell zu bevorzugen. Allerdings waren die Paraboloiden ohne Zusatzgelaser nur schwer zu justieren. Selbst mit Hilfe des Lasers, gestaltete sich ein Arbeiten relativ umständlich, da die Paraboloiden immer quer zur Strahlrichtung angebracht werden müssen. Letztendlich rechtfertigt der deutliche höhere Justageaufwand die geringen Dynamikeinbußen nicht, so dass im weiteren Verlauf die Teflonlinsen Verwendung finden. Eine Fokusverschiebung wie im Theoriekapitel 2 erwähnt konnte erahnt, aber nicht wirklich gemessen werden, da sich die Abweichungen in unteren sub-mm-Bereich bewegen und die Emission der Strahltaile nicht an der Frontfläche des Rillenhorns stattfindet sondern etwas dahinter (siehe Kapitel 2).

Verluste durch die Strahlaufweitung bei Kollimation

Nachdem die beiden Linsen nun einen optimalen Abstand von der Quelle bzw. dem Detektor haben, wurde als nächster Schritt untersucht, wie groß der Verlust bei der Strahlaufweitung ist¹⁴. Bei einer Strecke von 3 m zwischen den Linsen wurde ein Abfall der Dynamik auf -8 dBm beobachtet. Zieht man den Verlust durch die beiden Linsen in Betracht und die Tatsache dass die Absorption durch die Luft vernachlässigt werden kann, muss der Verlust an der Aufweitung des THz-Strahls liegen. Die Simulation mittels Zemax ergab hier einem Verlust durch die Strahlaufweitung von annähernd 75 % was gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt¹⁵. Um die volle Leistung in den Detektor einzukoppeln, müsste

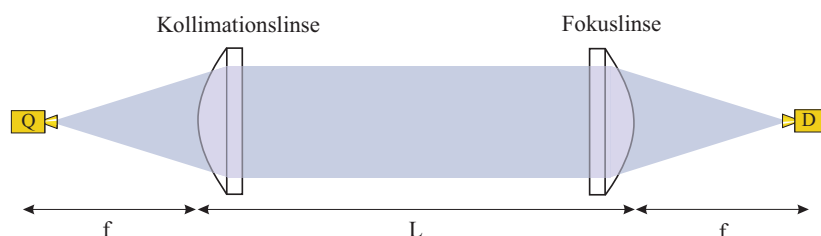


Abb. 3.6: Verluste durch Strahlaufweitung bei Kollimation

die zweite Linse deutlich größer werden (etwas doppelt so groß). Einfacher ist es große Weglängen mit Parallelstrahlen zu vermeiden oder so kurz wie möglich zu halten. Einsatz von zwischen fokussierenden Elementen ist zwar denkbar, kostet allerdings ebenfalls Dyna-

¹⁴Zur Erinnerung ein paralleler Gausstrahl weitet sich bei einer Frequenz von 620-GHz und Entfernungen im Meterbereich schon merklich auf.

¹⁵Ein Verlust von 6 dB durch die Propagationsstrecke entsprechen 75 %. Die Verluste können in Zemax direkt angezeigt werden [26].

mik (bei Verwendung von Linsen) oder ist zusatgaufwändig (bei Verwendung von Off-Axis Paraboloiden)¹⁶.

Verluste durch den Silizium-Strahlteiler

Als nächster Schritt wurde der Strahlteiler in den Strahlengang eingebracht. Teilt er die Strahlung nicht symmetrisch auf, kommt es zu unnötigen Verlusten. Der Dynamikverlust kann mit der folgenden Formel abgeschätzt werden.

$$V = \log(\text{TRA}) = \log(T(T-1)) \quad (3.1)$$

wobei T für den transmittierten Anteil, R für den reflektierten Anteil und A für den absorbierten Anteil (der hier vernachlässigt wird) steht. Hierbei gilt immer

$$A + T + R = 1 \quad (3.2)$$

aufgrund der Energieerhaltung. Als bester Strahlteiler hat sich eine 400 μm dicke Silizium-

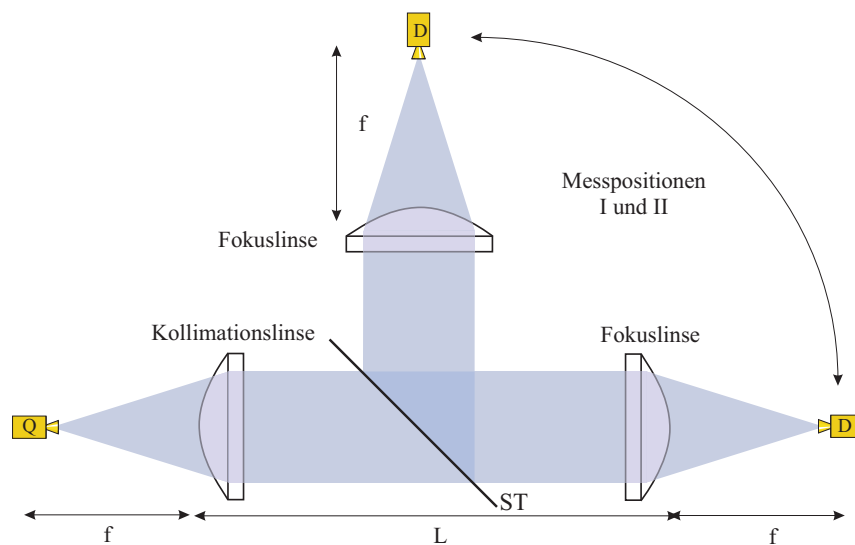


Abb. 3.7: Verluste durch die Verwendung eines Strahlteilers

¹⁶Hier macht sich eine Einschränkung von Zemax bemerkbar. Da es sich so um ein quasioptisches On-Axis System handelt, das nicht mehr direkt die Forderung der geometrischen Optik genügt. Mit entsprechender Optimierung der zweiten Linsen zur Strahleinkopplung wäre hier noch eine geringe Verbesserung zu erreichen. Allerdings muss dieses Element dann an einer genau vorgegeben Position stehen.

Scheibe (hochohmiges Silizium) herausgestellt^{17,18}. Die berechneten Koeffizienten für die Transmission und die Absorption sind für die p-Polarisation in Abbildung 3.8 bzw. für die s-Polarisation in Abbildung 3.9 zu sehen. Wie in Abbildung 3.8 zu erkennen, liegt der Anteil bei einer Frequenz von 620-GHz relativ genau bei 50:50¹⁹. Ganz besonders wichtig ist es zu beachten, dass die Polarisationsrichtung der THz-Strahlung mit der Einfallsebene übereinstimmt (hier p-Polarisation). Ist dies nicht der Fall, stimmen die über Interferenzbedingungen berechnete Aufteilung von 50:50 (Abbildung 3.8 bezieht sich auf den P-Polarisation) nicht mehr, und es kommt zu Verlusten. Für ein angenommenes Verhältnis von 90:10 würde der Verlust auf 10 dB für beide Wege steigen. Beide Arme des Siliziumstrahlteilers zeigten einen Verlust von ca. 3 dBm²⁰. Allerdings nur auf dem Leistungsmessgerät. Bei Verwendung einer Linse und Fokussierung in den Detektor (wie in Abbildung 3.7) kam es bei dem Transmissionspfad zu etwas höheren Verlusten (5 dBm). Die Ursache liegt hier darin begründet, dass die Phasenfront von dem Strahlteiler beeinflusst worden ist, so dass die flächige Leistungsmessung das erwartete Resultat gibt, die nachgeschaltete Linse aber nicht mehr optimal fokussiert und einen Teil der Leistung in höhere Moden streut. Es wurden auch Versuche mit einer Mylarfolie als Strahlteiler durchgeführt, die auf einen geeigneten Rahmen aufgeklebt wurde. Er lieferte zwar recht gute Ergebnisse, doch konnte eine symmetrische Aufteilung zwischen den beiden Armen nicht erreicht werden. Ursache ist, dass die Folie relativ dünn ist, und sich damit in ihrem Rahmen etwas verzieht. Da Interferenzeffekte für die Strahlteilung verantwortlich sind, muss das Substrat aber absolut eben sein. Versuche mit einem Heißluftfön (zu Entspannung der Kunststoffolie) verbesserten die Planarität deutlich, so gut wie der Siliziumstrahlteiler wurden die Ergebnisse aber nicht. Leider gibt man damit auch den Vorteil auf, den Justagelaser kollinear zur THz-Strahlung laufen zu lassen, was experimentell sehr angenehm ist. Weitere Optimierungsschritte sollten wieder in bei Verwendung eines Mylarstrahlteilers ansetzen um diesen Vorteil wieder aufzugreifen.

¹⁷Da die Quelle polarisierte Strahlung emittiert, wäre es auch möglich einen polarisierenden Strahlteiler zu verwenden. Vorteil ist, dass dieser keine Verluste hat. Während dieser Strahlteiler beispielsweise in der Richtung zum Objekt perfekt transmittiert, reflektiert er in der anderen Richtung zum Detektor. Dazu ist aber eine Drehung der Polarisationssebene notwendig. Dies kann mit einem Dachkantenprisma erfolgen. Da aber das, in der Regel metallische, Objekt die Polarisationssebene willkürlich beeinflusst, ist auch bei diesem Strahlteiler mit einem Verlust von 3 dB zu rechnen.

¹⁸Die Funktionsweise des Strahlteilers beruht auf Interferenz. Darum ist es eine Voraussetzung, dass der Strahl auch eine ebene Phasenfront aufweist. Dies ist für Gausstrahlen nur eingeschränkt der Fall. Ebene Wellen kommen hier nur in der Nähe des minimalen Strahldurchmessers vor. Da eine Abschätzung des Rayleighbereichs bei einem kollimierten Strahl ca. 4 m ergab und sich der Strahlteiler in der Nähe der Linsen befand, sind die Phasenfronten eben genug. Ein Alternative wäre über eine Zwischenfokussierung mit dem Fokuspunkt in dem Strahlteiler möglich. Da im Fokus die Phasenfront eben ist, wird hier eine optimale Aufteilung erreicht. Für uns ist das keine akzeptable Lösung dar, da die Strahlung beide Linsen vierfach durchlaufen würde, und höhere Verluste verursachen als die Abweichung der Phasenfront von einer ebenen Welle.

¹⁹Das Plateau ist recht breit, so dass auch bei abweichender Frequenz eine gute Aufteilung erzielt wird.

²⁰Dies entspricht einer Aufteilung von 50:50.

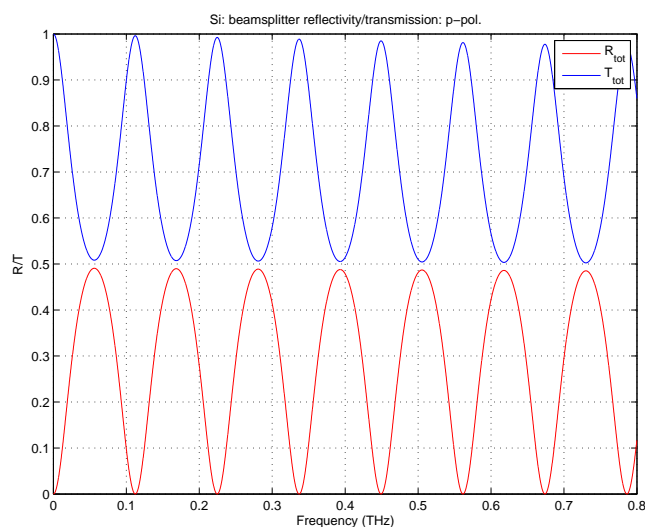


Abb. 3.8: Transmissions- und Reflexionsgraph für eine $400\ \mu\text{m}$ -dicke Siliziumscheibe für parallele Polarisation

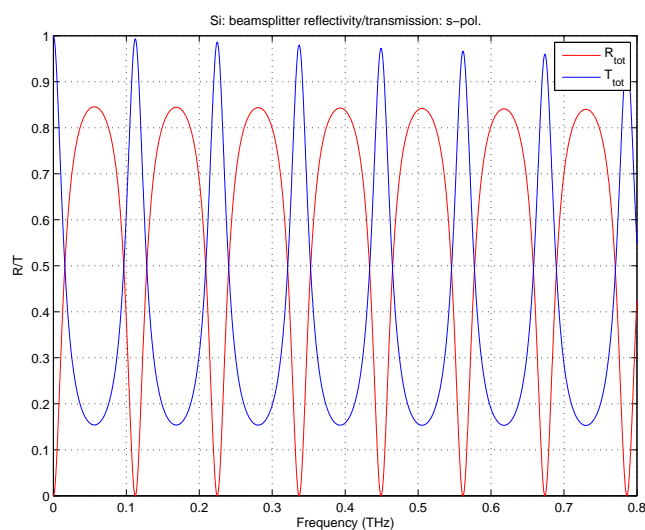


Abb. 3.9: Transmissions- und Reflexionsgraph für eine $400\ \mu\text{m}$ -dicke Siliziumscheibe für senkrechte Polarisation

Verluste durch den Absorptionsarm

Für die Detektion schwacher Streusignale ist es sehr wichtig, dass die Strahlung die nach Kollimation durch die Kollimationslinse an dem Strahlteiler reflektiert wird, weitestgehend absorbiert wird (siehe Abbildung 3.10). Ist dies nicht der Fall, erzeugt dieser Arm einen Reflex bzw. ein konstantes Signal im Detektor, so dass die Messung sehr schwacher Signale verhindert wird. Ein für THz-Strahlung optimierter Absorber von Thomas Kee-

ting erzeugt hier Signale von nur -60 dBm die weit oberhalb der theoretisch erreichbaren Werte liegen (-100 dBm, siehe Kapitel 3.2). Versuche mit Teppich (-40 dBm) sowie ebenen Spiegeln (-70 dBm) die die Strahlung aus dem Strahlengang herausreflektieren, wurden ebenfalls durchgeführt. Keiner davon erreichte den theoretisch optimalen Wert. Ein Aus-

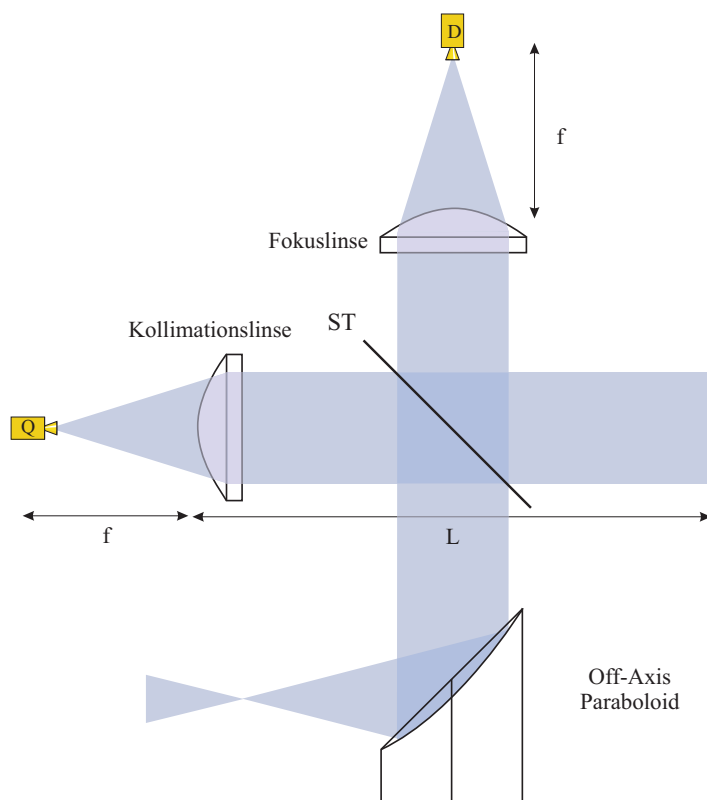


Abb. 3.10: Verluste im Absorptionsarm

weg wurde in einem Off-Axis Paraboloiden gefunden. Er reflektiert die Signale nicht nur aus dem Arm heraus, sondern faltet sie auch noch auf (siehe Abbildung 3.10). Es konnten Signale bis zu -125 dBm beobachtet werden^{21,22}

²¹Ein kommerziell gekaufter OAP als Absorber ist zu teuer (um 1000 €) um lediglich als Absorber eingesetzt zu werden. Dies ist im Wesentlichen darin begründet, dass deren Oberfläche optische Qualität aufweist. Dies ist für einen THz-Absorber nicht notwendig, so dass sie auch auf Standard CNC-Maschinen hergestellt werden können.

²²Vorteilhaft am THz-Absorber ist, dass er flächig ausgelegt ist. Er kann so zu größeren Einheiten zusammengesteckt werden. Der OAP funktioniert im Prinzip nur für einen Strahl.

Verluste durch die Abbildungsoptik

Als letztes Element kommt ein Off-Axis Paraboloid als finale Beleuchtungs- und Abbildungsoptik zum Einsatz (siehe Abbildung 3.3). Ein OAP als quasioptisches System wurde gewählt, da es als ein optimales System angesehen werden, da es keine Verluste aufweist²³ sowie eine sehr hohe NA und damit laterale Auflösung garantiert (bei Verwendung eines 2-Zoll OAP liegt die numerische Apertur bei $NA = 0.5$). Des Weiteren fällt die Strahlung immer senkrecht auf das Objekt. Dies garantiert, dass die Strahlung immer optimal in die Quasioptik zurückreflektiert wird. Der verwendete OAP hat eine Brennweite von $f = 50.8\text{ mm}$ und einen Durchmesser $d = 50.8\text{ mm}$. Mittels eines auf einem Taumeltisch befestigten Spiegels, konnten so eine Dynamikbereich von -15 dBm (Spiegel als Objekt und Absorber-OAP optimal justiert) bis hinab zu -105 dBm (Spiegel als Objekt entfernt und Absorber-OAP optimal justiert) detektiert werden²⁴. Vergleicht man diese Werte mit den

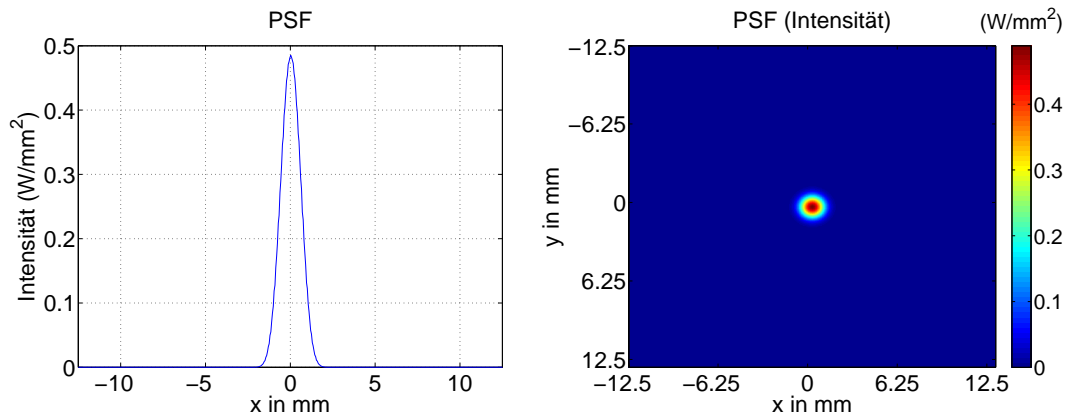


Abb. 3.11: PSF für den On-Axis Strahl

Werten aus der Horn-zu-Horn Messung (und beachtet unvermeidliche Verlust wie Reflexion und Absorption sowie Verluste am Strahlteiler und der Strahlaufweitung) zeigt die experimentelle Untersuchung eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation. In Abbildung 3.11 ist die sich ergebende PSF angegeben. Die erwartete laterale Auflösung liegt bei ca. $d_l = 1\text{ mm}$. Obwohl der OAP kommerziell erworben werden kann, werden zu Vollständigkeit die Fertigungsdaten hier trotzdem angegeben (siehe Tabelle 3.3).

²³Hier sind weder Reflexions- noch Absorptionsverluste zu erwarten.

²⁴Zur Messung des Dynamikspielraums ist es problematisch, dass das Objekt den Strahl perfekt und kollinear in den Strahlengang zurückkoppeln muss. Bei geringsten Verkippungen bricht die Dynamik deutlich ein. Ursache ist das der Strahl nun schief durch das quasioptische System läuft und an Kanten Reflexe produziert, die die Detektion der schwachen Signale verhindert. Dieses Problem taucht in allen weiteren Systemen ebenfalls auf.

Quasioptisches Scansystem I	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -101.60 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -1.00$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 51 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = \text{beliebig}$
Aperturverschiebung	$y = 102 \text{ mm}$

Tab. 3.3: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem I

3.3.2 Scansystem

Um nun das gesamte Objekt abzutasten wurde nicht die Quasioptik bewegt, sondern das Objekt selbst wurde mittels eines x,y-Verschiebetischs unter der Quasioptik verfahren (siehe Abbildung 3.3). Dies ändert nichts an der Funktionsweise der Quasioptik. Es werden lediglich, je nach Oberflächennormale, unterschiedliche Anteile der THz-Strahlung wieder in die Abbildungsoptik zurückgekoppelt.

3.4 Realisierung des Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystems

3.4.1 Ansteuerungssystem

Um das zu untersuchende Objekt abzutasten, muss es in zwei Richtungen verschoben werden (x- und y-Richtung genannt). Für die x-Achse wurde ein Verschiebetisch von Owis (Typ: Owis LTM 60 F) gewählt für die y-Achse ein Verschiebetisch von Newport (Typ: Newport M-MTM150PE1). Beide wurden mittels der Programmiersprache C angesteuert und nehmen zusätzlich die gemessenen Daten von dem verwendeten Lock-In Verstärker (Typ: Stanford Research Systems SR844 RF Lock-In Amplifier) auf. In C wurde programmiert, um eine Plattformunabhängigkeit zu erreichen²⁵. Beide Schrittmotoren wurden inklusiver der zu untersuchenden Objekte in einer speziell dafür entwickelten mechanischen Vorrichtung befestigt.

²⁵Das dazu entwickelte Programm sowie die konstruierte Vorrichtung wurde auch für verschiedene Transistor-Messungen, elektrooptische Multipixel-Messungen und zur Untersuchung elektrooptischer Kristalle eingesetzt. Ebenso wurden ein Teil der Feldmessungen mit dem Verschiebetisch durchgeführt.

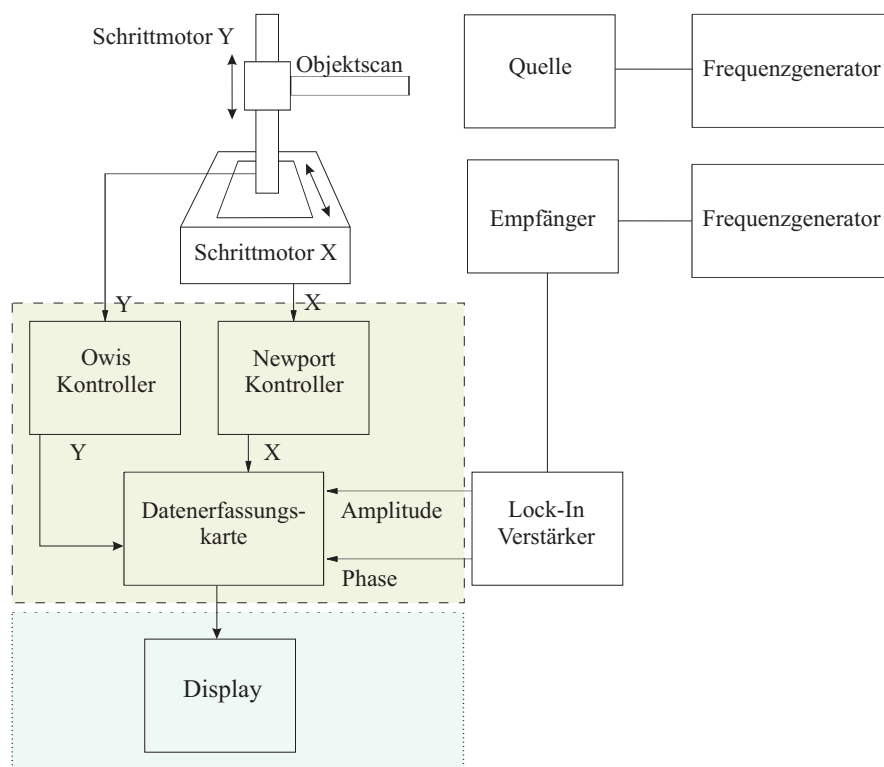


Abb. 3.12: Blockschaltbild des modifizierten Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystems

3.4.2 Datenvisualisierungssystem

Die vom Lock-In gemessenen Daten werden als Amplituden und Phasen getrennt auf einem Bildschirm angezeigt. Parameter wie Schrittweite, Geschwindigkeit etc. können in einem separaten Konfigurationsfile eingegeben werden.

3.5 Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem I

3.5.1 Reflektivitäts- und Phasendaten einer 50-Cent Münze

Eines der ersten aufgenommenen Objekte ist das einer 50-Cent Münze (siehe Abbildung 3.13). Die aufgenommenen Daten (Amplitude bzw. Phase des Objektes) sind in Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 zu sehen. Das Bildfeld liegt bei 50 mm x 50 mm, die Anzahl der Pixel 200 x 400. Die höhere Auflösung liegt hierbei in der x-Richtung (horizontal in der Abbildung). Die Messzeit betrug fünfzehn Minuten. Die Zeitkonstante des Lock-In betrug

$300 \mu\text{s}$. Die Dynamikbereich übersteigt 60 dBm (von -12 dBm zu -72 dBm) und liegt damit im erwarteten Bereich. Die Münze war während der Messung auf einem Pappstreifen befestigt. Dies geschah hauptsächlich aus praktischen Gründen, da Pappe für THz-Strahlung annähernd transparent ist und somit einen deutlich dunkleren Hintergrund garantiert als ein Metallhalter. Man kann in Abbildung 3.14 deutlich Details der Prägung, sogar die vertikalen Linien erkennen (Vergleich Abbildung 3.13). Anhand des Rayleigh Kriteriums



Abb. 3.13: Photographie der 50-Cent Münze

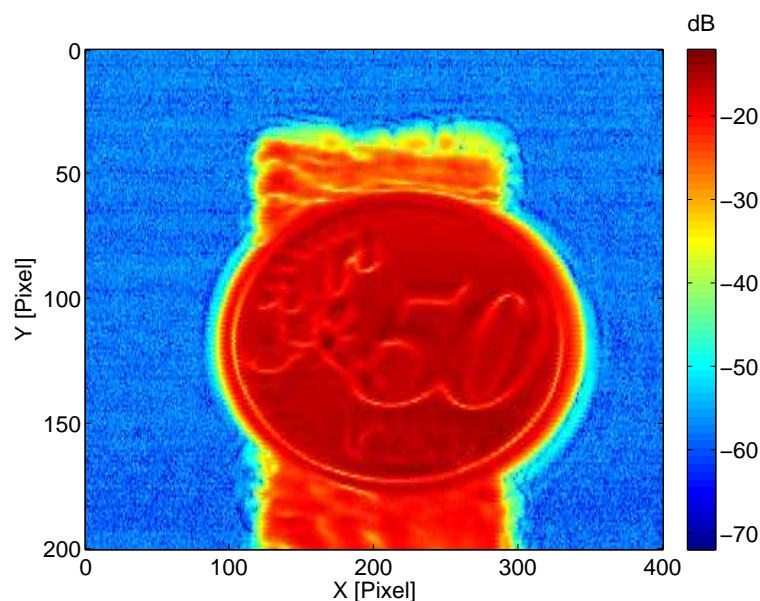


Abb. 3.14: Amplitudendaten der 50-Cent Münze

kann man mit der verwendeten Quasioptik eine maximale laterale Auflösung von ca. 1 mm abschätzen (siehe die Simulation der PSF aus dem vorherigen Kapitel). Da die Ziffern klar zu erkennen sind und dessen Breite bei ca. 1 mm liegen, wird sie hier noch etwas unterboten; sie liegt bei unter 0.5 mm . Ursache für die geringe Abweichung ist, dass die Annahmen die dem Rayleigh Kriterium zugrunde liegen, wie schon zuvor im Theoriekapitel (Kapitel 2) dargelegt, hier nicht ganz erfüllt sind. Die erklärt auch den Widerspruch

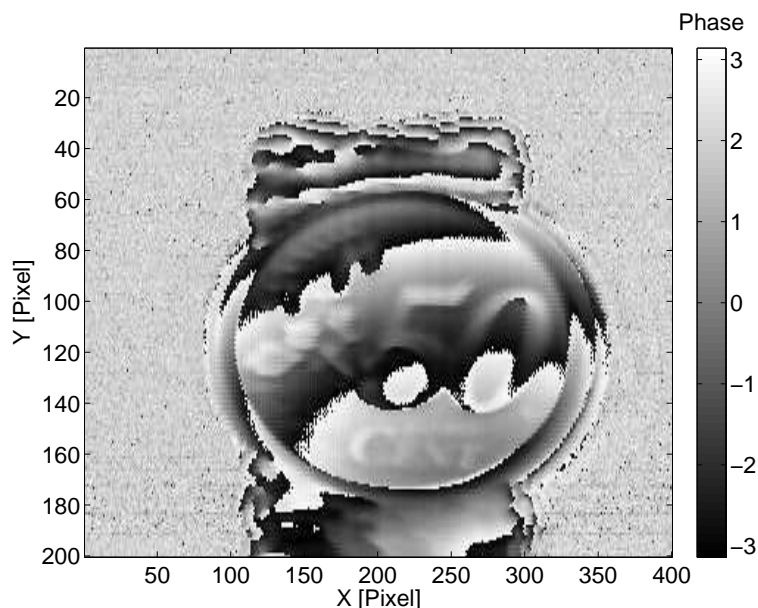


Abb. 3.15: Phasedaten der 50-Cent Münze

zwischen Größe des Bildfeldes, lateraler Auflösung und NA. Für eine genauere Angabe der Auflösung muss eine tiefere Analyse der Amplitudendaten erfolgen.

3.6 Experimentelle Ergebnisse zur Topographierekonstruktion

3.6.1 Topographierekonstruktion einer 2-Euro Münze

Während die Amplitudendaten (bzw. die Reflektivitätsdaten) keiner weiteren Auswertung bedürfen, stecken in den Phasendaten Informationen über die Topographie des Objektes. Die Daten sind allerdings mit einer Uneindeutigkeit durch den Phasensprung behaftet, der zur Darstellung der Topographie entfernt (engl. phase unwrapped) werden muss. In Abbildung 3.16 ist das Eindeutigkeitsproblem anhand eines gleichschenkligen Prismas demonstriert²⁶. Hier wird keine Rücksicht auf die Form der Beleuchtung oder der Abbildung genommen, es geht lediglich um optische Weglängenunterschiede zwischen benachbarten Strahlen. In Abbildung 3.16 (a) wird das Objekt parallel beleuchtet. Zwischen den einzelnen Strahlen ergibt sich ein Phasenverlauf wie er auf der rechten Seite von Abbildung 3.16 (a) dargestellt ist. An einem bestimmten Punkt springt die Phase um eine Wellenlänge. In Abbildung 3.16 ist ein vergleichbares Objekt gezeigt, allerdings mit einem Einschnitt

²⁶Wie dieses Problem umgangen werden kann, wird in Kapitel 3 vorgestellt.

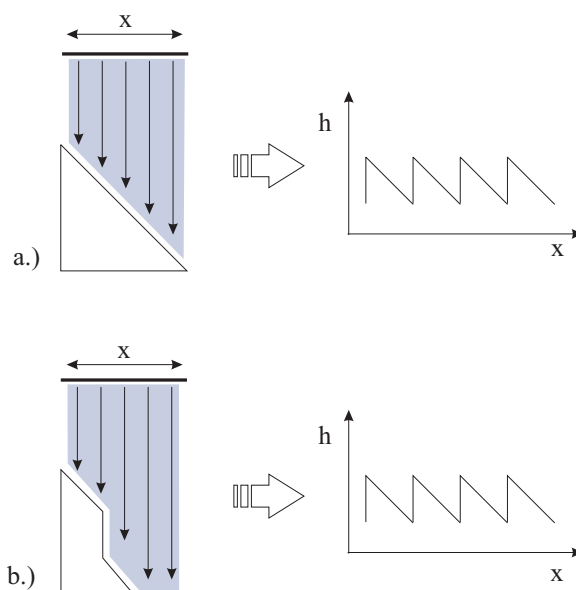


Abb. 3.16: Demonstration der Uneindeutigkeit bei der Phasenmessung

in der Hypothese. Die Tiefe des Einschnittes beträgt ein ganzzahliges, aber unbekanntes, vielfaches der Wellenlänge. Dies hat auf den Phasenverlauf keine Auswirkung wie in Abbildung 3.16 (b) auf der rechten Seite zu erkennen. Resultat ist, dass die beiden Objekte topographisch nicht zu unterscheiden sind, sofern keine zusätzlich Annahmen getroffen werden oder anderweitige Informationen über das Objekt vorliegen. Um die hohe Tiefenauflösung zu demonstrieren, wurde ein Topographierekonstruktionsalgorithmus entwickelt. Dabei wurde angenommen das es nur zu einem einfachen Phasensprung kommt²⁷. Startpunkt des Algorithmus ist der höchste Amplitudenwert. An diesem Punkt wird überprüft an welchem der benachbarten Punkte in den vier Himmelsrichtungen (N, S, W und O) die Amplitude am geringsten abgefallen ist. Ist dieser Punkt gefunden, springt der Algorithmus daraufhin auf diesen neuen Datenpunkt. Von dort an werden wieder alle Richtungen geprüft und so weiter. Dies wiederholt sich so lange, bis alle Punkte abgearbeitet sind, oder ein Grenzkriterium (i. d. R. die Rauschgrenze) erfüllt ist. Damit keine Punkte mehrfach angesteuert werden, wird in einer Tabelle eingetragen welcher der Punkte schon abgearbeitet worden sind. Kommt es beim Übergang von einem Phasenpunkt zum nächsten zu dem angesprochen Phasensprung wird auf den Phasenwert π bzw. eine halbe Wellenlänge addiert. Der Algorithmus wurde zuerst in Matlab entwickelt und benötigt für das Datenfile

²⁷Die Topographie bei der Münze und dem Bearbeitungsmuster übersetzen den Wert einer halben Wellenlänge nicht. Das es trotzdem zu einem Phasensprung kommt, liegt daran, dass die Münze bzw. das Bearbeitungsmuster nicht ganz orthogonal zur optischen Achse waren.

der Münze mehrere Minuten (ca. 15 min^{28,29}). Nach Starten des Algorithmus kann man beobachten, wie sich der Topographierekonstruktionsalgorithmus durch das Phasenarray ausbreitet. In Abbildung 3.17 ist der Topographierekonstruktion einer 50-Cent Münze zu sehen (hier noch mit Fehlern behaftet)³⁰. Untersucht man die Topographie eingehender, ist zu erkennen, dass die Höhe der Ziffern (die lediglich wenige Dutzend μm betragen) klar zu erkennen sind. Mit der Annahme innerhalb des Algorithmus eine halbe Wellenlänge

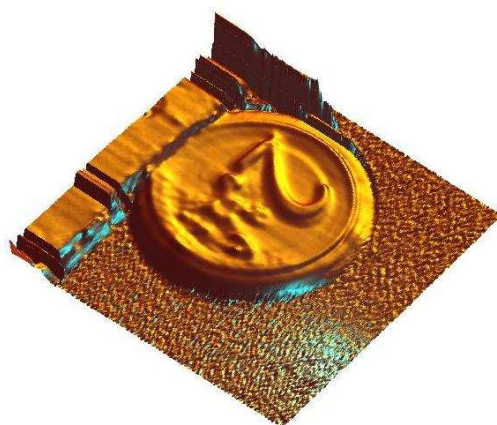


Abb. 3.17: Topographierekonstruktion einer 2-Euro Münze

zu addieren, steckt also schon eine zusätzliche Annahme über die Kippung des Objektes³¹. Obwohl das oben vorgestellte quasioptische Scansystem bestehend aus einem Off-Axis Paraboloid sehr gute Resultate liefert, ist diese Lösung für größere Abstände zwischen Objekt und Optik nicht geeignet, da der notwendige Durchmesser des Paraboloiden mit dem Objektabstand wächst (sofern die NA aufrecht erhalten werden soll). Des Weiteren stellt das Scannen des Objektes aufgrund der hohen Messzeit nur für wenige Anwendungen eine akzeptable Lösung dar. Darum wird im nächsten Kapitel eine Quasioptik vorgestellt, die Objektabstände bis zu 1.5 m, allerdings mit geringerer lateraler Auflösung garantiert.

²⁸Auf einem Standard PC: Prozessor Intel Celeron 2.26 GHz; Arbeitsspeicher 1.5 GByte.

²⁹In der Regel werden die Programme zuerst in Matlab entwickelt. Arbeitet der Algorithmus wunschgemäß erfolgt die Konvertierung nach C. Dieser Schritt ist eigentlich unnötig, bietet aber den Vorteil der Plattformunabhängigkeit und kann so auch auf anderen Computern auf denen kein Matlab installiert wurde eingesetzt werden.

³⁰Die Messung wurde an einem anderen experimentellen Aufbau durchgeführt der mit dem vorgestellten aber vergleichbar ist.

³¹In Kapitel 5 wird gezeigt wie diese Uneindeutigkeit beträchtlich reduziert werden kann.

3.7 Charakterisierung des quasioptischen Scansystems II

3.7.1 Quasioptik

In Abbildung 3.18 ist das neu entwickelte quasioptische Scansystem II für größere Objektstände, größere Bildfelder und höhere Bildwiederholraten zu sehen. Der Off-Axis Paraboloid und die x,y-Verschiebeeinheit wurden durch ein quasioptisches Teleskop (**Primär-/Sekundärspiegel** in Abbildung 3.18) sowie einen schnellen THz-Scanner (**Scanspiegel** in Abbildung 3.18) ersetzt. Alle übrigen Komponenten sind gleich geblieben. Das quasi-

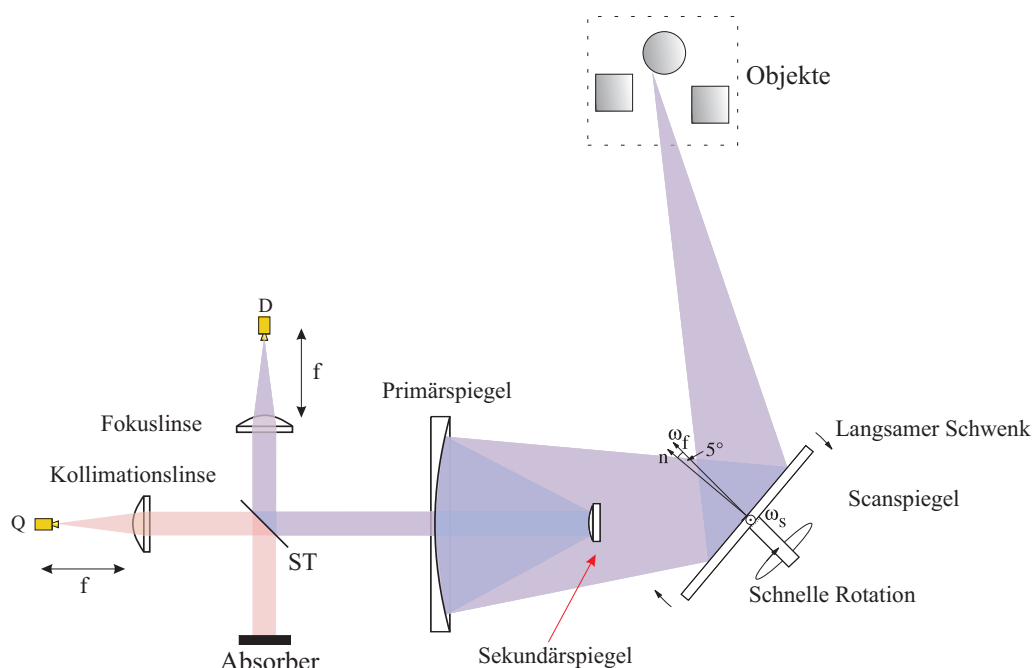


Abb. 3.18: Quasioptisches Scansystem II des aktiven 620-GHz Systems

optische Teleskop besteht aus einer Ellipse (Brennweite $f_1 = 1250$ mm, Brennweite $f_2 = 250$ mm) als Primärspiegel und einer Sphäre (Krümmungsradius $R_s = 51$ mm) als Sekundärspiegel. Der Krümmungsradius der Ellipse wurde nach der in Kapitel 2 hergeleiteten Formel berechnet. Die entsprechenden Fertigungsdaten sind in Tabelle 3.4 eingetragen. Der Krümmungsradius R_s der Sphäre ist so berechnet, dass der Ausgangsstrahl parallel ist (siehe Abbildung 3.18). Bei der vorgestellten Ellipse wurde die Abschattung, und damit Verluste durch die Abschattung in Kauf genommen. Das Flächenverhältnis beträgt lediglich wenige Prozent die sich in der Dynamik kaum auswirken³². Die Ellipse als Primärspiegel

³²Off-Axis Systeme sind deutlich schwieriger maschinell zu fertigen. Hier bietet sich nur die Verwendung einer CNC-Fräsmaschine an. Sind die System hingegen rotationssymmetrisch, kann auf die einfacher gebauten CNC-Drehmaschinen zurückgegriffen werden. Im allgemeine ist auch die Oberflächenqualität

Quasioptisches Scansystem II	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -416.66 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.44$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 230 \text{ mm}$
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 40 \text{ mm}$
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = -51.00 \text{ mm}$
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = 0.00$
Aspherischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,3} = 0$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 40 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 200 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = \text{beliebig}$

Tab. 3.4: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem II

(im Gegensatz zu einem Parabolspiegel) wurde gewählt, um in einem (endlichen) Arbeitsabstand von 1.25 m Entfernung eine optimale Abbildung zu garantieren (siehe Kapitel 2). Die Sphäre als Sekundärspiegel ist nach den Ausführungen aus Kapitel 2 nicht optimal (dies hat auf die Abbildung keinen Einfluss, wie später noch gezeigt wird)³³. Dies hat ausschließlich fertigungstechnische Gründe da in die CNC-Maschine Sphären als Standardoberfläche gespeichert sind und somit keine Fertigungsdaten generiert werden müssen.

Verluste durch den Primärspiegel

Zum Vergleich zwischen Experiment und Simulation wurde zuerst nur der Primärspiegel (ohne Sekundärspiegel) in den Strahlengang nach dem Strahlteiler gebracht. Die Bohrung des Primärspiegels hatte zuerst einen Durchmesser von 40 mm. Die minimal zu detektierende Leistung viel auf einen Wert von nur -50 dBm. Ursache war, dass der (leicht divergente) Parallelstrahl an den Kanten des Spiegels einen Reflex in den Detektor produziert und so schwache Signale überdeckt. Dies konnte mit einem geeigneten Rahmen verifiziert werden, der eine größere Bohrung aufwies ($D = 55 \text{ mm}$). Hier viel die Dynamik wieder auf -95 dBm. Die zentrale Bohrung des Primärspiegels wurde daraufhin auf 55 mm erweitert, die Dynamik sank daraufhin ebenfalls auf ca. -95 dBm. Wurde die Bohrung des Primärspiegels mit

besser.

³³Es hätte auch ein sphärischer Hohlspiegel verwendet werden können, doch kostet dieser Bauraum, da bei Verwendung eines Hohlspiegels der Primärspiegel erst zu einem Zwischenfokus gebracht werden muss. Der Bauraum verringert sich um das doppelte der Fokallänge des Sekundärspiegels i.d.R. werden aber auch die Aberrationen größer.

einer Metallplatte verdeckt³⁴ stieg die Dynamik auf -20 dBm³⁵. Hierbei sollte darauf geachtet werden, den Primärspiegel so nah wie möglich an den Strahlteiler zu bringen, damit die Wege aufgrund der unvermeidlichen Strahlaufweitung möglichst kurz gehalten werden³⁶.

Verluste durch den Sekundärspiegel

Nächster Schritt war das einbringen des konvexen Sekundärspiegels in den Strahlengang, um dessen Eigenschaften zu untersuchen (Abstand zum Primärspiegel ca. 20 cm). Zusammen mit dem Primärspiegel wird nun die Strahlung zu einem Punkt fokussiert (Abstand von Primärspiegel ca. 125 cm). Befindet sich ein Objekt an dieser Stelle, sollte ein möglichst großer Teil der Strahlungsleistung wieder in den Detektor zurückgekoppelt werden, während bei Abwesenheit eines Objektes die Dynamik wieder auf ein Minimum sinken sollte. Während bei Anwesenheit eines Referenzobjektes (ein Spiegel befestigt auf einem Taumeltisch) die Dynamik fast den optimalen Wert von -20 dBm erreichte, war dies bei Entfernen des Referenzspiegels (nicht des Sekundärspiegels) nicht der Fall. Ursache ist hier der zentrale Teil des Sekundärspiegels. Dieser weist dort eine annähernd ebene Fläche auf, die einen kleinen Teil der Strahlung immer zurück in den Detektor einspeist, anstatt sie aufzuweiten^{37,38}. Diese geringe Fläche reicht aus, um den Detektor für schwache Signale blind zu machen. An dieser Stelle muss ein kleiner Absorber befestigt werden, der diesen Reflex unterdrückt. Das beeinflusst zwar auch die Beleuchtungsleistung die zur Verfügung steht, doch gewinnt man durch das Ausblenden des zentralen Reflexes mehr als durch die fehlende Beleuchtungsleistung verloren wird. Um alle anderen Einflüsse außer dem zentralen Reflex auszuschalten, wurde der Primärspiegel umgedreht, so dass die ebene Rückseite dem Sekundärspiegel zugewandt war. Diese (ebene) Rückwand fokussiert die Strahlung nun nicht mehr sondern reflektiert bzw. weitet den Strahl weiter auf, und minimiert so die Einflüsse der Reflex die von anderen Objekten im Labor kommen. Es wurde mit verschiedenen Absorbentypen experimentiert. Die einfachste Variante liegt in der Verwendung von kleinen Teppichschnipseln. Dies führte (teilweise) zum Erfolg. Obwohl der so erreichbare Dynamikbereich deutlich unter dem maximal zu erreichenden liegt, war er hoch genug um erste Bilder zu veröffentlichen [61], [62], [63] und [64]. Versuche mit kleinen Metallkegeln die in einer kleinen Bohrung in den Sekundärspiegel geschoben werden konnten, brachten keine deutliche Verbesserung gegenüber den Teppichschnipseln³⁹. Von den Keilwinkeln war der

³⁴Dies simuliert den Fall das die komplette Strahlung von einem Objektpunkt wieder in den Detektor gelangt.

³⁵Der Bohrung des Primärspiegels hat also bislang keinen Einfluss auf das quasioptische Scansystem.

³⁶Das zu Beginn ein falscher Bohrungsdurchmesser verwendet wurde, lag nicht an einer falschen Simulation sondern daran, dass der extreme Dynamikspielraum unterschätzt worden ist. Als Durchmesser wurde etwas die Halbwertsbreite plus einige mm zusätzlich angesetzt.

³⁷Verschärft durch die Tatsache dass hier der Gausstrahl sein Maximum aufweist.

³⁸Der zentrale Reflex wurde in einer separaten Untersuchung in Zemax simuliert, doch wurde zum damaligen Zeitpunkt der extreme Dynamikspielraum unterschätzt.

³⁹Variiert wurde hier mit vier verschiedenen Höhen der Kegel aber gleichen Keilwinkeln. Die Variation betrifft also lediglich die Grundfläche und damit die Größe des Bereiches der sie Strahlung wegreflektiert (der Keilwinkel betrug 45 Grad).

dritte⁴⁰ der beste, allerdings war die Variation im Dynamikbereich gering und vergleichbar zu den Teppichschnipseln. Zu einem späteren Zeitpunkt wurde einer besserer Absorber gefunden. Durch Einsatz eines Büschels Kokosmatte konnte der Dynamikspielraum noch deutlich gesteigert werden. Die Dynamik sank bei Verwendung des Kokosmattenabsorbers auf -105 dbm ⁴¹ ohne Objekt bzw. auf -25 dBm mit Objekt. Der Absorber beeinflusst natürlich auch den Strahl der vom Objekt reflektiert wird. Um eine optimale Abbildung zu erzeugen muss der Absorber nun so justiert werden, dass der zentrale Reflex möglichst gut unterdrückt wird, gleichzeitig aber auch nicht zu viel von der am Objekt reflektierte Leistung absorbiert wird (dies ist u. a. die Ursache dass in den späteren Bildern nicht der volle Dynamikspielraum erreicht worden ist). Ein Ausweg bietet das Design eines Off-Axis System an das diesen zentralen Reflex nicht aufweist. Das solche Systeme in der Regel starke Aberrationen produzieren ist vernachlässigbar, da der nur eine Punkt-zu-Punkt Abbildung vorliegt (siehe Kapitel 2). Problematisch ist hier die Fertigung die nur mit großem Aufwand in der Werkstatt hätte erfolgen können. Ein OAP hätte (und wurde) als Sekundärspiegel eingesetzt werden können, allerdings verursacht er eine deutlich größere Abschattung als der Sekundärspiegel. Der Dynamikspielraum war annähernd der gleiche.

3.7.2 Scansystem

Aufgrund der Natur des Einpixelsystems muss dieser (Beleuchtungs-) Fokus noch über das Bildfeld gescannt werden. Diese Aufgabe erfüllt der THz-Scanner (siehe Abbildung 3.18). Er besteht aus einem ebenen Spiegel der um eine Achse schnell, um eine weitere -senkrecht dazu stehende Achse- langsam rotiert. Der Normalenvektor des Scanspiegels weist mit der schnellen Rotationsachse einen bestimmten Winkel (5 Grad) auf. Rotiert nun Achse beschreibt der Fokuspunkt in der Bildebene eine Ellipse. Um ein komplettes Bildfeld abzutasten wird der gesamte THz-Scanner auf einem

Rotationstisch befestigt und geschwenkt (um $\pm 5 \text{ Grad}$)⁴². Dadurch wird der Ursprung der Ellipse verschoben und es kommt zu einem Scanpfad wie in Abbildung 3.19 skizziert. Hier ist die Geschwindigkeit des langsamen Winkels zur Verdeutlichung übertrieben dargestellt, so dass sich der Ursprung der Abtastkreise deutlich verschiebt. Normalerweise erfolgt der Schwenk schneller und die Kreise liegen dichter. Da der Scanner lediglich für eine Umlenkung des Strahls sorgt, und der Abbildungspfad und der Beleuchtungspfad übereinanderliegen, ist es nicht möglich auf dem Rückweg in mehreren Zwischenebenen Messungen durchzuführen, so dass darauf verzichtet wurde. Es wurde lediglich die empfan-

⁴⁰Gezählt von der kleinsten Basisfläche aus.

⁴¹Das hier die Werte von der vorhergegangenen Horn-zu-Horn Messung noch unterschritten wurden, liegt daran das bei dieser Messung Quelle und Detektor relativ dicht beieinander standen, und so Streueinflüsse deutlich größer sind als im tatsächlichen Aufbau.

⁴²Ohne den Kippwinkel von 5 Grad würde der Strahl immer an derselben Stelle verharren. Nimmt der Kippwinkel langsam zu wird aus dem Punkt ein Kreis bzw. eine Ellipse. Ändert sich dieser Kippwinkel dynamisch während des Scans beschreibt der Fokuspunkt eine Spirale. Diese Methode stellt eine alternative Scanvariante dar und wird an der Uni Jena angewandt bzw. untersucht.

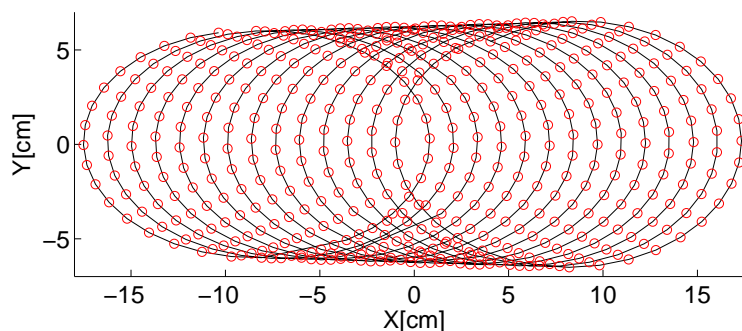


Abb. 3.19: Abtastpfad des schnellen THz-Scanners

gen Leistung im Detektor gemessen. Sie lag relativ gut bei dem erwarteten Wert (-25 dBm bis -95 dBm), allerdings beeinflusst durch den Absorber des Sekundärspiegels. Der Scanner bewegt den Fokusspot auf einer zykloiden Bahnkurve. Daher kommt es trotz der Punkt-zu-Punkt Abbildung zu Aberrationen. Der Fokus ist nur auf einer Sphäre mit dem Ursprung im Drehpunkt des Scanners optimal. Da in der Regel in einer flachen Ebene gemessen wird, kommt es zu Aberrationen, hauptsächlich einer Defokussierung (Aberration Nullter Ordnung siehe Kapitel 2). Eine erneute Berechnung bzw. Modifikation der Quasioptik ist hier aber nicht erforderlich, da diese Defokussierung nur in der geometrischen Optik sichtbar ist. Der wellenoptische Fokus über das gesamte Bildfeld immer beugungsbegrenzt, da aufgrund der hohen Wellenlänge der Rayleigh Bereich groß genug ist, um über eine feste Tiefenebene eine annähernd konstanten Fokus aufzuweisen. Des Weiteren sind die auftretenden Scanwinkel zu klein. Bestätigt wird das durch Abbildung 3.20 und Abbildung 3.21. In ihr sind die für den On-Axis Fokuspunkt und den (schlechtesten) Off-Axis Fokuspunkt (größte Auslenkung) die sich jeweils ergebende PSF angegeben. Für den Off-Axis Fall erreicht das Maximalsignal nicht ganz den Wert der On-Axis PSF. Da die Abbildung aber immer noch beugungsbegrenzt ist, wirkt sich das auf die Einkopplung nur auf einen leichten Abfall der Intensität um ca. 3 dB aus. Anhand des Radius der PSF in Abbildung 3.20 kann man die Auflösung des quasioptischen Scansystem zu 4 mm abschätzen. Im nächsten Kapitel wird diese Auflösung experimentell vermessen. Das entwickelte Optikdesign ist auch tolerant genug, um einen variablen Fokus zu ermöglichen. D. h. der Sekundärspiegel kann entlang der optischen Achse verschoben werden, um auf unterschiedliche Objektebenen scharf zu stellen. Da sich dabei auch die laterale Auflösung bzw. Bildfeld ändert kann die Quasioptik flexibel an das zu untersuchende Objekt angepasst werden. Das Bildfeld ist dabei wie zuvor in einem bestimmten Bereich beugungsbegrenzt⁴³.

⁴³Dies hat keine Auswirkung auf die Qualität der Abbildung da der geometrische Fokus immer kleiner ist als der wellenoptische Fokus.

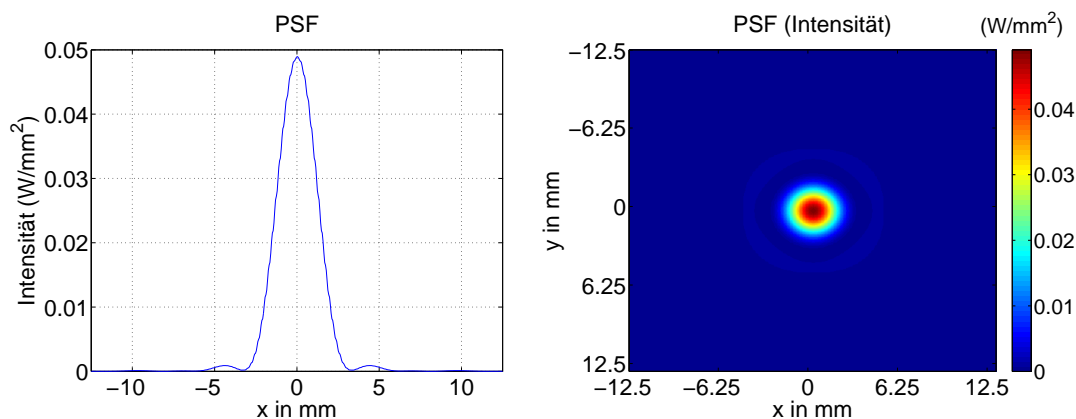


Abb. 3.20: PSF für den On-Axis Strahl

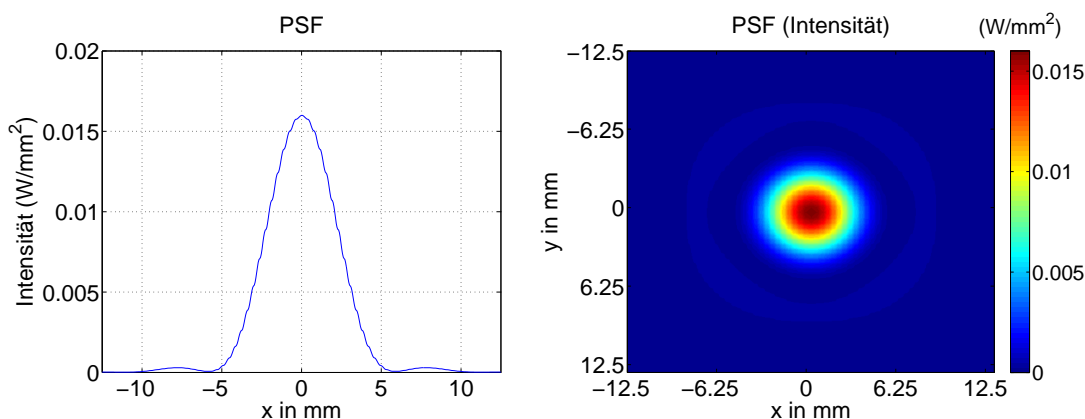


Abb. 3.21: PSF für den maximal ausgelenkten Off-Axis Strahl

3.8 Realisierung des modifizierten Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystems

In Abbildung 3.22 ist das Blockschaltbild des modifizierten Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystems zu sehen. Der obere Block (grün) steht dabei für das Ansteuerungssystem, der untere Block (blau) steht für das Datenvisualisierungssystem⁴⁴. Als Vergleich und zur besseren Einordnung in das Gesamtsystem, sind der schnelle THz-Scanner und das Quelle/Detektorsystem ebenfalls eingezeichnet. Die Schnittstelle zum quasioptischen Scansystem wird über die beiden Motoren des schnellen THz-Scanners hergestellt, die Schnittstelle zum Quelle/Detektorsystem über den Lock-In Verstärker. Im nachfolgenden wird zuerst die Ansteuerung des THz-Scanners kurz vorgestellt, danach die modifizierte

⁴⁴Die Datenvisualisierung ist notwendig, da die aufgenommenen Daten aufgrund des komplizierten Scanpfades nicht direkt in einem kartesischen Koordinatensystem dargestellt werden können.

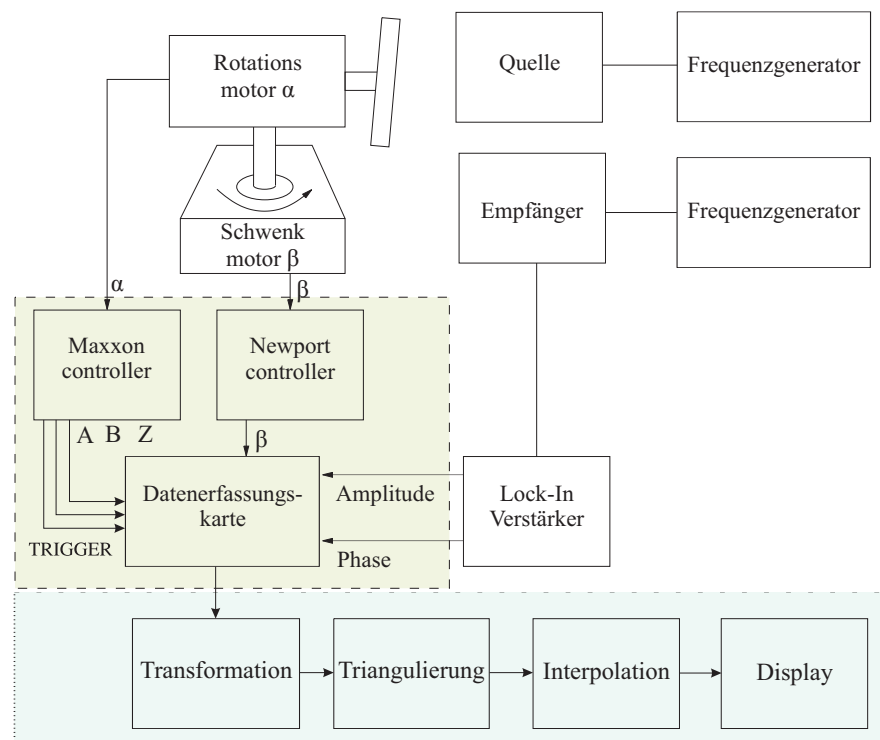


Abb. 3.22: Blockschaltbild des modifizierten Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystems

Datendarstellung.

3.8.1 Modifiziertes Ansteuerungssystem

Im oberen Block der Abbildung 3.22 ist eine Prinzipskizze von dem Mechanikaufbau für den schnellen THz-Scanner zu sehen. Als Controller für den Schwenk wird ein Newport Controller eingesetzt (Typ: MM 4005), als Controller für die Rotation des Scanspiegels ein Controller von Maxon (Typ: MX DES 4EQ), als Motor für den Schwenk ein Schrittmotor von Newport (Typ: RV 120 CCHL) und als Motor für die schnelle Rotation ein Drehstrommotor von Maxon (Typ: EC Motor 201018). Für die Zuordnung der gemessenen Amplituden- bzw. Phasendaten wird an beiden Motoren ein Inkrementalgeber ausgelesen. Die beiden Winkel, α für die schnelle Rotation und β für den langsamen Schwenk, werden damit den entsprechenden Amplituden- bzw. Phasendaten vom Lock-In zugeordnet. Kernelement der Ansteuerung bzw. der Datenerfassung ist hierbei eine PCI-Karte von National Instruments (Typ: NI-PCI 6251). Sie bietet 16 analoge Eingangskanäle⁴⁵, eine ausreichende Samplingrate und Auflösung sowie zwei Timer zur Datensynchronisation.

⁴⁵Mittels derer 8 IQ-Kanäle betrieben werden könnten; für das Lynkeus Projekt wird nur ein IQ-Kanal benötigt.

Die Datenerfassungskarte erfasst neben den Amplituden- und Phasendaten auch die zugehörigen Winkelkoordinaten (schneller und langsamer Winkel)⁴⁶. Der Maxon Controller für den schnellen Winkel gibt drei Signale aus, genannt **A**, **B** und **Z** (Abbildung 3.22). Signal **A** und Signal **B** sind jeweils zwei Rechteckimpulssignale⁴⁷. Signal **Z** ist ein Indeximpuls, der nach jeder Umdrehung einen Impuls ausgibt. Der Newport Controller gibt den aktuellen Schwenkwinkel direkt in Grad aus. Die fehlenden Messwerte für die Amplituden- und Phasendaten werden dann von dem verwendeten Lock-In Verstärker ebenfalls direkt ausgegeben⁴⁸. Pro Umlauf werden alle 0.7 Grad Amplitude und Phase gemessen. Bei einer Umdrehung von typischerweise 100 Umdrehungen (ca. ein Grad pro Sekunde innerhalb eines Zehnschwenks) ergeben sich so ca. 52.000 Pixel. Die entsprechenden Daten (schneller Winkel, Amplitude, Phase, langsamer Winkel) werden in ein TXT-File zur weiteren Verarbeitung geschrieben.

3.8.2 Modifiziertes Datenvisualisierungssystem

In Abbildung 3.23 sind die Rohdaten (Amplitude) wie sie von einer kleinen metallischen Nagelschere aufgenommen worden sind zu sehen. Aufgetragen sind dabei die aufgenom-

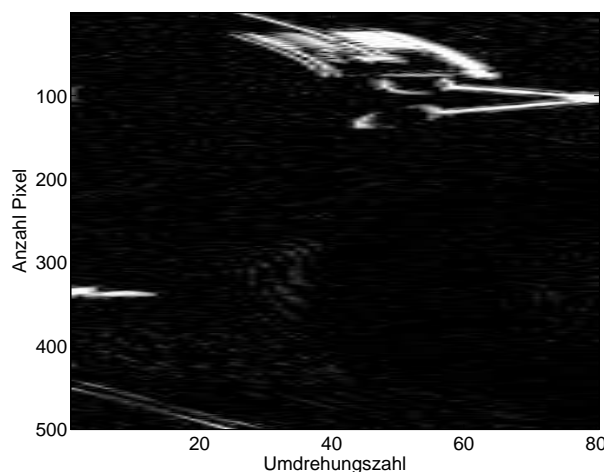


Abb. 3.23: Untransformierte Reflektivitätsdaten einer kleinen Nagelschere (befestigt auf einem Halter)

menen Reflektivitätsdaten über der Umdrehungszahl. Die starken Verzerrungen die aus der komplizierten Bildfeldabtastung resultieren, sind klar zu erkennen. Um sie, wie zuvor

⁴⁶Dabei konnten Teile des Sourcecodes aus der Ansteuerungssoftware aus Kapitel 3 wiederverwendet werden.

⁴⁷Sie sind untereinander um 90° phasenverschoben um die Drehrichtung feststellen zu können.

⁴⁸Das gleichzeitige Starten der verschiedenen Prozesse verursachte einige Probleme. Diese konnten durch eine elektronische Digitalschaltung (Flip-Flop mit AND-Gatter) gelöst werden.

beim linearen scannen, in einem kartesischen Koordinatensystem bzw. auf einem Bildschirm darstellen zu können, ist eine Transformation zwischen den beiden Winkeln des Spiegelscans und der tatsächlichen Position in einem rechteckigen Bild vonnöten. Diese

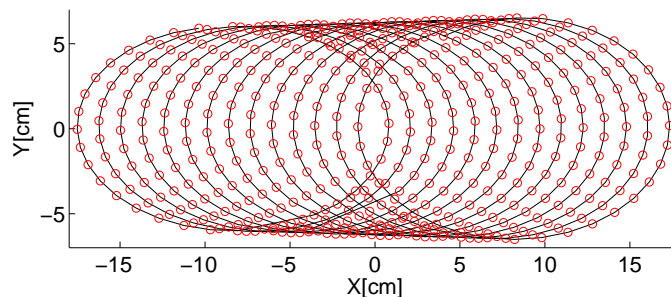


Abb. 3.24: Abtastpfad des schnellen THz-Scanners

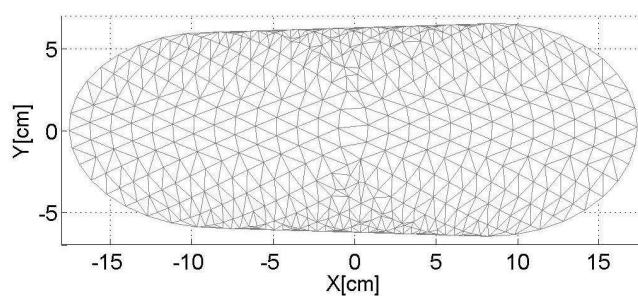


Abb. 3.25: Triangulierung des Abtastpfades

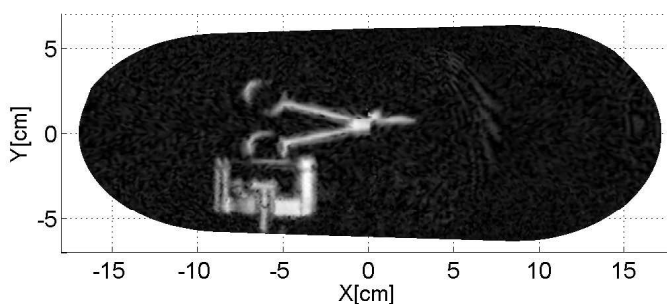


Abb. 3.26: Transformierte, triangulierte und interpolierte Reflektivitätsdaten der kleinen Nagelschere aus Abbildung 3.23

Reflektivitätsdaten sind allerdings nicht äquidistant verteilt und würden auf einem Bild-

schirm Verzerrungen verursachen. Die Transformation der Winkel zu kartesischen Koordinaten wird über Drehmatrizen hergestellt. Dabei wird der THz-Strahl als ein Eingangsvektor repräsentiert, der durch entsprechend gewählte Transformationsdrehmatrizen in einen Ausgangsvektor überführt wird. Der Ausgangsvektor zeigt dabei auf die Position des entsprechenden kartesischen Bildpunktes. Die Drehmatrizen bilden dabei die Abtastung des THz-Scanners nach. Über den Abstand vom Scanspiegel zur Objektebene kann dann auf die kartesische Position des gemessenen Objektpunktes zurückgeschlossen werden. Auswertung der Matrixoperationen ergibt schließlich einen Zusammenhang zwischen den Winkelwerten des schnellen und langsamen Winkels, sowie den kartesischen Koordinaten. Diese Transformation ist in Abbildung 3.24 zu sehen. Die kleinen Kreise stehen dabei für die entsprechenden Amplituden- und Phasendaten. Diese Verzerrungen können umgangen werden, sofern zwischen den Punkten trianguliert und interpoliert wird, um einen gleichmäßigen Verlauf sicherzustellen⁴⁹. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.25 bzw. in Abbildung 3.26 zu sehen⁵⁰. Für die Phasendaten wurde zu Beginn der gleiche Algorithmus verwendet. Die Interpolation verursacht allerdings Probleme bei den Phasendaten. Bei einem Sprung von π auf 0 ist dieser harte Übergang eigentlich erwünscht, die Interpolation macht daraus aber einen weichen Übergang und verfälscht somit die Information. Deshalb wurde der obere Algorithmus weiter entwickelt, der die Phasendaten geeignet darstellt. Da dieser Algorithmus nicht nur für die Amplitudendarstellung verwendet werden kann, sondern auch noch schneller ist, wird er im Folgenden benutzt. Die Entwicklung des ersten Algorithmus war dabei keine Zeitverschwendung. Er ist für gering auflösende Systeme besser geeignet (wie sie z.B. in Kapitel 5 vorgestellt werden). Er dreht das oben beschriebene Prinzip lediglich um. Anstatt von einem Eingangsvektor auf einen Ausgangsvektor zu schließen, wird von den kartesischen Koordinatenpunkt auf den notwendigen Scanwinkel zurück geschlossen. Hier ist also auch keine Triangulierung und Interpolation notwendig, so dass sich die Rechenzeit stark reduziert. Trotzdem ist der erste Algorithmus bei gering auflösenden Systemen im Vorteil, da hier die Interpolation notwendig ist. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der erste Algorithmus bei geringen Pixelanzahlen als Amplitudendarstellung verwendet werden sollte, für höher auflösende Systeme ist der zweite Algorithmus die bessere Wahl. Bei der Phase sollte für beide Systeme auf den zweiten Algorithmus zurückgegriffen werden. Die erste Version der Datenauswertung wurde mittels Matlab entwickelt. Auf einem normalen Arbeitsplatz PC benötigt die Triangulierung sowie die Interpolation mehr Zeit als für das Aufnehmen der Daten selbst notwendig ist (ca. 15 Minuten). Darum wurde der Algorithmus nach C/OpenGl portiert⁵¹. Zusätzlich gerechtfertigt wird die Konvertierung noch durch die Tatsache, dass die Ansteuerung der Motoren mittels der Programmiersprache C

⁴⁹Da sich im mittleren Bereich des Bildfeldes (oben und unten) sehr kleine Dreiecke ergeben, werden diese, sofern die Kantenlänge der Dreiecke einen gewissen Wert unterschreitet, noch zu einem größeren Dreieck zusammengefasst. Dies ist ein eindeutiger Nachteil des Scanners, da er gerade dort sehr hohe Auflösung aufweist indem die Information eher uninteressant ist.

⁵⁰Man vergleiche diese Abbildung mit der aus Abbildung 3.23.

⁵¹OpenGL ist eine Grafikkbibliothek für die Programmiersprache C/C++. Mit dieser Bibliothek ist es möglich anspruchsvolle 3D-Grafiken zu programmieren.

erfolgt ist^{52,53}. In Abbildung 3.27 links ist noch mal die 2€Münze aus Kapitel 3 zu sehen (hier fehlerfrei). Sie wurde mit dem oben beschrieben und nach C/OpenGL portierten Programm dargestellt⁵⁴. Die Triangulierung und Interpolation erfolgte dabei in Echtzeit (mehr als 60 Hz). Die Phasentfaltung benötigte nur wenige Sekunden. In der Summe ist die Darstellung um einen Faktor hundert schneller geworden. In Abbildung 3.27 rechts ist eine stereoskopische 3D-Darstellung der Münze zu sehen, die ebenfalls programmiert wurde. Sie kann mittels einer geeigneten Anaglyphen Brille (Filter rot, blau) auch in stereoskopischen 3D gesehen werden.

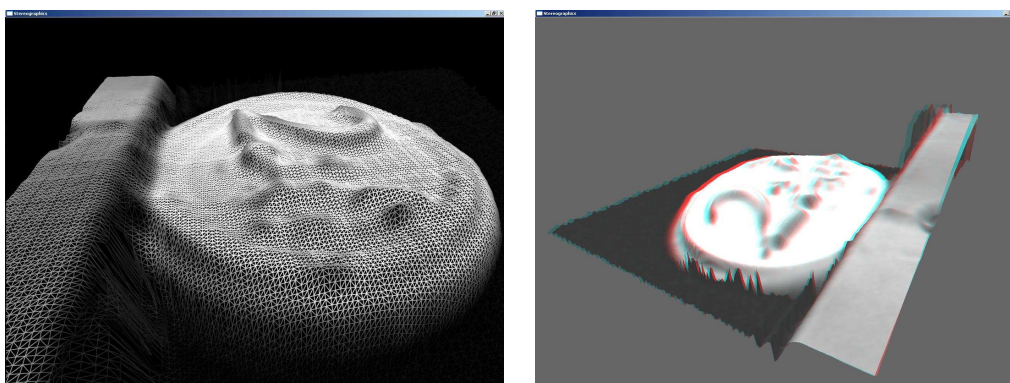


Abb. 3.27: Links: 2-Euro Münze aus Kapitel 3 in der fehlerfreien triangulierten 3D-Darstellung; Rechts: 2-Euro Münze aus Kapitel 3 in einer stereoskopischen 3D-Darstellung

3.9 Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem II

3.9.1 Reflektivitäts- und Phasendaten einer Nagelschere

Eines der ersten aufgenommenen Objekte ist das einer Nagelschere. Die aufgenommenen Daten (Photographie des Objektes, Amplitude und Phase) sind in Abbildung 3.28, Abbildung 3.29 und Abbildung 3.30 zu sehen. Das Bildfeld liegt bei 30 cm x 15 cm, die Gesamtanzahl der Pixel bei ca. 55.000. Die Messzeit betrug neun Sekunden. Die Zeitkonstante des Lock-

⁵²Somit hat man ein plattformunabhängiges System das eine Echtzeitdarstellung erlaubt. Echtzeit bezieht sich hier darauf der Begriff auf die Geschwindigkeit der Darstellung die jeweils schneller als die Messzeit selbst ist.

⁵³Für eine noch schnellere Darstellung müsste der Computer deutlich schneller werden. Hier bietet es sich an, sich die Leistungsfähigkeit moderner Grafikkarten auszunutzen d.h. sie selbst zu programmieren. Deren Prozessoren (GPU) sind aufgrund der Architektur mittlerweile schneller als die normale CPU. Nähere Informationen sind auf der Firmenpräsenz der großen Grafikkartenhersteller zu finden.

⁵⁴Dies ist möglich, da beliebige Punktwolken verarbeitet werden können. Hier findet man auch schon den Phasentfaltungsalgorithmus Anwendung, der ebenfalls nach C/OpenGL portiert worden ist.



Abb. 3.28: Photographie der unverdeckten Nagelschere

In betrug $300 \mu\text{s}$. Die Dynamikbereich übersteigt 55 dBm und liegt damit im erwarteten Bereich (siehe Kapitel Charakterisierung 3). Die Schere war auf einem kleinen Metallhalter befestigt der in den Abbildungen ebenfalls zu erkennen ist. Die Schere ist eindeutig zu identifizieren. Anhand des Rayleigh Kriteriums kann man mit der verwendeten Quasioptik eine maximale Auflösung von ca. 4 mm abschätzen. Sie wird hier noch etwas unterboten. Sie liegt bei unter 3 mm da der Durchmesser der Griffe deutlich unter 4 mm liegt.

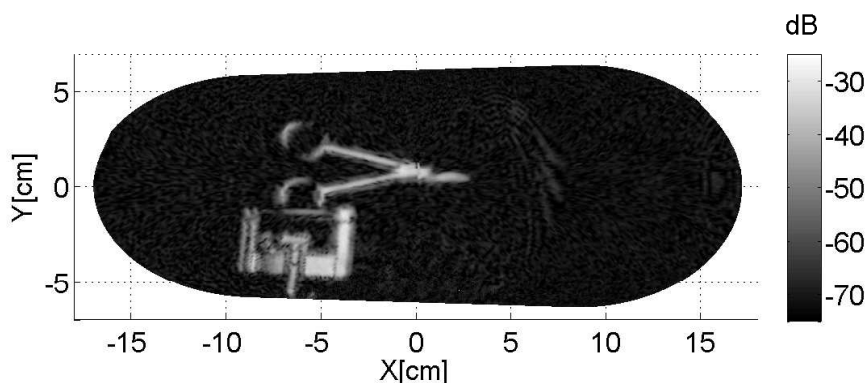


Abb. 3.29: Aufgenommene Reflektivitätsdaten der unverdeckten Nagelschere

In Abbildung 3.31 ist das gleiche Objekt, allerdings verdeckt durch eine Stofftasche zu sehen. In Abbildung 3.31 ist zu erkennen, dass die Reflektivitätsdaten durch die Tasche kaum beeinflusst worden ist (der Einfluss der Tasche ist als blaßweiße Schlieren im Bild erkennbar). Die Phasendaten hingegen sind durch die Stofftasche kompromittiert und sind einer Auswertung nicht ohne weiteres zugänglich⁵⁵.

⁵⁵In Kapitel 4 eine Methode vorgestellt wird wie die Phasendaten der Tasche von denen des Objektes getrennt werden können.

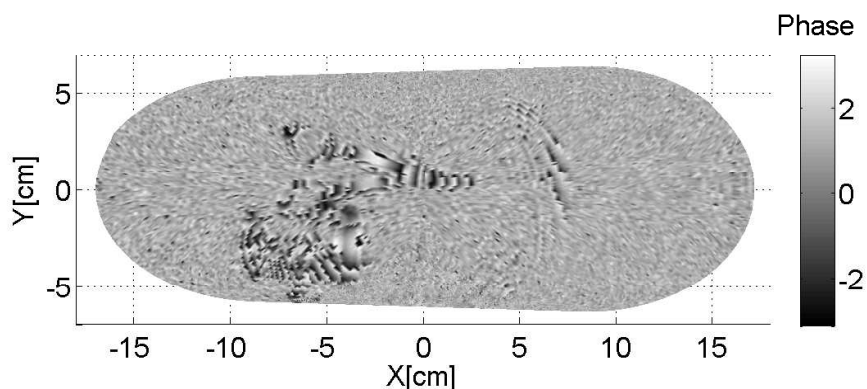


Abb. 3.30: Aufgenommene Phasendaten der unverdeckten Nagelschere

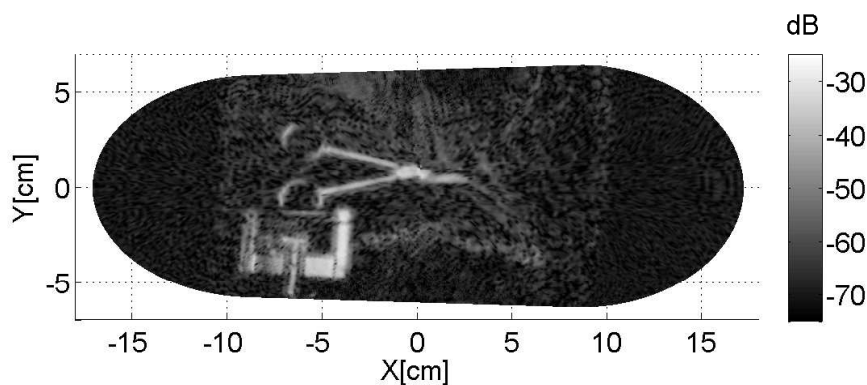


Abb. 3.31: Aufgenommene Reflektivitätsdaten der verdeckten Nagelschere

3.9.2 Reflektivitäts- und Phasendaten eines Revolvers

Ein Objekt mit deutlich größerer Ausdehnung und komplizierterer Kontur ist der eines Revolvers. In Abbildung 3.32 links ist eine Photographie des Revolvers zu sehen. Die aufgenommenen Daten (Amplitude und Phase) sind in Abbildung 3.33 bzw. Abbildung 3.34 zu sehen. Das Bildfeld liegt bei 30 cm x 15 cm, die Gesamtanzahl der Pixel bei ca. 55.000. Die Messzeit betrug wiederum neun Sekunden. Die Zeitkonstante des Lock-In ebenfalls 300 μ s. Die Dynamikbereich übersteigt 55 dBm. Die Waffe war dabei auf dem gleichen Metallhalter befestigt wie die Schere. Er ist in Abbildung 3.33 bzw. Abbildung 3.34 ebenfalls zu erkennen. Zwar ist der Revolver deutlich zu erkennen, allerdings ist im Gegensatz zur Nagelschere nicht die komplette Waffe abgebildet. Dies liegt daran, dass die meisten Objekte THz-Strahlung eher spekulär reflektieren als streuen⁵⁶. Die sehr schwache Streuung

⁵⁶Dies ist eine allgemeines Problem bei der aktiven Beleuchtung. In Kapitel 3 bzw. in Kapitel 5 werden Methoden vorgestellt, mit denen das Problem reduziert bzw. gelöst werden kann.

am Holzgriff der Waffe konnte ebenfalls detektiert werden.

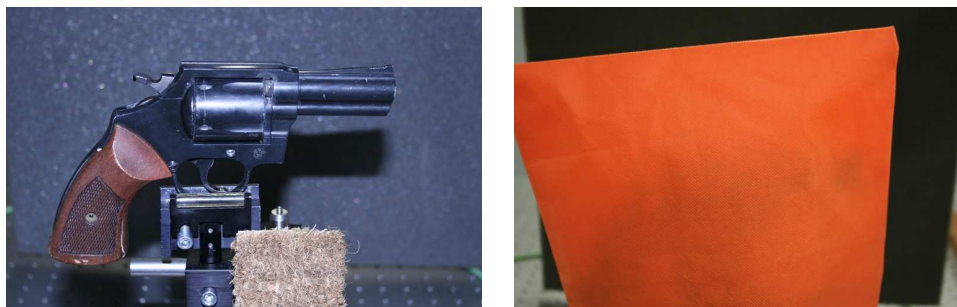


Abb. 3.32: Links: Photographie des unverdeckten Revolvers, Rechts: Photographie des verdeckten Revolvers

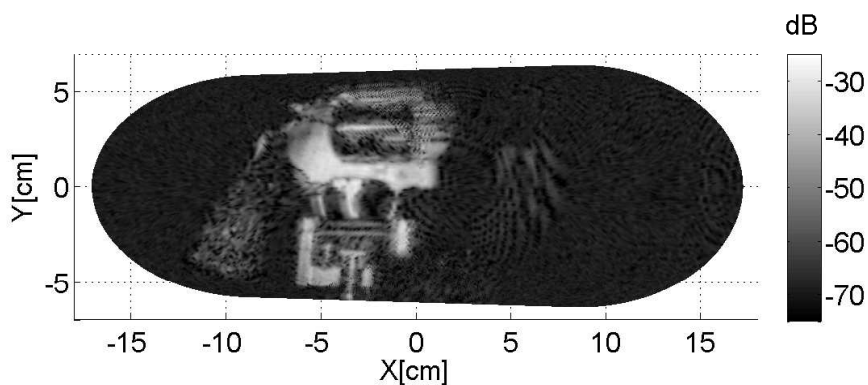


Abb. 3.33: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des unverdeckten Revolvers

In Abbildung 3.35 sind die Reflektivitätsdaten allerdings mit verdeckter Waffe zu sehen (die Tasche ist in Abbildung 3.32 rechts zu sehen). Auch hier wurde die Reflektivität nicht merklich beeinflusst. Im nächsten Kapitel wird eine Methode vorgestellt wie das bislang noch eingeschränkte Bildfeld vergrößert werden kann.

3.10 Experimentelle Ergebnisse zur Bildfeldvergrößerung

3.10.1 Bildfeldvergrößerung eines Revolvers

In Abbildung 3.36 ist das Problem mit den spekularen Reflexen skizziert. Dabei sind zwei Grenzfälle eingezeichnet. Im ersten Fall (Abbildung 3.36 (a)) wird die komplette Strahlungsleistung zurück in den Detektor gekoppelt (hier dargestellt durch die Systemapertur).

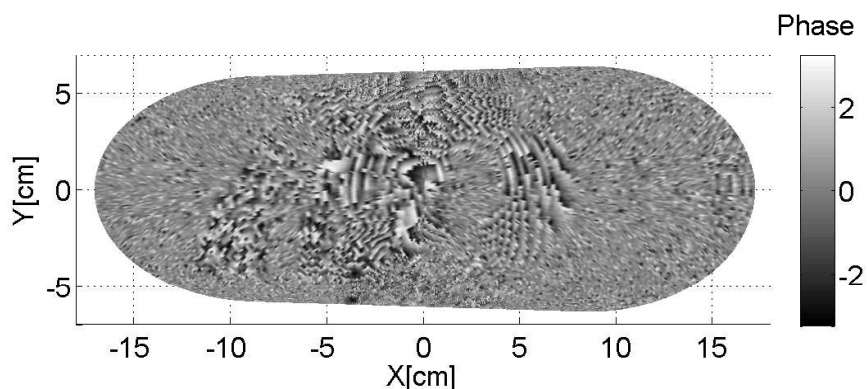


Abb. 3.34: Aufgenommene Phasendaten des unverdeckten Revolvers

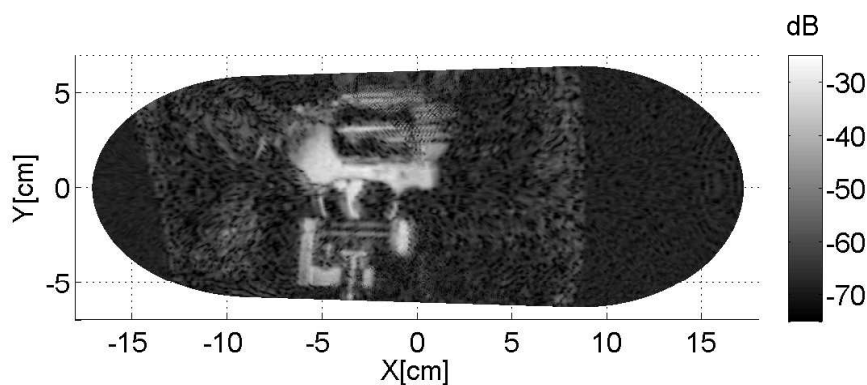


Abb. 3.35: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des verdeckten Revolvers

Im anderen Fall (Abbildung 3.36 (b)) wird keine Strahlung mehr zurück in den Detektor gekoppelt. Variiert wird dabei die Orientierung des Normalenvektors bzw. der Objektoberfläche bezüglich der Ausbreitungsrichtung z . In Fall (b) ist die ungeneigte Fläche von Fall (a) zum Vergleich nochmals gestrichelt eingezeichnet. Eingezeichnet sind des Weiteren noch der Einfallsvektor \vec{e} des Beleuchtungsstrahls (weißer Pfeil, zeigt in Richtung der Objektoberfläche), der Normalenvektor \vec{n} der lokalen Objektoberfläche (schwarzer Pfeil) sowie der Ausfallsvektor \vec{a} des Reflektierten- oder Abbildungsstrahls (weißer Pfeil, zeigt in Richtung der Systemapertur). In Fall (a) ist der Winkel zwischen Beleuchtungsstrahl \vec{e} und Einfallslot \vec{n} (der Normalenvektor) null, in Fall (b) derart dass überhaupt kein Signal mehr detektiert wird (außer evtl. sehr schwach auftretende Streusignale). Der Winkel bei dem gerade noch ein kleiner Teil detektiert wird, d.h. der Abbildungskegel mit seiner linken Kante gerade noch den Rand der Systemapertur trifft, wird Akzeptanzwinkel α_A genannt. Der Akzeptanzwinkel α_A ist im Allgemeinen relativ gering (wenige Grad) und wird wesentlich von der Apertur des abbildenden Systems limitiert. Dies ist auch der

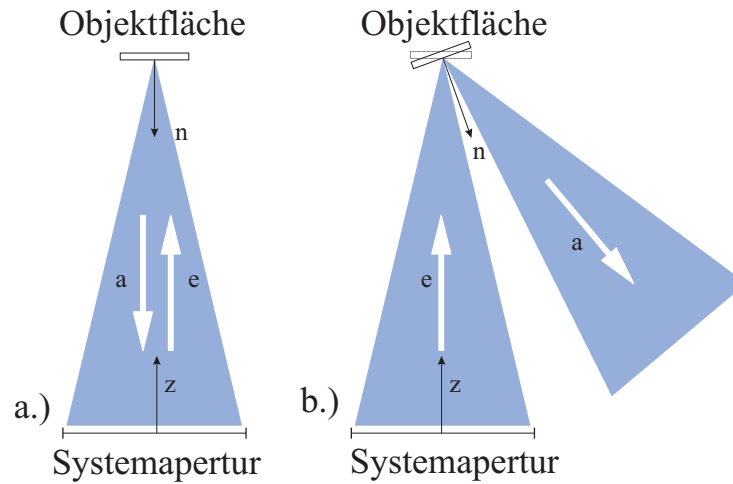


Abb. 3.36: Ursprung des eingeschränkten Bildfeldes

Grund warum von den meisten, im vorherigen Kapitel gezeigten Objekten, nur Teilflächen zu sehen sind. Dieser kritische Winkel ist mit den drei voran genannten Vektoren über das Reflexionsgesetz verknüpft, dass hier in der vektoriellen Form angegeben wird:

$$(\vec{n} \times \vec{e}) = (\vec{n} \times \vec{a}) \quad (3.3)$$

Dieses Gesetz gilt jedoch, nur wenn die Oberfläche des Objektes eben und für die entsprechende Wellenlänge glatt ist. Dies ist hier in der Regel der Fall⁵⁷. Aus vorangehender Argumentation kann das Bildfeld des quasioptischen Scansystem II abgeschätzt werden, da das Bildfeld etwa dem halben Durchmesser des Primärspiegels entspricht. Dies wurde experimentell gut bestätigt (Durchmesser Primärspiegel 23 cm; Bildfeld ca. 11 cm). Dieses Bildfeld ist für viele Anwendungen zu gering. Gelöst werden kann das Problem auf zweierlei Arten: Durch drehen des Objektes oder durch ändern der Beleuchtungsrichtung. Wird das Objekt gedreht, ändert sich die Orientierung des Normalenvektors, während bei ändern der Beleuchtungsrichtung der Winkel des einfallenden Strahls relativ zum Normalenvektor geändert wird. Beide Varianten ähneln (physikalisch) einander, wobei die erste Variante insbesondere dann vorteilhaft ist, wenn Bildwiederholraten eine untergeordnete Rolle spielen und das Objekt einfach gedreht werden kann (Beispiel Werkstoffprüfung). Die zweite Variante hingegen ist notwendig, wenn das Objekt nicht gedreht werden soll oder kann und

⁵⁷An Objektkanten sowie an rauen Oberflächen wird die THz-Strahlung klassisch gestreut [58] und ist aus einem deutlich größeren Raumrichtungsbereich zu detektieren. Des Weiteren ist hier nur der On-Axis Fall eingezeichnet d. h. der Einfallsvektor des Beleuchtungskegels ist kollinear mit dem Normalenvektor. Sind diese beiden Winkel nicht mehr parallel zueinander, z. B. weil der Beleuchtungsstrahl gescannt wird, sind entsprechend andere Orientierungen der Objektfläche zu erkennen (hier wäre die die Objektfläche von Fall (b) zu erkennen während Fall (a) undetektierbar wäre). Formel 3.3 gilt aber immer, da der Einfallsvektor auf die Oberflächennormale bezogen wurde.

hohe Bildwiederholraten bedeutend sind (Beispiel Sicherheitstechnik)⁵⁸. Da bei der zweiten Variante auch eine andere Beleuchtungsgeometrie verwendet werden muss,⁵⁹ wird hier nur die Variante durch drehen des Objektes demonstriert. Dabei wird das System aus dem vorherigen Kapitel 3 verwendet. Die einzige Modifikation ist, dass mehrere Perspektiven des

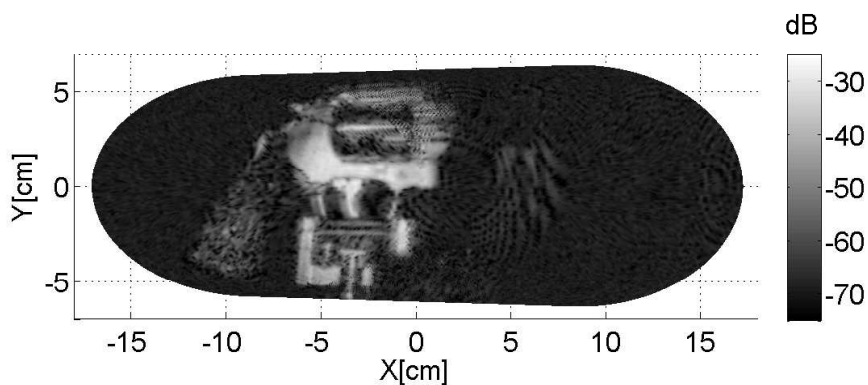


Abb. 3.37: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des unverdeckten Revolvers aus Perspektive I

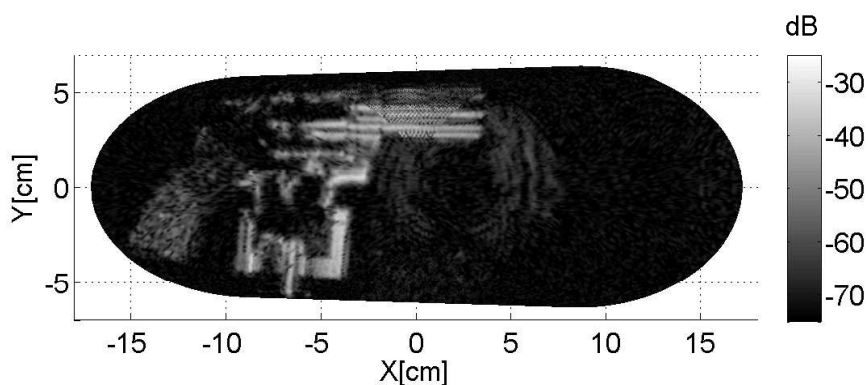


Abb. 3.38: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des unverdeckten Revolvers aus Perspektive II

Objektes aufgenommen wurden, die daraufhin wieder zusammengefügt werden. Während in Kapitel 3 die Nagelschere komplett sichtbar war, weil sie kleiner als das Bildfeld und relativ eben war, ist das bei der Waffe mit seiner deutlich komplexeren Topographie und der größeren Ausdehnung nicht mehr der Fall. Die einzelnen Perspektiven sind in Abbildung

⁵⁸Dann müssen allerdings auch mehrere Quellen zur Verfügung stehen.

⁵⁹Anstatt einer mitgescannten Beleuchtung muss sie aufgeweitet werden und das gesamte Objekt beleuchten (diese Methode wird in Kapitel 5 vorgestellt.)

3.37 bzw. Abbildung 3.38 zu sehen. Das zusammengesetzte Bild in Abbildung 3.39^{60,61}. Allerdings hat sich auch die Bildwiederholrate halbiert. Wichtig ist zu erwähnen, dass die Streuung am Revolvergriff in beiden Bildern zu sehen ist. Dies liegt daran dass die Strahlung hier primär gestreut wird (der Griff ist aus Holz und für THz-Strahlung makroskopisch rau) und somit die Einschränkung von Formel nicht mehr gültig ist. Da die meisten Objekte im THz-Bereich aber eher spekulär reflektieren als streuen, ist auch mit hoher Systemdynamik eine Drehung des Objektes vonnöten. Anhand der vorangehenden Bilder konnte gezeigt werden, wie sich das Problem der spekulären Reflexe reduzieren lässt. Obwohl die Variante durch Drehung des Objektes die Bildwiederholrate negativ beeinflusst, stellt sie doch für einige Anwendung eine akzeptable Lösung dar. In Kapitel 5 wird gezeigt, wie durch

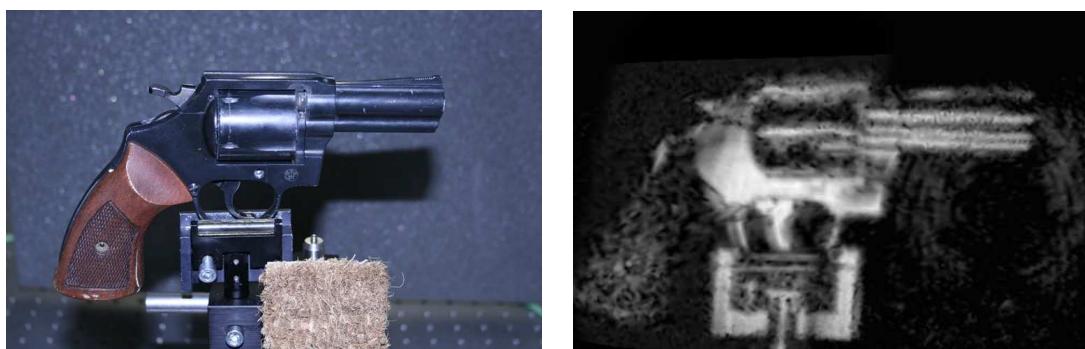


Abb. 3.39: Links: Photographie des unverdeckten Revolvers, Rechts: Addierte Reflektivität aus Perspektive I und II

Verwendung mehrerer Quellen dieser Bereich vergrößert werden kann, ohne die Bildwiederholrate zu beeinflussen. Des Weiteren können hier auch die unterschiedlichen Phasenbilder genutzt werden um das Eindeutigkeitsproblem der Phasenmessung weiter zu reduzieren⁶². Zu erwähnen bleibt das das Problem mit den spekulären Reflexen auch einfach mit einer größeren Systemapertur gelöst werden kann. Da aber die CNC-Drehmaschine auf einen Arbeitsradius von 23 cm beschränkt war, war es nicht möglich größere Optiken zu fertigen. Im nächsten Kapitel wird dazu eine Quasioptik vorgestellt, die eine Systemapertur von

⁶⁰Das übereinanderlegen der Amplitudenbilder ist für geringe Winkel zulässig. Verzerrungen spielen hier noch keine Rolle. Die Amplitude der verschiedenen Ansichten kann also für kleine Winkel einfach zusammengesetzt werden. Dies kann beispielsweise in einem herkömmlichen Bildverarbeitungsprogramm erfolgen (hier wurde GIMP verwendet). Dabei wurden die Reflexionsdaten nicht geändert, sondern lediglich in einem Bild übereinander gelegt. Bei größeren Winkeln (bis hin zu einer ganzen Umdrehung) wird die Überlagerung deutlich komplizierter. Da diese Problemstellung aber schon im Zusammenhang mit MRT-Geräten hinreichend untersucht worden ist, wird hier darauf verzichtet. Wird anstelle des Objektes die Quellorientierung geändert, können die Amplitudendaten für beliebige Drehwinkel addiert werden.

⁶¹Natürlich vergrößert sich der Bereich nur in horizontaler Richtung. Für die vertikale Richtung müsste die Rotation des Revolvers um seine Längsachse erfolgen.

⁶²Dies wäre auch bei Rotation des Objektes möglich, doch ist die Datenanalyse erschwert da sich die Objektorientierung ändert.

60 cm aufweist. Da es sich um einen Parabolspiegel handelt muss hier zum ersten Mal auch On-Axis optimiert werden.

3.11 Charakterisierung des quasioptischen Scansystems III

3.11.1 Quasioptik

Insbesondere für Sicherheitsanwendungen sind größere Bildfelder und größere Arbeitsabstände zwischen Objekt und Quasioptik wünschenswert, um beispielsweise eine ganze Person abzutasten. Mit dem quasioptischen Scansystem II aus dem vorherigen Kapitel sind diese Anforderungen nur mit deutlichem Verlust an lateraler Auflösung zu erreichen. Um bei größerem Arbeitsabstand die gleiche Auflösung zu realisieren, muss eine neue Quasioptik entwickelt werden, bei der die Apertur deutlich größer ist. Dies war in der institutszugehörigen Werkstatt nicht möglich⁶³. Größere Spiegel hätten also extern gefertigt werden müssen, was sehr teuer ist (in Kapitel 5 werden solche Spiegel vorgestellt, der Durchmesser liegt bei ca. 500 mm). Allerdings sind von der Firma Edmund Optics großflächige Hohlspiegel mit Durchmessern von $d = 300$ mm, $d = 400$ mm und $d = 600$ mm erhältlich (siehe Abbildung 3.43 links, die Daten des größten Parabolspiegels sind in Tabelle 3.5 angegeben). Besonders attraktiv sind hier die sehr geringen Stückkosten des Spiegels (unter 50 Euro im Vergleich zu mehreren 1000 Euro für einen gefrästen Spiegel⁶⁴). Problematisch ist hierbei, dass die Hohlspiegel eine parabolische Krümmung aufweisen, also nur einen im unendlich befindlichen Objektpunkt perfekt in einen Punkt abbilden würden. Wird dieser Spiegel für endliche Arbeitsabstände (bspw. 4 m) verwendet, produziert er schon für On-Axis Strahlen deutliche Aberrationen, die den wellenoptischen Fokus um ein Vielfaches übersteigen. In Abbildung 3.41 ist die PSF des Primärspiegels zu sehen. Der Arbeitsabstand betrug 4 m. Der zentrale Peak erreicht lediglich einen Wert von 0.068 und liegt damit weit unter dem theoretisch möglichen Wert. Des Weiteren ist ein Großteil der Energie in höhere Ordnungen gestreut worden. Diese Aberrationen würden sich bei einbringen eines entsprechenden Sekundärspiegels eventuell noch weiter verstärken und verhindern das das Teleskopsystem einen parallelen Ausgangsstrahl produziert, wie er von der Quasioptik die in den Detektor einkoppelt gefordert wird. Wie in Kapitel 2 erläutert, können die Aberrationen des Primärspiegels durch optimieren der Oberflächenform des Sekundärspiegels reduziert werden. Da die Oberflächenform des Primärspiegels nicht mehr geändert werden kann, muss hier auf die Optimierungsalgorithmen von Zemax zurückgegriffen werden^{65,66}.

⁶³Der Hauptgrund für den geringen Durchmesser des oben verwendeten elliptischen Primärspiegels liegt darin, dass der Arbeitsraum der verwendeten CNC-Maschine auf Durchmesser von 23 cm begrenzt ist.

⁶⁴Die Oberflächenqualität des Spiegels ist allerdings auch deutlich schlechter als ein kommerziell gefräster Spiegel. Für Frequenzen um die 600-GHz aber ausreichend.

⁶⁵Die Oberflächenform des Sekundärspiegels kann zwei beliebig gewählt werden, doch produziert der Primärspiegel keine perfekten Fokus wie es für die On-Axis Optimierung notwendig wäre.

⁶⁶Alle wesentlichen Details bezüglich der Optimierung eines quasioptischen Systems werden in Kapitel 2 gegeben. Das Design des hier vorgestellten Teleskops wurde zeitgleich mit dem quasioptischen System

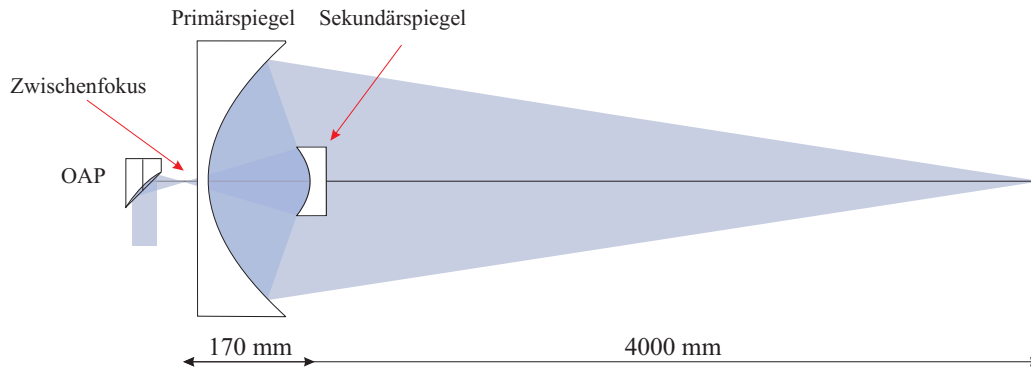


Abb. 3.40: Quasioptisches Teleskopsystem mit parabolischen Primärspiegel, Off-Axis optimierten Sekundärspiegel und OAP

Als Optimierungsparameter wurden der Krümmungsradius R , der konische Parameter k

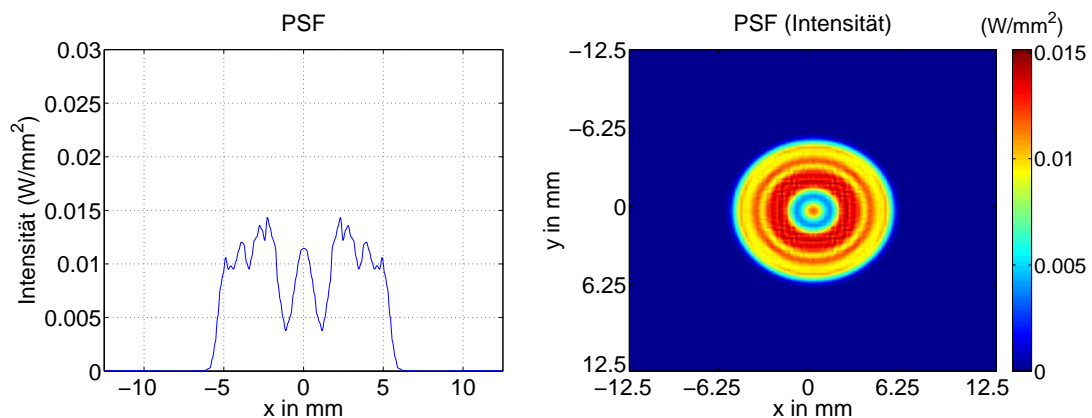


Abb. 3.41: PSF des großen Parabolspiegels aus Abbildung 3.43

sowie zwei asphärische Koeffizienten α_1 und α_3 verwendet. Problematisch ist hierbei, dass der Parabolspiegel eine sehr kurze Brennweite aufweist (sie liegt genau in der Frontalebene des Parabolspiegels; deswegen auch die starke Krümmung). Die Position des Fokuspunktes verschiebt sich nur leicht, wenn sich der Objektpunkt nicht im unendlichen befindet (er steigt auf etwa 170 mm). Dies erzeugt das Problem, dass die Strahlung zu dem Fokus stark konvergiert und der Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel, bei gegebener Abschattung, vorgegeben ist. Mit der Variante das der Sekundärspiegel einen Parallelstrahl erzeugt, wie bei dem quasioptischen Scansystem I und II, konnte kein befriedigendes Resultat gefunden werden. Die Lösung bestand darin, den THz-Strahl in der Ebene der Bohrung des Primärspiegels zu einem Zwischenfokus zu bringen. Diese Fokussierung vermeidet auch

aus Kapitel 3 entwickelt.

das Problem, dass die Bohrung des Primärspiegels für unseren Strahldurchmesser zu klein ist (siehe Kapitel 3), und folglich hätte aufgebohrt werden müssen, um störende Reflexe zu unterbinden. Dieser Zwischenfokus kann dann mittels eines Off-Axis Paraboloiden in einen Parallelstrahl umgewandelt werden⁶⁷. Die Fertigungsparameter des Sekundärspiegels nach der Optimierung sind in Tabelle 3.5 angegeben. In Abbildung 3.42 ist die PSF des Sekundärspiegels zu sehen. Das System ist annähernd beugungsbegrenzt und der Wert des Peaks erreicht nun fast den Maximalwert⁶⁸. Die schwachen Beugungsringe entstehen aufgrund der Apertur des Primärspiegels. Dieser Fokus kann nun mittels eines OAP in einen Parallelstrahl konvertiert werden. Das komplette quasioptische Scansystem III ist in Abbildung 3.40 zu sehen. Die optimierte Sekundäroptik sowie die Halterungen für den Primär- und Sekundärspiegel wurden wieder in der institutzugehörigen Werkstatt gefertigt. In Abbildung 3.43 rechts ist das aufgebaute System zu sehen. Der Sekundärspiegel kann dabei gegen den Primärspiegel lateral und axial justiert werden.

Quasioptisches Scansystem III	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -304.80 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = 0.00$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 609 \text{ mm}$
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 38 \text{ mm}$
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = -125.80 \text{ mm}$
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -0.02$
Aspherischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{1,s} = -5.16010^{-5}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{3,s} = 1.79710^{-8}$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 140 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 268 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = \text{beliebig}$

Tab. 3.5: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem III

3.11.2 Scansystem

Das Scansystem hat keine wesentlichen Änderungen erfahren. Durch den größeren Primärspiegel wächst der Arbeitsabstand auf ca. 4 m an (bei Aufrechterhaltung der NA). Zu beachten ist hierbei, dass der Scanner nicht zu nah an den Primärspiegel gerückt werden darf, da der Durchmesser des THz-Strahl (ca. 600 mm) deutlich größer als die Scannfläche

⁶⁷Somit ist dieses System eigentlich ein Dreispiegelsystem.

⁶⁸Er ist um einen Faktor fünfzehn größer als der des unoptimierten Systems.

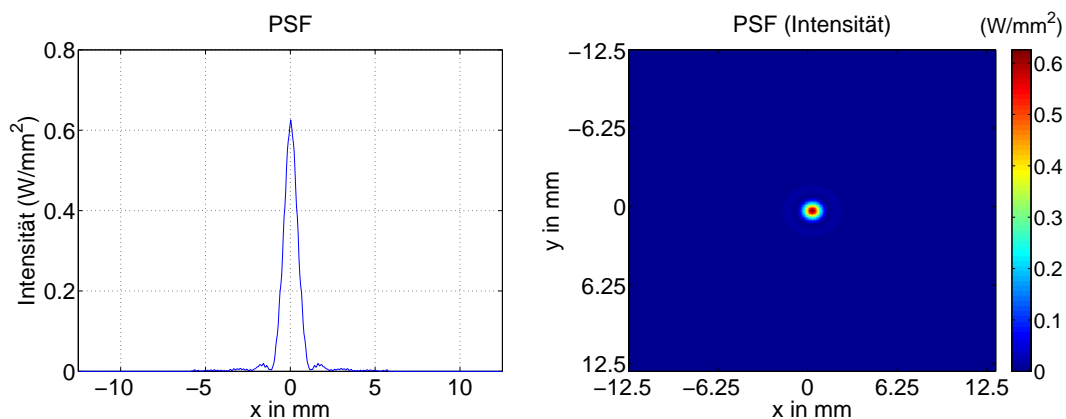


Abb. 3.42: PSF des optimierten Systems im Fokuspunkt des optimierten Sekundärspiegels



Abb. 3.43: Links: Parabolspiegel der Firma Edmund Optics [47]; Rechts: Mechanikdesign für das quasioptische Scansystem III

selbst ist (Durchmesser ca. 300 mm). In einem Abstand von ca. 1.5 m ist der Durchmesser aber weit genug abgesunken⁶⁹. Da das Bildfeld von der Position des Scanners abhängt, steigt hier das Bildfeld ungefähr um einen Faktor drei auf 90 cm x 45 cm. Aufgrund der Geometrie der Abtastung wäre es sinnvoll, den Scanner zu drehen, dass der Schwenk vertikal anstatt horizontal erfolgt.

⁶⁹Es wurden keine Probleme während des Betriebs des Scanners beobachtet, so dass man den Sicherheitskasten auch abnehmen könnte. Dadurch könnte das Bildfeld nochmals deutlich gesteigert werden.

3.12 Experimentelle Ergebnisse für das quasioptische Scansystem III

3.12.1 Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle

Das entwickelte Scansystem steht, inklusive Halterungen, für zukünftige Experimente zur Verfügung. Mit dem Justagelaser sah die Abbildung trotz der starken Streuung am, diesmal unpolierten Sekundär- und Primärspiegel, sehr vielversprechend aus. Des Weiteren bietet diese Optik auch für die aktive Echtzeit THz-Kamera (TeraCam-Projekt, Kapitel 5) die auf größere Arbeitsabstände ausgelegt ist, eine interessante Testplattform. Mit diesem System können nicht nur Aspekte wie beispielsweise die Multirichtungsbeleuchtung einfacher untersucht werden (siehe Kapitel 5). Dieses System bietet jedenfalls einen guten Übergang zu großen Objektabständen die insbesondere für Sicherheitsanwendungen vorteilhaft ist. Im nächsten Kapitel erfolgt eine Zusammenfassung der mit dem 620-GHz System erzielten Ergebnisse.

3.13 Zusammenfassung

Mit der hier vorgestellten aktiven 620-GHz Kamera konnte gezeigt werden, wie metallische Objekte einwandfrei detektiert werden können, auch wenn sie hinter anderen Stoffen verborgen waren. Für das aktive 620-GHz Quelle/Detektorsystem wurden dazu drei verschiedene quasioptische Scansysteme entwickelt und charakterisiert. Im ersten System wurde ein Off-Axis Paraboloid verwendet, unter dem ein Objekt mechanisch verschoben wurde. Mit diesem System konnte gezeigt werden wie

- das quasioptische Scansystem konstruiert/justiert werden muss
- Amplituden und Phasen der THz-Strahlung gemessen werden können
- sehr hohe Systemdynamiken (≈ 65 dBm) erreicht werden können
- sehr hohe laterale Auflösungen im Bereich des doppelten der Beleuchtungswellenlänge erzielt werden können
- wie die Topographie eines Objektes mittels Phasenrekonstruktionsalgorithmus rekonstruiert werden kann

Die Erfassungszeit war dabei, aufgrund des meanderförmigen Abtastens, aber noch sehr hoch (abhängig von dem Bildfeld). Ebenso war das Bildfeld mit 5 cm x 5 cm verhältnismäßig klein. Auch das Auswerten der Phasendaten zur Topographierekonstruktion nahm mehrere Minuten in Anspruch (ca. 15 min). Mit dem zweiten quasioptischen Scansystem wurde eine weiterentwickelte Variante verwirklicht. Hier wurde auch nicht mehr das Objekt unter

der Quasioptik verfahren, sondern das Objekt selbst mittels einer großen Taumelscheibe abgetastet. Mit dem zweiten System konnte somit gezeigt werden wie

- die Erfassungszeit auf lediglich 9 Sekunden reduziert werden konnte⁷⁰
- durch die gut führende Quasioptik, auch noch sehr schwache Streusignale erfasst werden können
- das Bildfeld auf 30 cm x 15 cm vergrößert werden konnte⁷¹
- die Auswertung der Phasendaten auf wenige Sekunden reduziert werden konnte⁷²
- wie der zentrale Reflex des Sekundärspiegels durch platzieren eines geeigneten Absorbers minimiert werden konnte

Des Weiteren konnte durch die Methode der Bildfeldvergrößerung gezeigt werden, wie aus einem größeren Raumbereich spekulare Reflexe gemessen werden können. Obwohl immer nur ein Schwenk gefahren worden ist, kann durch geringe Modifikation des Steuerungsprogramms, ein intermittierender Schwenk erreicht werden. Somit kommt dieses System einer Kamera schon recht nahe. Anwendungen finden sich beispielsweise in der Sicherheitstechnik. Problematisch sind hierbei noch die geringen Arbeitsabstände von einem Meter und die, immer noch zu hohe, Messzeit. Mit dem dritten quasioptischen Scansystem konnte gezeigt werden, wie der Arbeitsabstand durch Einsatz einer kommerziell verfügbaren Abbildungsoptik deutlich vergrößert werden konnte. Allerdings ist diese Abbildungsoptik, neben ihrer geringen Kosten (< 50 €) auch mit starken Aberrationen behaftet. Mittels des entwickelten Optimierungsalgorithmus aus Kapitel 2 konnte anhand dieses Systems gezeigt werden wie

- aberrationsbehaftete Systeme quasioptisch optimiert werden müssen
- der Arbeitsabstand auf vier Meter vergrößert werden könnte
- das Bildfeld auf 90 cm x 45 cm vergrößert werden könnte (abhängig vom Scanabstand)

Die Probleme mit den spekularen Reflexen wird durch die größere Apertur ebenfalls wirksam reduziert. Trotz der sehr großen Wellenlänge im Vergleich zu der geringen Systemapertur, zeigten alle entwickelten quasioptischen Scansysteme eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. In den einzelnen Kapiteln wurde auch jeweils angegeben, wie die Systeme justiert werden müssen, um einen optimalen Dynamikbereich zu erzielen. Nebenbei wurde einer perfekter Absorber vorgestellt der es ermöglichte Dynamiken

⁷⁰Zunahme der Messzeit um einen Faktor hundert.

⁷¹Das Bildfeld ist damit ausreichend groß um die typischerweise untersuchten Objekte einwandfrei zu detektieren; das Bildfeld ist ebenfalls um einen Faktor hundert größer geworden.

⁷²Dies war im Wesentlichen durch die Portierung des Algorithmus nach C/OpenGL möglich. Die Datenerfassung- bzw. Visualisierung ist somit inklusive Rekonstruktion der Topographie schneller als die reine Messzeit.

bis hinab zu -125 dBm bei einer Integrationszeit von lediglich $300 \mu s$ zu messen. Problematisch ist hierbei immer noch die (für Echtzeitanwendungen) recht hohe Messzeit von neuen Sekunden. Sei kann aber nur durch Einsatz von Multipixeldetektoren effektiv reduziert werden (siehe Kapitel 5). Weitere mögliche Arbeiten innerhalb des Lynkeus-Projektes, ist die Implementierung der neuen Quasioptik für größere Distanzen sowie weitere Arbeiten an dem Topographierekonstruktionsalgorithmus. Eine weitere Optimierung bezüglich der Quasioptik kann durch Einsatz speziell vergüteter Linsen sowie in der Verwendung von Off-Axis Spiegelsystemen erfolgen (ein solches Design wurde mit dem ersten Scansystem realisiert). Mit den hier vorgestellten aktiven Systemen ergeben sich allerdings auch einige Probleme. Beispielsweise ist es nicht möglich auf die absolute Position der detektierten Objekte zu schließen. Des Weiteren ergeben sich einige Problem mit der Topographierekonstruktion wenn das untersuchte Objekte durch andere Körper verdeckt ist. Im nächsten Kapitel wird eine Technik aufgezeigt wie mit einer FMCW-Radar genannten Methode absolute Abstandsinformationen erzeugt werden können. Dabei wird auch das Problem mit den interferierenden Phasen- bzw. Amplituden weitestgehend gelöst, das die Justage zeitraubend und schwierig gemacht hat.

Kapitel 4

Quasioptische Scansysteme für hohe Entfernungsaufösungen

4.1 Zielsetzung und Problembeschreibung

In Kapitel 3 konnte gezeigt werden, wie die Amplituden- bzw. Phasenwerte von an Objekten reflektierten/gestreuten THz-Wellen gemessen werden können, auch wenn die Gegenstände dabei von einigen Lagen Stoff verdeckt waren. Die gemessene Reflektivität wurde dabei nicht merklich beeinflusst. Die Phasen konnte zwar gemessen werden, doch sind diese durch Interferenz an den verschiedenen Stofflagen kompromittiert und können nicht (oder nur schwer) zur Topographierekonstruktion herangezogen werden. Nachteilig ist ebenfalls, dass die absolute Position der Objekte nicht bestimmt werden kann, was für verschiedene Anwendungen wünschenswert wäre. Des Weiteren zeigten sich aufgrund Verwendung kohärenter Strahlung Probleme bei der Justage der Quasioptik, die in sichtbaren Interferenzringen in den aufgenommenen Bildern resultieren. Zuletzt genanntes Problem konnte nur durch sehr aufwendige Justagearbeiten oder Verwendung von Off-Axis Systemen vermieden werden. Beide Probleme, die absolute Abstandmessung sowie das Auftreten von Interferenzstreifen können mit einer FMCW-RADAR¹ genannten Methode gelöst werden (siehe [67] und [70]). Dazu muss die Frequenz der Quelle moduliert und in ein Interferometer eingebracht werden. Durch eine anschließende Frequenzmessung lässt sich dann auf eine Laufzeit, die proportional zur Tiefenposition des Objektes ist, zurück schließen^{2,3}. Wird nur ein bestimmter Wertebereich der Laufzeit (korrespondierend zum momentanen Objektstand) analysiert, können Reflexe aus anderen Tiefenbereichen, die die Interferenzstreifen

¹FMCW, Frequency Modulated Continuous Wave bzw. RADAR, Radio detection and Ranging

²Genauer eine Schwebungsfrequenz- oder Interferenzstreifenmessung.

³Eine genauere Analyse der FMCW-Daten eröffnet auch die Möglichkeit die Phasendaten des Objektes von denen des verdeckenden Stoffes zu trennen. Dies erfolgt im Wesentlichen über die Stärke des FMCW-Reflexes. Somit kann mittels FMCW auch eine Topographierekonstruktion bei Objektverdeckung erfolgen. Dieser Weg wird hier aber nicht weiter verfolgt.

verursachen, herausgefiltert werden. Wie genau Objekte lokalisiert werden können, hängt allerdings von der Bandbreite der Modulation ab. Umso höher sie ist, umso genauer kann die Position eines Objektpunktes einer bestimmten Tiefe zugeordnet werden. Liegt sie bei einer halben Oktave, bezogen auf die Emissionsfrequenz der Quelle, schließen sich FMCW-Daten und Phasendaten bündig an. Hier werden drei verschiedenen abstandsmessende

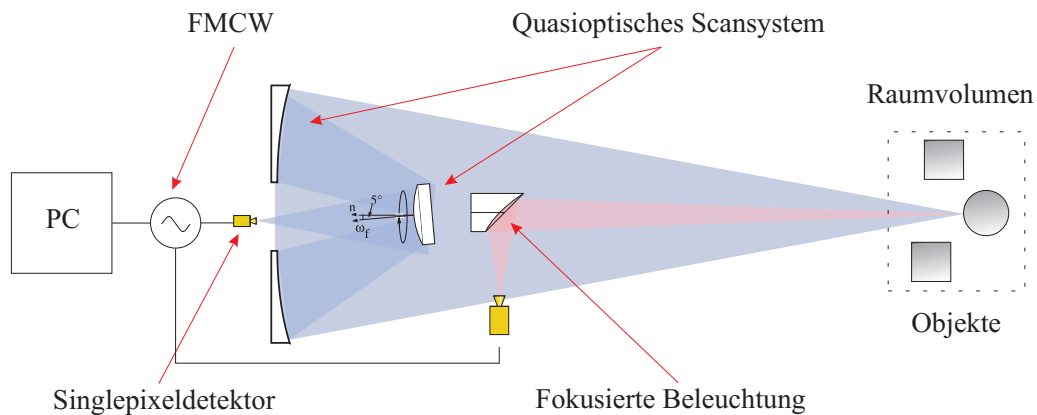


Abb. 4.1: Schema für das quasioptische Scansystem mit hoher Tiefenauflösung

FMCW-System	
Laterale Auflösung	$d_l < 4 \text{ mm}$
Arbeitsabstand	$L > 1 \text{ m}$
Bildfeldgröße	$\text{BF} > 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$
Systemdynamik	$\text{SD} > 35 \text{ dB}$
Tiefenauflösung	$T > 2 \text{ mm}$
Bildwiederholrate	$f_b > 0.05 \text{ Hz}$

Tab. 4.1: Zielspezifikationen für die quasioptischen Scansysteme mit hoher Entfernungsauflösung

Systeme untersucht. In Tabelle 4.1 sind dazu die Zielspezifikationen der FMCW-Systeme angegeben. In Abbildung 4.1 das Schema des generellen Aufbaus. Bei dem zuerst vorgestellten System (ein 645-GHz System) wird das Interferometer optisch-, bei dem zweiten System (ebenfalls ein 645-GHz System) elektronisch realisiert⁴. Für beide Systeme ist die Modulationsfrequenz allerdings zu gering, um ein Objekt genauer zu lokalisieren. Hier kann FMCW nur genutzt werden, um unerwünschte Reflexe zu unterdrücken. Für das dritte System hingegen (ein 300-GHz System), liegt die Modulationsfrequenz mit 90 GHz hoch genug, um Objekte auf wenige mm (theoretisch 1.67 mm) genau zu lokalisieren. Die

⁴Quasioptisch gesehen sind die Systeme annähernd äquivalent.

notwendigen Grundlagen über FMCW sowie die erzielten experimentellen Ergebnisse werden im folgenden erklärt. Der Fokus liegt in diesem Kapitel stärker auf den notwendigen Modifikationen die durchgeführt werden müssen, um die in Kapitel 3 vorgestellten Systeme zur absoluten Abstandsmessung heranzuziehen und weniger auf der Quasioptik. Deswegen erfolgt die Darstellung der theoretischen Grundlagen in aller Kürze. Nähere Informationen bzw. Veröffentlichungen über vergleichbare System sind in [53], [54], [55], [56] oder [57] zu finden⁵. Wie schon im Namen schon implizit angedeutet, ist es für den Einsatz von FMCW notwendig, die Emissionsfrequenz des Senders kontinuierlich zu ändern. Diese Sendefrequenz muss zuerst in zwei Teilstrahlen aufgeteilt werden: in ein Referenzstrahl \mathbf{Tx} und ein Objektstrahl \mathbf{Rx} . Anschließend müssen diese beiden Strahlen wieder überlagert werden. Die Aufteilung in ein Referenz- und Objektstrahl bzw. die Überlagerung kann dabei nicht nur optisch mittels eines Interferometers (optisches FMCW genannt), sondern auch auf elektronischem Wege (elektronisches FMCW genannt) erfolgen. Insbesondere die erste Variante ist mit dem bestehenden quasioptischen System relativ einfach umzusetzen. Der Absorber aus Kapitel 3 Abbildung 3.18 muss lediglich durch einen Spiegel ersetzt werden. Für die elektronische Variante sind deutlich mehr Modifikationen notwendig. Da

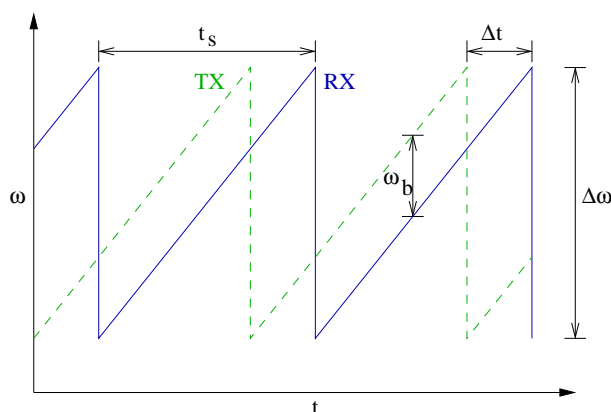


Abb. 4.2: Frequenzverschiebung des Objektstrahls \mathbf{Rx} gegenüber des Referenzstrahls \mathbf{Tx} durch die größere Laufzeit

der Detektor beide Strahlen empfängt, den Referenzstrahl direkt vom Sender (über den Referenzspiegel), den Objektstrahl über dem Umweg zum Objekt und wieder zurück zum Empfänger, kann durch einen Frequenzvergleich auf die Laufzeit -und damit der Abstand zum Objekt- zurückgeschlossen werden. Wie aus der Frequenzvergleichsmessung eine absolute Tiefenposition ermittelt werden kann, zeigt Abbildung 4.2 graphisch. Der grüne Sägezahn (gestrichelte Linie) steht hierbei für das Referenzsignal \mathbf{Tx} , der blaue Sägezahn (durchgezogene Linie) für das Objektsignal \mathbf{Tx} . Letzteres geht den Umweg über das Objekt was die Verschiebung in der Abbildung erklärt. Aus dieser Verschiebung kann auf

⁵Obwohl die quasioptischen Modifikationen eher gering sind, werden die erzielten Ergebnisse hier vorgestellt, da FMCW in Kombination mit aktiven abbildenden THz-Systemen eine sehr große Bedeutung hat, wie später noch gezeigt wird.

die absolute Tiefenposition (im Folgenden oft auch Tiefenebene genannt) des Objektes zurückgeschlossen werden. Analysiert man den Graphen aus Abbildung 4.2 näher, kann folgende Formel ermittelt werden.

$$\Delta t = \frac{t_s}{\Delta\omega} \omega_b = \frac{t_s}{\Delta f} f_b \quad (4.1)$$

Dabei steht $\Delta\omega$ bzw. Δf für den Frequenzsweep, t_s für die Sweepdauer und Δt für den Laufzeitunterschied (verursacht durch die unterschiedliche Weglänge). Die Frequenzdifferenz ω_b bzw. f_b kann gemessen werden. Da die anderen Parameter aus Formel (4.1) bekannt sind, kann durch Messung von ω_b bzw. f_b auf die Laufzeit Δt geschlossen werden. Die absolute Abstandsposition d des Objektes kann dann nach

$$d = 2c\Delta t \quad (4.2)$$

ermittelt werden. Darin ist c die Lichtgeschwindigkeit. Der Faktor zwei resultiert hier aus dem Hin- und Rückweg. Die Genauigkeit mit der eine bestimmte Tiefenebene ermittelt werden kann, beträgt

$$\Delta d = \frac{\Delta\lambda_{synth}}{2} \quad \text{mit} \quad \Delta\lambda_{synth} = \frac{c}{\Delta f} \quad (4.3)$$

so dass sich die Tiefenauflösung ergibt zu

$$\Delta d = \frac{c}{2\Delta f} = \pi \frac{c}{\Delta\omega} \quad (4.4)$$

In Formel (4.3) steht $\Delta\lambda_{synth}$ für die synthetische Wellenlänge und nicht die Emissionsfrequenz. Würde die Modulationsfrequenz $\Delta\omega$ bzw. Δf der halben Emissionsfrequenz $\frac{\lambda}{2}$ entsprechen, würden sich relative Abstandsdaten aus der Phasenmessung und absolute Abstandsdaten durch FMCW bündig anschließen. Eine Fusion der beiden Datensätze macht es somit möglich die Objekttopographie mit hoher Genauigkeit zu bestimmen⁶. Kann man die relativen Phasendaten (wie in unserem Fall) auf ± 3.6 Grad genau messen, wäre die komplette (absolute) Objekttopographie bis hinab zu $\pm \lambda/100$ bekannt. In den nachfolgenden Abschnitten werden sowohl optisches als auch das elektronische FMCW näher untersucht.

⁶Für die markoskopische Tiefenauflösung bis hinab zu einer Wellenlänge zieht man die FMCW Daten zu Rate, während für die mikroskopischen Tiefenauflösung bis hin zu Bruchteilen einer Wellenlänge die Phasendaten relevant sind.

4.2 Charakterisierung des optischen 645-GHz FMCW Systems

Wie schon in Kapitel 3 zuvor, besteht das optische 645-GHz FMCW System aus dem Quelle/Detektorsystem, dem quasioptischen Scansystem sowie dem Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem⁷. Im folgenden wird jeder dieser Komponenten vorgestellt. Daran schließt sich das Kapitel mit den experimentellen Ergebnissen an.

4.2.1 645-GHz Quelle/Detektorsystem

In Abbildung 4.3 ist das für optisches FMCW verwendete Quelle/Detektorsystem zu sehen. Als Quelle wurde die W-Band Quelle aus Kapitel 3 verwendet (allerdings mit einer Emissionsfrequenz von 645 GHz). Als Detektor kommt eine Schottkydiode zum Einsatz.

Die Quelle wird wie bisher mit einem Synthesizer von Hewlett Packard (Typ: HP 8673

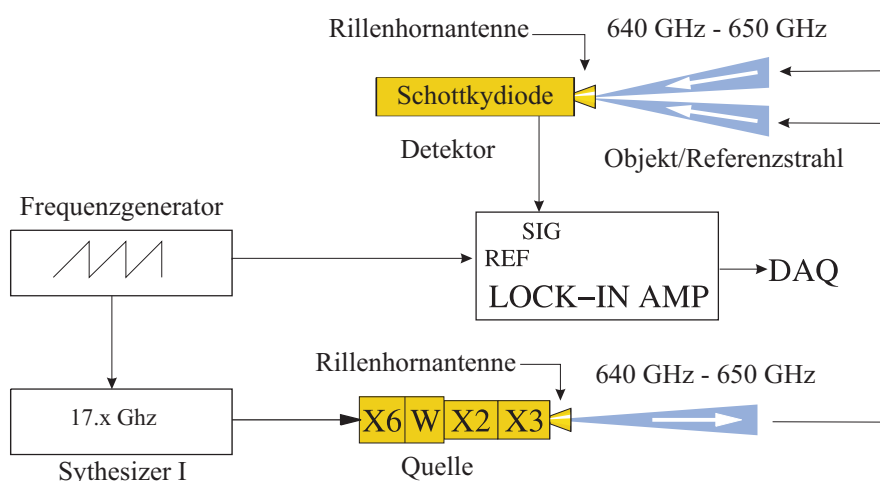


Abb. 4.3: Quelle/Detektorsystem für das optische 645-GHz FMCW System

M) mit einer Frequenz von $f = 17.x$ GHz betrieben. Um diese Frequenz zu modulieren, wird ein Frequenzgenerator, ebenfalls von Hewlett Packard eingesetzt (Typ: HP 8671 B). Ein Frequenzgenerator wurde gewählt, da die Modulationsfähigkeiten des Synthesizers nicht ausreichend waren. Als Alternative zum Synthesizer wäre auch ein VCO denkbar.

⁷Die nachfolgenden Ergebnisse wurden mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Quelle/Detektorsystem aber mit leicht unterschiedlicher Emissionsfrequenz (645 GHz) erhalten. Die Resultate sind ohne weiteres auf 620 GHz zu übertragen.

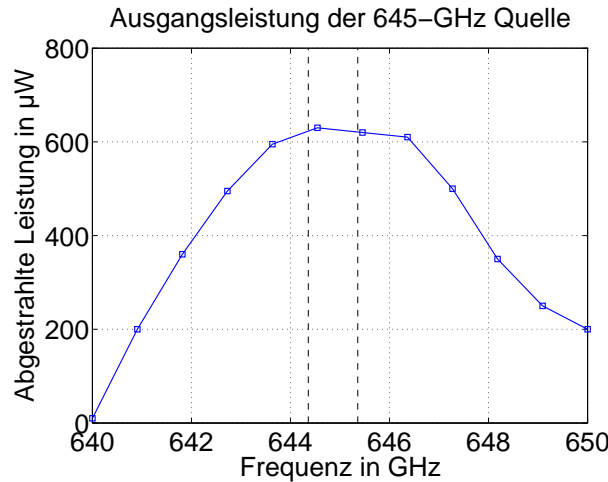


Abb. 4.4: Ausgangsleistung der 645-GHz Quelle

Als Modulationsverlauf wurde eine Dreieckskurve verwendet. Die Sweepfrequenz lag bei $f_s = 1$ kHz; sie entspricht der inversen Periodendauer t_s des Sägezahns. Bei entsprechender Wahl der Modulationsbandbreite Δf und mit den entsprechenden Vervielfacherketten der Quelle, ergibt sich so eine Abstrahlungsfrequenz von 640 GHz bis 650 GHz. Hierbei ist zu beachten, dass die abgestrahlte Leistung nicht über den kompletten Frequenzbereich gleich hoch ist, sondern bei 640 GHz bzw. 650 GHz auf annähernd null abgefallen ist (siehe Abbildung 4.4). Der Modulierbarkeit sind hier enge Grenzen durch den verwendeten Verdreifacher gesetzt⁸. Für alle späteren Experimente wurde deshalb eine Modulationsbandbreite von $\Delta f = 10$ MHz genutzt, die einer modulierten Emissionsfrequenz von $f_E = 645 \text{ GHz} \pm 0.36 \text{ GHz}$ entspricht⁹, und von der Rillenhornantenne der Quelle in das quasioptische System eingekoppelt wird. Der Detektor empfängt schließlich zwei Signale: ein Referenzsignal und ein Objektsignal. Das Objektsignal hat dabei das gesamte quasioptische System durchlaufen, und koppelt nach der Reflexion am Objekt wieder in den Detektor ein¹⁰. Diese beiden Teilwellen überlagern sich vor dem Detektor und erzeugen eine Intensitätsmodulation die mittels einer Schottkydiode und eines Lock-In von Signal Recovery (Typ: Signal Recovery 7265 Dual Phase DSP Lock-In Amplifier) gemessen wird. Zur Auswertung der Amplituden- und Phasenwerte wird des Weiteren eine Modulationsreferenzfrequenz benötigt, die ebenfalls von Frequenzgenerator erzeugt wird (siehe Abbildung 4.3). Um nun eine bestimmte Tiefenebene bzw. Laufzeitspannweite auszuwählen, wird der Lock in auf einer bestimmten harmonischen betrieben (in unseren Experimenten zwischen der zweiten und der achten harmonischen). Die sich ergebenden Amplituden- und Phasenwerte werden daraufhin an die Datenverarbeitung weitergegeben (in Abbildung 4.3 mit **DAQ** gekennzeichnet).

⁸Die Quelle wurde auf maximale Ausgangsleistung und nicht auf Modulierbarkeit hin optimiert.

⁹Dieser Bereich ist in Abbildung 4.4 ebenfalls mit eingezeichnet.

¹⁰Dabei wurde das quasioptische System ein zweites Mal in umgekehrter Richtung durchlaufen.

4.2.2 Quasioptisches Scansystem

Das quasioptische Scansystem hat nur unwesentliche Änderung erfahren. Zwar wird das quasioptische Teleskop aus Kapitel 3 verwendet, aber anstatt den Fokusspot mittels des schnellen THz-Scanners über das Bildfeld abzutasten, wird die x,y-Objektverschiebeeinheit aus Kapitel 3 verwendet. Ein weiterer Unterschied ist, dass bei optischen FMCW anstelle des Absorbers ein Spiegel im Referenzarm eingesetzt werden muss. Dies ist für die Überlagerung und damit für die Intensitätsmodulation vor dem Detektor notwendig¹¹.

4.2.3 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Es wurde die Ansteuerungssoftware aus Kapitel 3 verwendet. Die Daten werden identisch zu denen aus Kapitel 3 dargestellt. Der verwendete Lock-In gibt hier direkt einen entsprechenden Amplituden- und Phasenwert aus¹².

4.3 Experimentelle Ergebnisse für das optische 645-GHz FMCW System

4.3.1 Reflektivitätsdaten eines Revolvers

Eines der ersten aufgenommenen Objekte ist das einer Waffe. Die sich ergebenden Reflektivitätsdaten sind in Abbildung 4.5 links zu sehen¹³. Hier wurde die Frequenz der Quelle noch nicht moduliert. Das Bildfeld liegt bei 250 mm x 100 mm die Auflösung bei 960 x 140 Pixeln. Die laterale Auflösung liegt bei ca. 3 mm. Der Abstand zwischen Objekt und Revolver bei ca. 1.25 m. Die Abbildung zeigt noch deutliche Interferenzstreifen¹⁴. Sie resultieren von Stehwellen innerhalb des quasioptischen Systems, die ebenfalls in den Detektor einkoppeln¹⁵. In Abbildung 4.5 rechts ist dasselbe Objekt, nun aber mit modulierter Abstrahlungsfrequenz zu sehen. Der Arbeitsabstand sowie die Orientierung des Objektes wurden

¹¹Simulationen bezüglich optischen FMCW wurden durchgeführt, ergaben aber nur die erwarteten Ergebnisse so dass auf eine Darstellung verzichtet wird. Im Wesentlichen wurden die simulierten Felder des Referenzarms und des Signalarms komplex überlagert.

¹²Normalerweise müsste ein ganzes Frequenzspektrum analysiert werden. Durch die Verwendung des Lock-In wird hier eine experimentelle Vereinfachung erreicht. Eine weitergehende Optimierung kann hier wieder ansetzen.

¹³Mit oben dem beschriebenen System sind keine Phasendaten zu gewinnen, da die Schottkydiode lediglich ein Leistungsdetektor ist. Mit FMCW könnten die Phasendaten wieder rekonstruiert werden (sie beeinflussen die Modulation).

¹⁴Die Interferenzen wurden bei On-Axis Systemen zwar immer beobachtet, doch konnten diese durch sorgfältiges justieren und mit steigender Erfahrung beim justieren i. d. R. zum verschwinden gebracht werden.

¹⁵Bei Aufnahme der Phasen könnten diese in gewissen Grenzen herausgerechnet werden. Allerdings sind die Ergebnisse nicht optimal und beeinflussen die Systemdynamik negativ.

so gut es geht gleich gehalten. Die Interferenzstreifen sind verschwunden. Dabei wurde die entsprechende harmonische, die einer gewissen Tiefenebene zugeordnet werden kann, vor einbringen der Waffe mit einem ebenen Spiegel als Objekt ermittelt. Bei gleicher Orientierung erzeugt der Spiegel an der Position der zentralen Tiefenebene einen maximalen Reflex. Erwähnt werden sollte noch, dass nicht alle erzielten Ergebnisse so optimal waren

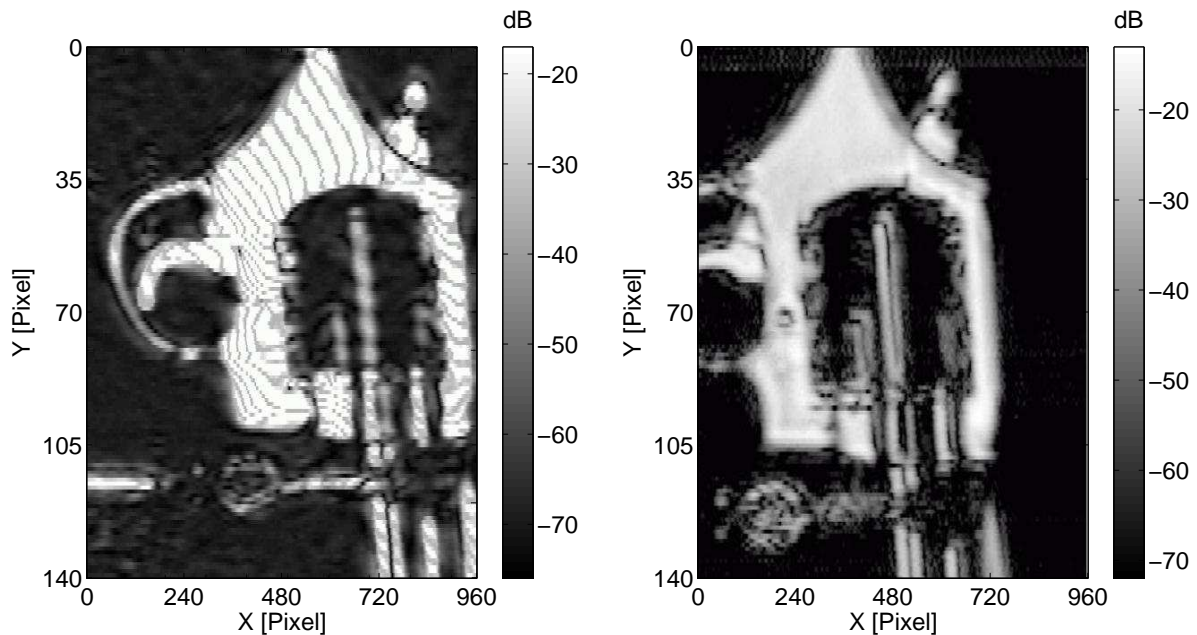


Abb. 4.5: Links: Reflektivitätsdaten der Waffe ohne Anwendung von FMCW (Interferenzstreifen sichtbar), Rechts: Reflektivitätsdaten der Waffe mit Anwendung von FMCW (Interferenzstreifen nicht sichtbar)

wie in Abbildung 4.5 gezeigt. Auch bei aktiven FMCW wurden mit unter Interferenzstreifen, allerdings recht schwach ausgeprägt, beobachtet. Sie stammen von Reflexen die durch die Tiefenselektion nicht erfasst sind. Des Weiteren können bei Aufnahme von Phasendaten die auftretenden Interferenzstreifen auch herausgerechnet werden. Dies ist mitunter auch geschehen, reduziert allerdings den Dynamikspielraum. Im nächsten Kapitel erfolgt die Modifikation des 645-GHz System zum elektronischen FMCW das bei besseren Systemeigenschaften zusätzlich auch technische Vorteile birgt.

4.4 Charakterisierung des elektronischen 645-GHz FMCW Systems

Elektronisches FMCW bietet im Vergleich zum optischen FMCW einige Vorteile, beispielsweise wird das System kompakter, effizienter und auch technisch eleganter. In den

nachfolgenden Abschnitten wird dieses System beschrieben, sowie die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Wie schon im Kapitel zuvor, besteht das elektronische 645-GHz FMCW System aus dem Quelle/Detektorsystem, dem quasi-optischen Scansystem sowie dem Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem¹⁶.

4.4.1 645-GHz Quelle/Detektorsystem

In Abbildung 4.6 ist das modifizierte Quelle/Detektorsystem für das elektronische 645-GHz FMCW System zu sehen¹⁷. Als Quelle und als Detektor wird das System aus Kapitel 3 verwendet. Eine optische Überlagerung vor dem Detektor wie in Kapitel 4 findet hier nicht statt¹⁸. Die notwendige Modulation der Emissionsfrequenz wird wieder mittels des Frequenzgenerators von Hewlett Packard (Typ: HP 8671 B) erzeugt, als Synthesizer kommt diesmal ein VCO von SiversIma (Typ: SiversIma Wide Band VCO - VO3260P/00) zum Einsatz. Alle übrigen Komponenten sind für die heterodyne FMCW Messung vonnöten. Für diese heterodyne Messung ist eine Referenzfrequenz zur Emissionsfrequenzmodulation notwendig, die ebenfalls synchron moduliert werden muss und zusätzlich eine leichte Frequenzverschiebung (für die heterodyne Messung) aufweist. Diese Frequenzverschiebung wird mittels eines zweiten VCO (der obere **VCO** in Abbildung 4.6) erzeugt. Diese Frequenzverschiebung wird in einem Seitenbandmischer der Modulationsfrequenz des Frequenzgenerators beigemischt. Der Block mit der Bezeichnung $\pi/2$ innerhalb des Seitenbandmischer ist notwendig, um eines der Seitenbänder zu unterdrücken. Diese nun verschobene Modulationsfrequenz wird schließlich, nach entsprechender Vervielfachung, in den Mischer (in Abbildung 4.6 als **2nd** gekennzeichnet) eingekoppelt. Da die Frequenzverschiebung ebenfalls versechsdreißigfach wird (ein Faktor achtzehn durch die Vervielfacherketten ein Faktor zwei wegen der harmonischen) muss in den Zweig mit dem zweiten VCO noch eine Verteilerkette (**/36**) eingebracht werden. Der Ausgang des Mischer wird in einen IQ-Modulator eingespeist¹⁹. Um die Amplituden- und Phasendaten auswerten zu können, wird noch eine Referenzzwischenfrequenz benötigt, die vom zweiten VCO abzweigt wird. Der Q-Ausgang wird mittels eines Lock-In von Signal Recovery (Typ: Signal Recovery 7265 Dual Phase DSP Lock-In Amplifier) weiterverarbeitet und die gemessenen Amplituden und Phasen an die Datenverarbeitung weitergegeben (in Abbildung 4.6 mit **DAQ** gekennzeichnet)²⁰.

¹⁶Die folgenden Ergebnisse wurden mit der in Kapitel 3 vorgestellten Quelle aber mit leicht unterschiedlicher Emissionsfrequenz (645 GHz) erhalten. Die Resultate sind aber ohne weiteres auf die 620 GHz zu übertragen.

¹⁷In Abbildung 4.6 handelt es sich um ein vereinfachtes Schema. Details über die genaue Funktionsweise sind in [61] und [62] zu finden.

¹⁸Die Überlagerung wird auf elektronischem Wege mittels der W-Band Quelle realisiert.

¹⁹Die Funktionsweise ist einem Lock-In sehr ähnlich.

²⁰Hier wäre es eigentlich sinnvoller das Zwischenfrequenzsignal direkt abzutasten und zu analysieren. Aufgrund zeitlicher Schwierigkeiten wurde der einfachere Weg bestritten. Nächste Schritte sollten hier wieder ansetzen da hier Dynamikpotential verschenkt wird.

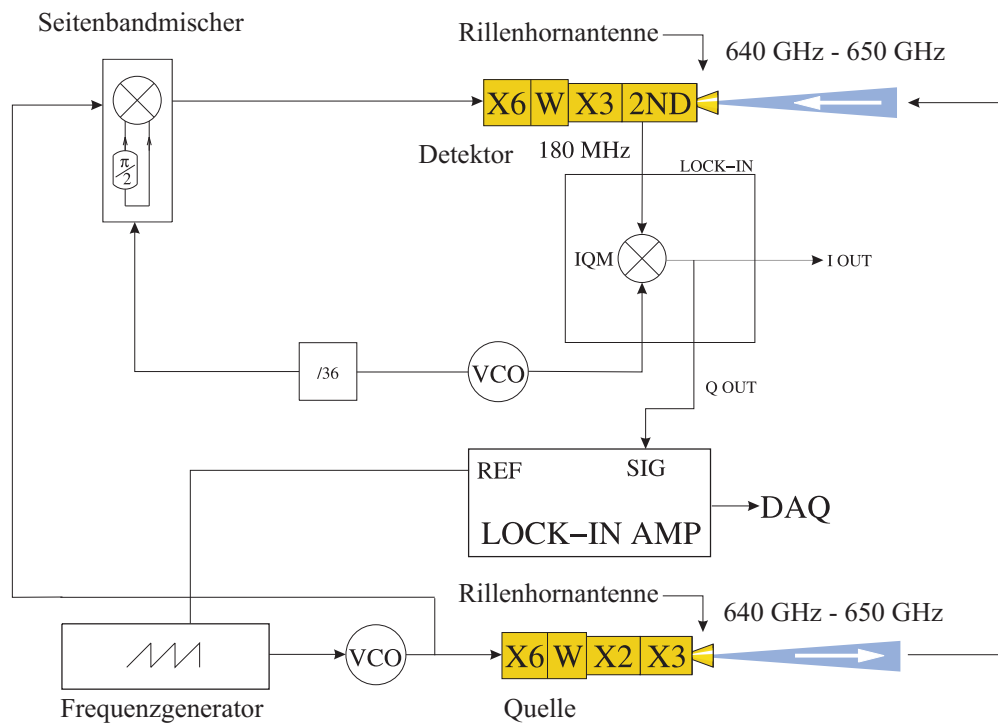


Abb. 4.6: Quelle/Detektorsystem für das elektronische 645-GHz FMCW System

4.4.2 Quasioptisches Scansystem

Quasioptik

Es wurde das quasioptische Teleskopsystem aus Kapitel 3 verwendet.

Scansystem

Es wurde der schnelle THz-Scanner aus Kapitel 3 verwendet.

4.4.3 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Es ist keine Änderung der Software zur Datenvisualisierung notwendig. Die Selektion der Tiefenebenen geschieht über die manuelle Eingabe der harmonischen am Lock-In Verstärker.

4.5 Experimentelle Ergebnisse für das elektronische 645-GHz FMCW System

4.5.1 Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten eines Spiegels

Um die Tiefenselektivität bzw. die Auflösung der Abstandsdaten mittels elektronischem FMCW zu demonstrieren, wurde ein ebener Spiegel als Objekt entlang des Objektarms verschoben und an verschiedenen Stellen die sich ergebende Reflektivität mit einem Lock-In gemessen²¹. Ohne FMCW würde der Spiegel unabhängig von seiner Position, jeweils annähernd die gleiche Signalstärke generieren. Wird hingegen FMCW angewandt, wird dieser maximale Reflex nur an der Stelle der zentralen Tiefenebene erreicht und die Stärke des Signals fällt je nach Entfernung zu dieser zentralen Tiefenebene immer stärker ab. Diese Abnahme ist in Abbildung 4.7 links mit jeweils unterschiedlichen harmonischen H_i demonstriert. Für die siebte harmonische ist diese zentrale Tiefenebene ebenfalls eingezeichnet (gestrichelte vertikale Linie). Je nach Wert der harmonischen wird also ein bestimmter Tiefenbereich aus dem Objektarm ausselektiert, aus dem Reflexe gemessen werden können. Außerhalb dieses Bereiches werden keine Reflexe gemessen. Für die die siebte harmonischen

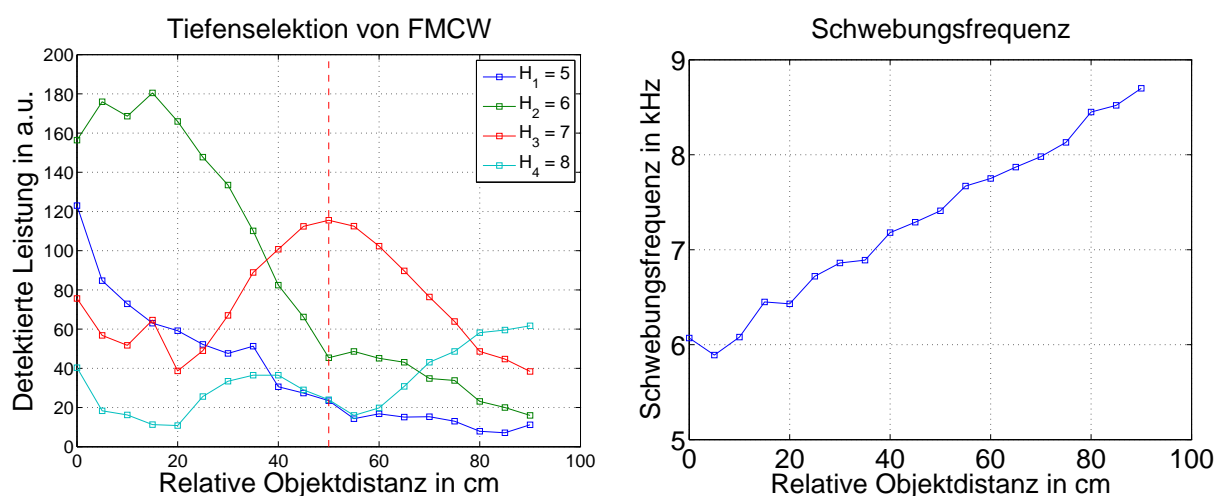


Abb. 4.7: Links: Detektierte Leistung in Abhängigkeit der eingestellten harmonischen; Rechts: Aufgenommene Schwebungsfrequenz

ergibt sich somit ein absoluter Objektabstand von ca. 50 cm. Rücken zwei der einhüllende Kurven (beispielsweise die sechste und siebte in Abbildung 4.7 linke Seite) zu dicht aneinander, können, sofern ein gewisser Abstand unterschritten wird, die einzelnen Objekte nicht

²¹Die Reflektivitäts- bzw. Phasendaten werden hier nicht separat aufgeführt da sie keine interessanten Informationen bieten. Der Spiegel als Objekt wurde lediglich gewählt um die Tiefenselektivität des FMCW-Ansatzes zu demonstrieren.

mehr getrennt werden²². Die Halbwertsbreite der Einhüllenden gibt somit die etwaige Tiefenauflösung an. Sie liegt bei der siebten harmonischen bei ca. 40 cm. Dieser Wert liegt gut in dem nach Formel (4.4) erwarteten Bereich von $\delta d = 41.76$ cm (die Modulationsfrequenz lag bei $f = 360$ MHz).

In Abbildung 4.7 rechte Seite ist die zugehörige Schwebungsfrequenz über dem Objektstand eingezeichnet. Umso größer der Objektstand ist, umso größer müsste auch die Schwebungsfrequenz sein. Da der Objektstand äquidistant geändert und die Schwebungsfrequenz linear durchgestimmt wurde, ist der erwartete Verlauf ebenfalls linear.

4.5.2 Reflektivitäts- und Phasendaten eines Revolvers

In Abbildung 4.8 sind die Reflektivitätsdaten des Revolvers zu sehen (man vergleiche diese Abbildung mit der aus Kapitel 3). Die Systemdynamik beträgt ca. 40 dB. Da Bildfeld liegt bei ca. 30 cm x 15 cm. Die Messzeit lag bei 9 sec.. Der Abstand zwischen Objekt und THz-Scanner bei ca. 60 cm²³. Interferenzstreifen konnten nicht beobachtet werden und annähernd die ganze Waffe ist zu sehen (man vergleiche dieses Bild mit den aus Kapitel 3). Eine Bildfeldvergrößerung ist hier also nicht nötig²⁴. Die Reflexe am Lauf sind allerdings deutlich geringer als auf dem zentralen Teil der Waffe.

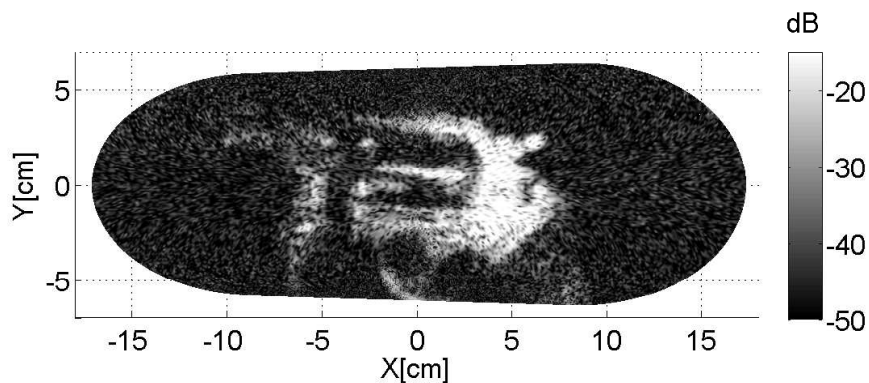


Abb. 4.8: Der Revolver aus Kapitel 3 aufgenommen mit dem elektronischen 645-GHz FMCW System

²²Um zwei Signale gleichzeitig aufzunehmen, müsste das vordere Objekt zumindestens teilweise transparent sein.

²³Die entsprechende harmonische, die einer gewissen Tiefenebene zugeordnet werden kann, wurde vor einbringen der Waffe mit einem ebenen Spiegel als Objekt ermittelt. Bei gleicher Orientierung erzeugt der Spiegel an der Position der zentralen Tiefenebene einen maximalen Reflex.

²⁴Das hier keine Bildfeldvergrößerung notwendig ist, liegt daran das versucht wurde, die Waffe mit einer einzigen Aufnahme ganz aufzunehmen. Dies kann erreicht werden in dem die Waffe in eine mittlere Position gebracht wird. Hier sind allerdings die Reflexe auf dem zentralen Teil ebenfalls niedriger als wenn nur der hintere Teil aufgenommen werden soll.

4.6 Experimentelle Ergebnisse zur Topographierekonstruktion

4.6.1 Topographierekonstruktion eines Revolvers

Das in Kapitel 3 gezeigte Objekte (die Münze) wurden mit einem Off-Axis System aufgenommen. Bei dem für optisches und elektronisches FMCW verwendeten quasioptischen Teleskop handelt es sich allerdings um ein On-Axis System. Diese produzieren aufgrund des zentralen Reflexes (siehe Kapitel 3) Stehwellen innerhalb des Systems, die in sichtbaren Interferenzstreifen im Objekt resultieren. Der Phasentfaltungsalgorithmus könnte aber auch mit deutlich komplizierter geformten Objekten umgehen. Voraussetzung ist lediglich ein glatter und zusammenhängender Phasenverlauf ohne Interferenzstreifen, wie er erst mittels der oben vorgestellten FMCW Methode erzeugt werden konnte. In Abbildung 4.9 links sind die Amplitudendaten, in Abbildung 4.9 rechts die Phasendaten des mit optischem FMCW aufgenommenen Revolvers zu sehen. In Abbildung 4.10 die entsprechende

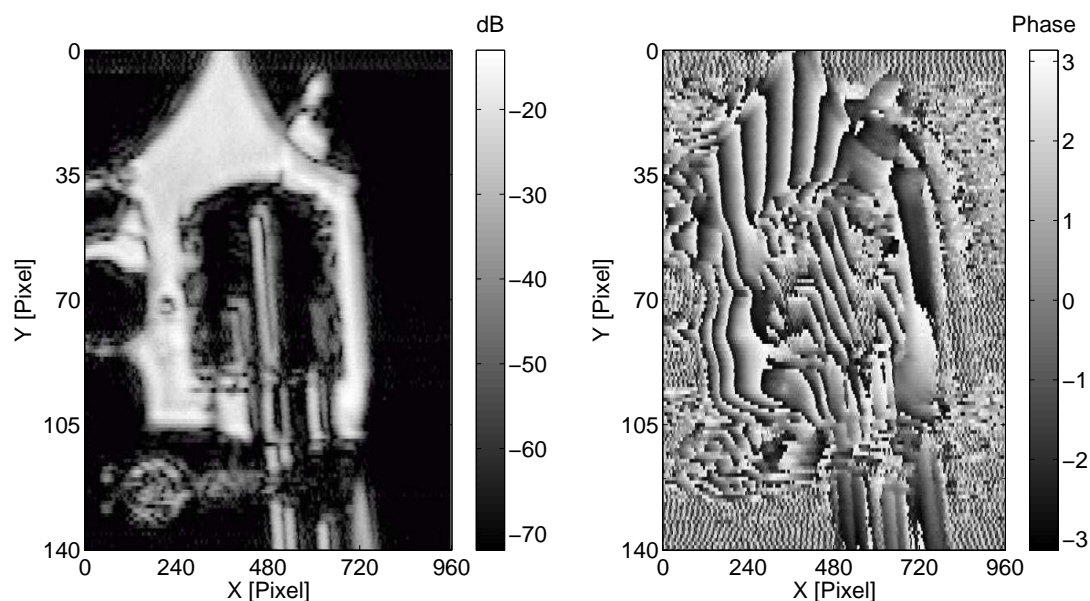


Abb. 4.9: Links: Amplitudendaten der Waffe; Rechts: Phasendaten der Waffe

Topographierekonstruktion der Waffe. Es ist zu erkennen, dass die Topographie über den größten Bereich korrekt rekonstruiert werden konnte. Der Algorithmus ist somit in der Lage, auch kompliziert geformte Objekte zu rekonstruieren, sofern die Phase ausreichend glatt ist. Da aufgrund der Krümmung der Revolvertrommel an dieser Position keine Phasendaten aufgenommen werden konnten, bricht die Rekonstruktion hier zusammen. Die Lücke könnte aber durch zusätzliche Annahmen (beispielsweise ein linearer oder anders interpo-

lierter Verlauf) geschlossen werden²⁵. Obwohl die Selektion der Tiefenebenen demonstriert werden konnte, um damit die Möglichkeit der Topographierekonstruktion für quasioptische On-Axis System zu realisieren, konnte aufgrund der geringen Modulationsbandbreite das große Potential von FMCW nicht wirklich genutzt werden. Hauptziel der vorgestellten Experimente war auch eher eine Exploration des FMCW-Prinzips mit optischen bzw. elektronischen Mitteln. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Modulierbarkeit der

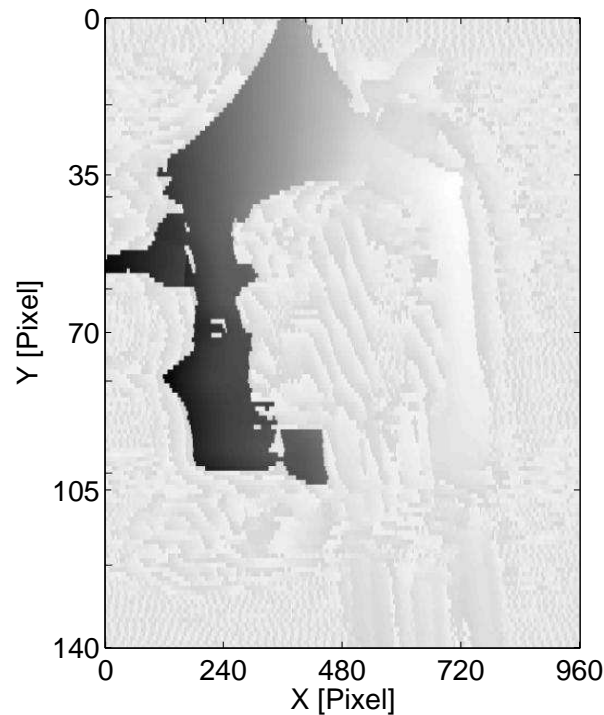


Abb. 4.10: Topographierekonstruktion der Waffe

645-GHz Quelle (bzw. des Verdreifachers) zwar ausreicht um Störsignale zu unterdrücken, sie ist allerdings zu gering um absolute Abstandinformationen höherer Genauigkeit zu gewinnen. Der Einsatz von FMCW brachte allerdings immer eine Verbesserung, speziell in der Dynamik, ein. Ob der zusätzliche apparative Aufwand die Resultate rechtfertigt, ist von Fall zu Fall zu entscheiden. Im nächsten Kapitel wird ein Abstandsmessendes 300-GHz FMCW System vorgestellt, das eine sehr hohe Modulationsbandbreite aufweist und mit dem die Position der Objekte auf wenige mm genau bestimmt werden können (theoretisch 1.67 mm).

²⁵In Kapitel 3 wurde eine Technik vorgestellt, wie diese Lücken durch drehen des Objektes geschlossen werden könnten. In Kapitel 5 wird durch Aufweiten der Beleuchtung eine leistungsfähigere Methode zum schließen der Lücke vorgestellt.

4.7 Charakterisierung des elektronischen 300-GHz FMCW Systems

Ein vollelektronisches FMCW System mit sehr hoher Modulationsbandbreite wurde von dem ehemaligen Arbeitsgruppenmitglied Torsten Loeffler entwickelt^{26,27,28}. Dieses System weist mit 90 GHz eine ausreichend hohe Modulationsbandbreite auf, um hochgenaue Abstandsinformationen zu erhalten. Ein näherer Vergleich der Daten zeigt, dass das 300-GHz System dem 645-GHz System bzw. dem 620-GHz System in einigen Punkten überlegen ist. Allerdings wurde das 645-GHz System auf maximale Ausgangsleistung und nicht auf Modulierbarkeit hin optimiert. In den nachfolgenden Abschnitten wird das 300-GHz System beschrieben und die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Wie schon im Kapitel zuvor besteht auch das 300-GHz FMCW System aus dem Quelle/Detektorsystem, dem quasioptischen Scansystem und dem Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem.

4.7.1 300-GHz Quelle/Detektorsystem

In Abbildung 4.11 ist das Quelle/Detektorsystem für das 300-GHz FMCW System zu sehen (SynViewHead 300 genannt). Die Modulationsbandbreite beträgt 90 GHz und ist

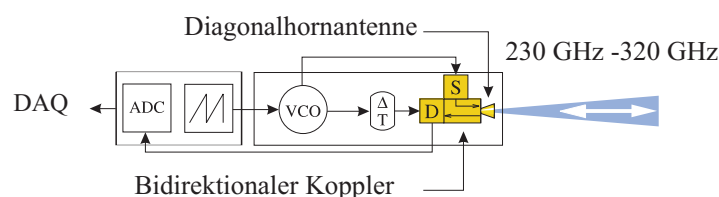


Abb. 4.11: Quelle/Detektorsystem für das 300-GHz FMCW System

damit ausreichend groß um eine Tiefenaufösung von wenigen mm zu erzielen (theoretisch 1.67 mm; siehe Formel (4.4)). Die Ausgangsleistung beträgt ca. 0.1 mW. Die Funktionsweise der Einheit ist weitestgehend identisch zur der des 645-GHz FMCW Systems. Da es sich um ein kommerzielles System handelt, können keine näheren Angaben über dessen Funktionsweise gegeben werden. Größter Unterschied ist, dass nicht eine getrennte Quelle/Detektoreinheit verwendet wird, sondern ein integriertes System. Die Trennung erfolgt

²⁶Torsten Loeffler hat sich mittlerweile mit der Firma SynView GmbH selbstständig gemacht.

²⁷Da dieses System folglich ein kommerzielles Ziel verfolgt, können keine tiefer gehenden Details über dessen Funktionsweise gegeben werden. Nähere Informationen sind auf der Internetadresse der Firma SynView zu finden.

²⁸Der Autor dieser Dissertation war zwar an der Entwicklung des elektronischen FMCW Systems nicht beteiligt, hat aber alle im nachfolgenden gezeigten Messungen ausgeführt. Mit den entsprechenden elektronischen Komponenten sind diese Ergebnisse auch auf das 645-GHz bzw. 620-GHz System übertragbar.

über einen bidirektionalen Koppler. Weiterer Unterschied ist, dass zu jedem gescannten Objektpunkt nicht nur ein Amplituden und Phasenwert aufgenommen wird, sondern ein ganzes Spektrum an Amplituden- und Phasenwerten.

4.7.2 Quasioptisches Scansystem

Quasioptik

Das entwickelte quasioptische Scansystem II aus Kapitel 3 kann auch für das 300-GHz System eingesetzt werden. Da hier die Strahlteilung mittels eines bidirektionalen Kopplers erfolgt und die Quelle und der Detektor in einem kompakten Gehäuse untergebracht sind, kann der quasioptische Aufbau vereinfacht werden. Es wird lediglich eine Linse (hyperbolisch, Brennweite $f = 50$ mm, Durchmesser $D = 50$ mm, Material Teflon) zur Kollimation der Strahlung bzw. zur Einkopplung in den Detektor benötigt. Aufgrund der größeren Wellenlänge steigt die Tiefenschärfe hier um etwa das doppelte. Die laterale Auflösung hingegen reduziert sich entsprechend. Obwohl die Wellenlänge größer ist und somit die Beugung noch stärker ins Gewicht fällt, wurden keine Änderungen an der Quasioptik vorgenommen. Für die abbildenden Elemente sind die Abweichungen auch unerheblich. Der Parallelstrahl sollte durch möglichst kompaktes bauen die Verluste durch die Strahlaufweitung gering halten²⁹. Leichte Verluste ergeben sich an den Primär- und Sekundärspiegeln da nicht mehr der komplette Gausstrahl am Spiegel reflektiert, sondern ein kleiner Teil abgeschnitten wird. Primäres Ziel der Untersuchung war die Untersuchung der FMCW-Methode. Für spätere Arbeiten kann eine tiefer gehende Optimierung erfolgen.

Scansystem

Bezüglich des Scansystems erfolgt keine Änderung, sie ist identisch zu der aus Kapitel 3. Es wird der schnelle THz-Scanner verwendet.

4.7.3 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Hier erfolgte eine geringfügige Änderung bezüglich der Datendarstellung. Jede Stapelung von Objekten, sofern einer der Oberflächen nicht vollkommen reflektiv ist, generiert einen entsprechenden Phasen- und Amplitudenwert. Da nun jeder Pixel ein Spektrum an Reflexionssignalen aufweist, muss für die Darstellung ein Reflex ausgewählt werden. Dazu werden die Daten in einem Vorprogramm entsprechend gefiltert. In dem gemessenen Spektrum wurde für jeden Pixel der stärkste Reflex gesucht, und in ein Datenfile geschrieben. Dieses Datenfile wird dann behandelt wie in Kapitel 3 beschrieben.

²⁹Auch hier wurde der Kollimationslaser zur Vorjustage eingesetzt. Trotz größerer Wellenlänge war die Übereinstimmung mit dem THz-Fokuspunkt, wie schon bei dem 620-GHz System und dem 645-GHz System sehr gut.

4.8 Experimentelle Ergebnisse für das elektronische 300-GHz FMCW System

4.8.1 Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten von Metallobjekten

Um die Abstandsmessende Fähigkeiten des elektronischen 300-GHz FMCW Systems an einzelnen Objekten zu demonstrieren, wurde die Objekt Konstellation aus Abbildung 4.12 verwendet. Sie besteht aus zwei, in der Mitte vertikal geschlitzten Metallquadern sowie einem Metallzylinder. Die Objekte befinden sich an unterschiedlichen Tiefenpositionen. Die Abmessungen der Quader bzw. des Zylinders sowie die Abstände untereinander sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Metallobjekte waren während der Messung durch eine Teflonplatte (Dicke einige mm, Abmessungen 8 cm x 8 cm) verdeckt³⁰. In Abbildung 4.13 sind

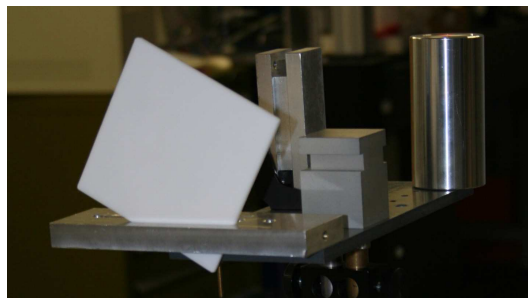


Abb. 4.12: Objektarrangement zur Demonstration der Tiefenselektivität

die Reflektivitätsdaten der Objektkonstellation zu sehen, in Abbildung 4.14 die zugehörige Phasendaten³¹ gezeigt. Die Messzeit betrug wie zuvor neun Sekunden. Das Bildfeld liegt bei 30 cm x 15 cm. Die Dynamik beträgt ca. 30 dB. Die Quader sind klar zu erkennen, der Zylinder hingegen nicht. Das liegt daran, da Strahlung die etwas abseits von der Mitte auf den Zylinder trifft, stark abgelenkt wird und somit nicht mehr im Akzeptanzbereich der Kamera liegt. Dieser Reflex ist sehr schwach und ist deshalb in den Reflektivitätsdaten nicht sichtbar, aber vorhanden. Die schräge Kante die den rechten Quader auf der linken oberen Seite durchläuft, stammt von der Beugung an der Kante der Teflonplatte. Diese ist für die THz-Strahlung der Wellenlänge derart transparent das ihr keine eindeutigen Reflektivitätsdaten zugeordnet werden können. In Abbildung 4.15 sind die durch FMCW aufgenommenen Abstandsdaten weiter ausgewertet und in Graustufen codiert (die so ermittelten Abstandsdaten passen sehr gut zu dem Daten aus Tabelle 4.2). Die Quader haben

³⁰In Abbildung 4.12 ist der linke Metallquader durch die Teflonplatte teilweise verdeckt.

³¹Dass die ebenen Metallflächen der Quader eine sich ändernde Phase aufweisen, liegt nicht an einer evtl. Krümmung der Oberfläche, sondern an der Scaengeometrie. Wie schon zuvor in Kapitel 3 erwähnt, bewegt sich der Fokuspunkt auf einer Kreisbahn mit dem Ursprungspunkt in der Ebene des Scanspiegels und weißt folglich auch nur für Kugelkörper mit identische Radius eine konstante Phase auf.

Objektabmessungen	
Breite Quader I	$x_I = 4$ cm
Höhe Quader I	$y_I = 5$ cm
Tiefe Quader I	$z_I = 4$ cm
Breite Quader II	$x_{II} = 3$ cm
Höhe Quader II	$y_{II} = 10$ cm
Tiefe Quader II	$z_{II} = 4$ cm
Höhe Metallzylinder	$h_m = 10$ cm
Durchmesser Metallzylinder	$d_m = 5$ cm
Abstand Quader I zu Quader II	$L_{I,II} = 6$ cm
Abstand Quader II zu Metallzylinder	$L_{I,m} = 9$ cm

Tab. 4.2: Abmessungen der Objekte des Objektarrangements

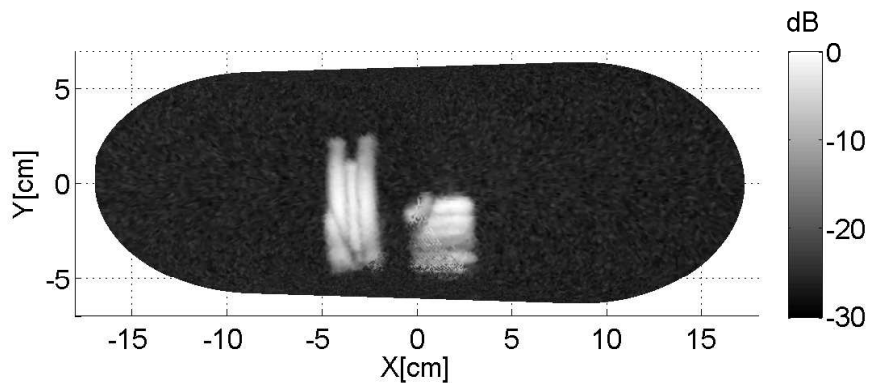


Abb. 4.13: Amplitudendaten des Objektarrangements

eine klar voneinander unterscheidbare Tönung. Die vertikale Nut ist in beiden Metallquadern klar zu erkennen (Tiefe ca. 10 mm bei beiden Quadern). Sogar der dreiecksförmige schwarze Halter (der lediglich eine Tiefe von wenigen mm aufweist) kann getrennt werden³². Der kleine Docht in der rechten Hälfte der Abbildung 4.15 ist ein spekulärer Reflex von dem Metallzylinder der in dieser Abbildung erkennbar ist, da er im Gegensatz zur Amplitudenmessung von dem hellen Hintergrund einen guten Kontrast aufweist.

³²Dieser Halter ist auch in Abbildung 4.12 direkt neben der rechten Seite der Teflonplatte zu erkennen.

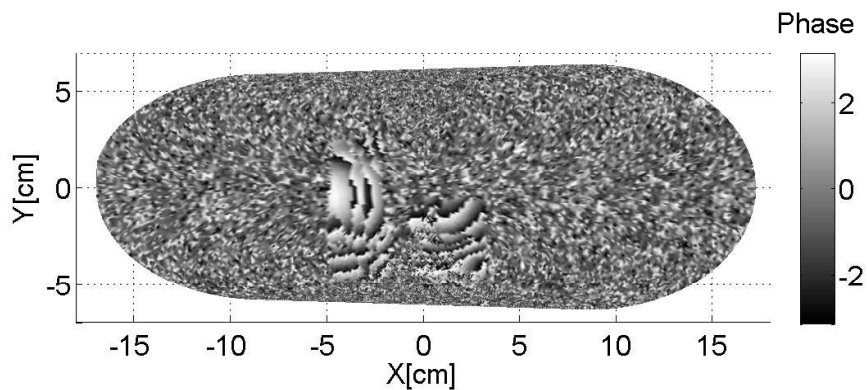


Abb. 4.14: Phasendaten des Objektarrangements

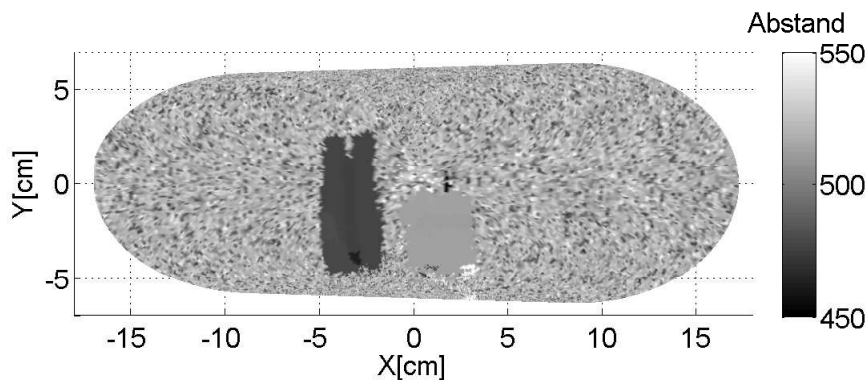


Abb. 4.15: Ausgewertete Tiefendaten des Objektarrangements

4.8.2 Reflektivitäts-, Phasen- und Abstandsdaten eines Revolvers

Mit dem 300-GHz FMCW System können auch metallische Körper hinter Stoffen detektiert werden. Dies ist in Abbildung 4.16 demonstriert. Die Reflektivitätsdaten sind in Abbildung 4.17 zu sehen (man vergleiche diese Abbildungen mit der aus Kapitel 3 bzw. aus Kapitel 4. Die laterale Auflösung hat hier merklich abgenommen; es sind weniger Details zu erkennen). Der Dynamikbereich liegt bei ca. 25 dB. Das Bildfeld bei 30 cm x 15 cm. Der Abstand zwischen Scanspiegel und Objekt lag bei ca. 50 cm. Der kleine helle Punkt am linken unteren Ende der Waffe stammt von einem Reflex der Gürtelschnalle. Bei den Messungen zeigte sich eine deutlich bessere Durchdringbarkeit der Strahlung durch Stoffe als mit dem 620-GHz bzw. 645-GHz System. Geringere Frequenzen sind also zu bevorzugen sofern die laterale Auflösung hoch genug ist, um die Objekte eindeutig zu identifizieren. In Abbildung 4.18 bzw. Abbildung 4.18 sind die Phasendaten bzw. die absoluten Abstandsdaten gezeigt

(die Phasendaten sind hier nicht! durch den Stoff verfälscht). Die Abstandsdaten passen wie zuvor sehr gut zu den experimentellen Gegebenheiten. Im nächsten Kapitel erfolgt

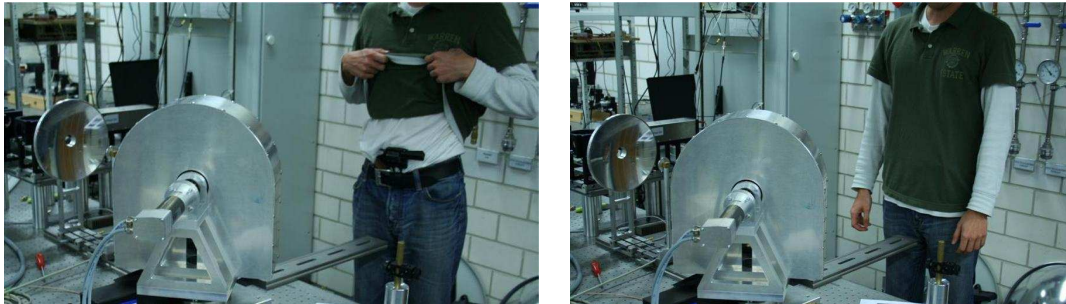


Abb. 4.16: Links: Waffe an einer Person unverdeckt; Rechts: Waffe an einer Person verdeckt

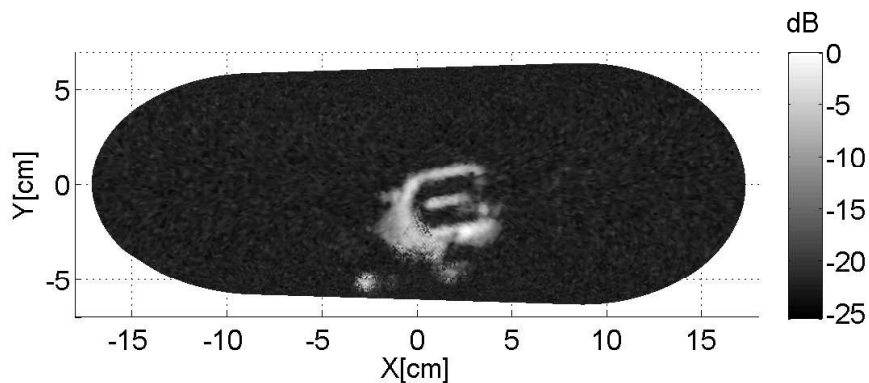


Abb. 4.17: Reflektivitätsdaten des verdeckten Revolvers

eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse bezüglich der quasioptischen Systeme für hohe Entfernungsauflösung.

4.9 Zusammenfassung

Mit den hier vorgestellten abstandsmessenden THz-Kameras konnte gezeigt werden, wie durch Frequenzmodulation der Quelle und Aufteilen der Strahlung in einen Referenzarm und einen Objektarm interessante Systemeigenschaften, wie absolute Abstandmessung und Unterdrückung von Interferenzstreifen, implementiert werden konnten. Die Aufteilung konnte dabei optisch (optisches FMCW genannt) oder elektronisch (elektronisches FM-CW genannt) erfolgen. Mittels des ersten Systems, ein optisches 645-GHz FMCW System, konnte erfolgreich gezeigt werden, wie unter Verwendung der quasioptischen Teleskopoptik aus Kapitel 3

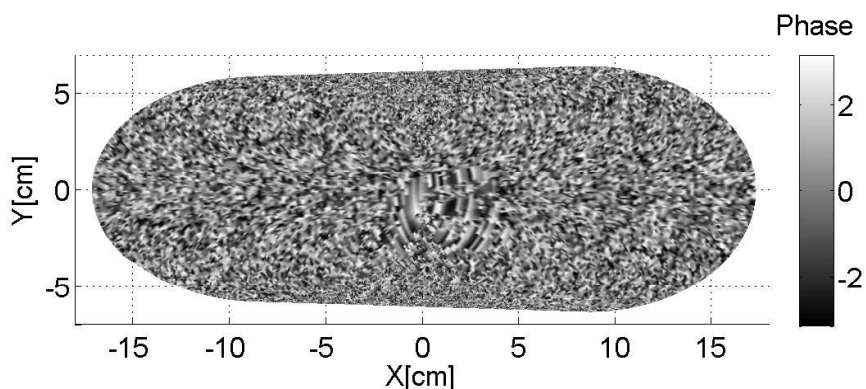


Abb. 4.18: Phasendaten des verdeckten Revolvers

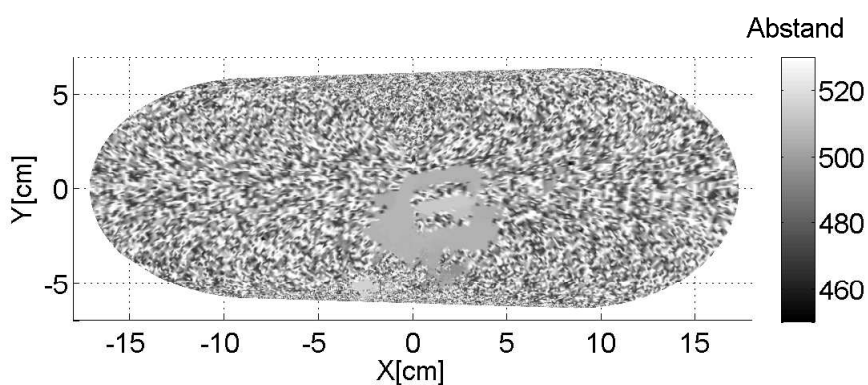


Abb. 4.19: Ausgewertete Tiefendaten des des verdeckten Revolvers

- die Quasioptik modifiziert werden muss, um optisches FMCW umzusetzen
- Amplituden und Phasen der THz-Strahlung weiterhin gemessen werden können
- Interferenzstreifen die durch Störreflexe entstehen unterdrückt werden können

Mit dem zweiten Scansystem, ein elektronisches 645-GHz FMCW System, konnte erfolgreich gezeigt werden wie unter Verwendung des Quasioptischen Scansystem II aus Kapitel 3

- das Quelle/Detektorsystem modifiziert werden muss, um elektronisches FMCW umzusetzen
- Amplituden und Phasen weiterhin gemessen werden können
- Bestimmte Tiefenebenen ausselektiert werden können

- Die Topographierekonstruktion auch auf quasioptische On-Axis Systeme sowie auf komplizierte Objekttopographien ausgeweitet werden konnte

Beide Systeme hatten aufgrund der geringen Modulationsbandbreite (eingeschränkt durch den Verdreifacher der Quelle) nur die Möglichkeit Störsignale bzw. Interferenzeffekte zu unterdrücken. Mit dem dritten System, ein elektronischen 300-GHz FMCW System³³ konnte in Kombination mit dem quasioptischen Scansystem II aus Kapitel 3 erfolgreich demonstriert werden, wie

- das Quelle/Detektorsystem geändert werden muss, um elektronisches FMCW hoher Bandbreite umzusetzen
- Amplituden und Phasen weiterhin gemessen werden können
- die absolute Tiefenpositionen von mehreren Objekten mit hoher Genauigkeit bestimmt werden können (exp. Auflösung wenige mm; theoretisch 1.67 mm)
- erstmalig an einer Person versteckte Waffen in einem Arbeitsabstand von ca. 1 m einwandfrei detektiert werden können

Die Erfassungszeit lag bei allen Systemen bei wenigen Sekunden ($t = 9$ sek.). Allerdings ist auch hier der Raumwinkel aus dem spekulare Reflexe erfasst werden können eingeschränkt. Die Bildfeldvergrößerung aus Kapitel 3 konnte auch hier erfolgreich angewandt werden³⁴. Trotz der nochmals größeren Wellenlänge ($\lambda = 1$ mm) im Vergleich zu der gleichgebliebenen Systemapertur, zeigte die entwickelten quasioptischen Scansysteme auch hier gute Eigenschaften. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die gezeigten experimentellen Ergebnisse klar das Potential das in FMCW steckt aufzeigen, speziell für den Bereich aktiver THz-Kameras. Das elektronische 300-GHz ist, trotz der deutlich geringeren Ausgangsleistung und geringerer lateraler Auflösung, dem optischen 645-GHz bzw. elektronischen 645-GHz System überlegen. Es bietet eine sehr hohe Tiefenauflösung sowie die Möglichkeit Amplituden und Phasen der THz-Welle mit hoher Dynamik zu messen. Auch ist die Transparenz bei Stoffen und Kunststoffen ist deutlich höher, als bei den beiden 645-GHz Systemen. Die höhere Wellenlänge macht des Weiteren die Entwicklung einer Quasioptik mit größeren Bildfeldern einfacher. Mit der absoluten Abstandsinformation scheint es möglich, Uneindeutigkeiten in der Phasenmessung spektroskopisch auszublenzen (siehe die Phasendaten aus Abbildung 4.18)³⁵. Der Vorteil des 645-GHz Systems liegt in der extrem hohen Dynamik, sowie in der höheren lateralen Auflösung die für einige Anwendungen wichtig sind. Die

³³Das 300-GHz System wird SynViewHead 300 genannt. Das Quelle/Detektorsystem und speziell die Datenanalyse wurde von dem ehemaligen Arbeitsgruppenmitglied Torsten Löffler entwickelt.

³⁴Wie dieser Bereich vergrößert, und dabei gleichzeitig die Bildwiderholrate konstant gehalten werden kann, bildet Inhalt des nächsten Kapitels.

³⁵Wäre dies nicht der Fall, interferierenden die THz-Wellen die am Stoff bzw. dem Objekt reflektiert werden und erzeugen neue Phasendaten deren Werte zufällig wären. Eine Rekonstruktion ist dann in der Regel nicht mehr möglich, zumindest aber deutlich erschwert.

Entscheidung zugunsten der niedrigeren Frequenzen kehrt sich allerdings um, wenn auch die höherfrequenten Systeme über einen größeren Bereich moduliert werden können. Dies ist allerdings in näherer Zukunft nicht möglich, da darüber die notwendigen Verdreifacher der Modulation enge Grenzen setzen. Sowohl bei den aktiven- als auch den abstandsmessenden Systemen sind die Erfassungsraten bislang relativ langsam (ca. neun Sekunden pro Bild). Ein wichtiger Schritt ist deshalb die Steigerung der Bildwiderholrate. Dies mit mechanischen Mitteln allein und unter Verwendung eines Einzelpixeldetektors zu realisieren erscheint möglich, ist aber sehr schwierig, da die Scanmechanik sehr hohe Umdrehungszahlen erreichen muss. Einfacher wäre die Verwendung von Multipixeldetektoren, die im THz Frequenzbereich sensitiv sind. Allerdings muss die Quasioptik für den Einsatz von Multipixeldetektoren nun optimiert werden. Das nächste Kapitel befasst sich darum hauptsächlich mit der Optimierung derartiger Multipixelssysteme³⁶. Zuerst wird aber eine Technik aufgezeigt, wie durch die Verwendung einer aufgeweiteten Beleuchtung mehrere fundamentale Probleme aktiver THz-System gleichzeitig beseitigt werden können.

³⁶Sie bilden das Hauptziel des TeraCam Projektes. Hier soll die erste aktive aktive Echtzeit THz-Kamera entwickelt werden.

Kapitel 5

Quasioptische Scansysteme für hohe Bildwiederholraten

5.1 Zielsetzung und Problembeschreibung

In Kapitel 3 wurde gezeigt, wie mittels aktiver THz-Kameras metallische Objekte, auch durch mehrere Lagen Stoff hindurch, detektiert werden können. Die Abtastzeiten waren dabei mit $t = 9 \text{ sec.}$ relativ schnell. Wies das quasioptische Scansystem eine entsprechend hohe numerische Apertur auf, konnten auch verhältnismäßig kleine Objekte mit sehr hoher lateraler Auflösung aufgenommen werden. In Kapitel 4 konnte gezeigt werden, wie durch Frequenzmodulation der Quelle interessante Systemeigenschaften, wie absolute Abstandsmessung und Störeinflussunterdrückung umgesetzt und damit einige systeminhärente Probleme der aktiven THz-Kameras reduziert werden konnten. Obwohl somit die Position der Objekte (bzw. die der Objektpunkte) relativ genau bekannt ist, sogar bis hinab zu sub- λ -Auflösung, bleibt das Problem mit den spekularen Reflexen bestehen. Dabei produzieren immer nur die Objektpunkte einen messbaren Reflex, dessen Normalenvektoren mit dem Akzeptanzwinkel der Kamera kompatibel sind. Ist dies nicht der Fall, können keine Informationen gemessen werden. Während dies allgemein das nutzbare Bildfeld einschränkt, ist dies ganz besonders dann nachteilig, wenn Lücken in den Objekten entstehen, beispielsweise weil Teilbereiche in der „Mitte“ des Objektes nicht aufgenommen wurden. Sind diese Lücken zu groß, kann die eindeutige Identifikation des Objektes deutlich erschwert werden. Die in Kapitel 3 und Kapitel 4 vorgestellte Methode durch drehen des Objektes diese üblicherweise entstehenden Lücken zu schließen, ist eine praktikable und einfache Methode. Nachteilig ist hierbei, dass sie die Bildwiederholrate negativ beeinflusst. Obwohl bei beiden entwickelten Systemen auch auf möglichst schnelle Datenerfassung geachtet wurde, sind Echtzeit- oder Nahechtzeitbildwiderholraten mit Singlepixeldetektoren und -mechanischem- Scannen nicht oder nur sehr schwer zu erreichen. Für eine Vielzahl

an Anwendungen sind diese allerdings zwingend erforderlich¹. Lediglich der Einsatz von geeigneten Multipixeldetektoren verspricht hier Abhilfe. Dies ist das Ziel des **TeraCam-Projektes**. Hierbei sollen zwei verschiedene Multipixelssysteme entwickelt, erprobt und verglichen werden. Die erste Detektorvariante stellt ein 32-Pixel Heterodynarray von RPG² dar. Als zweite Detektorvariante ist ein 20 x 50 Bolometer- bzw. ein 20 x 50 Thermopilearray geplant, das im Rahmen des Projektes von der Uni Jena entwickelt wird³. Da nun nicht mehr eine Einzelpixel-Abtastung, die quasioptisch gesehen On-Axis erfolgen kann, sondern eine komplette Bildfeldabbildung erforderlich ist, müssen die quasioptischen Systeme für Off-Axis Strahlen optimiert werden⁴. Des Weiteren muss sich auch die Art der Beleuchtung ändern. Bislang wurde immer eine fokussierte Beleuchtung verwendet, die entsprechend mitgescannt wurde. Dabei wurde immer nur ein Objektpunkt beleuchtet der auch gleichzeitig abgebildet wurde. Da nun mehrere Detektorelemente vorhanden sind, müssen auch größere Bereiche des Objektes (bzw. das komplette Objekt) beleuchtet werden. Das Mitscannen ist aber bei Einsatz von Multipixeldetektoren nur noch beschränkt möglich oder sinnvoll. Hier muss die Beleuchtung auf das gesamte Objekt ausgeweitet werden, sofern auf komplizierte Abtastvarianten verzichtet werden soll (siehe [58] für Details). Das bringt zwar Einbußen bezüglich der erreichbaren Dynamik durch die notwendige Aufweitung mit sich, ist aber unabdingbare Voraussetzung für Echtzeitbildwiederholraten. Problematisch ist hierbei, dass die aufgeweitete Beleuchtung gegenüber der fokussierten Beleuchtung eine, physikalisch gesehen, vollkommen andere Situation darstellt. Die sehr große Wellenlänge der Terahertzstrahlung verhindert, dass Objekte die Strahlung streuen und dabei sphärische Emitter entstehen. Die Strahlung wird lediglich spekulär reflektiert⁵. Bei der fokussierten Beleuchtung hat die große Schärfentiefe bzw. die konvergente Beleuchtung diese sphärischen Emitter inhärent simuliert. Wie auch bei aufgeweiteter Beleuchtung sphärische Emitter generiert werden können, bildet einen wichtigen Teil dieses Kapitels. Dabei zeigt sich, dass dazu mehrere Quellen, die aus unterschiedlicher Richtung das Objekt beleuchten, verwendet werden müssen. Das ist darüber hinaus mit vielen interessanten Vorteilen verbunden. Beispielsweise kann so das Problem der spekulären Reflexe weiter reduziert werden. Des Weiteren hat die Multirichtungsbeleuchtung den sehr interessanten und nützlichen Nebeneffekt, dass durch genaueres Analysieren der unterschiedlichen Phasenbilder von den verschiedenen Perspektiven der Eindeutigkeitsbereich der Phasendaten

¹Beispielsweise bei der Paketkontrolle. Dort laufen auf einem Förderband Pakete unterschiedlicher Größe mit hoher Geschwindigkeit durch ein Portal. Mittels Echtzeit-Bildwiederholraten könnten alle Pakete durchleuchtet werden, anstatt nur einige ausgewählte Stichproben zu untersuchen.

²RPG Radiometer Physics GmbH [46]; eigentlich werden nur vier 8-Pixel Heterodynarrays zusammengeschaltet.

³Innerhalb unserer Arbeitsgruppe wird ebenfalls an der Entwicklung von Multipixeldetektoren geforscht. Dabei handelt es sich um elektrooptische Multipixeldetektion [52] sowie transistorbasierte Multipixeldetektoren (siehe [75] und [76]). Insbesondere letztere bietet den Vorteil auf etablierter Halbleitertechnik aufzusetzen, und damit, bei entsprechenden Stückzahlen, sehr günstige Multipixeldetektoren zu ermöglichen. In [33] wird eine interessante photokonduktive Multipixelvariante vorgestellt.

⁴Eine Punkt-zu-Punkt oder On-Axis Abbildung kann prinzipiell immer perfekt ausgeführt werden. Die Bildfeld- bzw. Off-Axis Abbildung ist deutlich schwieriger zu realisieren (siehe Kapitel 2).

⁵Das heißt die Phasenfronten werden lediglich invertiert.

Echtzeit-System	
Laterale Auflösung	$d_l < 4 \text{ mm}$
Arbeitsabstand	$L > 4 \text{ m}$
Bildfeldgröße	$\text{BF} > 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$
Systemdynamik	$\text{SD} > 35 \text{ dB}$
Tiefenauflösung	-
Bildwiederholrate	$f_b > 10 \text{ Hz}$

Tab. 5.1: Zielspezifikationen für die quasioptischen Scansysteme mit hoher Bildwiederholrate

(siehe Kapitel 3) ebenfalls beträchtlich erhöht werden kann. Nachteilig sind hier lediglich die steigenden Systemkosten durch Einsatz mehrere Quellen.

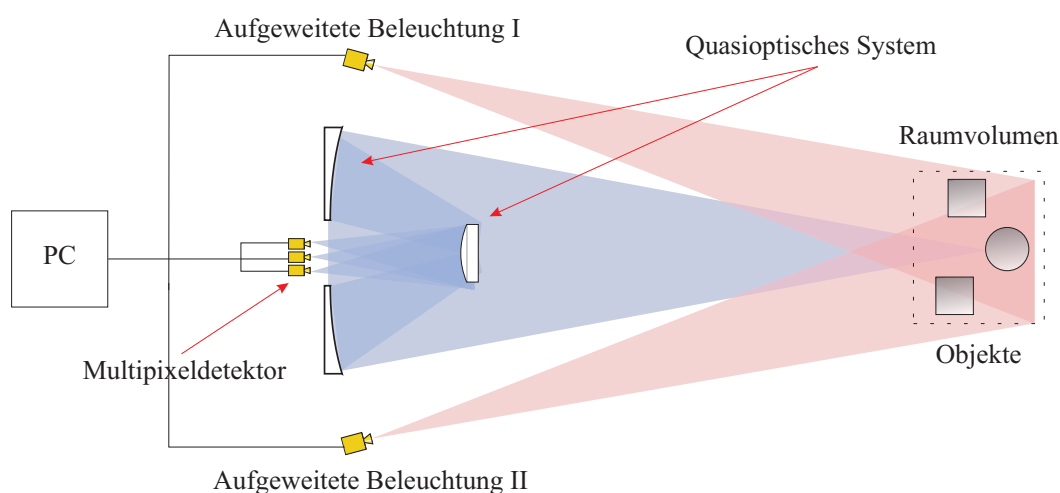


Abb. 5.1: Schema für die Echtzeit THz-Kamera

In Abbildung 5.1 ist das Schema für die Echtzeit THz-Kamera zu sehen. In Tabelle 5.1 die zu erreichenden Zielspezifikationen des Gesamtsystems. Da das Bolometerarray flächig ausgebildet ist und eine ausreichende Pixelanzahl aufweisen, ist ein abtasten des Objektes nicht notwendig^{6,7}. Aufgrund der Detektorgeometrie ist für das Heterodynarray ein

⁶Nur weil die Detektorelemente zweidimensional angeordnet sind, heißt das nicht zwangsweise, dass auf die Abtastung verzichtet werden kann. Besteht der Detektor nur aus wenigen Detektorelementen, muss natürlich wiederum abgetastet werden. Entscheidend ist die erwünschte Auflösung im Bild im Vergleich zur vorgegebenen Auflösung des Detektors.

⁷An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass zwischen der mitgescannten Beleuchtung die nur einen einzelnen Objektpunkt beleuchtet und der stillstehenden Beleuchtung die alle Objektpunkte beleuchtet noch ein Zwischenmöglichkeit existiert: Eine Beleuchtung die mehrere (aber nicht alle) Objektpunkte beleuchtet und entsprechend mitgescann wird. Dies wird insbesondere für Zeilendetektoren deren Auflösung nicht ausreicht um ein größeres Bildfeld zu erfassen interessant (Kapitel 5). Sie bietet ein optimiertes Verhältnis

eindimensionales abtasten notwendig⁸. Das Abtasten könnte wie bei dem Lynkeus-System mit einem großflächigen ebenen Spiegel erfolgen. Dabei würde mit jeder Umdrehung des Scanspiegels die Detektorzeile über das Bildfeld kreisen; jedes einzelne Detektorelement beschreibt dabei einen Kreis und füllt somit das gesamte Bildfeld^{9,10}. Problematisch ist hierbei, dass aufgrund der großen Apertur des ebenen Scanspiegels die Trägheitskräfte deutlich größer werden als beim Lynkeus-System. Auch wäre der Arbeitsabstand durch Einsatz eines Scanspiegels verkürzt. Wesentlich eleganter wäre es, den Sekundärspiegel selbst als Ablenkelement einzusetzen (so wie in Abbildung 5.1 eingezeichnet). Der Sekundärspiegel übernimmt also zwei Aufgaben: Zum einen bildet er eine Zeile des Objektes auf den Zeilendetektor ab, zum anderen tastet er durch seine Rotation diese Zeile über das Bildfeld ab. Dabei ergibt sich ein stadionförmiger Scanpfad, der dem aus Kapitel 3 ähnelt, bei dem aber die einzelnen Kreise getrennt sind. Die Abmessungen des Abtastpfades betragen in der horizontalen Richtung zweimal die Detektorzeile (der Spiegel lenkt ja die Zeile einmal nach oben und einmal nach unten ab), quer dazu etwa eine Detektorzeile. Da nun für beide Systeme mehrere Bildpunkte parallel aktiv sind, ist die fokussierte Beleuchtung nicht mehr ausreichend und die Beleuchtung muss auf das gesamte Objekt ausgeweitet werden (in Abbildung 5.1 mit einer Quelle und einem Off-Axis Paraboloiden zur Bildfeldanpassung demonstriert). In den nächsten Kapiteln wird neben der Funktionsweise der Multipixeldetektoren das Optikdesign vorgestellt. Die Optimierung der Quasioptik für die angesprochenen Detektorvarianten bildet dabei den Hauptinhalt des Kapitels. Zuvor erfolgt aber die experimentelle Untersuchung der aufgeweiteten Beleuchtung. Abgeschlossen wird das Kapitel mit den ersten experimentellen Ergebnissen der realisierten Echtzeit-THz-Kamera¹¹.

5.2 Charakterisierung des aufgeweiteten 620-GHz Beleuchtungssystems

In Abbildung 5.2 ist das für die Untersuchung der aufgeweiteten Beleuchtung modifizierte Setup des Lynkeus-Systems zu sehen. Der einzige Unterschied zum System aus Kapitel 3 besteht darin, dass mitscannen der Beleuchtung aufzugeben und auf eine globale Beleuchtung umzuschwenken. Dazu muss der Beleuchtungspfad aus dem Scanner entfernt werden

zwischen beleuchteter Fläche und Detektorgeometrie und steigert damit die erzielbare Systemdynamik deutlich.

⁸Es steht nur ein 32-Pixelemtige Detektorzeile zur Verfügung.

⁹Hier mag es hilfreich sein sich die Detektorelemente als Quellen vorzustellen und zu beachten dass Strahlengänge reversibel sind.

¹⁰Das es nicht zu einer Verformung zu einer Ellipse wie bei dem Lynkeus Scanner kommt, liegt darin begründet, dass der Spiegel nicht gegen seine Rotationsachse gekippt ist.

¹¹Es soll erwähnt werden dass alle zuvor vorgestellten Ergebnisse mit dem hier gezeigten System ebenfalls möglich wären. FMCW kann auch bei aufgeweiteter Beleuchtung verwendet werden. Hier ergeben sich insbesondere mit der Multirichtungsbeleuchtung interessante Eigenschaften. dies wird in der Zusammenfassung in Kapitel 6 motiviert.

(Abbildung 5.2). Die verbleibenden Komponenten haben keine Änderungen erfahren.

5.2.1 620-GHz Quelle/Detektorsystem

Hier ergeben sich keine Änderungen. Als Quelle/Detektorsystem dient das 620-GHz System aus Kapitel 3.

5.2.2 Quasioptisches Scansystem

Quasioptik

Das quasioptische Scansystem muss etwas modifiziert werden. Es wird aber immer noch das quasioptische Teleskop und der schnelle THz-Scanner aus Kapitel 3 verwendet. Die Beleuchtung erfolgt nun nicht mehr fokussiert, sondern aufgeweitet. Die Quelle und die zugehörige Kollimationslinse (hyperbolische Krümmung; Brennweite $f = 50$ mm, Durchmesser $D = 50$ mm, Material Teflon) wurden aus dem Strahlengang entfernt und beleuchten nun das Objekt als Ganzes¹². Die an dem Objekt reflektierte und gestreute Strahlung wird dann wie zuvor, mittels des Scanspiegels sowie dem quasioptischen in den Detektor **D** abgebildet. Durch die aufgeweitete Beleuchtung ergeben sich allerdings einige Änderungen bezüglich des erreichbaren Dynamikspielraums¹³. Vorteilhaft hingegen ist, dass der zentrale Reflex des Sekundärspiegels nicht mehr stört (siehe Kapitel 3). Die Abschattung bei der Abbildung durch den Sekundärspiegel ist allerdings immer noch vorhanden. Auch bei diesem System werden i.d.R. zwei Linsen eingesetzt was sich auf Dynamikbereich mit einem Dynamikabfall um ca. 6 dB auswirkt (siehe Kapitel 3). Die Aufweitung verursacht aber den größten Verlust. Während bei der fokussierten Beleuchtung theoretisch die gesamte Beleuchtungsleistung in den Detektor zurückgekoppelt werden kann, ist diese bei der aufgeweiteten Beleuchtung nicht mehr der Fall. Der Beleuchtungsspot weitet sich so von einem Radius von ca. 2 mm (fokussierte Beleuchtung) auf ein Beleuchtungsspotgröße von mehreren Dutzend mm auf. Bildet man das Verhältnis zwischen den verschiedenen Spotgrößen und quadriert es, ergibt sich ein Dynamikabfall von mehr als 20 dB. Mit der Abschattung durch den Sekundärspiegel, die Absorptions- und Reflexionsverluste an den Linsen wird der stärkste Reflex bei ca. -40 dBm erwartet. Da der störende Reflex des Sekundärspiegels prinzipbedingt nicht auftaucht, sollte die minimal noch detektierbare Leistung bei -100 dBm liegen. Somit ergibt sich eine Dynamikspielraum von theoretisch 60 dB der ausreichen sollte, um auch schwache Streusignale detektieren zu können¹⁴.

¹²Eine Linse vor der Quelle ist eigentlich unnötig, so kann aber die NA der Hornantenne flexibel auf die Größe des beleuchteten Bereiches angepasst werden. Die Abbildungsqualität der Linse spielt dabei eine untergeordnete Rolle.

¹³Die Strahlleistung wird ja nun auf mehrere Objektpunkte verteilt. In dB gibt sich ein Verlust in der Größenordnung von dem Verhältnis der beleuchteten Fläche des Objektpunkte zur Gesamtfläche.

¹⁴Es wurden keine Feldmessungen durchgeführt. Bei der kollimierten THz-Strahlung wurde eine Spotbreite von ca. 40 mm ermittelt. Da dies für die meisten Objekte nicht ausreichend ist, wurde die Linsen

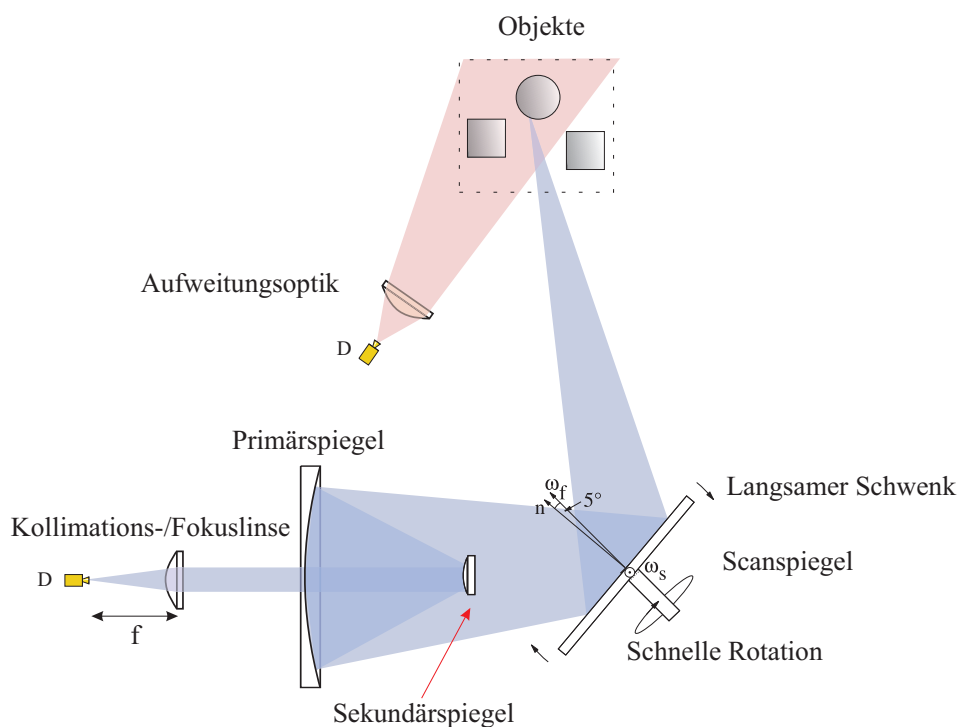


Abb. 5.2: Experimentelles Setup für die Untersuchung zur aufgeweiteten Beleuchtung

Scansystem

Der schnelle THz-Scanner hat keine Änderung erfahren.

5.2.3 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Bei der Datendarstellung ergeben sich keine Änderungen. Es werden im nächsten Kapitel zwar mehrere Einzelmessungen zusammengesetzt, da aber das Objekt nicht gedreht worden ist, und der Algorithmus ein Datenfile beliebiger Größe verarbeiten kann, müssen keine Änderungen vorgenommen werden¹⁵

leicht in Richtung Quelle verschoben, so dass die Strahlung nun leicht divergent ist.

¹⁵Das heißt auch, dass der Algorithmus beliebig viele Perspektiven vollautomatisch zusammensetzt.

5.3 Experimentelle Ergebnisse für das aufgeweitete 620-GHz Beleuchtungssystem

5.3.1 Aufgeweitete Einzelrichtungsbeleuchtung

In Abbildung 5.3 ist der Revolver gemessen mit aufgeweiteter Beleuchtung zu sehen. Der

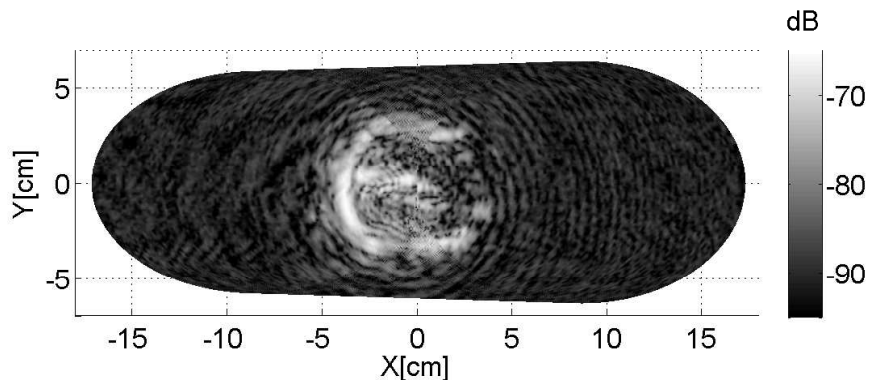


Abb. 5.3: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des Revolvers aus Kapitel 3 aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System

Abstand zwischen Objekt und Primärspiegel betrug ca. 0.85 m. Der Abstand zwischen Beleuchtungsoptik und Objekt ca. 50 cm. Die Waffe war gegen die Hochachse verdreht, damit der zentrale Reflex des Objektes direkt in die Quasioptik zurückreflektiert. Der stärkste Reflex liegt bei ca. -62 dBm der schwächste Reflex ca. -97 dBm so dass sich ein Dynamikbereich von ca. 35 dB ergibt. Der Maximalreflex liegt hier nicht in dem erwarteten Bereich, da in Abbildung 5.3 die Revolvertrommel in der Bildmitte liegt. Mit einem ebenen Metallgitter konnte die erwartete Maximaldynamik von 40 dB beobachtet werden. Das der Minimalreflex nicht ganz den optimalen Wert erreicht, liegt daran, dass eine größere Fläche des Objektes beleuchtet wird. Hier ergeben sich mehr Möglichkeiten für schwache Streusignale die in den Detektor koppeln. Eine Kapselung des Strahlengang durch zylindrische Teppichabsorber brachten keine befriedigenden Resultate, war aber auch über der ganzen Strecke nicht möglich. Obwohl das System mit der gleichen Sorgfalt aufgebaut und justiert worden ist, und keine wesentlichen Änderungen vorgenommen worden sind, ist die Erkennbarkeit der Waffe deutlich schlechter geworden (man vergleiche dieses Bild mit der Bildern aus den vorhergehende Kapiteln). Des Weiteren ist das Bildfeld merklich kleiner (es ist nur der Bereich um die Revolvertrommel erkennbar). Die Waffe kann allerdings erahnt werden, sofern etwas Erfahrung mit der Interpretation von THz-Bildern vorhanden ist. Ursache für die verminderte Bildqualität und das reduzierte Bildfeld ist hier die fehlerhafte Annahme, dass bei der aktiven Beleuchtung sphärische Emitter generiert werden, die dann klassisch abgebildet werden können. Im nächsten Kapitel wird eine Lösung vorgeschlagen, wie diese sphärischen Emitter durch Multirichtungsbeleuchtung synthetisiert werden können.

5.3.2 Synthetische Erzeugung sphärischer Emittter

Da die Wellenlänge der verwendeten THz-Strahlung deutlich größer ist als im sichtbaren Spektralbereich und somit Objekte eher spekulär reflektieren als streuen, ist es nicht ohne weitere Überprüfung gesichert, dass die aufgeweitete Beleuchtung das physikalische Äquivalent zur fokussierten Beleuchtung vieler Objektpunkte gleichzeitig ist. Beispielsweise würde ein ebener Spiegel als Objekt bei fokussierter Beleuchtung auch eine Punktquelle emittieren bzw. reflektieren (sofern der Fokus in der Spiegelebene liegt). Bei der aufgewei-

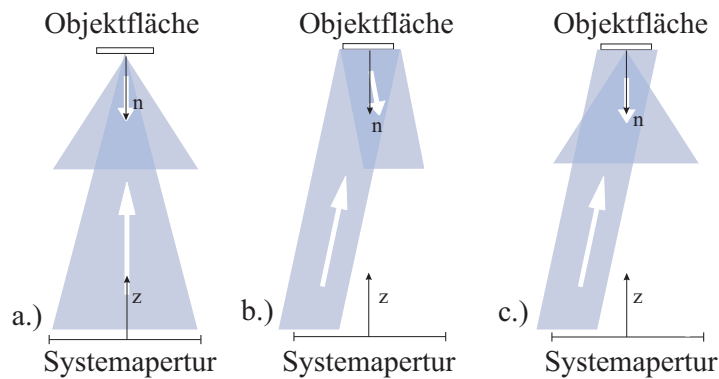


Abb. 5.4: Vergleich zwischen der fokussierten und aufgeweiteten Beleuchtung

teten Beleuchtung hingegen wurde es nicht zu einer Streuung und damit zur Emission mehrerer Quellpunkte kommen, sondern einfach ein reflektierter Strahl ausbilden wird, dessen Ursprung im unendlichen liegt. Abbildung 5.4 illustriert diesen Unterschied. Dort sind drei

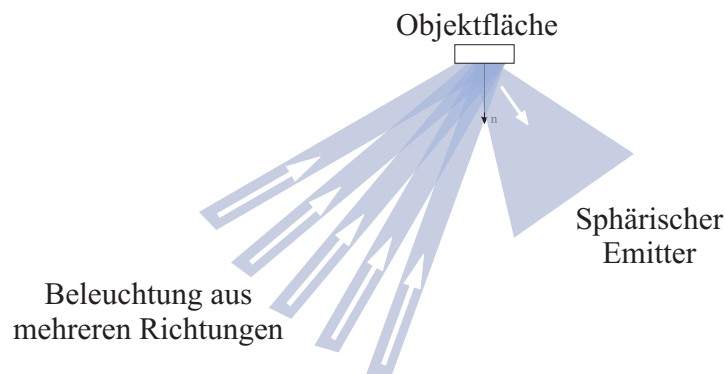


Abb. 5.5: Erzeugung eines sphärischen Emitters mittels aufgeweiteter Beleuchtung aus mehreren Richtungen

verschieden Situationen eingezeichnet. In Abbildung 5.2 (a) die fokussierte Beleuchtung, in (b) und (c) die aufgeweitete parallele Beleuchtung. In Fall (a) kann der eingezeichnete

sphärische Emitter klassisch abgebildet werden. Mit der aufgeweiteten Beleuchtung (Fall (b)) ist dies nicht mehr der Fall. Hier liegt der Objektpunkt im unendlichen. Schlimmer noch, aufgrund der schrägen Beleuchtung wird der Objektpunkt von der Quasioptik auch nicht mehr erfasst (dies ist der Grund für das eingeschränkte Bildfeld). In Fall (c) hingegen findet an der Objektoberfläche Streuung statt. Dieser Objektpunkt wäre nicht nur aus einem größeren Raumwinkelbereich zu erfassen, sondern auch dessen Position stimmt mit der Realität überein. Während die quasioptischen Scansysteme aus Kapitel 3 bzw. Kapitel 4 Fall (a) verwenden, gilt für das aufgeweitete System Fall (b). Um dieselbe Bildqualität wie in (a) zu erreichen muss Fall (c) erreicht werden. Dies könnte im einfachsten Fall dadurch geschehen, dass das Objekt makroskopisch rau gemacht wird. Doch ist diese Maßnahme nicht für alle Anwendungen praktikabel. Des Weiteren würden durch die Anrauhung Speckles induziert werden. Gelöst werden kann das Problem dadurch, dass mehrere Quellen, bzw. eine Quelle an unterschiedlichen Positionen, verwendet werden. In Abbildung 5.2 ist das modifizierte Experiment zu sehen. Anstatt die Waffe aus einer Perspektive aufzunehmen, wird sie aus mehreren Positionen vermessen. Da nun jeder Objektpunkt aus unterschiedlichen Richtungen bestrahlt wird, wird ein sphärischer Emitter synthetisiert. Dieses Prinzip ist in Abbildung 5.5 demonstriert. Dort ist Fall (b) aus Abbildung 5.2 gezeigt, allerdings mit paralleler aufgeweiteter Beleuchtung aus unterschiedlichen Richtungen. Da jeder dieser Parallelstrahlen spekulär reflektiert wird, ergibt sich ein sphärischer Emitter, wenn die einzelnen Parallelstrahlen nur dicht genug liegen¹⁶.

5.3.3 Aufgeweitete Multirichtungsbeleuchtung

Um diese Idee experimentell umzusetzen, muss das Setup aus Abbildung 5.2 modifiziert werden. Einziger Unterschied ist, dass die Quelle an verschiedene Positionen gebracht wird und jeweils ein Bild aufgenommen wird. In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis zu sehen. Es besteht aus fünfzehn Einzelmessungen die überlagert worden sind. Der gesamte Winkelbereich betrug dabei ca. 80 Grad. Die Waffe ist nun einwandfrei zu erkennen. Der Dynamikbereich sowie das Bildfeld sind vergleichbar zu denen aus Kapitel 3 bzw. Kapitel 4. In Abbildung 5.7 ist das selbe Objekt aber bestehend aus lediglich sechs Einzelmessungen zu sehen. In Abbildung 5.8 wurde die Waffe zusätzlich noch durch einen dicken Stoffpullover verdeckt (der Dynamikbereich fällt wieder etwas ab). Vergleicht man die beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass auch sechs Perspektiven ausreichend sind und die Detektion durch die Verdeckung nicht wesentlich beeinflusst worden ist. In Abbildung 5.9 bis 5.10 sind beispielhaft drei Einzelmessungen mit unverdeckter Waffe zu sehen (Perspektive eins, sieben und fünfzehn). Die Erkennbarkeit ist in allen Einzelbildern gering und nur bei Kenntnis des Objektes möglich. Des Weiteren ist die Bildqualität der Einzelbilder durch Artefakte und Störreflexe deutlich reduziert. Diese haben sich bei der Multirichtungsbeleuchtung integriert. Obwohl im Experiment eine Quelle an unterschiedlichen Positionen verwendet worden ist und somit die Bildwiederholrate negativ beeinflusst, kann durch Einsatz meh-

¹⁶In Abbildung 5.5 sind diese einzelnen Parallelstrahlen zu einem Kegel verschmiert worden.

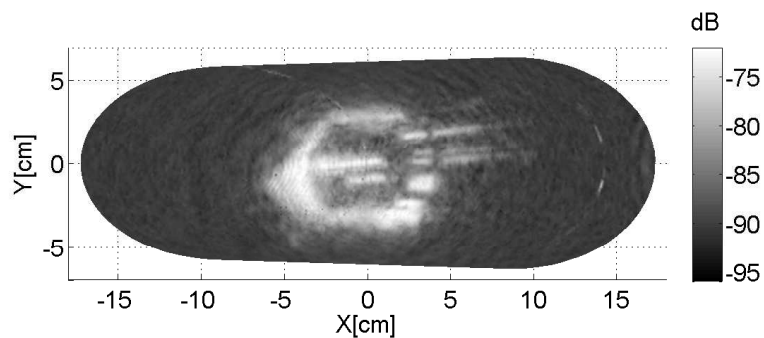


Abb. 5.6: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des Revolvers aus Kapitel 3 bestehend aus fünfzehn verschiedenen Perspektiven aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System

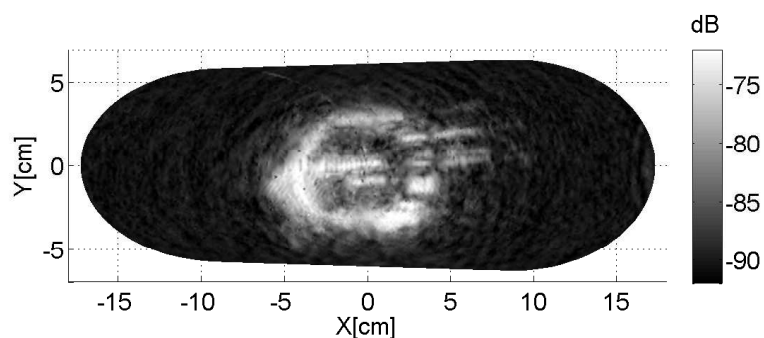


Abb. 5.7: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des Revolvers aus Kapitel 3 bestehend aus sechs verschiedenen Perspektiven aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System

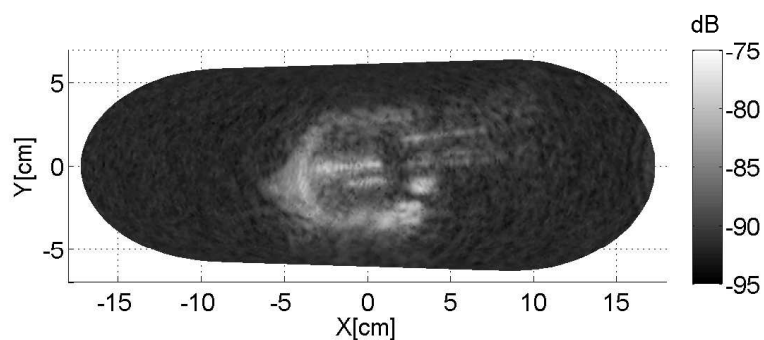


Abb. 5.8: Aufgenommene Reflektivitätsdaten des verdeckten Revolvers aus Kapitel 3 bestehend aus fünfzehn verschiedenen Perspektiven aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System

rere Quellen gleichzeitig das gleiche Resultat erzielt werden¹⁷. Im nächsten Kapitel wird

¹⁷Dazu müssen allerdings die Frequenzen der Einzelquellen leicht voneinander abweichen, um eine Trennung zu ermöglichen.

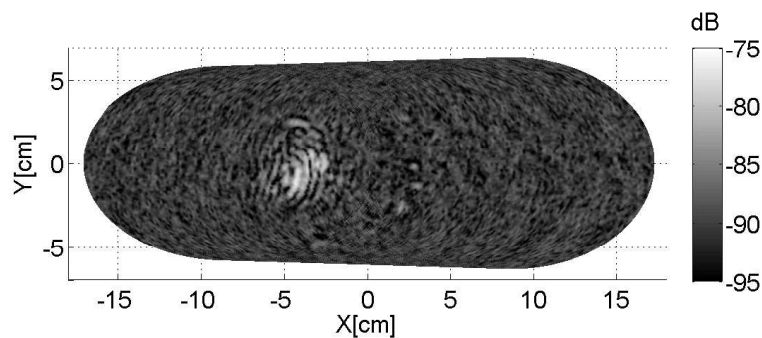


Abb. 5.9: Aufgenommene Reflektivitätsdaten der Perspektive eins des Revolvers aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System (unverdeckt)

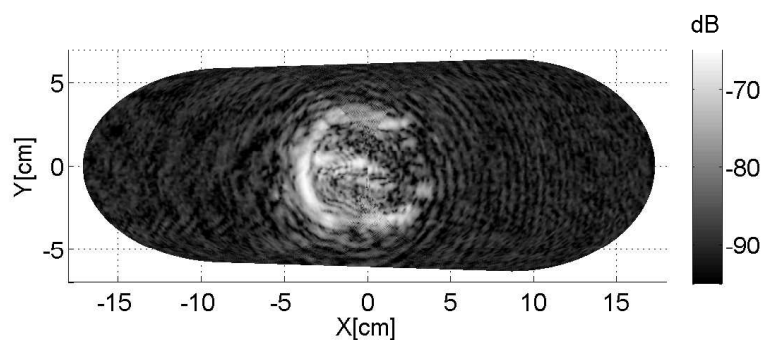


Abb. 5.10: Aufgenommene Reflektivitätsdaten der Perspektive sieben des Revolvers aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System (unverdeckt)

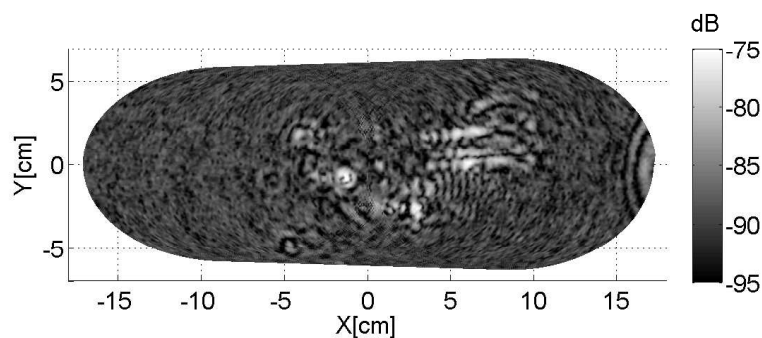


Abb. 5.11: Aufgenommene Reflektivitätsdaten der Perspektive fünfzehn des Revolvers aufgenommen mit dem aufgeweiteten 620-GHz System (unverdeckt)

gezeigt, dass mit der aufgeweiteten Multirichtungsbeleuchtung das Eindeutigkeitsproblem der Phasenmessung reduziert werden kann.

5.4 Experimentelle Ergebnisse zur erweiterten Topographierekonstruktion

5.4.1 Erweiterte Topographierekonstruktion einer Sphäre

Hier soll demonstriert werden, dass die aufgeweitete Multirichtungsbeleuchtung nicht nur das Problem mit den spekularen Reflexen löst, sondern auch herangezogen werden kann, um den Eindeutigkeitsbereich der Phasenmessung, der bislang auf eine halbe Wellenlänge beschränkt war, beträchtlich zu erhöhen. Die hier vorgestellten Ergebnisse sind lediglich Simulationen, beinhalten einige Vereinfachungen und befinden sich in einem frühen Stadium, trotzdem zeigen sie klar das Potential das in der Multirichtungsbeleuchtung liegt. Obwohl eine eingehende Untersuchung somit noch nicht erfolgt ist, soll hier, als Motivation, die Vorstellung eines Algorithmus erfolgen, der eine solche Erhöhung realisiert.

Simulationsmodell und Algorithmus

In Abbildung 5.12 ist das Simulationsmodell zur erweiterten Topographierekonstruktion zu sehen. Es werden zwei Quellen (**Q1** und **Q2**) zur aufgeweiteten Beleuchtung des Objektes und ein Detektor **D** als Empfänger verwendet. Die Phasenfronten der Quellen

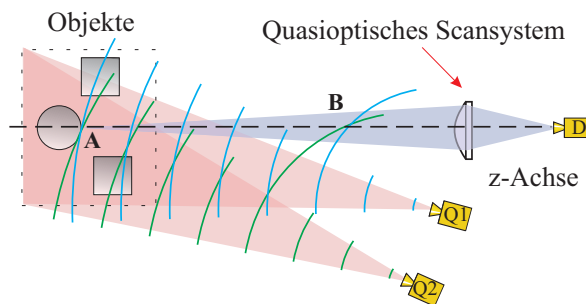


Abb. 5.12: Simulationsmodell zur erweiterten Topographierekonstruktion

sind rein sphärisch und divergent. Als Objekt wird ein sphärischer Körper verwendet. Die Reflektivität beträgt $r = 1$. Die komplette Quasioptik wurde dabei in einer Einzellinse subsumiert¹⁸. Für jede Quelle, beispielsweise **S1**, ergibt sich ein vollständiger Satz an Amplituden- und Phasendaten, die im Folgenden Perspektive genannt werden¹⁹. Aus

¹⁸Es werden keine Abbildungs- bzw. Beleuchtungseffekte beachtet. Die Abbildung wurde hier nur zur Verdeutlichung mit eingezeichnet.

¹⁹Die Amplitudendaten werden im weiteren Verlauf nicht mehr berücksichtigt. Es wird angenommen dass die Amplituden stark genug sind, um einen vertrauenswürdigen Phasenwert, d.h. kein Rauschen aufzunehmen.

den Phasendaten einer einzelnen Perspektive kann nun die Topographie, wie in Kapitel 3 gezeigt, rekonstruiert werden. Allerdings nur bis zu einer gewissen Grenze, die durch die Wellenlänge bestimmt ist²⁰. Kommt es im Phasenbild zu einem Sprung, ist die genaue Höhe dieses Sprungs bis auf ganzzahlige Vielfache der Wellenlänge unbestimmt und kann nur bei Vorhandensein zusätzlicher Information über die Beschaffenheit des Objektes beseitigt werden. Die sich ergebenden Phasenwerte sind also lediglich innerhalb von zwei Phasenfronten (in Abbildung 5.12 die grünen bzw. roten Kreisbögen) eindeutig. Wird nur eine Quelle, beispielsweise **Q1** verwendet, ergibt sich an jedem Schnittpunkt der grünen Kreisbögen mit der Z-Achse derselbe Phasenwert. Somit ist auch die genaue Position dieses Objektpunktes auf diesen Positionen unbestimmt^{21,22}. Wird Quelle **Q2** hinzugefügt, Quelle **Q1** aber entfernt, ergibt sich eine neue Perspektive mit einem neuen Satz an Amplituden- und Phasendaten, allerdings mit den gleichen Eindeutigkeitsproblemen. Werden hingegen beide Quellen parallel betrieben, kann der Eindeutigkeitsbereich erhöht werden, da sich die beiden Phasenwerte von Quelle **Q1** und **Q2** entsprechen müssen^{23,24}. Dies ist jetzt nur noch an Stelle **A** und Stelle **B** der Fall. Erst hier ergeben sich wieder die gleichen relativen Phasenwerte²⁵. In Abbildung 5.12 konnte der Bereich um einen Faktor fünf vergrößert werden²⁶. Bei Hinzunehmen weiterer Quellen, kann der Bereich auch weiter ausgedehnt werden²⁷. Dieses Idee zur Vergrößerung des Eindeutigkeitsbereiches wurde in Matlab implementiert. Der Algorithmus ist dabei möglichst einfach gehalten. Er ist bislang relativ langsam, aber auch noch nicht optimiert²⁸. Dabei können Parameter wie Position der Quellen im Raum, Anzahl der Quellen, Wellenlänge der verwendeten Strahlung und Krümmungsradius der Sphäre vorgegeben werden. Der Algorithmus berechnet aus diesen Daten die sich ergebenden Phasenbilder für die einzelnen Perspektiven. Anschließend nimmt er sich aus den berechneten Phasenbildern einen Punkt heraus, und berechnet die jeweils möglichen Tiefenwerte. Für den Bildpunkt wird nun jeweils ein Spektrum an möglichen Tiefenwerten generiert die jeweils in eine Liste eingetragen werden. In allen Listen wird nun nach korrespondierenden Tiefenwerten gesucht bzw. das Paar ermittelt das eine minimale Abweichung zueinander aufweist. Dies ist nun der neue Tiefenwert der nun eine höhere Eindeutigkeit aufweist. Dies wird für alle Phasenwerte innerhalb der Phasenbildes wiederholt. Resultat ist eine Topographierekonstruktion die immer noch absolut unbestimmt ist, aber mit höher

²⁰In der Reflexion ist die Eindeutigkeit aufgrund des Hin- und Rückweges auf eine halbe Wellenlänge beschränkt. Bei der Transmission ist es eine ganze Wellenlänge.

²¹Die Sphäre würde an jedem der Schnittpunkte dasselbe Phasenbild erzeugen.

²²Da die seitliche Position der Objektpunkte aufgrund der Abbildungsvorschriften bekannt ist, wird hier auf die eingezeichnete z-Achse referenziert. Dies ist die natürlichste Wahl, da ja die senkrechte Entfernung von Bedeutung ist.

²³Sofern sich die Quellen auf einer Sphäre mit gemeinsamen Ursprung befinden.

²⁴Dies ist keine Beschränkung der Allgemeinheit. Prinzipiell ist nur die Differenz ausschlaggebend.

²⁵Die Eindeutigkeit wurde also nur vergrößert und nicht aufgehoben.

²⁶Da die eingezeichneten Phasenfronten nicht zwangsweise das Maximum des Feldes bzw. das Minimum kennzeichnen gilt der Algorithmus für alle Phasenwerte zwischen 0 und 2π .

²⁷Zur Erinnerung, in Kapitel 5 konnte gezeigt werden, dass sechs Quellen für die Multirichtungsbeleuchtung verwendet werden müssen/sollten.

²⁸Hier bietet sich ebenfalls die Verwendung der Grafikkartenprogrammierung mittels CUDA an.

Eindeutigkeit rekonstruiert wurde.

Simulationsergebnisse

In Abbildung 5.13 links ist das Ergebnis einer Topographierekonstruktion mit einer Sphäre als Objekt (Radius $R = 50$ mm) und einer aufgeweiteten Quelle zu sehen. Die Quelle liegt dabei auf der optischen Achse (z-Achse in Abbildung 5.12). Die Wellenlänge wurde mit

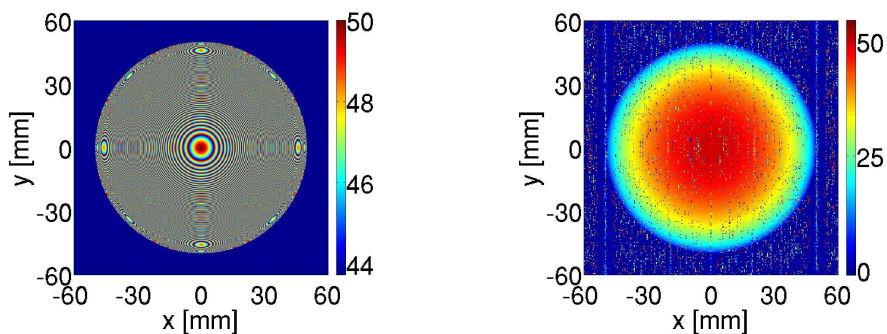


Abb. 5.13: Links: Topographierekonstruktion mit einer Quelle und einer Sphäre als Objekt; Rechts: Erweiterte Topographierekonstruktion mit drei Quellen und einer Sphäre als Objekt

$\lambda = 500 \mu\text{m}$ angenommen. Der Abstand zwischen Quelle und Objekt beträgt $A = 500$ mm. Die Auflösung der Bilder liegt bei 250×250 Pixeln (also am oberen Ende der typischen Auflösung für die hier vorgestellten aktiven Systeme). Die farbliche Codierung steht für die Topographiehöhe. Wie zu erwarten ergibt sich relativ schnell eine Uneindeutigkeit aufgrund des Phasensprungs (in Abbildung 5.13 links ist lediglich der zentrale Bereich der Sphäre mit einem Durchmesser von wenigen Millimetern richtig rekonstruiert.). In Abbildung 5.13 rechts hingegen wurden drei Quellen verwendet (lateral um ± 20 mm verschoben). Die gesamte Topographie der Sphäre ist richtig rekonstruiert worden. Hier wurde auch noch etwas Rauschen in die Objektphase eingebaut; der Algorithmus ist diesbezüglich relativ tolerant. Die Funktionsweise des Algorithmus wurde zwar anhand einer Sphäre demonstriert da sie mathematisch gut zu beschreiben ist, da der Algorithmus aber punktwise operiert, ist er in der Lage auch mit beliebigen Punktwolken umgehen zu können. Beispielsweise könnten auch komplizierter geformte Objekte (bspw. eine Waffe) rekonstruiert werden. Datensätze von verschiedenen Quellenpositionen stehen zwar zur Verfügung, allerdings nur mit dem schnellen Scanner. Wie in Kapitel 3 erwähnt, konnte hier keine reinen Phasendaten generiert werden, da die akquirierten Phasen noch durch das Schwenken auf einer Kreisbahn bereinigt werden müssen. Hier sind noch tiefer gehende Untersuchungen notwendig. Eine einfache experimentelle Realisierung wäre die Verwendung des quasioptischen Teleskops sowie einen linearen x,y-Scanner aus Kapitel 3 für das Objekt.

Zusammenfassung

Die in den letzten Kapiteln vorgestellten Ergebnisse lassen darauf schließen, dass eine Übertragung von fokussierter Beleuchtung auf globale Beleuchtung möglich und sinnvoll ist. Der Dynamikverlust durch die Aufweitung ist vertretbar. Die Vorteile der aufgeweiteten Beleuchtung überwiegen die Nachteile deutlich²⁹. Des Weiteren konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass die multiplen Phasendaten vorteilhaft genutzt werden können, um den Eindeutigkeitsbereich der Phasenmessung signifikant zu erhöhen³⁰. Selbst mit einem sehr einfachen Algorithmus. Insbesondere die erweiterte Topographierekonstruktion scheint großes Potential zu bieten. Eine genauere Simulation bzw. Untersuchung der erweiterten Topographierekonstruktion sollte erfolgen. Im nächsten Kapitel wird gezeigt wie quasioptische System für Multipixeldetektorsystem optimiert werden können. Die Voraussetzungen dazu sind durch die Synthetisierung der sphärischen Emmitter nun gegeben.

5.5 Charakterisierung des heterodynen 812-GHz Echtzeit Systems

In den nachfolgenden Abschnitten wird das heterodyne 812-GHz Echtzeitsystem vorgestellt. Wie schon bei dem Lynkeus-System aus Kapitel 3, kann das gesamte System in verschiedene Blöcke eingeteilt werden: das Quelle/Detektorsystem, das quasioptische Scansystem sowie das Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem. In den nachfolgenden Kapiteln wird zu jedem der einzelnen Blöcke die notwendigen Informationen gegeben. Das Design des quasioptischen Scansystems bildet dabei jedoch den Schwerpunkt.

5.5.1 812-GHz Quelle/Detektorsystem

In Abbildung 5.14 ist das Quelle/Detektorsystem für das heterodyne 812-GHz System zu sehen. Die Funktionsweise des Quelle/Detektorsystems ist weitestgehend identisch zur dem Lynkeus-System aus Kapitel 3, so dass auf eine erneute Erklärung verzichtet werden kann³¹. Als Quelle dient eine W-Band Quelle mit drei Verdopplern um die Nennfrequenz von 812 GHz zu erreichen. Unterschiede ergeben sich lediglich bei der entstehenden Zwischenfrequenz (hier 875 MHz anstelle von 180 MHz) sowie bei der Frequenz der beiden Funktionsgeneratoren (16.x GHz bzw. 16.x GHz + 18.x MHz). Die Vervielfacherketten sind ebenfalls unterschiedlich, um die Nennfrequenz von 812-GHz zu erzeugen. Augenscheinlichster Unterschied ist aber der Achtpixelzeilendetektor anstelle des Einpixeldetektors. Davon

²⁹Eine Kombination von fokussierter und globaler Beleuchtung ist durchaus denkbar.

³⁰Durch die FMCW Messung ist auch eine absolute Abstandsinformation vorhanden. Die Modulationsbandbreite muss nicht mehr so hoch sein um einen kompletten tomographischen Datensatz ohne Lücken zu erhalten.

³¹Obwohl das System nicht auf Modulierbarkeit hin dimensioniert wurde, wäre der Einsatz von FMCW denkbar.

werden vier eingesetzt und bilden somit ein 32-Pixelzeilenarray. Die Ausgänge des Mischers (der auf der achten harmonischen operiert) werden wie zuvor an einen IQ-Demodulator weitergegeben. Die gemessenen Amplituden- und Phasendaten werden schließlich an die Datenverarbeitung weitergegeben (in Abbildung 5.14 mit **DAQ** gekennzeichnet). In Tabelle

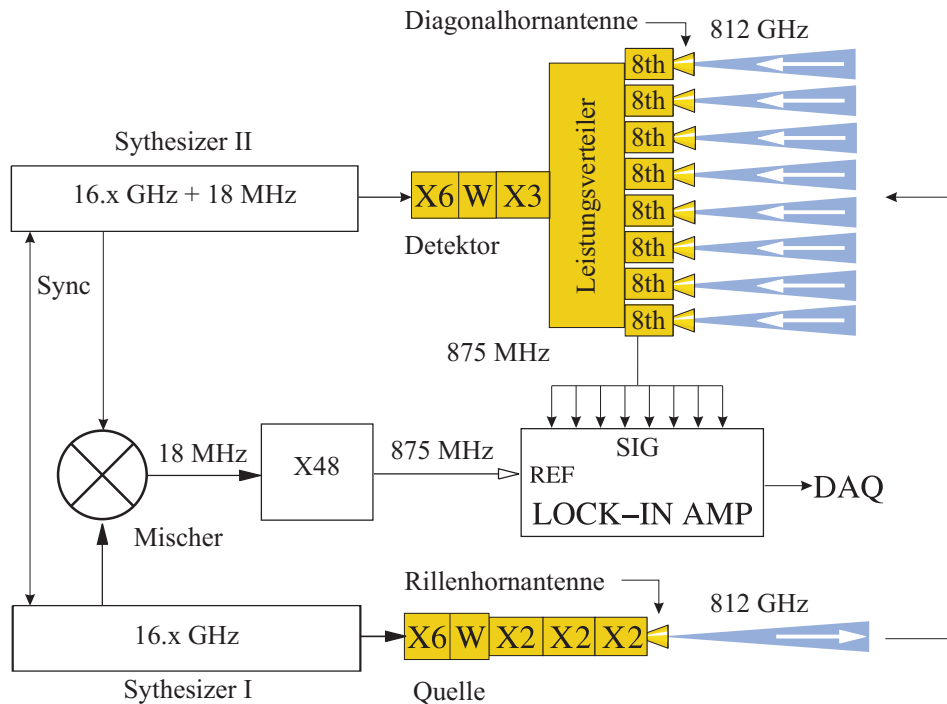


Abb. 5.14: Quelle/Detektorsystem für das heterodyne 812-GHz Echtzeit-System

5.2 sind die entsprechenden Daten für das 812-GHz Quelle/Detektorsystem angegeben. Zur Simulation des Achtpixeldetektorblocks wurden in Zemax entsprechende Feldpunkte gewählt, der 32-Block wurde mittels des Multiconfiguration Tools dargestellt³². Die einzelnen Achterblöcke können lateral sowie longitudinal verschoben und axial gekippt werden. Diese Parameter sind auch einer Optimierung zugänglich (die Kippung beispielsweise zur Minimierung der Bildfeldwölbung). Der Abstand der Detektorelemente zueinander ist 4 mm und kann nicht beeinflusst werden. Aufgrund der Besonderheit bei der Detektion wird, im Gegensatz zur üblichen Vorgehensweise bei der optischen Simulation, vom Detektor zum Objekt simuliert³³. Die gezeigten PSF beziehen sich also immer auf den Fokuspunkt in der Objektebene und sollten dort die Anforderung an die laterale Auflösung genügen (siehe Tabelle 5.1).

³²Für Details sei auf das Handbuch von Zemax verwiesen [26].

³³Zu Beginn wurden beide Richtungen simuliert. Da die Resultate jeweils identisch waren, wurde dies nicht bis zum Ende beibehalten.

Heterodynes 812-GHz Quelle/Detektorsystem	
Synthesizer I	$f_1 = 16.222 \text{ GHz}$ ($P = 7 \text{ dBm}$)
Synthesizer II	$f_2 = 16.222 \text{ GHz} + 18 \text{ MHz}$ ($P = 7 \text{ dBm}$)
Ausgangsleistung	$P = 1 \text{ mW}$
Zwischenfrequenz	$f_z = 875 \text{ MHz}$
Emissionsfrequenz	$f_e = 812 \text{ GHz}$
Pixelabstand	$d_p = 4 \text{ mm}$
Pixelanzahl	1×32
Numerische Apertur	$NA = 0.1$
Detektionslimit	$N = 1.25 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$
Antennenöffnungswinkel	ca. 13 Grad (3dB)

Tab. 5.2: Daten für das heterodyne 812-GHz Quelle/Detektorsystem

5.5.2 Simulation des unoptimierten quasioptischen Scansystems

In Abbildung 5.1 ist zu erkennen, dass zwei quasioptische Systeme entwickelt werden müssen. Die quasioptische Beleuchtungsoptik und die quasioptische Abbildungsoptik. Die Beleuchtungsoptik weitet die Strahlung der THz-Quelle lediglich geeignet auf, während die Abbildungsoptik die Abbildung des Objektes auf den Zeilendetektor realisiert. Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, sind quasioptische Systeme normalerweise beugungsbegrenzt und eine Optimierung kann entfallen. Aufgrund der extremen Detektorabmessungen (siehe Tabelle 5.2), der gewünschten Größe des Bildfeldes auf kurze Distanz bzw. das Scannen des Sekundärspiegels, kommen diese aus der Optik bekannten Effekte wieder zum tragen (siehe Kapitel 2). Es werden zwei reflektive Elemente eingesetzt. Sowohl der Primär- als auch der Sekundärspiegel sind hierbei sphärisch ausgeführt. Der Sekundärspiegel übernimmt dabei zusätzlich noch die Aufgabe die Detektorzeile über das Bildfeld abzutasten. Dazu ist er gegen die optische Achse etwas verkippt und rotiert um diese Achse. In Abbildung 5.15 ist die sich ergebende Fokusqualität des zentralen Detektorelementes, in Abbildung 5.16 der des Randbereiches dargestellt. Die starken Aberrationen haben hier ihre Ursache in der großen Abmessung des Detektors. Weder im zentralen Bereich des Detektors noch am Rand des Detektors wird eine optimale Abbildung erreicht. Es ist sofort ersichtlich, dass eine Optimierung erforderlich ist^{34,35}. Diese Aberrationen können mittels Zemax minimiert werden, wie in Kapitel 2 beschrieben. Dabei können nur der Krümmungsradius, der ko-

³⁴In Abbildung 5.15 bzw. Abbildung 5.16 sind die Spiegel schon auf beste Abbildung hin zueinander justiert; deswegen sind die Aberrationen für alle Feldpunkte etwa gleich groß. Hier ist also schon eine Optimierung erfolgt. Ohne Optimierung sind die Aberrationen teilweise so groß, dass sie nicht mehr berechnet werden können.

³⁵Hier ist auch noch keine Umlenkung eingestellt die ebenfalls noch mal Aberrationen vergrößert und eine Asymmetrie in das Bild einbaut

nische Parameter sowie der Abstand der Elemente zueinander verwendet werden³⁶. Dabei ist zu beachten, dass die Vergrößerung immer den Wert $V = 1$ erreichen muss, da der Pixelabstand der Detektorelement identisch zu der gewünschten lateralen Auflösung ist.

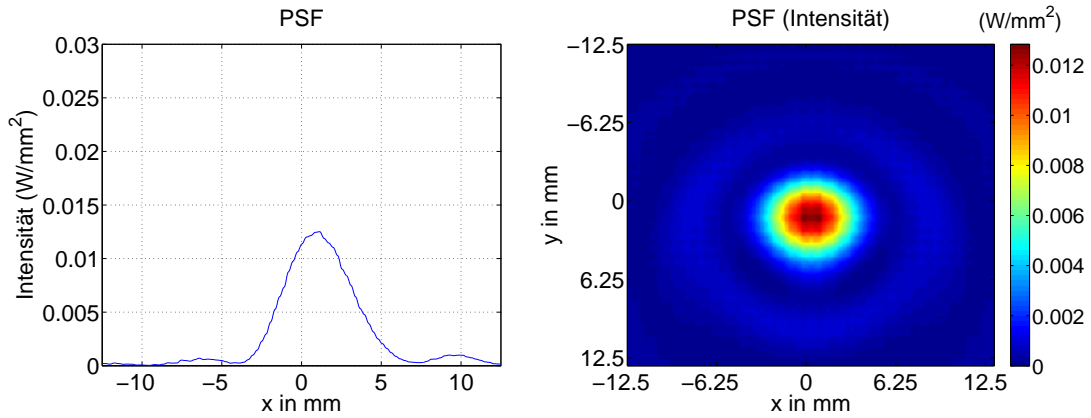


Abb. 5.15: PSF für das zentrale Detektorelement des unoptimierten quasioptischen Scansystems

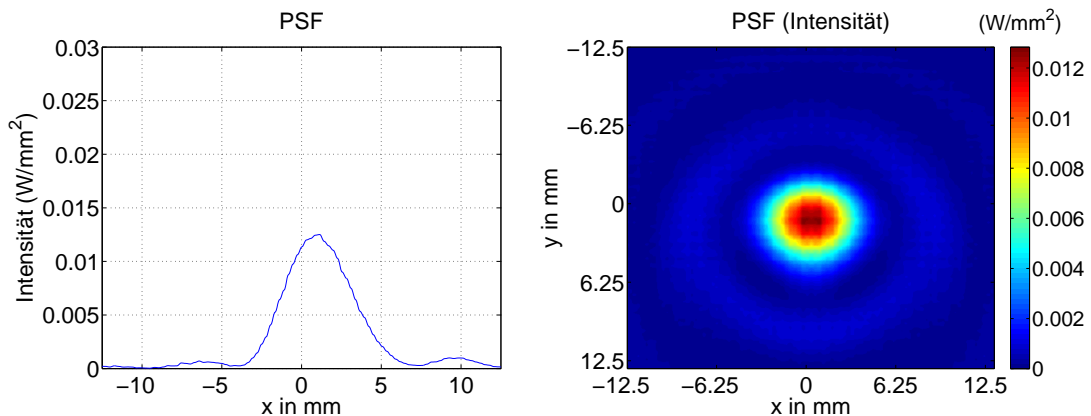


Abb. 5.16: PSF für das randnahe Detektorelement des unoptimierten quasioptischen Scansystems

³⁶Für optische Systeme ist die Situation eine andere. Hier kann ein sphärisches Startsystem gewählt werden. Ist die Abbildungsqualität nicht ausreichend, wird ein weiteres Element hinzugefügt und erneut optimiert. Im optischen Bereich existieren darüber hinaus ein Vielzahl an Gläsern unterschiedlicher Brechungsindizes die ebenfalls für eine Optimierung verwendet werden können. Des Weiteren können Aperturen in das System eingebaut werden die die Abbildung weiter verbessern. Sie beeinflussen zwar die erreichbare Auflösung dies spielt im optischen Spektralbereich eine untergeordnete Rolle. All diese Möglichkeit bieten sich hier nicht an. Mehr als zwei Elemente können bei reflexiven Systemen nur mit hohem Aufwand eingesetzt werden, refraktive Systeme scheiden aus und Aperturen können nicht verwendet werden das sie die Auflösung negativ beeinflussen und Strahlungsleistung blocken.

5.5.3 Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems I

Das in Abbildung 5.1 gezeigte Quasioptikdesign muss nun optimiert werden. Definiert man Krümmungsradius, konischer Parameter und Abstand als Optimierungsparameter und lässt einige Iterationen des Optimierungsalgorithmus laufen (siehe Kapitel 2) ergibt sich normalerweise eine sehr gute Fokusqualität. Die einzelnen Punkte sind zwar beugungsbegrenzt, die notwendige Vergrößerung von eins ist aber nicht erreicht³⁷. Ebenso wird der Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel i. d. R. ungebührlich groß. Darüber hinaus sind die geometrischen Fokuspunkte teilweise deutlich kleiner als der Radius der PSF. Dies ist kein sinnvolles Optimierungsziel, da so Optimierungspotential verschwendet wird. Es bietet sich an, eine geometrisch gesehen schlechtere Abbildung in Kauf zu nehmen, sofern sie wellenoptisch noch beugungsbegrenzt ist, dafür aber beispielsweise das Bauvolumen reduziert wird. Im nächsten Schritt wurden diese Parameter (Vergrößerung, vorgegebener Abstand zwischen Primär und Sekundärspiegel) fixiert und ein neuer Optimierungslauf durchgeführt. Die Abbildungsqualität ist deutlich schlechter geworden. Ursache ist, dass es für die Optimierung wichtig ist, einen guten Startpunkt zu wählen, damit die Optimierung möglichst in das globale Minimum oder zumindest in ein lokales Minimum läuft. Mit dem sphärischen Spiegelsystem als Anfangssystem ist ein solcher Startpunkt nicht gegeben. Darum wurde als Startsystem ein On-Axis optimiertes System verwendet (siehe Kapitel 2). Hier ist nun die Abbildung über dem Bildfeld deutlich besser, auch ohne Bildfeldoptimierung. Vergrößert man nun den Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel wird die Abbildung immer besser, verringert man ihn wird die Abbildung immer schlechter (dabei muss das System für jeden neuen Abstand On-Axis optimiert werden.). Daraus lässt sich schließen, dass für einen bestimmten Abstand eine optimale Abbildung über das gesamte Bildfeld, d. h. die geometrischen Aberrationen sind gerade etwas kleiner als der Radius der PSF. Um einen Eindruck von der Änderung der Abbildungseigenschaften mit dem Abstand zu gewinnen, wurde in Matlab ein Skript geschrieben, das den Abstand zwischen Primärspiegel und Sekundärspiegel ändert, dabei aber alle Parameter so anpasst, dass der On-Axis Punkt immer perfekt abgebildet ist. Diese Daten wurden in ein Datenfile geschrieben und mittels ZPL³⁸ in Zemax eingebunden. Wird dieses Skript gestartet, werden alle berechneten Konfiguration automatisch in Zemax geladen und die jeweiligen Analysefunktionen (PSF, etc.) aktualisiert³⁹. Ist die optimale Abbildung erreicht, kann das Skript ge-

³⁷Um keine Informationen zwischen den „Pixeln“ zu verlieren, wurde innerhalb eines Projekttreffens entschieden, die Pixel beugungsbegrenzt bei einer lateralen Auflösung von 4 mm zu platzieren). Dies führt, aufgrund der geringen Pixelanzahl, zwangsläufig zu einem geringen Bildfeld und einer Einschränkung der Vergrößerung des quasioptischen Teleskops. Zu erwähnen bleibt noch das die Systeme nicht in einem gekippten Zustand optimiert werden dürfen, da es sonst zu einer Optimierung in dieser Spiegelstellung kommt (und somit die Abbildung nur für diese Orientierung optimal ist). Dreht sich jetzt der Sekundärspiegel um 180 Grad sind die Aberrationen jetzt deutlich größer als zuvor.

³⁸Zemax stellt eine eigene Programmiersprache, **ZPL** (**Z**emax **P**rogramming **L**anguage) genannt, zur Verfügung. Sie erlaubt es, dass zu simulierende System dynamisch zu ändern. Beispielsweise um eine Bildfeldabtastung zu simulieren.

³⁹Innerhalb dieses Skriptes kann neben der Vergrößerung auch ein Offset angegeben werden. Dieser Offset sorgt dafür, dass beide Spiegel immer voll ausgeleuchtet sind auch wenn gerade ein Off-Axis Feldpunkt

stoppt werden. Die aktuellen Systemparameter stellen einen sehr guten Startpunkt für die Bildfeldoptimierung dar. Dabei ist gleichzeitig auf eine nicht zu hohe Abschattung zu achten⁴⁰. Bei einem Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel von $d = 650$ mm war das System gerade noch beugungsbegrenzt über dem Bildfeld. In Abbildung 5.17 bzw. Abbildung 5.18 sind die sich ergebenden PSF für das zentrale und das randnahe Detektorelement gezeigt (man vergleiche diese Foki mit denen des unoptimierten System aus dem vorherigen Kapitel). Die Spiegelstellung bezieht sich dabei immer auf die untere Position (für die obere Position ist die Abbildung symmetrisch; für die seitliche Auslenkung sind die Abbildungen besser da die Auslenkung geringer ist). Die sich ergebenden Fertigungsparameter sind in Tabelle 5.3 eingetragen. Sie haben sich geändert da jetzt die Abbildung über das Bildfeld optimal ist. Als Bildfeld (Radius der PSF multipliziert mit der Pixelanzahl) ergibt sich etwa ein Bereich von ca. $BF = 30$ cm x 15 cm (man vergleiche mit den Zielspezifikationen aus dem Einleitungskapitel). Der Durchmesser des Sekundärspiegels wurde entsprechend einer optimalen Ausleuchtung angepasst. Die oben beschriebene Vorgehensweise wird für die noch vorzustellenden Designs jeweils beibehalten. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die analytische Optimierung mittels Matlab bzw. mittels der On-Axis Optimierung schon sehr gut ist. Die Optimierungsroutine von Zemax wird hier lediglich genutzt um die Homogenität über das Bildfeld zu erreichen. Die verbleibenden asphärischen Terme können dann genutzt werden um den Abstand weiter zu verringern bzw. eine Zoomfunktionalität einzubauen⁴¹.

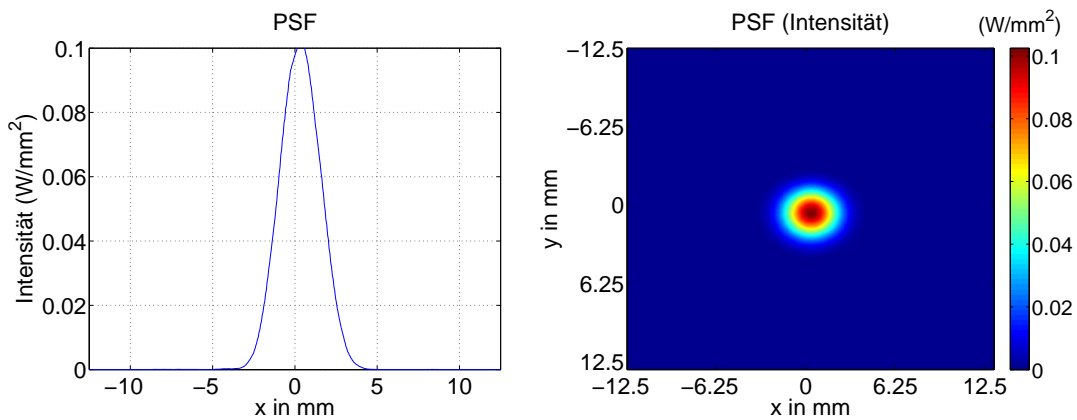


Abb. 5.17: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems I

betrachtet wird und somit die immer die gleiche Auflösung erreicht wird.

⁴⁰Zwar wird die Abbildung mit steigendem Abstand besser, die Abschattung nimmt mit steigendem Abstand aber ebenfalls zu.

⁴¹Da der Primär- und Sekundärspiegel ohnehin Einzelanfertigungen sind und gefräst werden müssen, ist es unbedeutend welche Form sie haben, da Abweichungen von einer Sphäre keinen zusätzlichen Arbeitsaufwand bedeuten. Somit können auch die zusätzlichen asphärischen Koeffizienten aus Kapitel 3 verwendet werden.

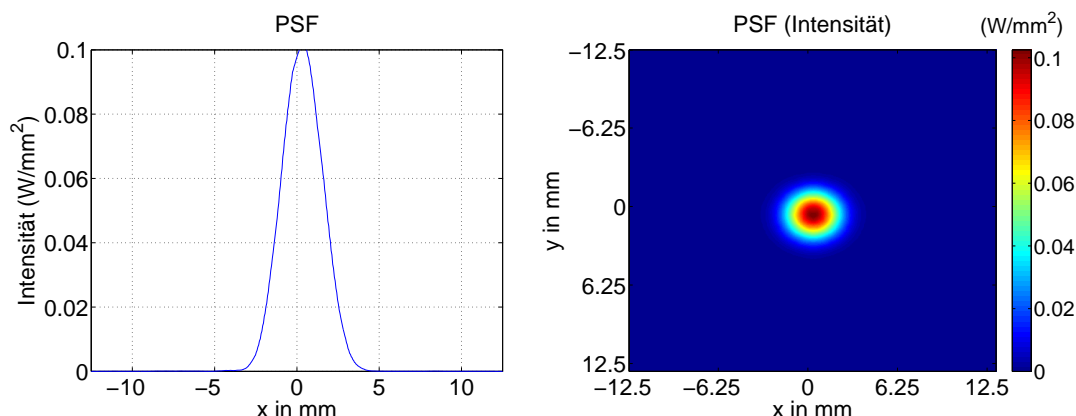


Abb. 5.18: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasi-optischen Scansystems I

Quasioptische Scansystem I	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = 1373.13 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.75$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 1.019 \cdot 10^{-7}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 1.098 \cdot 10^{-11}$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 500 \text{ mm}$
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 140 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = 393.08 \text{ mm}$
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -1.519$
Aspherischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 3.275 \cdot 10^{-6}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,3} = -4.919 \cdot 10^{-9}$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 150 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 650 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,q} = 725 \text{ mm}$

Tab. 5.3: Fertigungsdaten für das quasi-optische Scansystem I

5.5.4 Simulation des optimierten quasi-optischen Scansystems II

Aufgrund der geringen Pixelanzahl und der Anforderung nach einer beugungsbegrenzten Abbildung, ergibt sich ein verhältnismäßig kleines Bildfeld (Radius der PSF mal Anzahl der Pixel). Während eines Projekttreffens wurde diskutiert, dieses Bildfeld durch eine Zoomfunktionalität adaptiv vergrößern zu können. Problematisch ist hierbei, dass mit steigender Vergrößerung auch der Abstand der Pixel zunimmt und somit zunehmend Informationen zwischen den Pixeln verloren gehen, sofern der Fokussdurchmesser (der nur von der Apertur, dem Arbeitsabstand und der Wellenlänge abhängt) nicht geändert wird. Damit dies

nicht auftritt, müsste also auch die Fokusgröße (bzw. der Radius der PSF) geändert werden. Dies wäre nur durch ändern der effektiven, d.h. der beleuchteten Apertur, möglich. Zusätzlich zu der Verschiebung der Spiegelemente müsste also noch eine adaptive Blende implementiert werden, die, je nach aktueller Vergrößerung des Systems, die Apertur mehr oder weniger abschattet⁴². Diese Blende beeinflusst natürlich auch den erreichbaren Dynamikbereich⁴³, ⁴⁴. Eine einfachere Variante, mit annähernd den gleichen Eigenschaften, liegt in einem variablen Fokus. Hier kann durch verschieben des Sekundärspiegels die Detektorzeile auf unterschiedliche Arbeitsabstände scharf gestellt werden⁴⁵. Da sich mit dem Abstand nicht nur die Vergrößerung, sondern auch die laterale Auflösung ändert, ist bei geeigneter Wahl der Spiegelparameter die beugungsbegrenzte Abbildung bei dem System inhärent mit eingebaut. Nachteilig ist hierbei, dass eine bestimmte Bildfeldgröße nur in einem bestimmten Arbeitsabstand erreicht wird. Das Bildfeld kann allerdings durch Schwenken der gesamten Kamera an jeder Position vergrößert werden. Da die Quasioptik nun nicht mehr nur in einer Ebene eine bestmögliche Abbildung erreichen muss, sondern in über einen ganzen Tiefenbereich, wurden drei Referenzebenen zur Optimierung gewählt (in 2 m, 4 m und 6 m Arbeitsabstand)⁴⁶. Die sich ergebende Foki sind in Abbildung 5.19 bis Abbildung 5.24 gezeigt. Dabei werden jeweils zwei Detektorelemente einmal im zentralen bzw. randnahen Bereich des Detektors dargestellt. Wie zu erkennen, sind in allen Entfernungen die einzelnen Detektorelemente zu trennen. Sie erreichen jeweils die gleiche Höhe. Ebenso nimmt der Radius der PSF analog zum Abstand zum Primärspiegel zu. Der Peak der PSF nimmt zwar mit steigendem Abstand ab, da sich aber die PSF verbreitert sind die Verluste annähernd gleich (ca. 3 dB). Die Fertigungsparameter sind in Tabelle 5.4 angegeben. Die Optimierungsstrategie war im Wesentlichen identisch mit der des Systems zuvor, nur dass hier insgesamt zwölf Designs überlagert worden sind. Drei für die verschiedenen Arbeitsabstände und jeweils vier für die einzelnen Detektorblöcke. Dabei wurde wieder das Multiconfiguration Tool von Zemax verwendet.

5.5.5 Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems III

Sowohl das quasioptische Scansystem I als auch das quasioptische Scansystem II stellen obskurierte Systeme dar, die eine Abschattung und damit einen Abfall der Dynamik verur-

⁴²Im sichtbaren Bereich ist die Situation einfacher gelagert, da hier die beugungsbegrenzte Abbildung nicht erwünscht ist.

⁴³Bei einer Vergrößerung von $V = 4$ wäre bei homogener Ausleuchtung ein Verlust von 12 dB hinzunehmen.

⁴⁴Um diesen Verlust zu minimieren wurden einige Designschritte unternommen. Es konnte auch ein quasioptisches Scansystem mit den entsprechenden Eigenschaften entwickelt werden, allerdings wären die mechanischen Probleme sehr groß. Da das Hauptziel des Projektes auf dem Erreichen von Echtzeitbildwiederholraten und nicht auf der Realisierung eines Zooms liegt, wurde die experimentelle Realisierung der Zoomoptik nicht weiterverfolgt. Ein Zoom kann in einem späteren Projekt, oder in einem Nachfolgeprojekt, verfolgt werden.

⁴⁵Anstatt bei konstantem Arbeitsabstand auf unterschiedliche Vergrößerungen scharf zu stellen.

⁴⁶Bei dem variablen Fokus ergibt sich eine annähernd lineare Vergrößerung des Bildfeldes. Dies ist für das Design der Beleuchtungsoptik von Bedeutung.

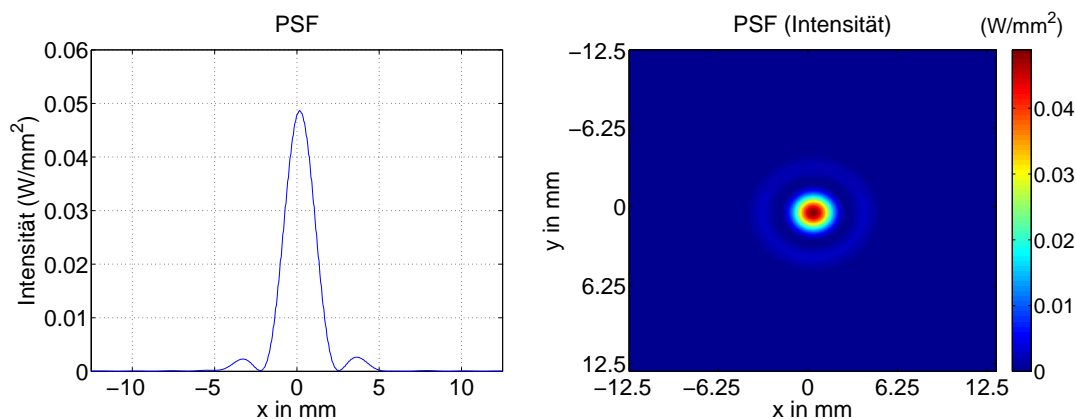


Abb. 5.19: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 2 m

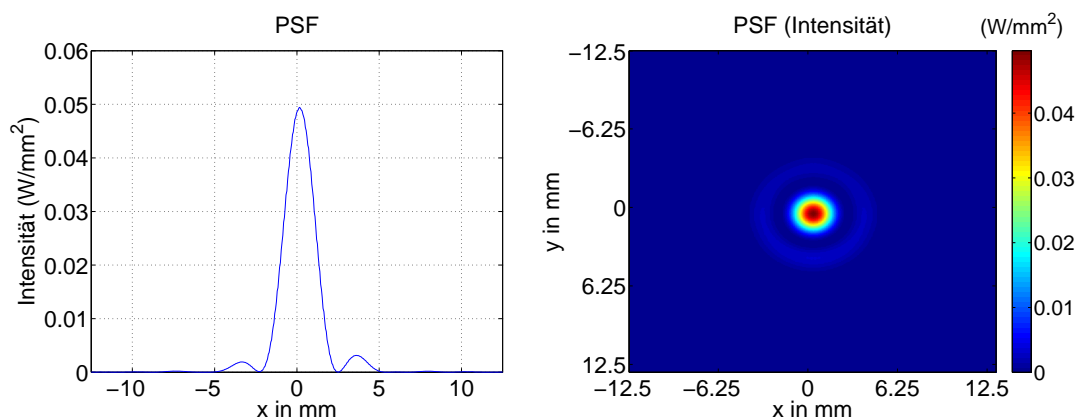


Abb. 5.20: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 2 m

sachen. Diesen Nachteil weisen unobskurierte System nicht auf (siehe Kapitel 2). Hier wird die Apertur beider Spiegel so verschoben, dass die Strahlung ungehindert in die Detektoren einkoppeln kann. Während die Abbildung der Zeile für eine bestimmte Spiegelposition beugungsbegrenzt optimiert werden konnte, war das bei Rotation des Sekundärspiegels nicht mehr der Fall. Die Aberrationen waren hier sehr groß, verursacht durch die geometrische Ausdehnung des Detektors (die Aperturverschiebung mussetentsprechend groß sein). Die Aberrationen könnten allerdings durch zusätzliche Spiegelemente reduziert werden. Da das System weder mechanisch kompakt noch einfach in der Fertigung wäre, wurde der Weg nicht weiter verfolgt. In Abbildung 5.25 bis Abbildung 5.28 sind die entsprechenden PSF angegeben. Sie unterscheiden sich in der Spiegelstellung (Auslenkung entgegengesetzt zur Aperturverschiebung).

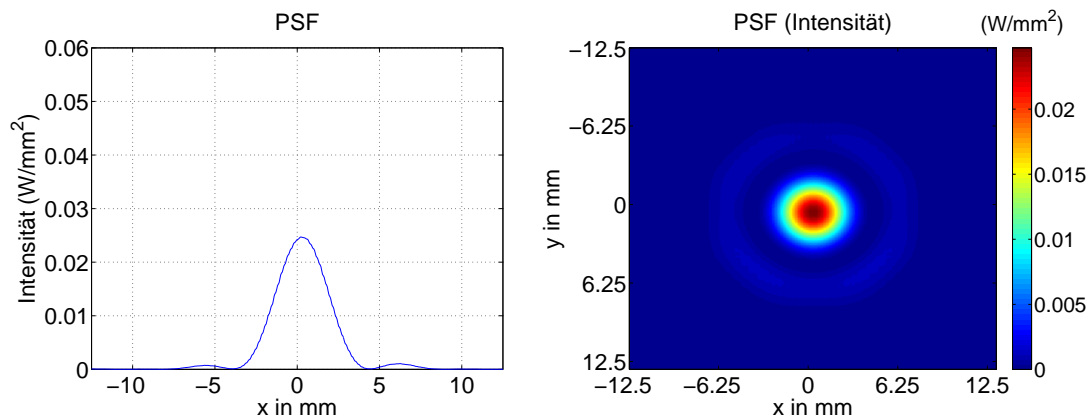


Abb. 5.21: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 4 m

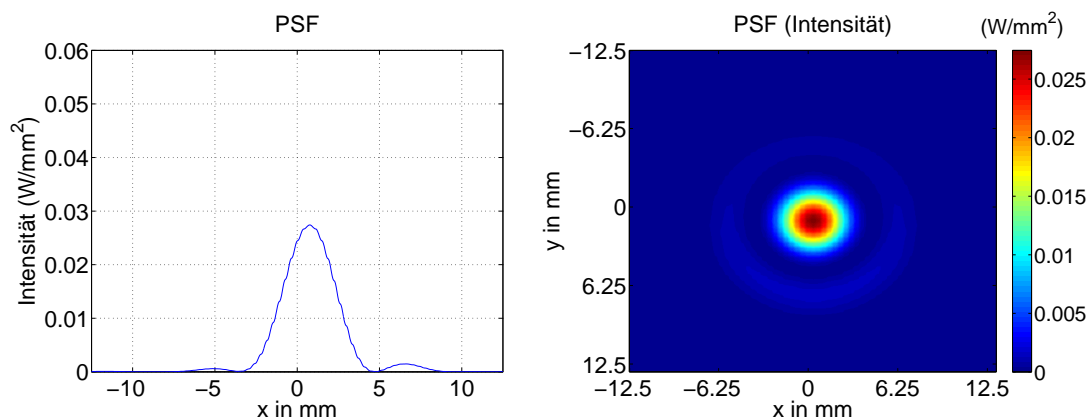


Abb. 5.22: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 4 m

5.5.6 Zusammenfassung

Unter den entwickelten quasioptischen Scansystemen ist der Variante mit dem variablen Fokus die beste Alternative. Der Sekundärspiegel verursacht zwar eine Abschattung (wie alle Teleskope mit Ausnahme der unobskurierten Systeme) doch wirkt sich dies auf die Dynamik nur unwesentlich aus (3 dB bei einer Abschattung von 50 %). Zieht man alle Vor- und Nachteile in Betracht, scheint dieses Design die beste Wahl zwischen Abbildungsqualität, Abschattung und Konstruktionsaufwand zu sein. Für dieses Bildfeld muss nun eine entsprechende Beleuchtungsoptik entwickelt werden. Sie bildet den Inhalt des nächsten Kapitels.

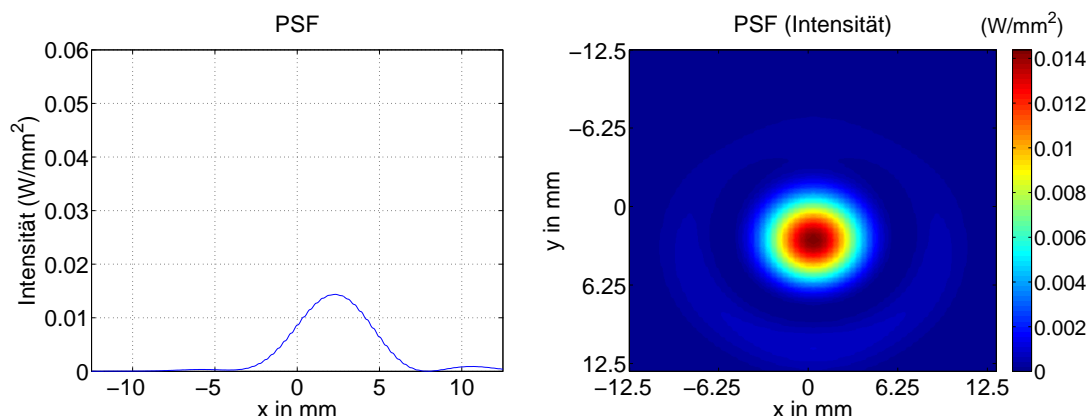


Abb. 5.23: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 6 m

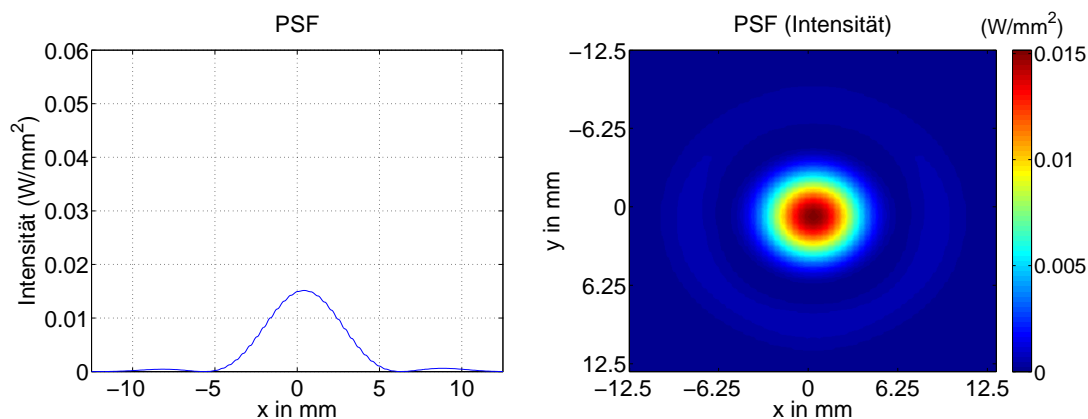


Abb. 5.24: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 6 m

5.5.7 Simulation des optimierten quasioptischen Beleuchtungssystems

Für die Beleuchtungsoptik muss in dem Designarbeitsabstand von 4 m eine Fläche von ca. 40 cm x 40 cm ausgeleuchtet werden. Dies ergibt eine numerische Apertur von $NA = 0.05$, für die keine passende Rillenhornantenne existiert, so dass die Strahlung mittels einer Linse (oder eines Spiegels) passend transformiert werden muss⁴⁷. Einige bautechnische Vorteile (und keine Fresnel- bzw. Absorptionsverlust) weist eine Lösung mit einem Off-Axis Para-

⁴⁷Um die Bildqualität aus Kapitel 5 zu erreichen, müsste diese Quelle an min. sechs verschiedenen Positionen platziert werden, oder sechs Quellen mit leicht abweichender Emissionsfrequenz eingesetzt werden. Das Quasioptische Beleuchtungssystem wäre aber für alle identisch.

Quasioptisches Scansystem II	
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -1335.48 \text{ mm}$
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.34$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 3.275 \cdot 10^{-6}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = -4.919 \cdot 10^{-9}$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 500 \text{ mm}$
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 140 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = -1392.73 \text{ mm}$
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -0.35$
Aspherischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 3.275 \cdot 10^{-6}$
Aspherischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,3} = -4.919 \cdot 10^{-9}$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 150 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel für 2 m	$L_{p,s} = 610 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel für 4 m	$L_{p,s} = 650 \text{ mm}$
Abstand Primär-/Sekundärspiegel für 6 m	$L_{p,s} = 750 \text{ mm}$
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = 75 \text{ mm}$

Tab. 5.4: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem II

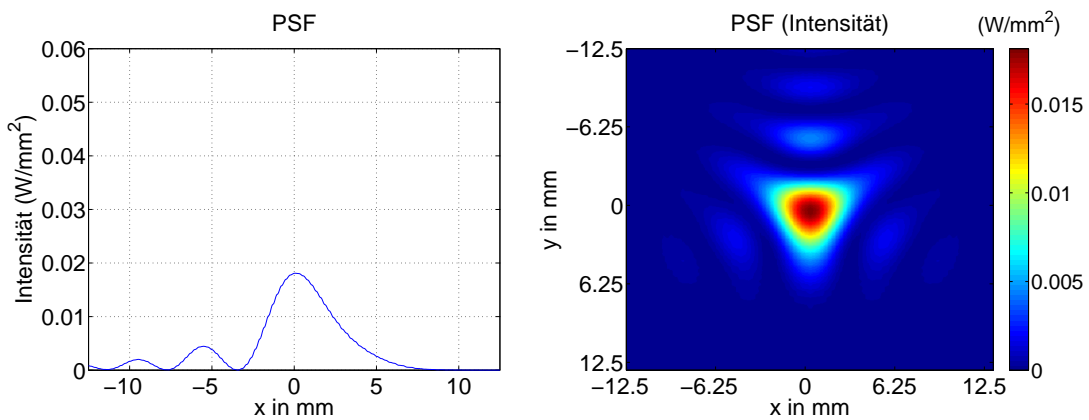


Abb. 5.25: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III in der unteren Scanposition

boloid auf. In Abbildung 5.1 ist ein Off-Axis Paraboloid dargestellt, der bei einer Horn-NA von 0.3 in 4 m Entfernung einen kreisförmigen Bereich von ca. 40 cm Durchmesser ausleuchtet (Abfall der Intensität auf $1/e$). Im einfachsten Fall kann ein Off-Axis Paraboloid mit einer Brennweite von $f = 50 \text{ mm}$ eingesetzt werden, der dann leicht defokussiert betrieben wird. Diese Lösung ist aus Aberrationsgesichtspunkten nicht optimal, da aber dieses System nur zur Beleuchtung eingesetzt werden soll, spielen die dabei auftretenden Aber-

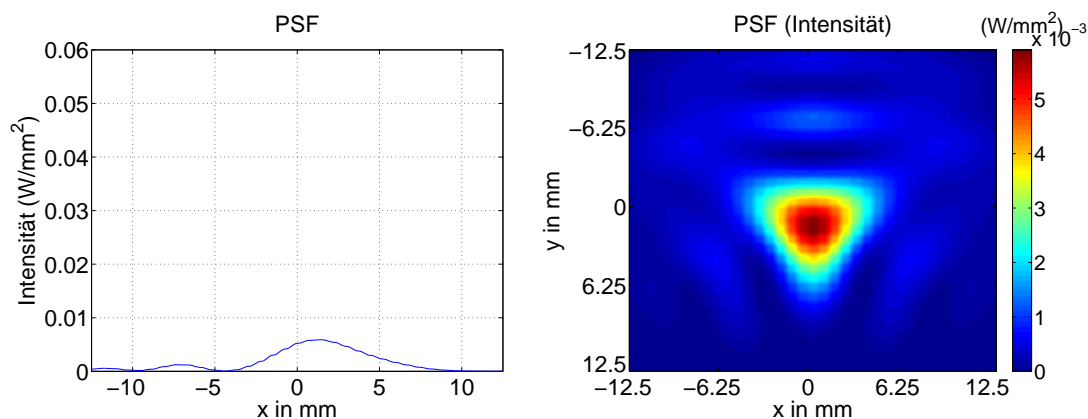


Abb. 5.26: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III in der unteren Scanposition

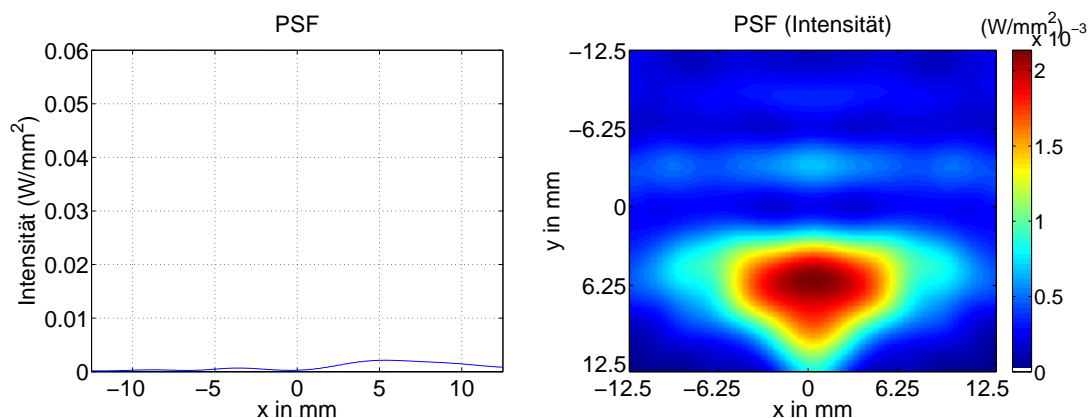


Abb. 5.27: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III in der oberen Scanposition

rationen eine geringere Rolle⁴⁸. Die auftretenden Verluste aufgrund der Aufweitung sind allerdings unvermeidlich. Setzt man die Fläche von einer flächigen zu einer punktförmigen Beleuchtung ins Verhältnis, ergibt sich ein Dynamikverlust von ca. 20 dB⁴⁹. Des Weiteren sinkt das Bildfeld, aufgrund des variablen Fokus, bei einem Arbeitsabstand von 2 m auf ca. 20 cm ab, bzw. steigt auf bei einem Arbeitsabstand von 6 m auf ca. 60 cm an (jeweils vertikale Richtung). Da die Bildfeldabnahme annähernd linear erfolgt, weist isie n allen Arbeitsabständen die ausgeleuchtete Fläche die richtige Größe auf.

⁴⁸Mit den in Kapitel 5 vorgestellten Methoden kann auch ein aberrationsfreier OAP entwickelt werden. Wie dort ebenfalls erwähnt, ist die Fertigung schwierig, da es sich um ein Off-Axis System handelt.

⁴⁹Angenommen ist ein Durchmesser von 4 mm bei der punktförmigen und 40 cm bei der flächigen Beleuchtung. Das Verhältnis quadriert und der Logarithmus gezogen ergibt 20 dB.

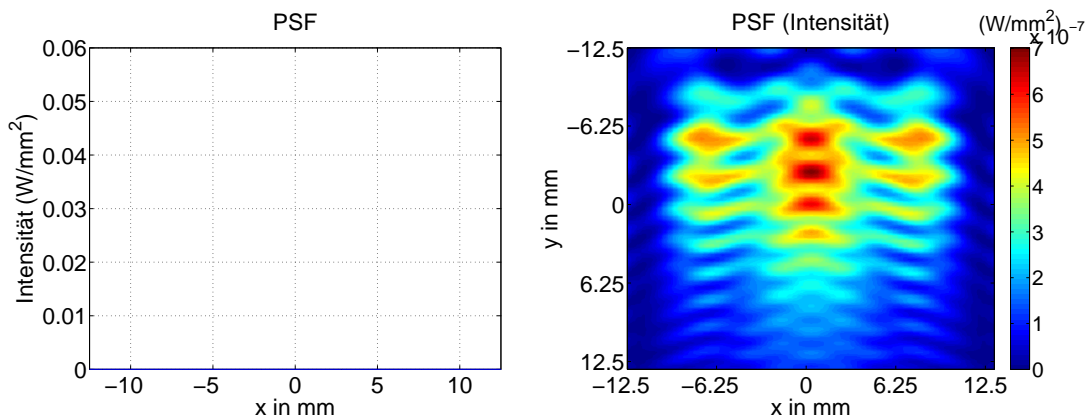


Abb. 5.28: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III in der oberen Scanposition

Scansystem

Die Mechanik hat nicht nur die Aufgabe die Rotation des Sekundärspiegels zu realisieren (insbesondere die Verkippung des Sekundärspiegels), sondern auch die Detektoren bzw. den Primär- und Sekundärspiegel bzw. Motoren geeignet zu halten. Des Weiteren muss für den variablen Fokus der Sekundärspiegel entlang der optischen Achse verschoben werden. In Abbildung 5.29 ist das entwickelte Mechanikdesign zu sehen. Auf der linken Seite sind die einzelnen Heterodyndetektoren zu erkennen. Auf der rechten Seite der Motor für die Rotation des Sekundärspiegels. Der Riemenantrieb für die Rotation des Sekundärspiegels weist

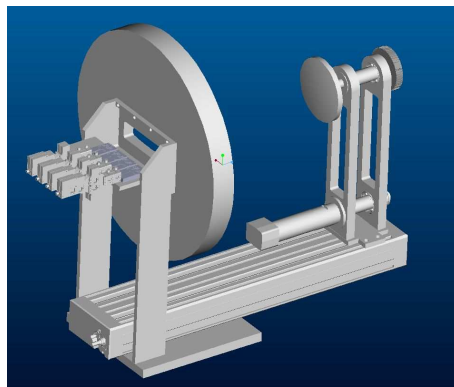


Abb. 5.29: CAD-Model für das heterodyne 812-GHz Echtzeit System

eine Untersetzung von 1:3 auf was sich günstig auf die Ansteuerung des Motors und damit den Gleichlauf der Rotation auswirkt. Der variable Fokus wurde mittels eines Verschiebetisches von ISEL (Typ: ISEL 800) realisiert. Der Primärspiegel wurde auf der Rückseite mit entsprechenden Erleichterungsbohrungen versehen, um das Gewicht zu reduzieren. Die

Spiegel wurden von Kugler bzw. LT Ultra Precision gefertigt. Die Kosten lagen für beide Spiegel bei ca. 5000€. Für die Detektoren wurde auf der Rückseite eine Plattform entwickelt, die zur Reduzierung der Bildfeldwölbung die Anordnung der Detektoren im Halbkreis ermöglicht. Das gesamte System kann auf einem Stativ befestigt werden, um das Bildfeld durch schwenken und drehen der Kamera vergrößern zu können⁵⁰.

5.5.8 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Für die gemessenen Amplituden- und Phasenwerte muss eine 64-kanalige Datenerfassungskarte verwendet werden (32 I-Kanäle und 32 Q-Kanäle)⁵¹. Zusätzlich muss der Rota-

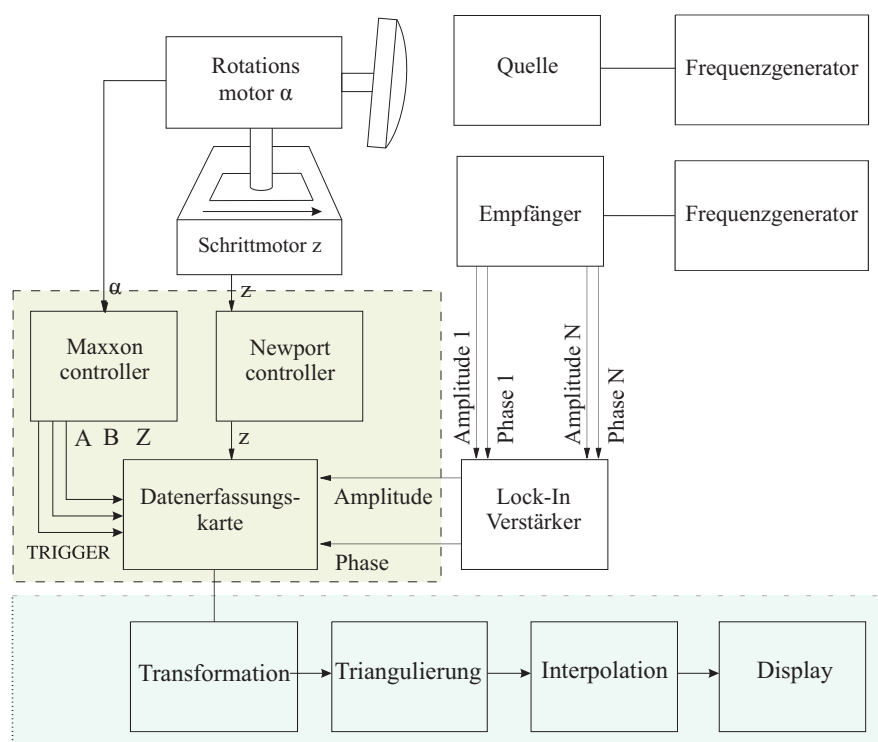


Abb. 5.30: Blockschaltbild des Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystems

tionsmotor für den Sekundärspiegel sowie der Verschiebetisch für den variablen Fokus angesteuert werden. Innerhalb des Projektes ist die für die Entwicklung der Datenerfassung das Institut für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik (HQE) der Uni-Siegen

⁵⁰Ein Stativ für Teleskope scheint eine sinnvolle Wahl zu sein. Da sie massiver ausgeführt sind als die aus der Amateurphotographie bekannten Stative.

⁵¹Mit dem Lynkeus System könnten nur 8 Kanäle angesteuert werden. Erste Messungen könnten aber mit einem einzelnen Achterblock erfolgen.

zuständig. Als Software soll LabView zum Einsatz kommen⁵². Da das Mechanikdesign von dem Autor der dieser Dissertation entwickelt und konstruiert worden ist, war damit eine Kostenersparnis von > 20.000-Euro verbunden⁵³. Somit konnte neben einem flächigen THz-Leistungsmessgerät auch eine vielkanaligen Datenerfassungskarte erworben werden. Dies ermöglicht es uns eine eigene Version des Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem zu entwickeln (in Abbildung 5.30 ist das System zu sehen). Als Motor bzw. Controller für die Rotation des Sekundärspiegels kommt der gleiche Maxon Motor bzw. der gleiche Maxxon Controller zum Einsatz wie für das Lynkeus-Projekt. Für die Realisierung des variablen Fokus wäre der Newport Kontroller mit einem geeigneten Motor denkbar, vorerst wird aber eine mechanisch zu bedienende Handkurbel eingesetzt. Das in Kapitel 3 vorgestellte Programm zur Datenauswertung kann ohne größere Änderungen übernommen werden, da der Algorithmus auf beliebigen Punktwolken triangulieren und interpolieren kann. Die Ansteuerung des Maxon bzw. Newportcontrolllers ist ebenfalls schon implementiert. Die Anpassung der Software auf mehrere Kanäle wurde ebenfalls schon durchgeführt.

5.6 Experimentelle Ergebnisse für das heterodyne 812-GHz Echtzeit System

5.6.1 Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle

Die simulierte Quasioptik wurde, nach entsprechendem Austausch der notwendigen Fertigungsdaten, bei LT-Ultra Precision [48] bzw. Kugler Optik [49] in Auftrag gegeben. Dabei wurde auch einige Verbesserungsvorschläge von Kugler bzw. LT Ultra-Precision bezüglich einer geeigneten Halterung aufgenommen. Bei der ersten Inbetriebnahme ergaben sich einige Probleme mit dem Sekundärspiegel. Durch seine Verkipfung vibrierte der gesamte Aufbau sehr stark, was durch Einsatz geeigneter Ausgleichsgewichte (zur Kompensation des Schwerpunktes und der Deviationsmomente) beseitigt werden konnten. Die Untersuchung der Quasioptik erfolgte mittels einer kleinen Lichtquelle (Glühlampe) am Ort der Detektorzeile. Sie brachten die erwarteten Resultate bezüglich der Abbildung in dem berechneten Arbeitsabstand. Auch der variable Fokus erbrachte die simulierten Resultate. In Abbildung 5.31 bis Abbildung 5.33 ist die erste Aufnahme mit der entwickelte THz-Kamera zu sehen. Bei diesem Bild handelt es sich um ein sehr frühes Resultat.

Das Ergebnis ist folglich noch nicht optimal. Als Objekt dient die 812-GHz Quelle. Jedes der Bilder wurde in einer Zehntelsekunde aufgenommen. Das Video hat eine Dauer von ca. 10 Sekunden. Dabei wurde die Quelle von links nach rechts und wieder zurück bewegt. Die Auflösung beträgt ca. 8 x 16 Pixel (es wurde nur eine Detektorzeile verwendet). Der Dynamikbereich beträgt ca. 15 dB. Das Bildfeld 64 mm x 30 mm (man vergleiche diese Größe mit

⁵²Die LabView Datendarstellungs- und Ansteuerungssoftware basiert auf den von uns entwickelten Algorithmen wie beispielsweise die Invertierung, Triangulierung und Interpolation.

⁵³Ursprünglich war die Konstruktion als Unterauftrag im Projekt vorgesehen.

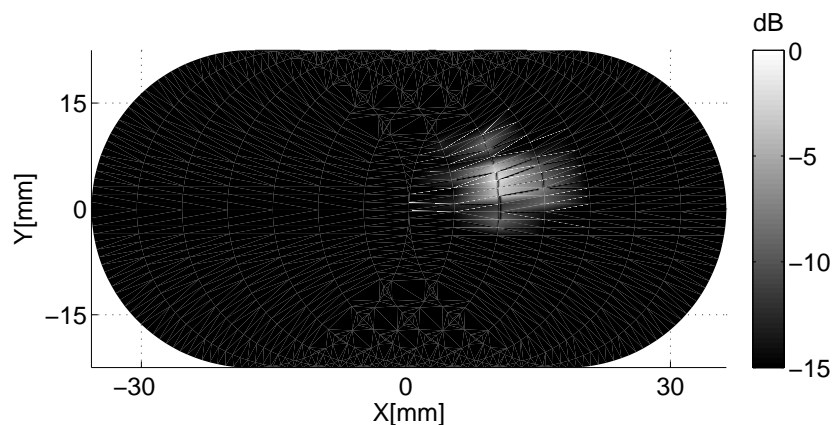


Abb. 5.31: Frame Nr. 35 des ersten THz-Videos mit dem heterodynen 812-GHz Echtzeit System (hier horizontale Bewegung der 812-GHz Quelle als Objektpunkt)

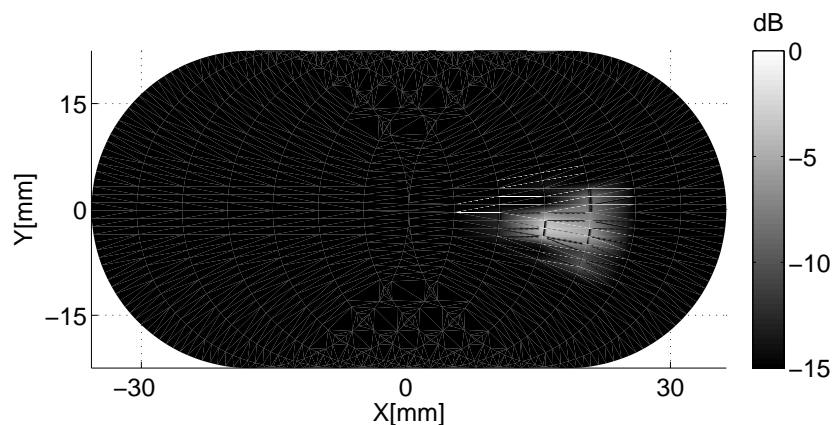


Abb. 5.32: Frame Nr. 40 des ersten THz-Videos mit dem heterodynen 812-GHz Echtzeit System (hier horizontale Bewegung der 812-GHz Quelle)

der theoretischen; Anzahl der Pixel multipliziert mit der lateralen Auflösung von 4 mm). Der Abstand zwischen Primärspiegel und Objekt lag bei ca. 4 m. Dies stellt das weltweit (soweit dem Autor bekannt) erste Bild einer aktiven THz-Kamera da mit Bildwiederholraten im Subsekundenbereich. Die Artefakte im Bild stammen von der Interpolationsroutine und der geringen Pixelanzahl. Für das geplante Gesamtsystem wird die Auflösung deutlich

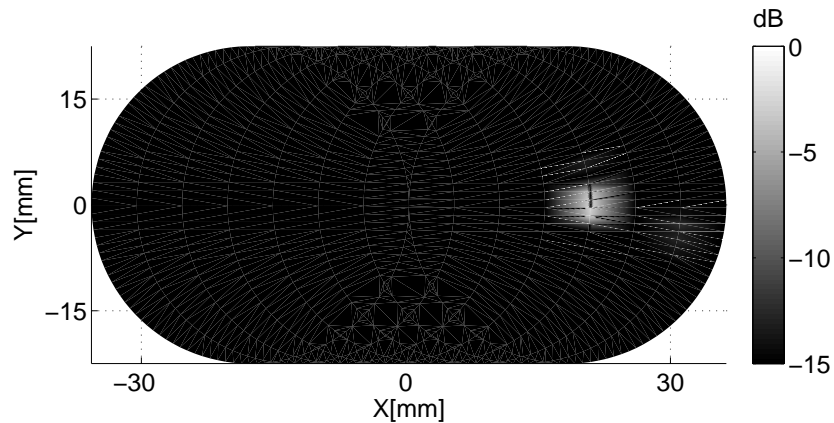


Abb. 5.33: Frame Nr. 45 des ersten THz-Videos mit dem heterodynen 812-GHz Echtzeit System (hier horizontale Bewegung der 812-GHz Quelle)

höher und die Artefakte geringer.

5.7 Charakterisierung des thermischen 812-GHz Echtzeit Systems

In den nachfolgenden Kapiteln wird das Echtzeit Bolometer- bzw. Thermopilearray vorgestellt. Wie schon zuvor, kann das gesamte System in drei verschiedene Blöcke eingeteilt werden: das Quelle/Detektorsystem, das quasioptische Scansystem sowie das Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem. In den nachfolgenden Abschnitten wird zu jedem der einzelnen Blöcke die notwendigen Informationen gegeben. Das Design der verschiedenen quasioptischen Scansysteme bildet dabei den Schwerpunkt.

5.7.1 812-GHz Quelle/Detektorsystem

In Abbildung 5.34 ist das Quelle/Detektorsystem für das 812-GHz Bolometer- bzw. Thermopilearray zu sehen. Als Quelle wird ebenfalls eine W-Band Quelle eingesetzt (siehe Kapitel 5). Die 16.xGHz von dem Frequenzgenerator werden nach entsprechender Vervielfachung (x36) mittels einer Rillenhornantenne mit einer Frequenz von $f = 812$ GHz abgestrahlt. Die vom Objekt gestreute/reflektierte Strahlung wird mittels des quasioptischen Scansystems auf die Dipolantennen der Arrays eingekoppelt (hier ist zur Verdeutlichung nur ein 3x8 Detektorarray eingezeichnet). Die einfallende Leistung wird gemessen

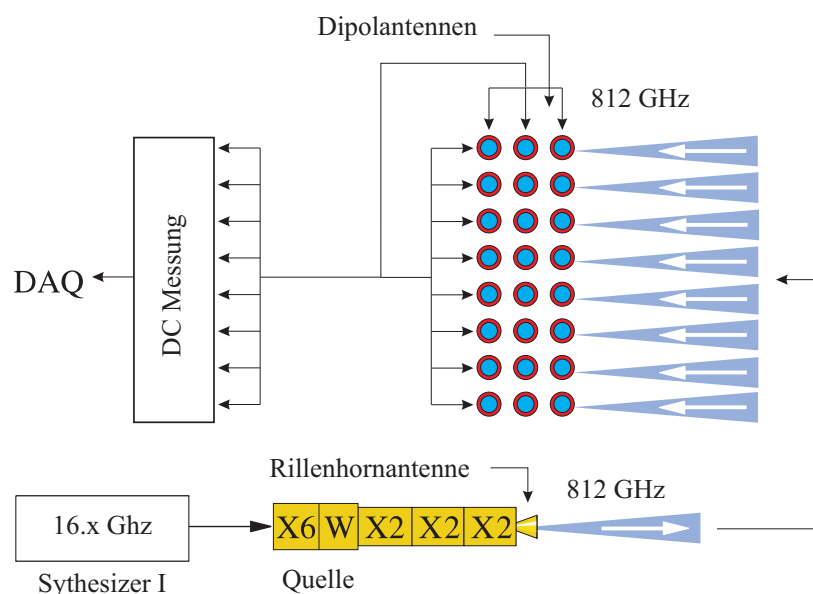


Abb. 5.34: Quelle/Detektorsystem für das thermische 812-GHz Echtzeit-System

und an das Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem weitergegeben (in Abbildung 5.34 als **DAQ** symbolisiert). In Tabelle 5.5 sind die Daten des Detektors angegeben. Für das Design des quasioptischen Scansystems ist lediglich die NA und der Detektorabstand der einzelnen Detektorelemente bedeutend. Da beide Parameter für beide Detektortypen (Bolometer- und Thermopilarray) identisch sind, werden sie für das Quasioptikdesign im Folgenden nicht mehr unterschieden⁵⁴.

5.7.2 Simulation des unoptimierten quasioptischen Scansystems

In Tabelle 5.5 ist zu erkennen, dass das Bolometer- bzw. Thermopilearray eine flächig gesehen sehr kleine Ausdehnung (Pixelanzahl multipliziert mit dem Pixelabstand) aufweist, allerdings eine sehr hohe NA besitzt. Während sich der erste Parameter eher günstig auf die Aberrationen auswirkt, ist letzterer eher ungünstig. Es wird nur ein reflektives Element eingesetzt, da ein Zweispiegelsystem aufgrund der hohen Detektor-NA nicht realisiert werden kann⁵⁵. In Abbildung 5.35 ist die sich ergebende Fokusqualität des zentralen Detektorbereichs in Abbildung 5.36 der des Randbereiches dargestellt. Dazu wurden in-

⁵⁴Da die Detektoren lediglich Leistungsdetektoren sind, ist eine Phasenmessung nur mit externer Beleuchtung zweier Quellen mit unterschiedlicher Frequenz möglich. Da das Projektziel nicht auf Phasenmessung abzielte, sondern auf eine möglichst hohe Bildwiederholrate wird diese Möglichkeit nicht untersucht.

⁵⁵Der Primär- und Sekundärspiegel müssten dann sehr nahe beieinander stehen. Die dabei auftretende Abschattung und Aberrationen wären sehr groß.

Thermisches 812-GHz Quelle/Detektorsystem	
Synthesizer I	$f_1 = 16.222 \text{ GHz}$ ($P = 7 \text{ dBm}$)
Synthesizer II	-
Ausgangsleistung	$P = 1 \text{ mW}$
Zwischenfrequenz	-
Emissionsfrequenz	$f_e = 812 \text{ GHz}$
Pixelabstand	$d_p = 0.75 \text{ mm}$
Pixelanzahl	20 x 50
Numerische Apertur	NA = 0.6
Detektionslimit	$N = 25 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$
Antennenöffnungswinkel	ca. 80 Grad (3dB)

Tab. 5.5: Daten für das thermische 812-GHz Quelle/Detektorsystem

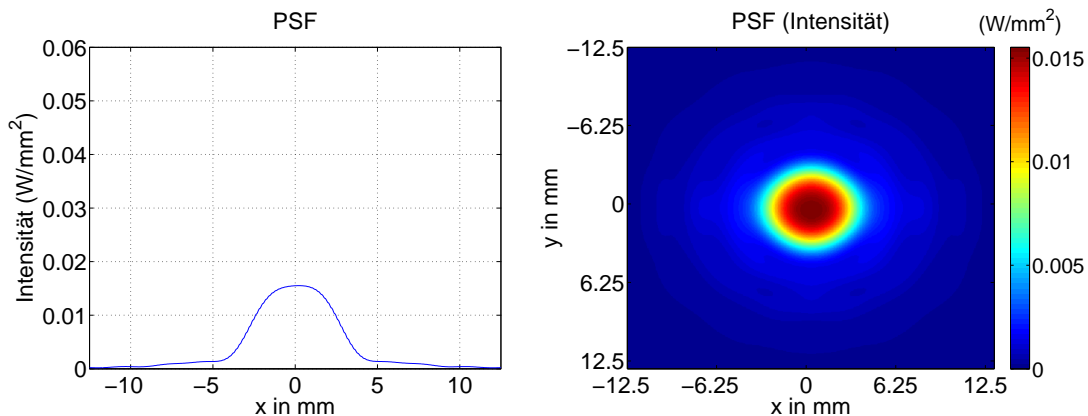


Abb. 5.35: PSF für das zentrale Detektorelement des unoptimierten quasioptischen Scansystems

nerhalb des Fielddialogs von Zemax geeignete Feldpunkte in der Mitte, ganz links, ganz oben und links am oberen Rand gewählt (es wurde also der linke obere Quadrant des 20 x 50 Detektorblocks simuliert). Der Primärspiegel ist hierbei sphärisch ausgeführt. Der Durchmesser des Primärspiegels wurde mir $D = 600 \text{ mm}$ angenommen. Der Abstand zwischen Primärspiegel und Detektor mit $L = 800 \text{ mm}$. Die starken Aberrationen haben hier ihre Ursache in der großen Numerischen Apertur des Detektors. Weder im zentralen Bereich noch am Rand des Detektors wird eine gute Fokusqualität erreicht (es wurde eine Gesamtleistung von $P = 1 \text{ mW}$ angenommen). Die große Breite des Fokuspunktes verhindert, dass die einzelnen Detektorelemente voneinander zu unterschieden wären. Es ist sofort ersichtlich, dass auch hier eine Optimierung erforderlich ist⁵⁶. Auch für das 812-GHz

⁵⁶Wie zuvor werden auch die Detektoren ebenfalls als Quellen angenommen und vorwärts durch das System gerechnet.

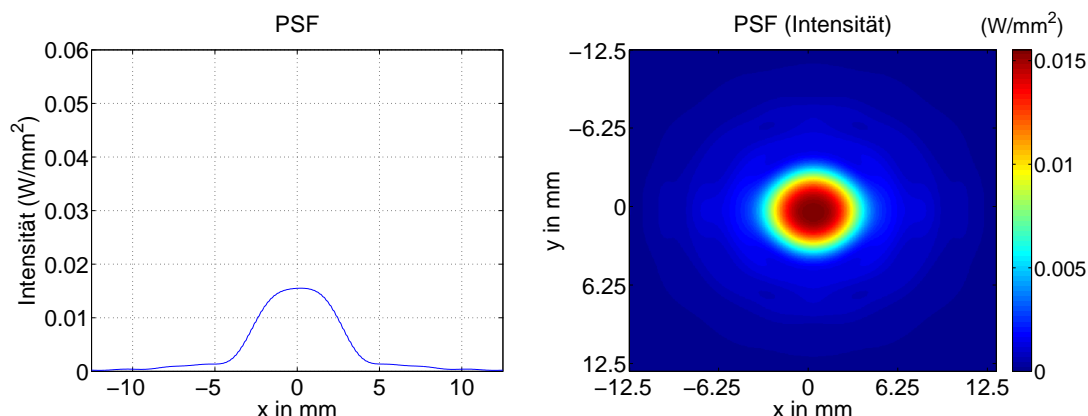


Abb. 5.36: PSF für das randnahe Detektorelement des unoptimierten quasi-optischen Scansystems

Bolometersystem müssen folglich drei quasi-optische Designs entwickelt werden. Ein quasi-optisches Design für die Beleuchtung und zwei, jeweils an den entsprechenden Detektortyp angepasst, quasi-optische Designs für die Abbildung. Da die beiden Detektortypen identische Parameter aufweisen, können die abbildenden Systeme identisch ausgeführt werden. Das Beleuchtungssystem kann vergleichbar zu dem vorherigen erfolgen.

5.7.3 Simulation des optimierten quasi-optischen Scansystems I

In Abbildung 5.37 bzw. Abbildung 5.38 die sich ergebende Fokusqualität zu sehen. Das System besteht wie zuvor lediglich aus einem Primärspiegel⁵⁷. Die Vorgehensweise war dabei identisch zu Kapitel 5. Zuerst wurde für das zentrale Detektorelement die perfekte On-Axis Abbildung berechnet. Auch hier erfolgte zuvor ein Parameterdurchlauf, der den Abstand zwischen Primärspiegel und Detektor variierte, dabei aber Krümmungsradius und konischen Parameter jeweils angepasst. Mit zunehmendem Abstand zwischen Primärspiegel und Detektor müsste, bei gegebener NA, auch der Durchmesser des Primärspiegels immer größer werden. Da dieser auf maximal 50 cm festgelegt wurde, steht auch der maximale Abstand zwischen Primärspiegel und Detektor fest. Erschwerend kommt hinzu, dass mit der Position des Primärspiegels auch die Vergrößerung feststeht. Dieser Parameter ist aber aufgrund der Forderung nach beugungsbegrenzter Platzierung der Bildpunkte nicht mehr frei (siehe Kapitel 2). Der Wert der Vergrößerung ergibt sich aus dem Verhältnis von Radius der PSF in vier Meter Abstand (bei 50 cm Apertur beträgt der Radius ca. 4 mm siehe Kapitel 5) zu dem Abstand der Detektorelemente auf dem Detektor selbst (siehe Tabelle 5.5) und ergibt sich so zu $V = 5.33$. Dies ist aber auch das Verhältnis zwi-

⁵⁷Um keine Informationen zwischen den Pixeln zu verlieren wurden die Pixel hier ebenfalls beugungsbegrenzt platziert. Dies führt zu einem verhältnismäßig geringen Bildfeld. Dieses Bildfeld kann allerdings durch schwenken der gesamten Kamera vergrößert werden.

schen Arbeitsabstand und dem Abstand zwischen Primärspiegel und Detektor und ergibt sich somit zu $d = 75$ cm. Bei diesem Abstand, und einer NA von $NA = 0.6$, müsste der Primärspiegel deutlich größer werden als die geforderten 50 cm. Konsequenz ist, dass die NA des Detektors angepasst werden muss (zu einer NA von $NA = 0.4$), da sonst kein Parameter mehr zur Verfügung steht. In Abbildung 5.37 ist die sich ergebende Fokusqualität des zentralen Detektorelements dargestellt. In Abbildung 5.38 die des randnahen Elements (hier ist schon leichtes Koma zu erkennen). Der Primärspiegel ist hierbei elliptisch ausgeführt. Es wurden mehrere Optimierungszyklen durchlaufen. Sowohl die Punkte im Zentrum als auch am Rand sind klar zu trennen, der Peak der PSF ist deutlich größer geworden. Die laterale Auflösung von 4 mm ist jeweils sehr gut erreicht. Aufgrund der sehr guten Fokusqualität sind auch die einzelnen Detektorelemente zu trennen (der Radius der PSF ist kleiner als die Systemvergrößerung des optischen Systems multipliziert mit dem Detektorpixelabstand). Hier wurden keine asphärischen Koeffizienten zur Bildfeldoptimierung genutzt, sondern eine bikonische Oberfläche die in x- und y-Richtung unterschiedlich gekrümmt sein kann (siehe [26] für Details). Dies geschah im Wesentlichen aufgrund der unsymmetrischen Pixelanzahl des Detektors in x- und y-Richtung. Diese wurde gewählt, da für Sicherheitsanwendungen ein rechteckiges Profil günstiger ist (beispielsweise um eine Person abzutasten) als ein quadratisches. In Tabelle 5.6 sind die sich ergebenden Fertigungsdaten des Primärspiegels zu sehen. Als Bildfeld ergibt sich ein Bereich von ca. BF = 30 cm x 15 cm (man vergleiche mit den Zielspezifikationen aus dem Einleitungskapitel). Die bikonische Oberfläche macht die Fertigung allerdings sehr schwierig. Wird eine monokonische Oberfläche gewählt, müssen geringfügig größere Aberrationen in Kauf genommen werden. Die Abschattung dieses Systems ist hier durch die Größe des Detektors gegeben.

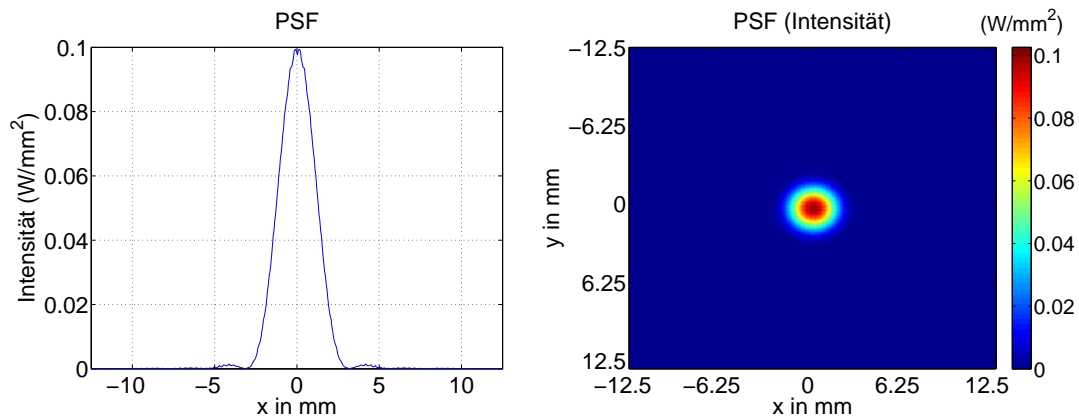


Abb. 5.37: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems I

Der Durchmesser wurde vom IHPT der Uni Jena mit ca. 15 cm angegeben⁵⁸ und liegt damit in derselben Größenordnung wie der Sekundärspiegel aus Kapitel 5. Experimentell unangenehm ist die Positionierung des Detektors im Strahlengang. Durch Verwendung eines

⁵⁸Diese Angabe beinhaltet sämtliche notwendigen Komponenten wie Gehäuse zur Evakuierung.

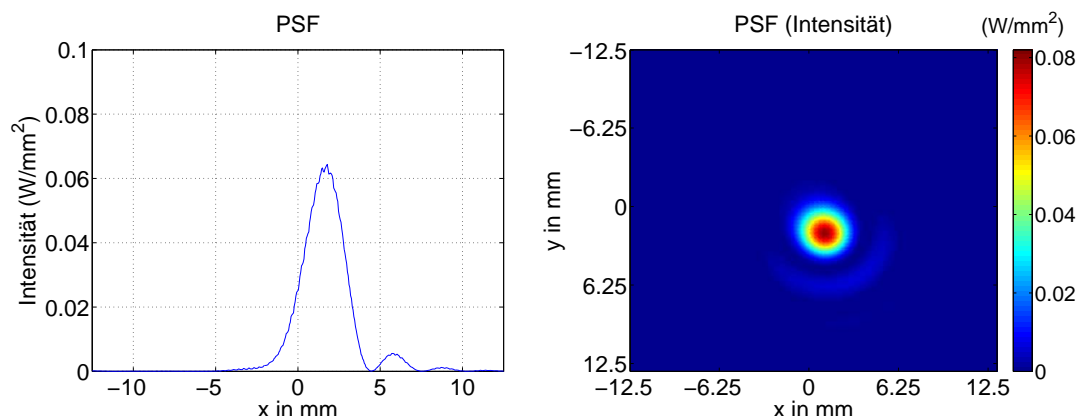


Abb. 5.38: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems I

Quasioptisches Scansystem I	
Krümmungsradius Primärspiegel X	$R_{p,x} = -1334.44$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel X	$k_{p,x} = -0.43$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel X	$\alpha_{p,x,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel X	$\alpha_{p,x,3} = 0$
Krümmungsradius Primärspiegel Y	$R_{p,y} = -1338.69$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel Y	$k_{p,y} = -0.44$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel Y	$\alpha_{p,y,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel Y	$\alpha_{p,y,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 600$ mm
Abstand Detektor/Primärspiegel	$L_{d,p} = 800$ mm

Tab. 5.6: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem I

Umlenkspiegels kann sie einfach umgelenkt werden. Dies bringt zwei Vorteile mit sich: Erstens wird das Gesamtsystem kompakter. Zweitens ist der Detektor günstiger zugänglich, da er außerhalb des Abbildungsstrahls zum liegen kommt. Nachteilig ist das die Abschattung nun etwas größer wird (der Spiegel steht um 45° im Strahlengang; die projizierte Fläche wird so um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer), dies hat allerdings für die Systemdynamik nur einen unwesentlichen Einfluss so das dieser Vorschlag günstig erscheint.

5.7.4 Simulation des optimierten quasioptischen Scansystems II

Auch für das thermische System sollte ein variabler Fokus umgesetzt werden. Dies geschieht über die Verschiebung des Detektors entlang der optischen Achse. Das Zoomdesign besteht dabei ebenfalls aus nur einem Spiegelelement. Auch hier beziehen sich die Ebenen auf Ar-

beitsabstände von 2 m, 4 m und 6 m. Als Basisdesign wurde das quasioptische Scansystem aus dem vorherigen Kapitel verwendet. In Abbildung 5.39 bis Abbildung 5.44 ist die sich ergebende Fokusqualität der zentralen bzw. randnahen Detektorelemente dargestellt. Der Primärspiegel ist hierbei elliptisch und bikonisch ausgeführt. Es wurden mehrere Optimierungszyklen durchlaufen. Es ist klar zu erkennen, dass der Radius der PSF von 2 m auf 6 m langsam zunimmt (bei 6 m beträgt die Auflösung annähernd 5 mm). Auch hier sind die einzelnen Detektorelemente voneinander zu trennen. Der Peak der PSF sinkt dabei kontinuierlich ab, da sich die Strahlungsleistung auf eine größere Fläche verteilt. Die Verluste waren bei allen Arbeitsabständen annähernd gleich (ca. 3 dB). Die Vorgehensweise war identisch zu der aus Kapitel 5. Die sich ergebenden Fertigungsdaten sind in Tabelle 5.7 eingetragen. Auch bei dem Quasioptikdesign mit dem variablen Fokus kann der Detektor

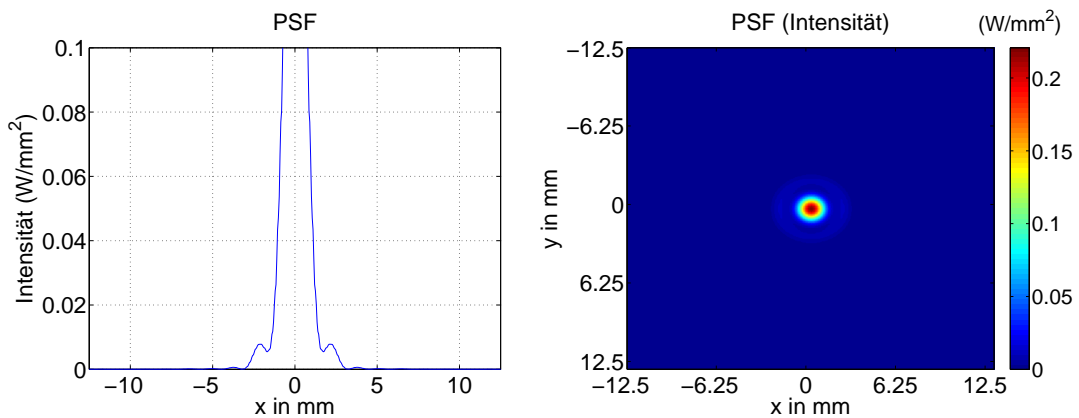


Abb. 5.39: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 2 m

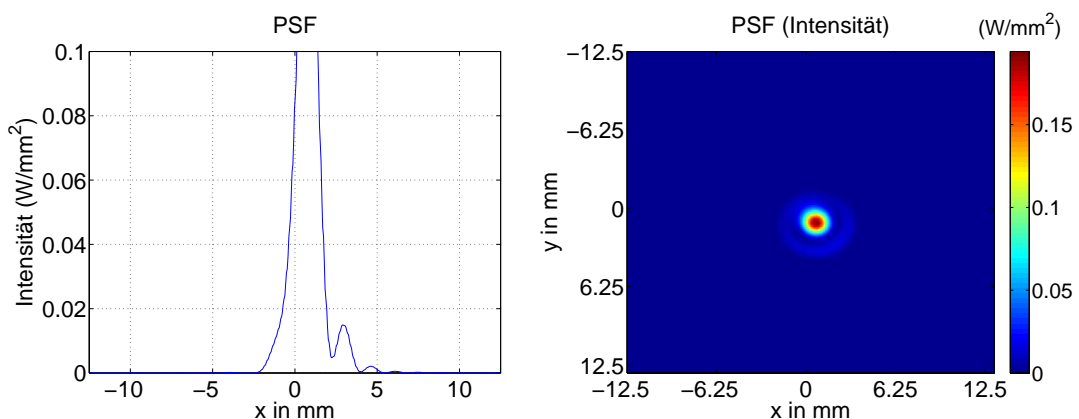


Abb. 5.40: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 2 m

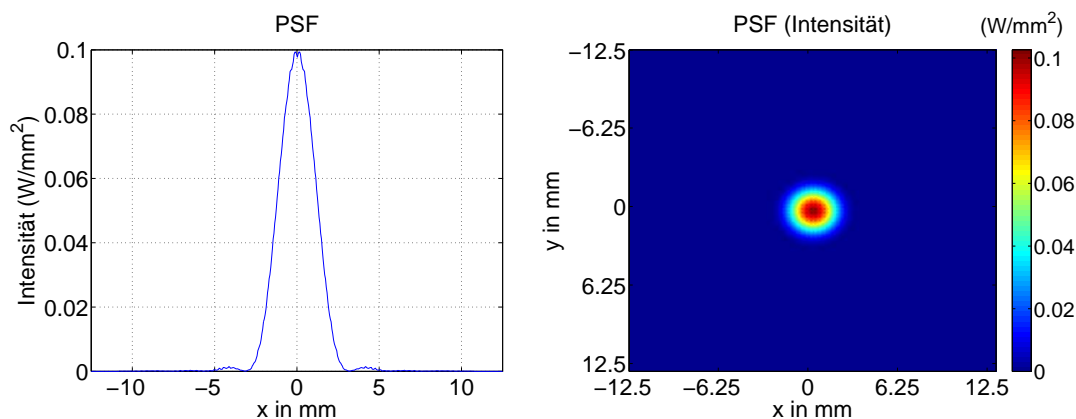


Abb. 5.41: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 4 m

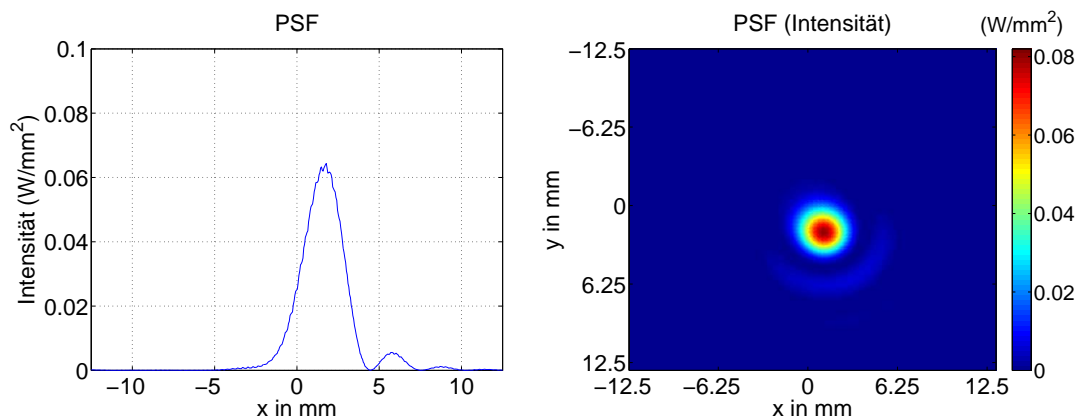


Abb. 5.42: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 4 m

durch einen zusätzlichen Umlenkspiegel umgelenkt werden. Das weist den Vorteil auf, dass die Verschiebung des Detektors vertikal anstatt horizontal erfolgen kann. Dies wirkt sich günstig auf die Mechanikkonstruktion aus. Die Abschattung ist vergleichbar zu der des vorherigen Systems.

5.7.5 Simulation des optimierten Quasioptischen Scansystems III

Auch für das thermische System würde ein Off-Axis Design untersucht. Wesentlicher Vorteil ist der Wegfall der Abschattung. Als Basisoptikdesign wurde das erste quasioptische Scansystem verwendet. Dabei wurde lediglich die Apertur entsprechend verschoben (siehe Kapitel 2). Das zentrale Element befindet sich im perfekten Fokus und der gesamte

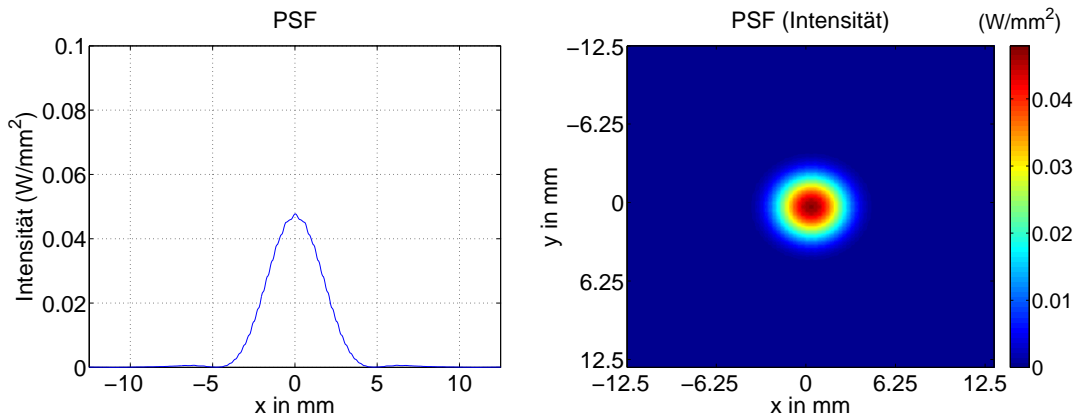


Abb. 5.43: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 6 m

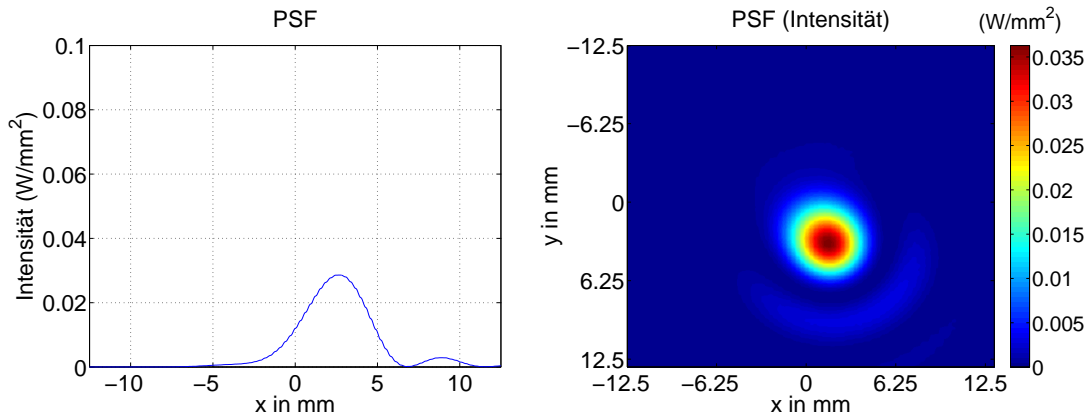


Abb. 5.44: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems II bei einem Arbeitsabstand von 6 m

Detektor wurde um dieses Element entsprechend gekippt. Die geringe Ausdehnung der Detektoren wirkt sich hier günstig aus, da im Gegensatz zum Heterodyndesign eine geringe Aperturverschiebung die Abschattung schon auf null reduziert. Die sich ergebende Fokusqualität ist in Abbildung 5.45 bzw. Abbildung 5.46 gezeigt. Während die Abbildung des zentralen Detektorelements sehr gute Fokusqualität aufweist, ist dies für den randnahen Bereich nicht mehr der Fall. Es kommt zu deutlichen Aberrationen die nicht mehr ausgeglichen werden konnten (da hier nur ein Spiegelement eingesetzt wird, sind der Optimierung enge Grenzen gesetzt). Obwohl das Design nicht beugungsbegrenzt ist, sind die Fertigungsdaten in Tabelle 5.8 zu finden. Bei geringerer NA konnte das Design zwar verwendet werden, insgesamt überwiegen aber die Nachteile. Die mechanische Konstruktion ist sehr viel aufwendiger, ebenso die Fertigung der Spiegel. Der Gewinn besteht lediglich in einer etwas höheren Systemdynamik von ca. 3 dB.

Quasioptisches Scansystem II	
Krümmungsradius Primärspiegel X	$R_{p,x} = -1335.49$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel X	$k_{p,x} = -0.34$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel X	$\alpha_{p,x,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel X	$\alpha_{p,x,3} = 0$
Krümmungsradius Primärspiegel Y	$R_{p,y} = -1392.73$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel Y	$k_{p,y} = -0.35$
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel Y	$\alpha_{p,y,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel Y	$\alpha_{p,y,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 600$ mm
Abstand Detektor/Primärspiegel für 2 m	$L_{d,p} = 750$ mm
Abstand Detektor/Primärspiegel für 4 m	$L_{d,p} = 800$ mm
Abstand Detektor/Primärspiegel für 6 m	$L_{d,p} = 900$ mm

Tab. 5.7: Fertigungsdaten für das quasioptisches Scansystem II

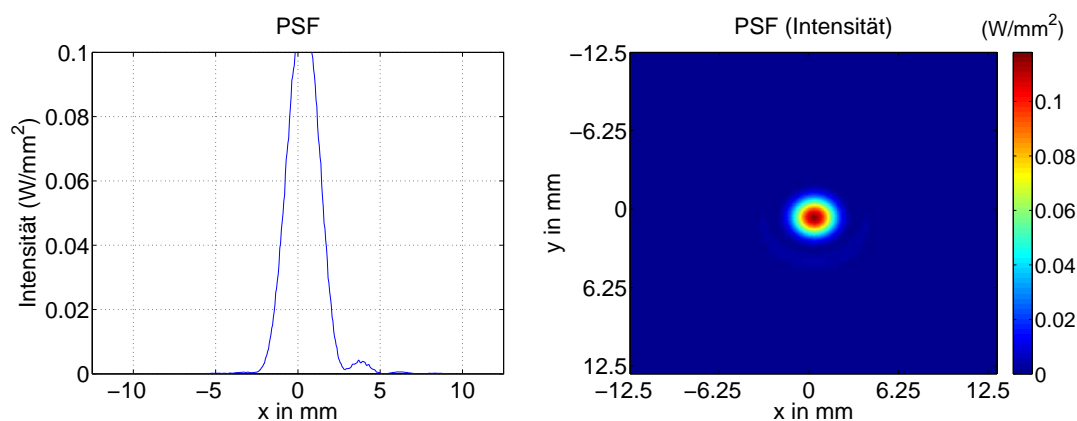


Abb. 5.45: PSF für das zentrale Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III

5.7.6 Zusammenfassung

Nach Vergleich der entsprechenden Vor- und Nachteile der entwickelten quasioptischen Scansystem erscheint auch hier das zweite quasioptische Scansystem einen guten Kompromiss darzustellen. Problematisch bleibt hierbei, dass nur eine NA von 0.3 bis 0.4 bedient werden konnte. Dies hat auf die Detektoranzahl einige Nachteile z. B. verringert sich die Anzahl der Detektorelemente auf dem Halbleiterchip. Mit der Institut IHPT der Uni Jena wurden innerhalb eines internen Projekttreffens über die Möglichkeit der Anpassung der NA gesprochen. Dabei wurde sich auf eine NA von 0.4 geeinigt und das zweite quasioptische Scansystem gewählt. Eine Möglichkeit die NA von 0.6 aufrecht zu halten liegt darin, mehrere quasioptische Elemente zu verwenden. Dies bei Verwendung von reflektiven Elementen

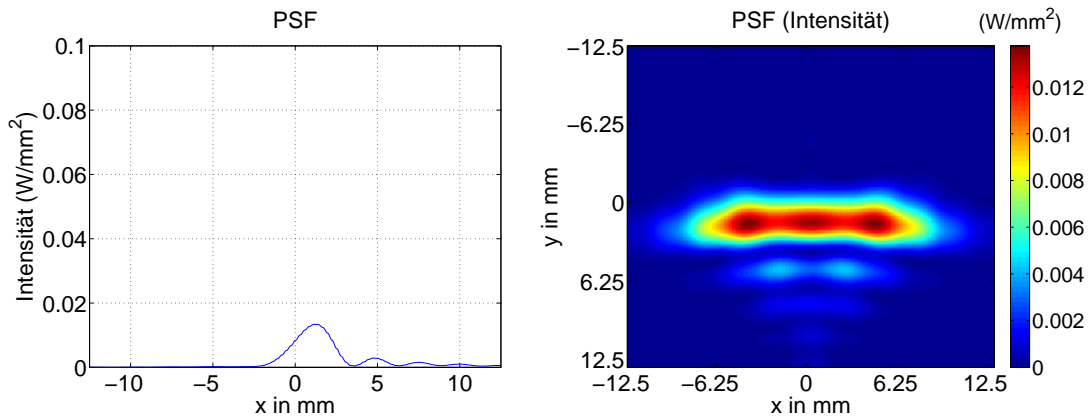


Abb. 5.46: PSF für das randnahe Detektorelement des optimierten quasioptischen Scansystems III

Quasioptisches Scansystem III	
Krümmungsradius Primärspiegel X	$R_{p,x} = -1330.18$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel X	$k_{p,x} = -0.47$
Krümmungsradius Primärspiegel Y	$R_{p,y} = -1332.88$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel Y	$k_{p,y} = -0.46$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 600$ mm
Aspherischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Abstand Quelle-/Primärspiegel für 4 m	$L_{q,p} = 400$ mm
Aperturverschiebung	$y = 400$ mm

Tab. 5.8: Fertigungsdaten für das quasioptische Scansystem III

nur mit komplizierten Strahlpfaden möglich und auch innerhalb des Projektrahmens sowohl aus finanziellen als auch aus praktischen Gründen nicht denkbar. Eine einfache Alternative ergibt sich durch die Verwendung eines refraktiven Systems (NA-Konverter genannt) das dem quasioptischen Scansystem nachgeschaltet ist. Durch geeignete On-Axis Optimierung nach Kapitel 2 sind hiermit sehr hohe Detektor-NA zu erreichen.

5.7.7 Simulation des optimierten quasioptischen NA-Konverters

Mit einem Teleskop ist es im Allgemeinen nicht möglich (außer es ist sehr kompakt gebaut was wiederum sehr starke Aberrationen erzeugt) höhere NA auf der Ausgangsseite zu erreichen. Für viele kommerziellen Nah-, Fern- oder Mikrowellendetektoren ist eine hohe NA aber in der Regel erwünscht. Ursache liegt darin, dass die meisten Detektoren auf

Halbleitertechnologie aufbauen. Bei den dazu verwendeten Halbleiterchips ist der Maskenplatz sehr teuer. Mit einer höheren NA können die Detektorelemente kleiner werden und somit mehr Elemente auf der gleichen Fläche untergebracht werden (insbesondere für den Massenmarkt ist dies unerlässlich). In dem Nah- und FernIR Wellenlängenbereich werden für optische Systeme in der Regel Teleskops in der klassischen Konfiguration (Cassegrain) verwendet, denen ein refraktives System nachgeschaltet ist, dass zum einen die Aberrationen weiter ausgleicht und zum anderen die NA des Teleskops an die Detektor-NA anpasst. Wie ein solcher NA-Konverter für den THz-Bereich entwickelt werden kann, wird nun vorgestellt. Aufgrund der sehr großen technischen Hürden die während der Entwicklung des Bolometer- bzw. Thermopilearrays aufgetreten sind, konnten die Detektoren innerhalb der Projektlaufzeit nicht fertig gestellt werden. Nach einigen Diskussionen mit den entsprechenden Projektpartnern wurde entschieden, dass Bolometer- bzw. Thermopilearray ebenfalls in einer Zeilenform auszuführen⁵⁹. Vorteil ist hierbei, dass das Mechanik- und das Quasioptikdesign des Heterodynschwerers übernommen werden kann. Um nicht noch mehr Pixel zu verlieren, musste nun auf jeden Fall eine NA von 0.6 erreicht werden. Dies führt aber zu deutlichen Abweichungen zwischen den Arrayparametern des Heterodyn- bzw. Bolometer- bzw. Thermopilearrays (in Tabelle 5.9 sind die Elemente einander gegenüber gestellt). Hierbei ist zu beachten, dass für das Heterodynsystem vier 1 x 8 Heterodynzeiletdetektoren verwendet werden. Es muss also nur eine Anpassung von acht Bolometerdetektorpixeln auf acht Heterodynpixel erfolgen. Die unterschiedliche Detektorgeometrie wird dabei mit

Vergleich Heterodyn-/Bolometerarray		
	Heterodynarray	Bolometerarray
Pixelanzahl	1 x 8	2 x 8
Detektorpixelabstand	$d_p = 4 \text{ mm}$	$d_p = 0.75 \text{ mm}$
Numerische Apertur	NA = 0.1	NA = 0.6

Tab. 5.9: Daten der beiden Detektorvarianten

einem sog. NA-Konverter (einer separaten refraktiven Quasioptik) hinter dem Teleskop angepasst. Prinzipiell bildet der NA-Konverter lediglich die Bolometer- bzw. Thermopilepixel virtuell auf die Heterodynpixel ab⁶⁰. Der Durchmesser des NA-Konverters ist gering genug, um in der institutszugehörigen Werkstatt gefertigt werden zu können. In Abbildung 5.47 ist der entwickelte NA-Konverter zu sehen. Die Eingangs NA beträgt $NA = 0.1$ während die Ausgangs NA die Anpassung auf die NA des Detektor ($NA = 0.6$) realisiert. Beide Oberflächen wurden anhand der Formeln aus Kapitel 2 berechnet. Mit der ersten Oberfläche wird die einfallende Wellenfront in einem Parallelstrahl umgewandelt (die Oberflächenform ist also elliptisch ausgeführt mit entsprechender Brennweite bei einer NA von

⁵⁹Dieses Design ist technologisch einfacher zu beherrschen und kann eventuell im Zeitrahmen des Projektes noch fertig gestellt werden.

⁶⁰Das hierbei erzielte Ergebnis ist auch für die bei uns untersuchten CMOS-FPA und für die im Lynkeus-Projekt entwickelten elektrooptische THz-Kamera interessant [52].

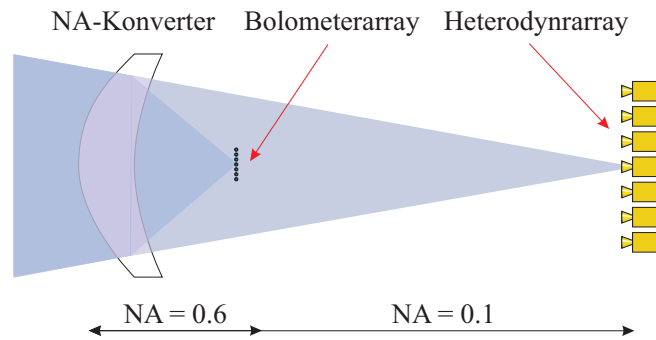


Abb. 5.47: Prinzip des NA-Konverters

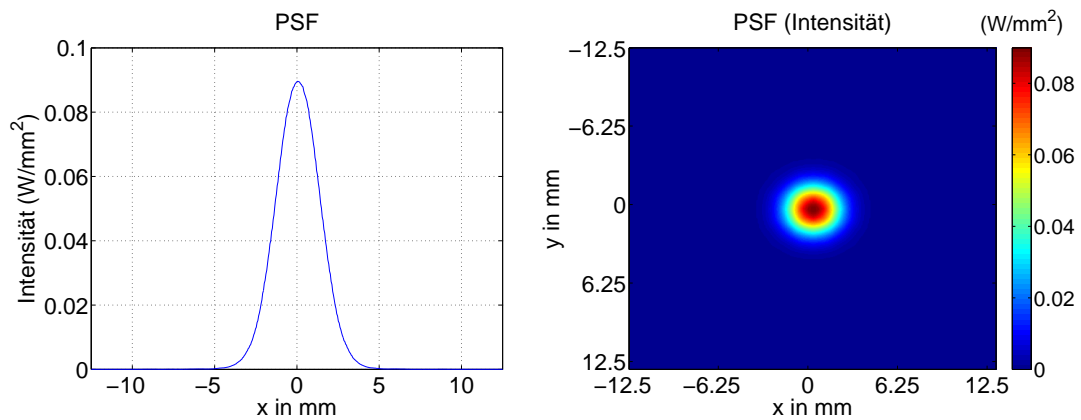


Abb. 5.48: PSF für den NA-Konverter und das zentrale Detektorlement des Heterodynarrays

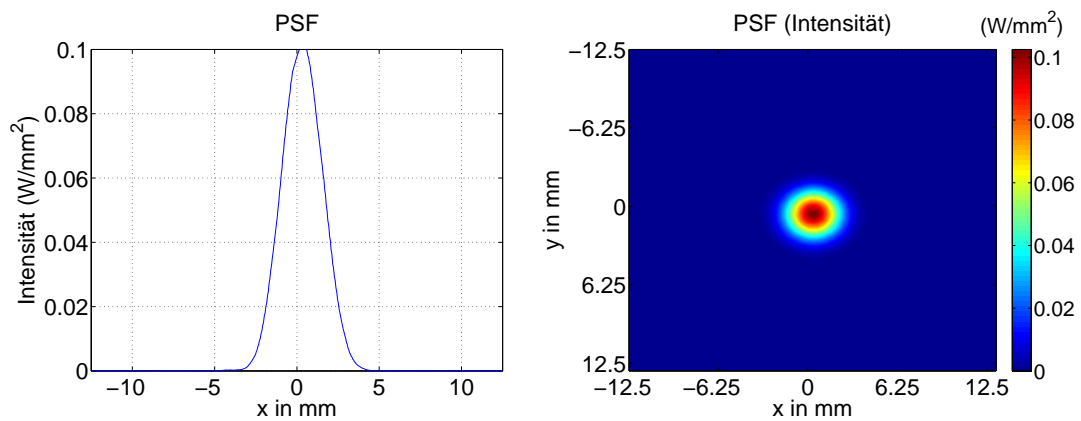


Abb. 5.49: PSF für den NA-Konverter und das randnahe Detektorlement des Heterodynarrays

0.1). Die zweite Oberfläche fokussiert die parallele Wellenfront in eine stark konvergente Wellenfront (hier mit einer NA von 0.6). Eine anschließende Optimierung gleicht, wie zuvor, die Inhomogenitäten über die Apertur mittels der asphärischen Koeffizienten aus. In Abbildung 5.48 bzw. Abbildung 5.49 sind die sich ergebenden PSF für die zentralen bzw. die randnahen Bereiche zu sehen. Hier wurde von den Bolometerpixel auf die Heterodynpixel gerechnet, so dass sich eine laterale Auflösung von 4 mm ergibt (dies entspricht dem Abstand der Detektorelemente). Beide PSF erreichen fast den gleichen Wert und unterbieten noch die geforderte Auflösung von 4 mm (d.h. die einzelnen Pixel sind besser getrennt als nötig). In Tabelle 5.10 sind die Fertigungsdaten für beide brechenden Flächen zusammengefasst. Das Material bzw. der Brechungsindex ist dabei beliebig, sofern der Brechungsindex bekannt ist und das Material transparent im vakanten Wellenlängenbereich. Vor jedem Heterodynzeilendetektor ist eine solche Linse notwendig.

Quasioptischer NA-Konverter	
Krümmungsradius Vorderseite	$R_v = -105.93 \text{ mm}$
Konischer Parameter Vorderseite	$k_v = -828.21$
Aspherischer Koeffizient α_1 Vorderseite	$\alpha_{v,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Vorderseite	$\alpha_{v,3} = 0$
Durchmesser Vorderseite	$D_v = 44 \text{ mm}$
Krümmungsradius Rückseite	$R_r = -22.39 \text{ mm}$
Konischer Parameter Rückseite	$k_r = -0.58$
Aspherischer Koeffizient α_1 Rückseite	$\alpha_{r,1} = 0$
Aspherischer Koeffizient α_3 Rückseite	$\alpha_{r,3} = 0$
Durchmesser Rückseite	$D_r = 44 \text{ mm}$
Vertextstärke NA-Konverter	$t_{na} = 15 \text{ mm}$
Abstand Bolometerarray/NA-Konverter	$L_{d,na} = -30 \text{ mm}$
Abstand Heterodynarray/NA-Konverter	$L_{h,l} = -297 \text{ mm}$

Tab. 5.10: Fertigungsdaten des quasioptischen NA-Konverters

Scansystem

Für das 20 x 50 Pixel Bolometer- bzw. Thermopilarray ist keine Bildfeldabtastung notwendig, da die Pixelanzahl ausreichend hoch und der Detektor zweidimensional ausgelegt ist. Soll das Bildfeld weiter vergrößert werden, kann der komplette Aufbau geschwenkt werden. Da im späteren Projektverlauf, aufgrund zeitlicher Verzögerungen, entschieden wurde das Bolometerarray an das Heterodynrray anzupassen, konnte das dort entwickelte Mechanikdesign übernommen werden. Eine zweite Version der Mechanik bzw. des Optikdesigns wurden in Auftrag gegeben. Die entsprechenden Komponenten wurde inklusive der Spiegel an HQE verschickt. Dabei konnte die Erfahrung die mit dem Heterodynscanner gemacht

worden sind direkt in das Design einfließen.

5.7.8 Simulation des optimierten quasioptischen Beleuchtungssystems

Das quasioptische Beleuchtungssystem kann dabei identisch zu dem aus Kapitel 5 ausgeführt werden. Aufgrund der abweichenden Pixelanzahl bei dem 20x50 Detektorarray kommt es zwar zu einer Änderung des Bildfeldes, dies kann aber durch axiales verschieben der Quelle entsprechend angepasst werden⁶¹. Bei dem Zeilendesign ist keine Änderung notwendig.

5.7.9 Ansteuerungs- und Datenvisualisierungssystem

Für das Datenvisualisierungs- und Ansteuerungssystem war das Institut HQE der Uni Siegen zuständig. Der von uns entwickelte Algorithmus zur Invertierung, Triangulierung und Interpolation der Punktwolken (siehe Kapitel 3) wurde der Uni Siegen zur Verfügung gestellt und dort auf Multipixelssysteme angepasst. Da er beliebige Punktwolken verarbeiten kann, sind unabhängig von der Detektorgeometrie keine Änderungen notwendig.

5.8 Experimentelle Ergebnisse für das thermische 812-GHz Echtzeit System

5.8.1 Reflektivitätsdaten einer Punktlichtquelle

Das Echtzeitsystem das die Bolometer- bzw. Thermopiledetektoren einsetzt, wird im Institut HQE der Uni Siegen aufgebaut und charakterisiert. Aufgrund größerer Verzögerungen bezüglich der Fertigung der Bolometer- bzw. der Thermopilararrays werden, wie schon zuvor erwähnt, vorerst keine 20x50 Pixelarrays zur Verfügung stehen⁶². Die 20x50 Pixelarrays werden erst in einem der nächsten Projekte oder in einer Projektverlängerung erreichbar sein. Darum wurde die Variante mit einem 2x32 Pixeldetektor entwickelt. Somit kann die entwickelte Quasioptik des Heterodynsystems genutzt werden und Zeit bei dem Aufbau des Systems eingespart werden. In Kooperation mit der institutszugehörigen Werkstatt und der Uni-Siegen konnte das quasioptische Scansystem aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen werden. Sobald die Detektorarrays zur Verfügung stehen, können sie in das bestehende Scansystem integriert werden. Bis zum Ende der Dissertation wurden

⁶¹Mit dem geringeren Bildfeld sind auch die Aufweitungsverluste geringer.

⁶²Kompliziert ist hierbei nicht die hohe Pixelanzahl an sich. Sind einmal die Probleme mit der Fertigungstechnologie gelöst, ist die Herstellung hochpixelanzahliger Detektoren im direkten Vergleich eher einfach.

zwar einige vielversprechende Messungen durchgeführt, es konnten aber leider noch keine Objektabbildungen durchgeführt werden. Als Zwischenlösung wird derzeit an einem Einpixeldetektorelement gearbeitet. Dieses kann, wie der Einpixelscanner aus Kapitel 3 bzw. 4, zum Aufbau einer scannenden eonpixel THz-Kamera benutzt werden. Da die Optik für alle Detektortypen identisch ist, und mit dem Heterodynsystem sehr gute Erfahrungen gemacht worden sind, ist zu erwarten dass auch bei den Bolometerarrays guter Ergebnisse erzielt werden können. Sollten die Bolometer- bzw. Thermopilarrays verfügbar sein, kann mit dem im vorherigen Kapitel aufgelisteten Fertigungsdaten die neue Quasioptik gefertigt werden. Mittels des NA-Konverters aus dem vorherigen Kapitel wird es auch möglich sein, die hohe Detektor-NA aufrechtzuerhalten.

5.9 Zusammenfassung

Wichtigste Voraussetzung für das Erreichen von Echtzeitbildwiederholraten ist, neben der Verfügbarkeit von geeigneten Multipixeldetektoren und einer optimierten Quasioptik, die Ausdehnung der Beleuchtung auf das gesamte Objekt. Problematisch ist hierbei die große Wellenlänge der verwendeten THz-Strahlung im Vergleich zu den typischen Oberflächenrauigkeiten der zu untersuchenden Objekte. Sie verhindert bei einpixelsystemen, dass elementare sphärische Emittter entstehen, wie sie für eine Bildfeldabbildung vonnöten sind. In Kapitel 5 konnte gezeigt werden, wie durch Einsatz der aufgeweiteten Multirichtungsbeleuchtung

- das Objekt aus mehreren Richtungen durch erzeugen sphärischen Emittter abgetastet werden konnte und damit
- die wichtigste Voraussetzung zu Bildfeldabbildung erreicht werden konnte und damit
- der Dynamikbereich an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- das Bildfeld bei vergleichbarer Leistung an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- die Bildqualität an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- das Problem mit den spekularen Reflexen weiter reduziert werden konnte

Dabei werden mehrere Quellen, bzw. eine Quelle an verschiedenen Positionen, verwendet, die das Objekt als Ganzes beleuchten⁶³. Zemax bildet auch hier eine geeignete

⁶³Genau genommen sollte nur eine an die Detektorgeometrie angepasste aufgeweitete Multirichtungsbeleuchtung verwendet werden. Ist der Detektor beispielsweise punktförmig ist eine punktförmige Beleuchtung sinnvoll. Ist der Detektor linienförmig ist eine linienförmige Beleuchtung zu verwenden. Da eine solche Technik eine relativ komplizierte Mechanik erforderlich macht, ist es für einen ersten Schritt einfacher die Dynamikeinbußen hinzunehmen und eine statische Multirichtungsbeleuchtung zu verwenden. Zemax bildet hier aber eine optimale Plattform um weitere Untersuchungen durchzuführen.

Plattform entsprechende quasioptische Scansystem zu entwickeln, die die Multirichtungsbeleuchtung⁶⁴ realisieren können. Zusätzlich konnte durch geeignete Analyse der jeweiligen Phasendaten aus den unterschiedlichen Perspektiven der Eindeutigkeitsbereich der Phaseneinzelmessung deutlich erhöht werden. Der Algorithmus kann dabei mit beliebigen Punktwolken operieren und war gegenüber Rauschen weitestgehend unempfindlich. Allerdings befindet er sich noch in einem Entwicklungsstadium. Zusätzlich muss die Position der Quellen sehr genau bekannt sein. Aufgrund der großen Vorteile die damit verknüpft sind, sollten hier noch eingehendere Untersuchungen erfolgen. In Kapitel 5 konnte des Weiteren unter Verwendung zweier Multipixeldetektorarrays (ein 32-Pixel Heterodynarray und ein 20 x 50 Bolometer- bzw. Thermopilarray) gezeigt werden, wie THz-Kameras mit Echtzeitbildwiederholraten realisiert werden können. Wichtigste Komponente war dabei das quasioptische Scansystem. Je nach Einsatzziel mussten dazu verschiedene quasioptische Scansysteme entworfen und simuliert werden. Alle entwickelten Scansysteme erreichten dabei in der Simulation eine beugungsbegrenzte Abbildung über dem Bildfeld. Aufgrund der extremen Detektorparameter war eine Off-Axis Optimierung unumgänglich. Nur durch die Verwendung der analytischen On-Axis Optimierung aus Kapitel 3 bzw. der Bildfeldoptimierung aus Kapitel 3 war dies zu erreichen. Durch Kombination eines abbildenden Sekundärspiegels mit einem abtastenden Planspiegel zu einem einzigen Element, konnten jeweils sehr kompakte System realisiert werden. Für das erste Multipixelssystem, ein heterodynes 32-Pixeldetektorsystem, konnte mit dem quasioptischen Scansystem I gezeigt werden wie

- ein hochkompaktes quasioptisches Scansystem realisiert werden konnte
- dessen Abbildungseigenschaften beugungsbegrenzt über dem Bildfeld sind
- sehr hohe laterale Auflösungen realisiert werden konnten
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Nachteilig daran ist der fixierte Arbeitsabstand. Mit dem quasioptischen Scansystem II konnte gezeigt werden wie

- ein variabler Fokus zur adaptiven Arbeitsabstandsänderung realisiert werden konnte⁶⁵
- dass System immer noch beugungsbegrenzt über dem Bildfeld ist
- dass System immer noch relativ kompakt ist
- die laterale Auflösungen beibehalten werden konnte

⁶⁴Unter dem Begriff Multirichtungsbeleuchtung kann hierbei sowohl die parallele Beleuchtung mit mehreren verschiedenen Quellen oder die Beleuchtung mit einer Quelle, deren Position geändert wird verstanden werden.

⁶⁵Die laterale Auflösung steigt bzw. sinkt dabei entsprechend.

- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Problematisch ist hier das etwas größere Bauvolumen, das durch den Vorteil des adaptiven Fokus ausgeglichen wird. Nachteilig ist des Weiteren die vorhandene Abschattung durch den Sekundärspiegel, der eine Dynamikreduzierung verursacht (< 3 dB). Versuche durch geeignete Off-Axis Systeme diese Abschattung zu vermeiden wurden ebenfalls unternommen. Dabei zeigte sich, dass Off-Axis Systeme nur dann möglich sind, wenn keine Bildfeldabtastung erfolgt, also der Detektor eine ausreichend hohe Pixelanzahl aufweist. Dies war bei dem gegebenen Quelle/Detektorsystem vorerst nicht gegeben. Allerdings sind die Verluste durch die Abschattung bei allen Systemen relativ gering und zu vernachlässigen. Für das zweite Multipixelssystem, ein 20×50 -Pixel Bolometer- bzw. Thermopilearray, konnten verschiedene quasioptische Scansysteme entwickelt werden⁶⁶. Mit dem quasioptischen Scansystem I konnte gezeigt werden wie

- ein hochkompaktes quasioptisches Scansystem realisiert werden konnte
- dessen Abbildungseigenschaften beugungsbegrenzt über dem Bildfeld sind
- sehr hohe laterale Auflösungen realisiert werden konnten
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Nachteilig daran ist der fixierte Arbeitsabstand. Mit dem quasioptischen Scansystem II konnte gezeigt werden wie unter Verwendung

- ein variabler Fokus zur adaptiven Arbeitsabstandsänderung realisiert werden konnte⁶⁷
- dass System immer noch beugungsbegrenzt über dem Bildfeld ist
- dass System immer noch relativ kompakt ist
- die laterale Auflösungen beibehalten werden konnte
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Problematisch ist hier das etwas größere Bauvolumen im Vergleich zu dem quasioptischen Scansystem I, das aber durch den Vorteil des adaptiven Fokus ausgeglichen wird. Nachteilig ist die vorhandene Abschattung durch den Sekundärspiegel, der eine Dynamikreduzierung verursacht (< 3 dB). Versuche durch geeignete Off-Axis Systeme diese Abschattung zu vermeiden wurden ebenfalls unternommen. Dabei zeigte sich, dass Off-Axis Systeme nur

⁶⁶Leider kann das Bolometersystem vorerst nicht realisiert werden, da die Probleme mit der Fertigung des Bolometerarrays noch nicht vollständig gelöst sind. Ein Nachfolgeprojekt kann hier wieder ansetzen. Mit einer weiteren Optimierung des NA-Konverters sollte auch für das 20×50 Pixelarray, bei gleichbleibend hoher NA, eine beugungsbegrenzte Abbildung über das Bildfeld möglich sein.

⁶⁷Die laterale Auflösung steigt bzw. sinkt dabei entsprechend.

dann umgesetzt werden können, wenn die Detektor-NA deutlich reduziert wird. Dies ist aber aus technologischen Gründen nicht sinnvoll⁶⁸. Umgangen werden kann das Problem mit einer separaten Quasioptik hinter dem quasioptischen Scansystem. Hier konnte gezeigt werden, wie mittels einer refraktiven Quasioptik auch höchste Detektor-NA des Bolometerarrays erreicht werden konnten⁶⁹. Der NA-Konverter wandelt dabei einen schwach konvergenten Strahl (geringe NA) in einen stark konvergenten Strahl (hohe NA) um. Unter Verwendung der Systemauslegung mittels Kegelschnitten aus Kapitel 2 kann hier eine beliebige Anpassung an die Detektorparameter erfolgen. Die Vorgehensweise ist dabei weitestgehend identisch zur der reflektiven Optimierung. Mittels der verwendeten Optimierungsalgorithmen ist auch eine Bildfeldabbildung möglich. Die Absorption der refraktiven Quasioptik ist aufgrund des meniskusförmigen Designs gering, die Fresnelreflexe aufgrund der geeignet gewählten Krümmung ebenfalls. Mit denen hier vorgestellten quasioptischen Scansystemen sollte es möglich sein, unter Verwendung von Multipixeldetektoren, aktive Echtzeitsystemen mit hohen Bildwiederholraten zu realisieren und damit die aktiven THz-Systeme für viele Anwendungen zu einer interessanten Alternative zu bestehenden Systemen zu machen. Im nächsten Kapitel erfolgt eine Zusammenfassung aller erzielten Ergebnisse. Dabei wird wieder die tomographische THz-Kamera aus Kapitel 1 im Mittelpunkt stehen und gezeigt, dass die wichtigsten Schritte erreicht werden konnten.

⁶⁸Verringert man die Detektor-NA, verringert sich auch die erzielbare Pixelanzahl pro Flächenelement.

⁶⁹Das Prinzip des „NA-Konverters“ kann auch für andere Detektortechniken wie beispielsweise elektrooptische Detektoren, sowie CMOS-Detektoren, etc. verwendet werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In Abbildung 6.1 ist nochmals die in der Einleitung vorgestellte aktive THz-Kamera mit tomographischer Datenaufnahme abgebildet. Anhand dieses Systems soll beschrieben werden, welche Ziele innerhalb der Dissertation zur Realisierung einer solchen Kamera erreicht werden konnten. Wesentliche Forschungsziele waren dabei die Simulation, die Optimierung

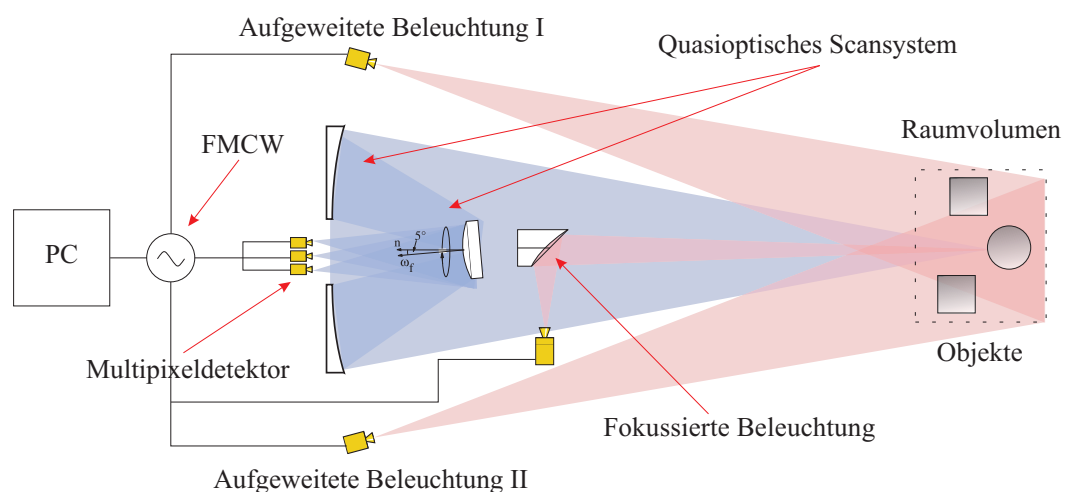


Abb. 6.1: Tomographische THz-Kamera mit aktiver Beleuchtung

und Realisierung verschiedener quasioptischer Scansysteme für:

- aktive THz-Kameras mit hoher Systemdynamik (Kapitel 3)
- aktive THz-Kameras mit hoher Entfernungsauflösung (Kapitel 4)

- aktive THz-Kameras mit hohen Bildwiederholraten (Kapitel 5)

6.1.1 Quasioptische Scansysteme für hohe Systemdynamiken

Mit den drei in Kapitel 3 vorgestellten quasioptischen Scansystemen konnte unter Verwendung kommerziell erhältlicher vollelektronischer Quelle/Detektorsysteme demonstriert werden, wie THz-Kameras höchster Systemdynamik realisiert werden können. Die hohe Systemdynamik ermöglicht es dabei metallische Objekte einwandfrei zu detektieren, selbst wenn diese hinter anderen Materialien, wie beispielsweise Kleidung oder Kunststoffen, verborgen sind. Elementare Bedeutung hatte dabei das zugrundeliegende quasioptische Scansystem. Durch Verwendung der entwickelten analytischen On-Axis Optimierung mittels Kegelschnitten (siehe Kapitel 2), konnten alle quasioptischen Scansysteme beugungsbeschränkt über dem genutzten Bildfeld ausgelegt werden.

Quasioptisches Scansystem I

Für das erste quasioptische Scansystem wurde ein Off-Axis Paraboloid verwendet, unter dem ein Objekt mechanisch verschoben wurde. Mit diesem System konnte gezeigt werden

- wie das quasioptische Scansystem justiert werden muss
- Amplituden und Phasen der THz-Strahlung gemessen werden können
- höchste Dynamiken erreicht werden können (bis zu 80 dB, Integrationszeit 300 μ s)
- wie sehr hohe laterale Auflösungen erzielt werden können (ca. 500 μ m)
- wie die Topographie von Objekten rekonstruiert werden kann.

Die Pixelanzahl war dabei mit 76.800 Pixel sehr hoch (abhängig vom genutzten Messbereich), ebenso die Tiefenauflösung (Auflösung ca. 5 μ m¹). Der zur Topographierekonstruktion notwendige Phasenfaltungsalgorithmus wurde dabei selbst entwickelt. Allerdings war der Arbeitsabstand sehr gering (ca. 5 cm). Des Weiteren war die Messzeit, aufgrund des meanderförmigen Abtastens noch sehr hoch (ca. 15 min; abhängig von dem Messbereich). Ebenso war das Bildfeld mit 5 cm x 5 cm verhältnismäßig klein. Auch das Analysieren und Auswerten der Phasendaten zur Topographierekonstruktion nahm noch mehrere Minuten in Anspruch.

Quasioptisches Scansystem II

Mit dem zweiten quasioptischen Scansystem wurde eine weiterentwickelte Variante verwirklicht. Hier wurde nicht mehr das Objekt unter der Quasioptik verfahren, sondern die

¹Sie kann durch eine verbesserte Datenanalyse noch weiter gesteigert werden.

Quasioptik selbst tastete mittels einer großen Taumelscheibe (ein ebener Spiegel mit einem Durchmesser von ca. 30 cm) das Objekt ab. Als Beleuchtungs- und Abbildungsoptik kam dabei eine Teleskopoptik zum Einsatz. Mit diesem System konnte gezeigt werden wie

- die Messzeit um einen Faktor hundert auf 9 Sekunden reduziert werden konnte
- höchste Dynamiken aufrechterhalten werden können (bis zu 60 dB, Integrationszeit 300 μ s)
- auch noch sehr schwache Streusignale erfasst werden können
- der Arbeitsabstand um einen Faktor sechzig auf ca. 125 cm vergrößert werden konnte
- das Bildfeld um einen Faktor hundert auf ca. 30 cm x 15 cm vergrößert werden konnte
- die Topographierekonstruktionstzeit um einen Faktor sechzig reduziert werden konnte^{2,3}
- wie durch geeignetes Optikdesign ein variabler Fokus umgesetzt werden konnte

Der zentrale Reflex des Sekundärspiegels, der Ursprung großer Dynamikeinbußen ist, konnte durch entsprechende angebrachte Absorber wirksam reduziert werden⁴. Die Auflösung war dabei mit ca. 55.000 Pixel sehr hoch. Das vergrößerte Bildfeld reicht dabei aus, um die typischerweise zu untersuchenden Objekte einwandfrei abbilden zu können. Des Weiteren konnte durch die Methode der Bildfeldvergrößerung noch gezeigt werden, wie der Bereich aus dem spekulare Reflexe gemessen werden können, vergrößert werden kann.

Quasioptisches Scansystem III

Mit dem dritten quasioptischen Scansystem konnte gezeigt werden, wie der Arbeitsabstand und das Bildfeld durch Einsatz eines kommerziell erhältlichen und sehr kostengünstigen (< 100 €) parabolischen Hohlspiegels großer Apertur, deutlich vergrößert werden kann. Diese Abbildungsoptik war aber auch mit starken Aberrationen behaftet. Durch die in Kapitel 2 entwickelte Optimierungsstrategie konnte mit dem dritten quasioptischen Scansystem gezeigt werden wie

- aberrationsbehaftete Systeme quasioptisch optimiert werden müssen

²Dies wurde im Wesentlichen durch die Portierung des Algorithmus nach C/C++/OpenGL erreicht. Die Datenanalyse bzw. Datenvisualisierung ist nun inklusive der Rekonstruktion der Topographie schneller als die reine Messzeit.

³Die Rekonstruktion der Topographie konnte, trotz des komplizierten Abtastpfads, anhand einer ebenen Metallplatte in weniger als 9 Sekunden demonstriert werden.

⁴Durch geeignetes Off-Axis Design könnte der zentrale Reflex ganz vermieden werden. Dies zieht allerdings teure und komplizierte Konstruktionen nach sich.

- der Arbeitsabstand auf vier Meter vergrößert werden kann
- das Bildfeld auf 90 cm x 45 cm vergrößert werden kann (abhängig vom Scanabstand)

Bei der Optimierung kamen erstmals die Optimierungsalgorithmen von Zemax zum Einsatz. Durch die deutlich größere Apertur des Primär- und Sekundärspiegels wurden auch die Probleme mit den spekularen Reflexen geringer⁵. Trotz der sehr großen Wellenlänge im Vergleich zu den geringen Systemaperturen, zeigten alle quasioptischen Scansysteme eine gute Übereinstimmung zwischen der entwickelten analytischen On-Axis Optimierung, die lediglich auf einfachen geometrisch/optischen Überlegungen basiert, und dem Experiment. Des Weiteren wurde ein Absorber vorgestellt, der es ermöglichte, Dynamiken bis hinab zu -125 dBm bei einer Integrationszeit von lediglich 300 μ s zu messen. Hinderlich ist hierbei immer noch die (für Echtzeitanwendungen) recht hohe Messzeit von neun Sekunden. Sei kann nur durch Einsatz von Multipixeldetektoren (siehe Kapitel 5) effektiv reduziert werden.

6.1.2 Quasioptische Scansysteme für hohe Entfernungsauflösungen

Mit den in Kapitel 4 vorgestellten quasioptischen Scansystemen konnte gezeigt werden, wie durch Frequenzmodulation der Quelle und Aufteilen der THz-Strahlung in einen Referenzteil und einen Signanteil interessante Systemeigenschaften, wie absolute Abstandmessung und Unterdrückung von störenden Interferenzeffekten, implementiert werden konnten. Die Aufteilung erfolgte dabei entweder optisch (optisches FMCW) oder elektronisch (elektronisches FMCW).

Optisches 645-GHz FMCW System

Mittels des ersten Systems, ein optisches 645-GHz FMCW System, konnte erfolgreich gezeigt werden, wie unter Verwendung der quasioptischen Teleskopoptik aus Kapitel 3

- die Quasioptik modifiziert werden muss, um ein optisches FMCW System umzusetzen
- Amplituden und Phasen der THz-Strahlung weiterhin gemessen werden können
- störende Interferenzeffekte wirksam unterdrückt werden können⁶

Elektronisches 645-GHz FMCW System

Mittels des zweiten Systems, ein elektronisches 645-GHz FMCW System, konnte erfolgreich gezeigt werden, wie unter Verwendung des quasioptischen Scansystems II aus Kapitel 3

⁵Die Absorber lassen sich aufgrund der größeren Apertur präziser positionieren.

⁶Sie resultieren aus Stehwellen innerhalb des System und können nur durch sehr aufwändige Justage bzw. komplizierte Off-Axis Systeme vermieden werden.

- Quelle/Detektor modifiziert werden müssen, um ein elektronisches FMCW System umzusetzen
- Amplituden und Phasen mit hoher Dynamik gemessen werden können
- Bestimmte Tiefenebenen ausselektiert werden können
- die Topographierekonstruktion verbessert werden konnte⁷

Beide Systeme hatten aufgrund der geringen Modulationsbandbreite (eingeschränkt durch den notwendigen Verdreifacher des Quelle/Detektorsystems) nur die Möglichkeit Störsignale bzw. Interferenzeffekte zu unterdrücken. Eine genauere absolute Distanzmessung war nicht möglich.

Elektronisches 300-GHz FMCW System

Mittels des dritten Systems, ein elektronisches 300-GHz FMCW System, konnte unter Verwendung des quasioptischen Scansystems II aus Kapitel 3 erfolgreich demonstriert werden, wie

- elektronisches FMCW höchster Bandbreite umgesetzt werden kann
- Amplituden und Phasen mit hoher Dynamik gemessen werden können
- absolute Abstandsinformationen mit hoher Genauigkeit erhalten werden können
- erstmalig hinter Kleidung verborgene Waffen einwandfrei detektiert werden konnten

Die experimentelle Tiefenaufösung lag dabei bei wenigen Millimetern (theoretisch 1.67 mm). Sie schließen sich damit fast bündig an die akquirierten Phasendaten an (theoretisch 1.00 mm). Mittels des 300-GHz Systems konnte des Weiteren eine komplette Tiefenkarte von mehreren metallischen Objekten (zwei Metallquader und ein Metallzylinder) erstellt werden. Die Metallklötze waren dabei durch eine mehrere Millimeter starke Teflonplatte verdeckt. Kleine Nuten, die in den Metallquadern eingefräst waren, konnten in der analysierten Tiefenkarte klar unterschieden werden. Die Erfassungszeit lag bei allen FMCW-Systemen bei lediglich neun Sekunden. Sowohl die Auflösung, die Dynamik als auch das Bildfeld waren annähernd identisch zu denen der rein aktiven Systeme. Die Bildfeldvergrößerung aus Kapitel 3 konnte auch hier erfolgreich angewandt werden. Trotz der nochmals größeren Wellenlänge beim 300-GHz System ($\lambda = 1 \text{ mm}$) im Vergleich zu der gleichgebliebenen Systemapertur zeigte die entwickelten quasioptischen Scansysteme auch hier sehr gute Eigenschaften.

⁷Sie kann jetzt auch bei quasioptischen On-Axis System sowie bei komplizierter Objekttopographien ausgeführt werden.

6.1.3 Quasioptische Scansysteme für hohe Bildwiederholraten

Mit den in Kapitel 5 vorgestellten quasioptischen Scansystem konnte gezeigt werden, wie durch Verwendung von geeigneten Multipixeldetektoren, THz-Kameras höchster Bildwiederholraten realisiert werden konnten. Wichtigste Voraussetzung für das Erreichen von Echtzeitbildwiederholraten ist die Modifizierung des quasioptischen Beleuchtungssystems. Problematisch ist hierbei die große Wellenlänge der verwendeten THz-Strahlung im Vergleich zu den typischen Oberflächenrauigkeiten der zu untersuchenden Objekte. Sie verhindert, dass elementare sphärische Emittoren entstehen, wie sie für eine klassische Bildfeldabbildung vonnöten sind.

Aufgeweitetes Beleuchtungssystem

In Kapitel 5 konnte gezeigt werden, wie durch Einsatz der aufgeweiteten Multirichtungsbeleuchtung

- sphärischen Emittoren synthetisch erzeugt werden konnten und damit
- die wichtigste Voraussetzung zur Bildfeldabbildung erreicht werden konnte und damit
- der Dynamikbereich an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- das Bildfeld an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- die Bildqualität an die der fokussierten Beleuchtung angepasst werden konnte
- das Problem mit den spekularen Reflexen weiter reduziert werden konnte

Dabei werden mehrere Quellen, bzw. eine Quelle an verschiedenen Positionen, verwendet, die die Objekte als gesamtes beleuchten⁸. Zemax bildete auch hier eine geeignete Plattform entsprechende quasioptische Scansysteme zu entwickeln, die die Multirichtungsbeleuchtung realisieren können. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass durch geeignete Analyse der jeweiligen Phasendaten aus den unterschiedlichen Perspektiven der Eindeutigkeitsbereich der Phaseneinzelmessung deutlich erhöht werden konnte. Der Algorithmus kann dabei mit beliebigen Punktwolken operieren und war dabei gegenüber Rauschen weitestgehend unempfindlich. In Kapitel 5 wurden des Weiteren verschiedene quasioptische Scansysteme für zwei Multipixeldetektorarrays (ein 32-Pixel Heterodynarray und ein 20 x 50 Bolometer- bzw. Thermopilararray) entwickelt. Je nach Einsatzziel mussten dazu verschiedene quasioptische Scansysteme entworfen und simuliert werden. Wichtigstes Ziel war dabei die Bildfeldoptimierung der quasioptischen Scansysteme. Alle entwickelten Scansysteme erreichten

⁸Genau genommen sollte nur eine an die Detektorgeometrie angepasste aufgeweitete Multirichtungsbeleuchtung verwendet werden. Ist der Detektor beispielsweise punktförmig ist eine punktförmige Beleuchtung sinnvoll. Ist der Detektor linienförmig ist eine linienförmige Beleuchtung zu verwenden. Da eine solche Technik eine relativ komplizierte Mechanik erforderlich macht, ist es für einen ersten Schritt einfacher die Dynamikeinbußen hinzunehmen und eine statische Multirichtungsbeleuchtung zu verwenden.

dabei in der Simulation eine beugungsbegrenzte Abbildung über dem Bildfeld. Aufgrund der extremen Detektorparameter war eine Off-Axis Optimierung unumgänglich. Nur durch die Verwendung der analytischen On-Axis Optimierung aus Kapitel 2 bzw. der Bildfeldoptimierung aus Kapitel 2 war dies zu erreichen. Durch Kombination eines abbildenden Sekundärspiegels mit einem abtastenden Planspiegels zu einem einzigen Element, konnten jeweils sehr kompakte System realisiert werden⁹.

Quasioptisches Scansystem I

Für das erste Multipixelssystem, ein heterodynes 32-Pixeldetektorsystem, konnte mit dem quasioptischen Scansystem I gezeigt werden wie

- ein hochkompaktes quasioptisches Scansystem realisiert werden konnte
- dessen Abbildungseigenschaften beugungsbegrenzt über dem Bildfeld sind
- sehr hohe laterale Auflösungen realisiert werden konnten
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Quasioptisches Scansystem II

Mit dem quasioptischen Scansystem II konnte gezeigt werden wie

- ein variabler Fokus zur adapt. Arbeitsabstandsanpassung realisiert werden konnte¹⁰
- dass System beugungsbegrenzt über dem Bildfeld bleibt
- dass System relativ kompakt bleibt
- die laterale Auflösungen beibehalten werden konnte
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Die vorhandene Abschattung durch den Sekundärspiegel, der eine Dynamikreduzierung verursacht (< 3 dB) kann dabei vernachlässigt werden. Versuche durch geeignete Off-Axis Systeme diese Abschattung zu vermeiden wurden ebenfalls unternommen. Dabei zeigte sich, dass Off-Axis Systeme nur dann möglich sind, wenn keine Bildfeldabtastung erfolgt, also der Detektor eine ausreichend hohe Pixelanzahl aufweist. Dies war bei dem gegebenen Quelle/Detektorsystem vorerst nicht gegeben.

⁹Auch hier erwies sich Zemax als die optimale Wahl, da derartige System mit Zemax sehr effizient modelliert werden können.

¹⁰Die laterale Auflösung steigt bzw. sinkt dabei entsprechend.

Quasioptisches Scansystem I

Für das zweite Multipixelssystem, ein 20 x 50-Pixel Bolometer- bzw. Thermopilearray, konnten verschiedene quasioptische Scansysteme entwickelt werden¹¹. Mit dem quasioptischen Scansystem I konnte gezeigt werden wie

- ein hochkompaktes quasioptisches Scansystem realisiert werden konnte
- dessen Abbildungseigenschaften beugungsbegrenzt über dem Bildfeld sind
- sehr hohe laterale Auflösungen realisiert werden konnten
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Quasioptisches Scansystem II

Mit dem quasioptischen Scansystem II konnte gezeigt werden wie

- ein variablen Fokus zur adapt. Arbeitsabstandsanpassung realisiert werden konnte¹²
- dass System beugungsbegrenzt über dem Bildfeld bleibt
- dass System relativ kompakt bleibt
- die laterale Auflösungen beibehalten werden konnte
- große Bildfelder bei kurzen Arbeitsabständen realisiert werden konnten

Die vorhandene Abschattung durch den Sekundärspiegel, der eine Dynamikreduzierung verursacht (< 3 dB) kann auch hier vernachlässigt werden. Versuche durch geeignete Off-Axis System diese Abschattung zu vermeiden wurden ebenfalls unternommen. Dabei zeigte sich das Off-Axis Systeme nur dann umgesetzt werden können, wenn die Detektor-NA deutlich reduziert wird. Dies ist aber aus technologischen Gründen nicht sinnvoll¹³.

Quasioptischer NA-Konverter

Umgangen werden kann das Problem der hohen Detektor-NA mit einer separaten Quasioptik hinter dem quasioptischen Scansystem. Hier konnte gezeigt werden, wie mittels einer refraktiven Quasioptik

¹¹Leider kann das Bolometersystem vorerst nicht realisiert werden, da die Probleme mit der Fertigung des Bolometerarrays noch nicht vollständig gelöst sind. Ein Nachfolgeprojekt kann hier wieder ansetzen. Mit einer weiteren Optimierung des NA-Konverters sollte auch für das 20 x 50 Pixelarray, bei gleichbleibend hoher NA, eine beugungsbegrenzte Abbildung über das Bildfeld möglich sein.

¹²Die laterale Auflösung steigt bzw. sinkt dabei entsprechend.

¹³Verringert man die Detektor-NA verringert sich auch die erzielbare Pixelanzahl pro Flächenelement

- auch höchste Detektor-NA (≤ 0.6) des Bolometerarrays erreicht werden konnten¹⁴

Der NA-Konverter wandelt dabei einen schwach konvergenten Strahl (geringe NA) in einen stark konvergenten Strahl (hohe NA) um. Unter Verwendung der Systemauslegung mittels Kegelschnitten aus Kapitel 2 kann hier eine beliebige Anpassung an die Detektorparameter erfolgen. Die Vorgehensweise ist dabei weitestgehend identisch zur der reflektiven Optimierung. Mittels der verwendeten Optimierungsalgorithmen ist auch eine Bildfeldabbildung möglich. Die Absorption der refraktiven Quasioptik ist aufgrund des meniskusförmigen Designs gering, die Fresnelreflexe aufgrund der geeignet gewählten Krümmung ebenfalls.

Mit denen in der Dissertation entwickelten quasioptischen Scansystemen konnte gezeigt werden, wie aktive THz-Kameras hoher Systemdynamik, hoher Entfernungsauflösung und hohen Bildwiederholraten realisiert werden können. Die laterale Auflösung war dabei jeweils beugungsbegrenzt über dem genutzten Bildfeld. Werden die hier vorgestellten Einzellösungen zu einem Gesamtsystem kombiniert, kann die in der Einführung erwähnte tomographische THz-Kamera realisiert werden. Aufgrund der geringen Photonenenergie der THz-Strahlung sowie deren spektralen Eigenschaften -beispielsweise bei Kunststoffen- läßt die aktiven THz-Kameras zu einer attraktiven Alternative zu bestehenden tomographischen Systemen werden.

¹⁴Dass Prinzip des „NA-Konverters“ kann auch für andere Detektortechniken wie beispielsweise elektrooptische Detektoren, sowie CMOS-Detektoren, etc. verwendet werden.

6.2 Ausblick

Abgeschlossen werden soll die vorliegende Dissertation mit einem Ausblick auf weitere sinnvolle Optimierungen bzw. zukünftige Entwicklungen im Bereich bildgebender aktiver THz-Systeme. Zuerst erfolgt dabei eine Aufzählung über zweckmäßige Arbeiten innerhalb des Lynkeus bzw. des TeraCam-Projektes, im Anschluss daran eine Aufzählung die für beide Projekte bzw. Systeme von Relevanz sind. Die Ziele der einzelnen Punkte werden dabei kurz motiviert. Anschließend erfolgte eine kurze Vorstellung der erzielten Ergebnisse bezüglich synthetischer Aperturen sowie Metamaterialien¹⁵. Obwohl einige Zeit in die entsprechenden Designs investiert wurde, wird hier nur ein kurzer Einblick in die Funktionsweise gegeben.

6.2.1 Weiterführende Optimierungen für quasioptische Scansysteme

Lynkeus

- Implementierung/Charakterisierung des quasioptischen Scansystems III
↔ Sehr große Arbeitsabstände und Bildfelder möglich
- Umstellung der Ansteuerungssoftware auf oszillierende Schwenks
↔ Kontinuierliche Bildakquise für Justage- und Demonstrationszwecke möglich
- Optimierung der Schwenkzeit des schnellen THz-Scanners
↔ Bildwiederholraten von 0.3 Hz denkbar
- Implementierung der CMOS-FPA Transistordetektoren in das Lynkeus-System
↔ Bildwiederholraten von 1 Hz denkbar
- Implementierung des elektro-optischen Multipixeldetektors in das Lynkeus-System
↔ Bildwiederholraten von 1 Hz denkbar
- Untersuchung der photokonduktiven Antennenzeilenarrays [33]
↔ Bildwiederholraten von 1 Hz denkbar
- Verbesserung der Datenauswertung zur Topographierekonstruktion (Phase/FMCW)
↔ Erweiterte Information über die Beschaffenheit der Topographie
- Simulation/Implementierung der mitgeführten Beleuchtung zur Dynamiksteigerung
↔ Optimiertes Verhältnis zwischen Systemdynamik und Bildfeld

¹⁵Die erzielten Ergebnisse wurden u.a. in Kooperation mit der Firmenausgründung von dem ehemaligen Arbeitsgruppenmitglied Torsten Löffler angefertigt.

TeraCam

- Simulation/Implementierung der mitgeführten Beleuchtung zur Dynamiksteigerung
↔ Optimiertes Verhältnis zwischen Systemdynamik und Bildfeld
- Charakterisierung/Implementierung des Zooms mittels adaptiver Blende
↔ Variable Vergrößerung unabhängig von Arbeitsabstand
- Charakterisierung/Implementierung des NA-Konverter für Multipixeldetektoren
↔ Voraussetzung für den Einsatz hochauflösender Detektoren
- Untersuchung der Kompatibilität von FMCW mit Multipixeldetektoren
↔ Voraussetzung zur absoluten Abstandsmessung bei Multipixelssystemen
- Untersuchung der Kompatibilität von FMCW zur aufgeweiteten Beleuchtung
↔ Voraussetzung zur absoluten Abstandsmessung bei Multipixelssystemen

Allgemein

- Erweiterte Topographierekonstruktion mittels Multirichtungsbeleuchtung
↔ Reduzierung des Eindeutigkeitsproblems bei der Topographierekonstruktion
- Implementierung der Topographiealgorithmen in einen Grafikprozessor (CUDA)
↔ Deutliche Geschwindigkeitssteigerung erzielbar
- Implementierung der Topographiealgorithmen in einen FPGA
↔ Deutliche Geschwindigkeitssteigerung erzielbar
- Datenfusion von FMCW mit Phasendaten
↔ Vollständige tomographische Datensätze erzielbar

6.2.2 Synthetische Aperturen für quasioptische Scansysteme

Generelle Anforderungen bezüglich aktiver THz-Kameras innerhalb der Sicherheitstechnik sind größere Arbeitsabstände und Echtzeitbildwiederholraten. Für größere Entfernungen ist die Aufrechterhaltung der Auflösung nur mittels Vergrößerung der Systemapertur der Quasioptik zu erreichen. Aufgrund der großen Wellenlänge werden solche Systeme unhandlich voluminös. Umgangen werden kann das Problem durch Einsatz von SAR¹⁶. Hierbei wird, vergleichbar zu den Teleskoparrays in der Astronomie, eine größere Systemapertur synthetisch durch Amplituden- und Phasenmessung an verschiedenen Punkten erzeugt. Vorteil ist hierbei, dass mit einem kompakten Messkopf sehr große Systemaperturen erzeugt werden können (dieser Messkopf muss allerdings über eine bestimmte Strecke bewegt werden). Nachteilig bei SAR ist die sehr komplizierte Datenanalyse. Vereinfacht werden kann die

¹⁶SAR, Synthetic Aperture Radar.

Konstruktion wenn das bildgebende System nur in einer Richtung synthetisch arbeitet, während es in der anderen konventionell fokussiert. Dies ist insbesondere für die Fertigung der Quasioptik vorteilhaft, da so nur zylindrische System gefertigt werden müssen. Die Spiegelform kann dann durch mehrere eindimensionale Schnitte (oder Spanten) und einbringen einer Metallfolie auf die entsprechenden Querschnitte realisiert werden.

Synthetisches Scansystem I

In Abbildung 6.2 bzw. Abbildung 6.3 ist das Optikdesign des ersten synthetischen Scansystems zu sehen^{17,18}. In Abbildung 6.4 eine CAD-Zeichnung des geplanten Scanners. Die Quasioptik wurde dabei wie in Kapitel 2 demonstriert On-Axis perfekt ausgelegt. Dabei ist darauf zu achten, dass in der synthetischen Richtung die Abstände zwischen den einzelnen Spiegeln derart gewählt werden, dass die Ausdehnung des Liniefokus nicht zu groß wird. Die vorgegebenen Systemparameter (NA, Arbeitsabstand) sowie die sich so ergebenden Fertigungsparameter sind in Tabelle 6.1 zu finden. Um ein Objekt abzutasten, muss es

Synthetisches Scansystem I	
Geforderte Detektor-NA	NA = 0.5
Geforderter Arbeitsabstand	L = 1.5 m
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -739.44$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = -0.17$
Asphärischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Asphärischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 1000$ mm
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 100$ mm x 1000 mm
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = 176.47$ mm
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = -1.83$
Asphärischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 0$
Asphärischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 0$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 250$ mm
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 250$ mm
Abstand Detektor/Sekundärspiegel	$L_{d,s} = 300$ mm

Tab. 6.1: Fertigungsdaten für das synthetische Scansystem I

durch den Linienfokus verfahren werden. Zur Erzeugung der synthetischen Apertur wird

¹⁷Dieses Design ist in Kooperation mit SynView GmbH entstanden.

¹⁸Da das System einen kommerziell Zweck verfolgt, können keine näheren Details gegeben werden. Nähere Informationen über das System sind über die Internetadresse der Firma SynView GmbH zu bekommen.

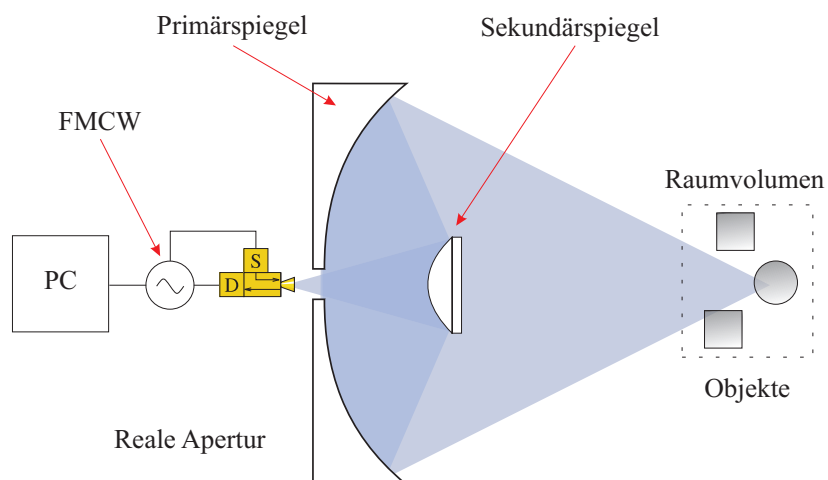


Abb. 6.2: Quasioptikdesign für das synthetische Scansystem I (hier konventionelle Richtung)

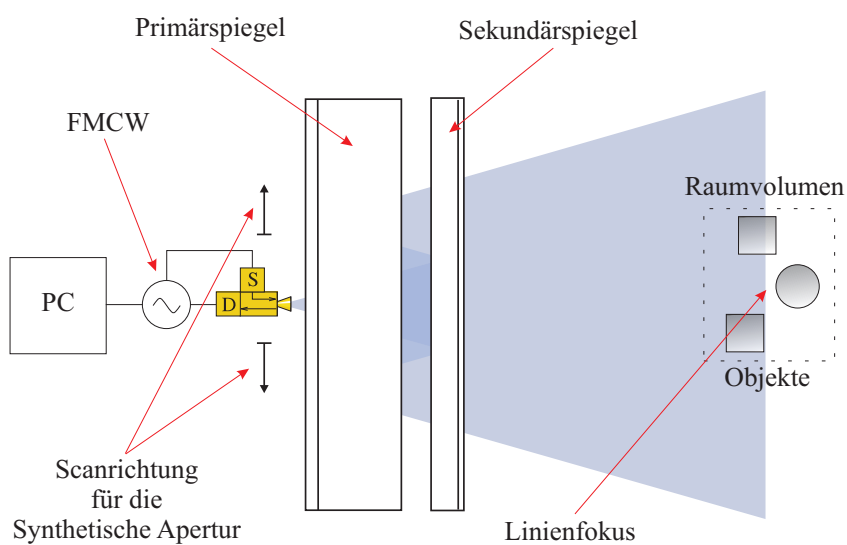


Abb. 6.3: Quasioptikdesign für das synthetische Scansystem I (hier synthetische Richtung)

der entsprechende Messkopf ebenfalls entlang der Längsachse des Teleskops verfahren (siehe Abbildung 6.3). Bei entsprechender Analyse der aufgenommenen Daten kann das Objekt rekonstruiert werden. Experimentelle Ergebnisse konnten auch schon demonstriert werden, allerdings ist die Abtastzeit noch relativ groß (mehrere Minuten).

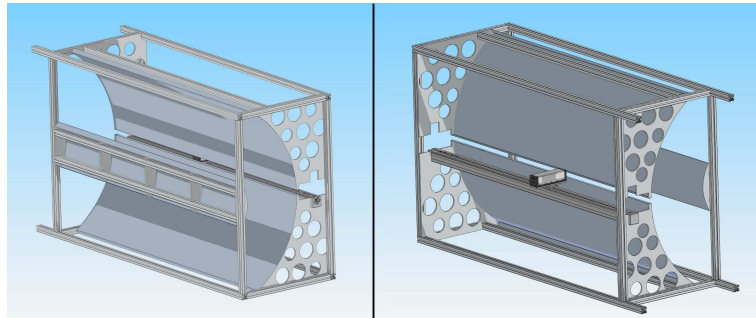


Abb. 6.4: CAD-Modell des synthetischen Scansystems I

Synthetisches Scansystem II

Ein weiterentwickeltes synthetisches Scansystem, ebenfalls mit synthetischer Apertur in einer Richtung, ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Die zugehörigen Daten in Tabelle 6.2. Die Quasioptik wurde ebenfalls nach dem Schema aus Kapitel 3 berechnet. Der eingezeichnete Polygonscanner ist für das Abtasten des Objektes zuständig. Die Besonderheit dieses Systems stellt sein hoher Arbeitsabstand (10 m), die hohe Bildwiederholrate (ca. 10 Hz) sowie das Off-Axis Design dar. Die Simulationen zeigen vielversprechende Resultate, experimentell Ergebnisse für dieses System stehen aber noch aus¹⁹.

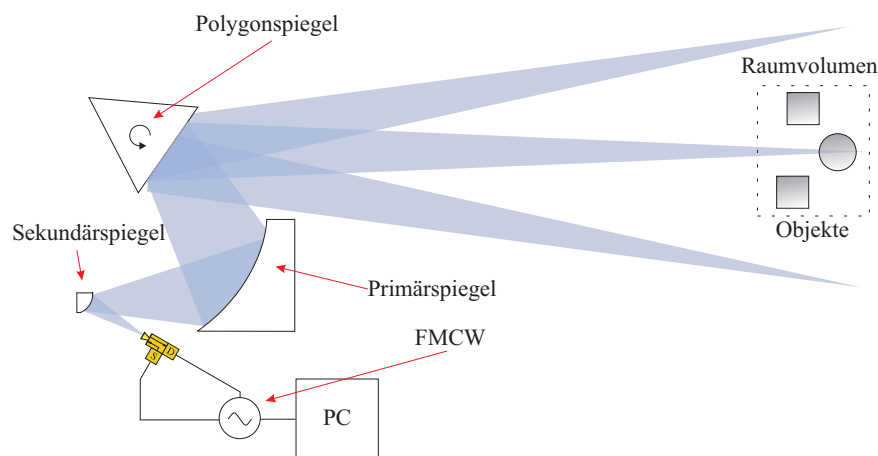


Abb. 6.5: Quasioptikdesign für das synthetische Scansystem II (hier konventionelle Richtung)

¹⁹Nähere Informationen über das System sind über die Internetadresse der Firma SynView GmbH zu bekommen.

Synthetisches Scansystem II	
Geforderte Detektor-NA	NA = 0.03
Geforderter Arbeitsabstand	$L = 10$ m
Krümmungsradius Primärspiegel	$R_p = -700$ mm
Konischer Parameter Primärspiegel	$k_p = 0.1$
Asphärischer Koeffizient α_1 Primärspiegel	$\alpha_{p,1} = 0$
Asphärischer Koeffizient α_3 Primärspiegel	$\alpha_{p,3} = 0$
Durchmesser Primärspiegel	$D_p = 700$ mm
Bohrungsdurchmesser Primärspiegel	$d_p = 100$ mm x 1000 mm
Krümmungsradius Sekundärspiegel	$R_s = 700$ mm
Konischer Parameter Sekundärspiegel	$k_s = 0.00$
Asphärischer Koeffizient α_1 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,1} = 0$
Asphärischer Koeffizient α_3 Sekundärspiegel	$\alpha_{s,3} = 0$
Durchmesser Sekundärspiegel	$D_s = 250$ mm
Durchmesser Polygonspiegel	$D = 700$ mm
Abstand Primär-/Sekundärspiegel	$L_{p,s} = 350$ mm
Abstand Detektor/Sekundärspiegel	$L_{d,s} = 350$ mm

Tab. 6.2: Fertigungsdaten für das synthetische Scansystem II

6.2.3 Metamaterialien für quasioptische Scansysteme

Metamaterialien sind bislang ausschließlich künstlich erzeugte Stoffe, deren Brechungsindex negativ ist. Daraus resultieren einige ungewöhnliche Eigenschaften, die es beispielsweise ermöglichen, sogenannte Superlinsen zu entwickeln. Diese Superlinsen werden auch Vesselago- oder Pendrylinsen genannt. Diese Linsen verstärken das evaneszente Feld des untersuchten Objektes und ermöglicht damit die Messung feinsten Objektdetails [82], [83] und [84]. Mit ihnen ist es möglich, unabhängig von der Apertur der Linse, sub λ -Auflösungen zu erreichen (siehe Abbildung 6.6; theoretisch gibt es gar kein Limit)²⁰. Die Superlinsen funktionieren allerdings nur, sofern der Brechungsindex exakt $n = -1$ ist. Weicht er davon etwas ab, entstehen Aberrationen die den Fokus überdecken könnten. In Abbildung 6.6 ist das simulierte Setup zu sehen. Der Brechungsindex wurde als $n = -1$ (oben) bzw. $n \neq -1.1$ (unten) angenommen. Im unteren Bild ergeben sich die angesprochenen Aberrationen (daran zu erkennen, dass die Foki nicht mehr infinitesimal klein sind)²¹. Dann treffen sich die Strahlen nicht mehr in einem Punkt, sondern verschmieren über einen endlichen Bereich. Mit Zemax (bzw. mittels des „Virtual Propagation“ Tools) können diese Einflüsse

²⁰Bislang konnten, aufgrund der großen technischen Hürden die bei Übertragung in den höherfrequenten oder sogar sichtbaren Spektralbereich entstehen, Metamaterialien ausschließlich für den niederfrequenten Spektralbereich demonstriert werden.

²¹Ursache ist, dass der Brechungsindex nicht mehr aus dem Brechungsgesetz heraus gekürzt werden kann, und somit eine Abhängigkeit des Brechungswinkels vom Einfallswinkel entsteht.

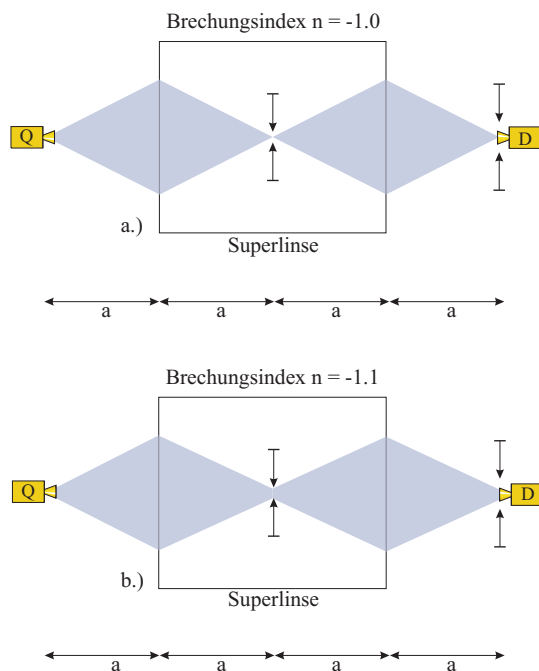


Abb. 6.6: Vesselagolinse mit Brechungsindex $n = -1$ (a) bzw. mit Brechungsindex $n = -1.1$ (b)

trotz negativen Brechungsindex simuliert werden. Virtual Propagation wurde ursprünglich in Zemax implementiert um virtuelle Foki, beispielsweise von Zerstreulinsen, zu ermitteln. Da sich dessen Verhalten physikalisch wie negative Brechungsindizes äußert, lassen sich einfache Fragestellungen bezgl. Metamaterialien auch mit Zemax beantworten. Zemax kann also nicht nur bei System mit synthetischen Aperturen sondern auch bei exotischen Materialien gut Dienste leisten²². Im Rahmen eines Projektantrags konnte so sichergestellt werden, dass die auftretende Aberrationen bei $n \neq -1$ sich nicht auf die Funktion der Superlinse auswirken. Ziel des Projektes ist die Entwicklung einer Superlinse mit einem Brechungsindex von $n = -1$ im Frequenzbereich von 30 GHz. Interessant, speziell für die Simulation bildgebender Systeme im THz-Spektralbereich, bleibt die Kopplung an Simulationsprogramme aus dem Mikrowellenbereich bzw. an entsprechende Maxwellsolver. Sie können nicht nur das Verhalten quasioptischer Komponenten On-Axis Systeme bei sehr geringer Systemapertur genauer simulieren, sondern sie eröffnen auch den Zugang zu Metamaterialien. So kann nach Propagation und Optimierung der abbildenden Komponenten in Zemax der Subrayleighbereich zur Auflösungssteigerung bildgebender THz-System erschlossen werden.

²²Normalerweise wäre das Programm zur Simulation der Metamaterialien nicht geeignet. Für weitere Simulationen muss hier zwingend auf andere Simulationstools zurückgegriffen werden. Beispielsweise auf die schon öfters angesprochene Maxwellsolver.

Summary

This thesis deals with the simulation, optimization and realization of quasi-optical scanning systems for active THz cameras. Active THz cameras are sensitive in the THz regime of the electromagnetic spectrum and are suitable for the detection of metal objects such as weapons behind clothing or fabrics (maybe for security applications) or material investigation. An advantage of active THz-systems is the possibility to measure the phase of the THz-radiation and thus to reconstruct the surface topography of the objects under test. Due to the coherent illumination and the required system parameters (like image field size, working distance and lateral resolution) the optical systems (in the THz region often called quasi-optical systems) must be optimized. Specifically, the active illumination systems require highly optimized quasi-optical systems to achieve a good image quality. Since currently no suitable multi-pixel detectors are available, the object has to be scanned in one or two dimensions in order to cover a full field of view. This further reinforces the occurring aberrations. The dissertation covers, alongside the underlying theory, the simulation, optimisation and realisation of three different active THz systems. The subdivision of the chapters is as follows: Chapter 1 deals with a motivation. Chapter 2 develops the underlying theory and it is demonstrated that the geometrical optics is an adequate and powerful description of the image field optimization. It also addresses the developed analytic on-axis and the off-axis image field optimization routine. Chapter 3, 4 and 5 are about the basis of various active THz cameras, each presented a major system aspect. Chapter 3 shows how active THz-cameras with very high system dynamics range can be realised. Within this chapter it could although be demonstrated how very high depth resolution can be achieved due to the coherent and active illumination and how high refresh rate can be implemented. Chapter 4 shows how absolute distance data of the objects under test can be obtained. Therefore it is possible to reconstruct the entire object topography up to a fraction of the wavelength. Chapter 5 shows how off-axis quasi-optical systems must be optimized. It is also shown how the illumination geometry of the active THz systems must be changed to allow for real-time frame rates. The developed widened multi-directional lighting approach also fixes the still existing problem of phase ambiguity of the single phase measurement. Within this chapter, the world's first active real-time camera with very high frame rates around 10 Hz is presented. This could be only realized with the highly optimised quasi-optical system and the multi-directional lighting approach. The paper concludes with a summary and an outlook for future work. Within the outlook some results regarding the simulation of synthetic aperture radar systems and metamaterials are shown.

Literaturverzeichnis

- [1] IHPT Jena, <http://www.ihpt-jena.com>
- [2] Millilab, <http://www.vtt.fi/millilab>
- [3] Brijot, <http://www.brijot.com>
- [4] Thruvision, <http://www.thruvision.com>
- [5] Z-Omega, <http://www.zomega-terahertz.com>
- [6] Alan Wei Lee, Qing Hu, *Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array*, Optics Letters, Vol. 30, Issue 19, pp. 2563-2565
- [7] Picometrix, <http://www.picometrix.com>
- [8] Gigaoptics, <http://www.gigaoptics.com>
- [9] Terraview, <http://www.terraview.com>
- [10] T. May, C. am Weg, A. Alcin, B. Hils, T. Löffler, and H. G. Roskos, *Towards an active real-time THz camera: first realization of a hybrid system*, Proc. SPIE, Vol. 6549, 654907 (2007)
- [11] Frank Wyrowski, Hagen Schimmel, *Elektromagnet. Optikrechnen - eine Einführung (Teil 1 von 4)*; Photonik 6/2006 (Rubrik Optiksoftware, Optikdesign)
- [12] Frank Wyrowski, Hagen Schimmel, *Elektromagnet. Optikrechnen - eine Einführung (Teil 2 von 4)*; Photonik 1/2007 (Rubrik Optiksoftware, Optikdesign)
- [13] Frank Wyrowski, Hagen Schimmel, *Elektromagnet. Optikrechnen - eine Einführung (Teil 3 von 4)*; Photonik 2/2007 (Rubrik Optiksoftware, Optikdesign)
- [14] Frank Wyrowski, Hagen Schimmel, *Elektromagnet. Optikrechnen - eine Einführung (Teil 4 von 4)*; Photonik 3/2005 (Rubrik Optiksoftware, Optikdesign)
- [15] Ticura; <http://www.ticura.com>
- [16] National University of Ireland; Dept. Experimental Physics

- [17] MicrowaveStudio; www.cst.com
- [18] ZEMAX Development Cooperation, <http://www.zemax.com>, (2009)
- [19] ASAP; <http://www.breault.com/software/asap.php>
- [20] OSLO; <http://www.lambdares.com>
- [21] CodeV; <http://www.opticalres.com>
- [22] Axel Murk, A. W; *THz-Optik*
- [23] Stevan A. Miller, James Pond, Bernhard Michel; *Raytracing trifft Maxwell Gleichungen: Über die Integration von mikro- und makrooptischem Design*; Photonik 6/2005
- [24] Paul F. Goldsmith, *Quasioptical System Design*, Springer US, (2008), ISBN 0-412-83940-7
- [25] J. Jahns; *Photonik - Grundlagen, Komponenten und Systeme*, Oldenbourg Verlag (2001); ISBN 3-486-25425-1
- [26] ZEMAX, *Zemax User's Guide*, 10 November 2008.
- [27] E. Hecht; *Optik*; Oldenbourg Verlag (2001); ISBN 3-486-24917-7
- [28] M. Born, E. Wolff, *Principles of Optics*
- [29] Wolfgang Stöbel; *Fourieroptik*; Spinger-Verlag (1993); ISBN 3-540-53287-0
- [30] J. W. Goodman; *Introduction to Fourier Optics*; McGraw-Hill
- [31] Sidney A. Self; *Focusing of spherical Gaussian beams*; Applied Optics, Vol. 22, No. 5, 1 March 1983
- [32] Melles Griot; *Transformation and Magnification by Simple Lenses*; Melles Griot, Product Catalog 2005
- [33] Pradarutti, B.; Müller, R.; Freese, W.; Matthäus, G.; Riehemann, S.; Notni, G.; Nolte, S.; Tünnermann, A.; *Terahertz line detection by a microlens array coupled photoconductive antenna array*; Optics Express 16 (2008), Nr.22, S.18443-18450
- [34] Riehemann, S.; Pradarutti, B.; Brückner, C.; Notni, G. Quelle, Prenzel, W.D.: *Bildgebung mit gepulster THz-Strahlung - Optik, Systeme und Anwendungen*, Jahrbuch 2008 Optik und Feinmechanik. Bd.54 Berlin: Schiele & Schön, 2008, ISBN: 3-7949-0774-4

- [35] Brückner, C.; Pradarutti, B.; Müller, R.; Riehemann, S.; Notni, G.; Tünnermann, A., *Design and analysis of quasi-optical THz time domain imaging systems*, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers -SPIE-, Europe, Cardiff: Optical design and engineering III : 2 - 5 September 2008, Glasgow, United Kingdom Bellingham, WA: SPIE, 2008 (SPIE Proceedings Series 7100) ISBN: 978-0-8194-7330-1
- [36] Brückner, C.; Pradarutti, B.; Müller, R.; Riehemann, S.; Notni, G.; Tünnermann, A., *Design and evaluation of a THz time domain imaging system using standard optical design software*, Applied optics 47 (2008), Nr.27, S.4994-5006
- [37] Claudia Brückner, Stefan Riehemann, Gunther Notni, Andreas Tünnermann; *Aspekte zum Design von THz-Optik*; Fraunhofer Institut für angewandte Optik und Feinmechanik; DGaO Proceedings 2006
- [38] Gottfried Schröter; *Technische Optik*; Vogel-Verlag (2007); ISBN
- [39] Robert R. Fischer, Biljana Tadic-Galeb, Paul R. Yoder, *Optical System Design*, McGrawHill, Second Edition, (2008)
- [40] Warren J. Smith, *Modern Lens Design*, McGrawHill, Second Edition, (2004)
- [41] Warren J. Smith, *Modern Optical Engineering*, McGraw-Hill, Fourth Edition, (2007)
- [42] Milton Laikin, *Lens Design*, CRC Press, Third Edition, (2001)
- [43] Lambda Rersaech Coperation, *OSLO User's Guide*, 10 November 2008.
- [44] Torsten May, Hans-Georg Meyer; *Der enttarnte Terroist*; Optik & Photonik, Schwerpunkt: THz-Imaging März 2007 Nr.1
- [45] Yat Hei Lo , Rainer Leonhardt; *Aspheric lenses for terahertz imaging*; Optics Express, Vol. 16, No. 20, 29 September 2008
- [46] RPG Radiometer Physics GmbH, <http://www.radiometer-physics.com>
- [47] Edmund Optics GmbH, <http://www.edmundoptics.com>,
- [48] LT Ultra-Precision Technology GmbH, <http://www.lt-ultra.com>
- [49] Kugler GmbH, <http://www.kugler-precision.com>
- [50] T. Löffler, C. am Weg, H.G. Roskos, *Continuous-wave terahertz imaging with a hybrid system*, Appl. Phys. Lett., 90, 091111 (2007).
- [51] Gunnar Spickermann, Fabian Friederich, Hartmut G. Roskos, and Peter Haring Bolívar; *High signal-to-noise-ratio electro-optical terahertz imaging system based on an optical demodulating detector array*; OPTICS LETTERS / Vol. 34, No. 21 / November 1, 2009

- [52] Fabian Friederich, Gunnar Spickermann, Christian am Weg et. all; *Hybrid continuous-wave demodulating multip-pixel terahertz imaging systems*; IEEE transaction in microwave theory and techniques; THZ-Technology: bridging the microwave-to-photonics gap
- [53] K. B. Cooper, R. J. Dengler, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, A. Skalare, I. Mehdi and P. H. Siegel; *A High-Resolution Imaging Radar at 580 GHz*; IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, VOL. 18, NO. 1, JANUARY 2008
- [54] Roger Appleby and H. Bruce Wallace; *Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region*; IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, VOL. 55, NO. 11, NOVEMBER 2007
- [55] Ken B. Cooper, Robert J. Dengler, Nuria Llombart, Tomas Bryllert, Goutam Chattopadhyay, Erich Schlecht, John Gill, Choonsup Lee, Anders Skalare, Imran Mehdi and Peter H. Siegel; *Penetrating 3-D Imaging at 4- and 25-m Range Using a Submillimeter-Wave Radar* IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 56, NO. 12, DECEMBER 2008 2771
- [56] R. J. Dengler, K. B. Cooper, G. Chattopadhyay, I. Mehdi, E. Schlecht, A. Skalare, C. Chen, P. H. Siegel; *600 GHz Imaging Radar with 2 cm Range Resolution*
- [57] R. J. Dengler, K. B. Cooper, G. Chattopadhyay, I. Mehdi, E. Schlecht, A. Skalare, C. Chen, P. H. Siegel; *600 GHz Imaging Radar with 2 cm Range Resolution*
- [58] C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos *Illumination aspects in active terahertz imaging*; IEEE transaction in microwave theory and techniques; IEEE THZ-Technology: Bridging the Microwave-to-Photonics gap, (2009, to be published)
- [59] von Spiegel W., am Weg C., Hils B., Löffler T., Henneberger R., Zimmermann R., Roskos H.G.: *Active THz imaging system with improved frame rate*, SPIE Defense, Security, and Sensing Proceedings Vol. 7311, pp. 73110O (2009)
- [60] von Spiegel W., am Weg C., Hils B. , Henneberger R., Zimmermann R., Loeffler T., Roskos H.G.: *Active terahertz imaging with high acquisition rates and its application for moisture sensing*, DGaO-proceedings 110. Jahrestagung
- [61] am Weg C., von Spiegel W., Henneberger R., Zimmermann R., Löffler T., Roskos H.G.: *Fast active THz camera with range detection by frequency modulation*, Photonics West Proceedings Vol. 7215, pp. 72150F (2009)
- [62] am Weg C., von Spiegel W., Hils B., Loeffler T., Henneberger R., Zimmermann R., Roskos H.G.: *Fast active THz camera with range detection by frequency modulation*, 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves 2008 Pasadena CA, Vols. 1+2, pp. 99-101 (2008)

- [63] am Weg C., von Spiegel W., Henneberger R., Zimmermann R., Löffler T., Roskos H.G.: *Fast active THz cameras with ranging capabilities*, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves
- [64] C. am Weg, W. von Spiegel, R. Henneberger, R. Zimmermann, T. Löffler, H. G. Roskos: *Quasioptical system design*, 7215-17, Photonics West (2009)
- [65] C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger, R. Zimmermann, H. G. Roskos: *Fast Active THz Camera with Range Detection by Frequency Modulation*, M3G1.1513, 33rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (2008)
- [66] C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, F. Friederich, T. Löffler, R. Henneberger, R. Zimmermann, H.G. Roskos: *Fast scanning THz camera with interferometric phase detection and range selection by frequency modulation*, EOS Annual Meeting, TOM 2 009 822 (2008)
- [67] W. von Spiegel, C. am Weg, H.G. Roskos: *Entwicklung und vergleichende Erprobung zweier THz Kamerasysteme für Anwendungen im Sicherheitsbereich*, VDI CBRNE-Workshop, Karlsruhe (2008)
- [68] C. am Weg, W. von Spiegel, H.G. Roskos: *Aktive THz-Kamera mit FMCW-Radar zur Abstandsselektion*, VDI CBRNE-Workshop, Karlsruhe (2008)
- [69] C. am Weg, T. May, B. Hils, T. Loeffler and H.G. Roskos, *On the way to an active terahertz camera: Optic design and its experimental verification*, IRMMW-THz 2007, pp 907-908
- [70] C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, H.G. Roskos, *Fast active THz camera with range detection by frequency modulation*, IRMMW 2008 Passadena (keynote talk)
- [71] C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, H.G. Roskos, *Fast active THz camera with global illumination* IRMMW 2008 Passadena
- [72] C. am Weg, W. von Spiegel, T. Löffler; H.G. Roskos; *Beitrag für das BMBF-TV im Rahmen von Sicherheitstechnik*; abrufbar unter www.bmbf-tv.de
- [73] Banerjee D., von Spiegel W., Thomson M.D., Schabel S., Roskos H.G.: *Diagnosing water content in paper by terahertz radiation*, Opt. Express, Vol. 16(12), pp. 9060-9066 (2008)
- [74] Banerjee D., Schabel S., von Spiegel W., Thomson M., Roskos H.G.: *Measurement of Paper Moisture Content using Terahertz Imaging*, ipw (the magazine for the International pulp & paper industry)

- [75] Lisauskas A., von Spiegel W., Boubanga-Tombet S., El Fatimy A., Coquillat D., Teppe F., Dyakonova N., Knap W. Roskos H.G.: *Terahertz imaging with GaAs field-effect transistors*, Electron. Lett., Vol. 44(6), pp. 408-409 (2008)
- [76] S. Boubanga-Tombet, A. Lisauskas, A. El Fatimy, W. von Spiegel, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, H.G. Roskos, W. Knap: *TeraHertz Imaging with GaAs Field-Effect Transistors*, GDR-E 2008 THz Workshop, Paris (2008)
- [77] Hils B., Thomson M.D., Loeffler T., von Spiegel W., am Weg C., Roskos H.G., de Maagt P., Doyle D., Geckeler R.D.: *Terahertz profilometry at 600 GHz with 0.5 μm depth resolution*, Opt. Express, Vol. 16(15), pp. 11289-11293 (2008)
- [78] Hils B., von Spiegel W., Loeffler T., Roskos H.G.: *Contactless testing of the surface of materials*, Tech. Mess., Vol. 75(1), pp. 45-50 (2008)
- [79] Hils B., Loeffler T., Thomson M.D., von Spiegel W., am Weg C., May T. , Roskos H.G., de Maagt P., Doyle D., Geckeler R.D.: *High-accuracy topography measurement of optically rough surfaces with THz radiation*, Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves/15th International Conference on Terahertz Electronics 2007, Vols. 1+2, pp. 888-889 (2007)
- [80] B. Hils, M. D. Thomson, W. von Spiegel, C. am Weg, H. G. Roskos, P. de Maagt, D. Doyle, R. D. Geckeler: *Terahertz profilometry at 600 GHz with 0.5 μm depth resolution*, B1, DGaO Jahrestagung Brescia (2009)
- [81] T. May, C. am Weg, A. Alcin, B. Hils, T. Löffler, H.G. Roskos, *Towards an active real-time THz camera: First realization of a hybrid system* in Proc. of SPIE Vol. 6549 654907-1, (2007).
- [82] Zhaowei Liu et al, *Rapid growth of evanescent wave by a silver superlens*, Applied Physics Letters 83, 5184 (2003)
- [83] J. B. Pendry und SA Ramakrishna, *Refining the Perfect Lens*, Physica B 338, 329 (2003)
- [84] J. B. Pendry und D. R. Smith, *Reversing Light: Negative Refraction*, Physics Today 57 (6), 37 (June 2004)

Firmenadressen

- ***ZEMAX Development Corporation***
3001 112th Avenue NE, Suite 202
Bellevue
WA 98004-8017 USA
Tel.: +44-1279-8221295
Fax.: +44-1279-8894687
Homepage: www.zemax.com

- ***RPG Radiometer Physics GmbH***
Birkenmaatstr. 10
53340 Meckenheim
Deutschland
Tel.: +49-2225-99981-0
Fax.: +49-2225-99981-99
Homepage: www.radiometer-physics.com

- ***Edmund Optics GmbH***
Zur Giesserei 19-27
76227 Karlsruhe
Deutschland
Tel.: +49-721-627-73730
Fax.: +49-721-627-737500
Homepage: www.edmundoptics.com

- ***Stanford Research Systems, Inc.***
1290-D Reamwood Avenue
Sunnyvale, CA 94089
Unites States
Tel.: +01-408-744-9040
Fax.: +01-408-744-9049

- ***Newport GmbH***
 Guerickeweg 7
 64291 Darmstadt
 Deutschland
 Tel: +49-6151-708-0
 Fax: +49-6151-708-952
 Homepage: www.newport.com

- ***Isel Germany AG***
 Bürgermeister-Ebert-Straße 40
 36124 Eichenzell
 Deutschland
 Tel.: +49-66-59-9810
 Fax.: +49-66-59-981776
 Homepage: www.isel-germany.de

- ***LT Ultra-Precision Technology GmbH***
 Aftholderberg, Wiesenstr.9
 88634 Herdwangen-Schönach
 Deutschland
 Tel. +49-7552-405-990
 Fax +49-7552-405-9950
 Homepage: www.lt-ultra.com

- ***Kugler GmbH***
 Heiligenberger Str. 100
 88682 Salem
 Deutschland
 Tel.: +44-7553-9200-0
 Fax.: +44-7553-9200-45
 Homepage: www.kugler-precision.com

Publikationsliste

1. C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Illuminatin aspects of activ THz-Cameras*; IEEE (2009, to be published)
2. F. Friederich, C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Phase-locking of the beat signal of two DFB lasers to oscillators working in the MHz to THz range*; IEEE (2009, to be published)
3. C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Fast active THz camera with global illumination*; IEEE THz Technology: Bridging the Microwave-to-Photonics-Gap (2009, to be published)
4. C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Fast active THz camera with global illumination*; 34rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves 2009 Basun, Korea, Vols. 1+2, pp. 99-101 (2009)
5. C. am Weg, W. von Spiegel, R. Henneberger, R. Zimmermann, T. Löffler, H. G. Roskos; *Quasioptical system design*; Photonics West Proceedings Vol. 7215, pp. 72150R (2009)
6. C. am Weg, W. von Spiegel, R. Henneberger, R. Zimmermann, T. Löffler, H.G. Roskos; *Fast active THz camera with range detection by frequency modulation*; Photonics West Proceedings Vol. 7215, pp. 72150F (2009)
7. C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, T. Löffler, R. Henneberger, R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Fast active THz camera with range detection by frequency modulation*; 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves 2008 Pasadena CA, Vols. 1+2, pp. 99-101 (2008) (Keynote talk)
8. C. am Weg, W. von Spiegel, T. Löffler, R. Henneberger., R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Fast active THz cameras with ranging capabilities*; Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (2009)

9. C. am Weg, W. von Spiegel, B. Hils, F. Friederich, T. Löffler, R. Henneberger, R. Zimmermann, H.G. Roskos; *Fast scanning THz camera with interferometric phase detection and range selection by frequency modulation*; EOS Annual Meeting, TOM 2 009 822 (2008)
10. C. am Weg, W. von Spiegel, H.G. Roskos; *Aktive THz-Kamera mit FMCW-Radar zur Abstandsselektion*; VDI CBRNE-Workshop, Karlsruhe (2008)
11. C. am Weg, T. May, B. Hils, T. Loeffler and H.G. Roskos, *On the way to an active terahertz camera: Optic design and its experimental verification*, IRMMW-THz 2007, pp 907-908 (2007)
12. C. am Weg, W. von Spiegel, T. Loffler; H.G. Roskos; *Beitrag für BMBF-TV bezüglich Sicherheit am Flughafen*; abrufbar unter www.bmbf-tv.de (2009)
13. C. am Weg, W. von Spiegel, H.G. Roskos; *Aktive THz-Kamera mit FMCW-Radar zur Abstandsselektion*; VDI CBRNE-Workshop, Karlsruhe (2008)
14. T. Loffler, C. am Weg, H.G. Roskos; *Continuous-wave terahertz imaging with a hybrid system*; Appl. Phys. Lett., 90, 091111 (2007).
15. W. von Spiegel, C. am Weg, B. Hils, R. Henneberger, R. Zimmermann, T. Loffler, H. G. Roskos; *Active terahertz imaging with high acquisition rates and its application for moisture sensing*; DGaO-proceedings 110. Jahrestagung (2009)
16. W. von Spiegel, C. am Weg, B. Hils, T. Loffler, R. Henneberger, R. Zimmermann, H. G. Roskos; *Active THz imaging system with improved frame rate*; SPIE Defense, Security, and Sensing Proceedings Vol. 7311, pp. 73110O (2009)
17. W. von Spiegel, C. am Weg, D. Banerjee, M. D. Thomson, R. Henneberger, R. Zimmermann, S. Schabel, H. G. Roskos; *Active Terahertz imaging with high acquisition rates and its application for moisture sensing*; B2, DGaO Jahrestagung Brescia (2009)
18. W. von Spiegel, C. am Weg, H.G. Roskos; *Entwicklung und vergleichende Erprobung zweier THz Kamerasysteme für Anwendungen im Sicherheitsbereich*, VDI CBRNE-Workshop, Karlsruhe (2008)
19. T. May, C. am Weg, A. Alcin, B. Hils, T. Loffler, H.G. Roskos; *Towards an active real-time THz camera: First realization of a hybrid system*; in Proc. of SPIE Vol. 6549 654907-1, (2007).
20. B. Hils, W. von Spiegel, C. am Weg, T. Loeffler, H. G. Roskos; *Contactless testing of the surface of materials*; Tech. Mess., Vol. 75(1), pp. 45-50 (2008)
21. B. Hils, M. D. Thomson, T. Loeffler, W. von Spiegel, C. am Weg, H. G. Roskos, P. de Maagt, D. Doyle, R. D. Geckeler; *Terahertz profilometry at 600 GHz with 0.5 λ m depth resolution*; Opt. Express, Vol. 16(15), pp. 11289-11293 (2008)

22. B. Hils, M. D. Thomson, W. von Spiegel, C. am Weg, H. G. Roskos, P. de Maagt, D. Doyle, R. D. Geckeler; *Terahertz profilometry at 600 GHz with 0.5 λ m depth resolution*; B1, DgaO Jahrestagung Brescia (2009)
23. B. Hils, T. Loeffler, M. D. Thomson, W. von Spiegel, C. am Weg, T. May, H. G. Roskos, P. de Maagt, D. Doyle, R. D. Geckeler; *High-accuracy topography measurement of optically rough surfaces with THz radiation*; Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves/15th International Conference on Terahertz Electronics 2007, Vols. 1+2, pp. 888-889 (2007)
24. C. am Weg, M. Schmiedchen, T. Tschudi, *Adaptive Liquid Crystal Lens Arrays For 3D Displays*, DGaO Jahrestagung, Wroclaw/Polen (2005)
25. C. am Weg, M. Schmiedchen; *Adaptive liquid-crystal lens arrays for 3D-display*; Annual Report des Instituts für angewandte Physik TU Darmstadt 2005
26. C. am Weg, M. Schmiedchen, W. von Spiegel, T. Tschudi; *Rapid lens array prototyping*; Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik 2005 in Wroclaw, Polen

Mibetreute Bachelorarbeiten

1. Maris Bauer; *Synthetische Aperturen in der THz-Bildgebung* (2009)
2. Benedikt Hartmann; *Charakterisierung von MSM-Strukturen für elektrooptische Detektion für bildgebende THz-Systeme* (2009)
3. Florian Senzel; *Erweiterte Topographierekonstruktion durch Analyse von multiplen Phasenbildern für bildegebende THz-Systeme* (2009)
4. Arthur Lorer; *Erweiterte Topographierekonstruktion durch Analyse von multiplen Phasenbildern für bildegebende THz-Systeme* (2009)

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Christian am Weg geboren am 11.09.1978 in Frankfurt a. M.

Schulausbildung:

1984 - 1989	Selma-Lagerlöf-Schule (Grundschule) in Dreieich-Buchsschlag
1989 - 1995	Heinrich-Heine-Schule (Realschule) in Dreieich-Sprendlingen
1995 - 1999	Max-Eyth-Schule (Oberstufe) in Dreieich-Sprendlingen

Zivildienst:

1999 - 2000	Hufeland-Haus Frankfurt in Frankfurt a. M.
-------------	--

Hochschulausbildung:

2000 - 2006	Studium der Physik und Mechatronik an der TU-Darmstadt
2006 - 2009	Promotion an der JWG-Universität Frankfurt a. M.

Berufstätigkeit:

2002 - 2006	Tutor des physikalischen Grundpraktikums an der TU-Darmstadt
März 2006	Diplomarbeit: Adaptive Linsenarrays für 3D-Displays
2006 - 2009	Tutor der JWG-Universität Frankfurt a. M.
2006 - 2009	Prüfungsbeisitzer an der JWG-Universität Frankfurt a. M.
2006 - 2009	Promotion: Simulation, Optimierung und Realisierung quasioptischer Scansystem für aktive 3D-THz-Kameras

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zunächst möchte ich Herrn Prof. H. G. Roskos herzlichst für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe *Ultrakurzzeitspektroskopie und THz-Physik* danken. Durch seine Unterstützung -sowohl im fachlichen als auch im organisatorischen Bereich- wurde diese Arbeit erst ermöglicht. Bedanken möchte ich mich insbesondere für das mir entgegengebrachte Vertrauen bei der eigenständigen Bearbeitung von Forschungsprojekten.

Im gleichen „Atemzug“ möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe *Ultrakurzzeitspektroskopie und THz-Physik* für die freundschaftliche Atmosphäre, das produktive Arbeitsklima und die hervorragenden fachlichen Diskussionen danken. Ohne besondere Reihenfolge möchte ich kurz alle Betreuer, Doktoranden und Bachlorkandidaten erwähnen, die mich tatkräftig unterstützt haben: Torsten Löffler, Wolff von Spiegel, Bernd Hills, Mark Thomsen, Alvydas Lisaukas, Volker Blank, Robert Hahn, Jan Schmidt, Fabian Friederich, Florian Senzel, Maris Bauer und Sebastian Boppel (ich hoffe, es fehlt niemand!). Ein besonderer Dank gebührt dabei meinem Betreuer Torsten Löffler und Wolff von Spiegel für die gemeinsame Bearbeitung der Projekte „Lynkeus“ und „TeraCam“ und die stets interessanten fachlichen Gespräche.

Einen großen Beitrag (nicht nur zu meiner, sondern zu allen bei uns durchgeführten Arbeiten) haben weitere Mitarbeiter von Herrn Prof. H.G. Roskos geleistet, die ich, wieder ohne besondere Reihenfolge, erwähnen möchte:

- Der Werkstatt für Apparatebau danke ich vor allem für das freundschaftliche Verhältnis, die konstruktiven Lösungsvorschläge für zahlreiche mechanische Probleme. Danken möchte ich Herrn Pfeifer, Herrn Hohmann und dem Rest der Gruppe für die Fertigung zahlreicher quasioptischer Scansysteme sowie der Herstellung der berechneten Quasioptik und vielen anderen Dingen, die teilweise in Nullzeit benötigt und manchmal noch schneller gefertigt wurden.

- Bei Frau Marion Jordan möchte ich mich für die Unterstützung bei allen organisatorischen Problemen und für die Verwaltung unserer Projektfinanzen bedanken. Weiterhin natürlich auch und insbesondere für die sehr harmonische Zusammenarbeit!
- Herrn Holzmann, Herrn Hesse und Herrn Gärtner aus der elektronischen Werkstatt danke ich für die Herstellung zahlreicher, im Experiment benötigter Schaltungen, sowie für die allgemeine Hilfestellung bei Problemen elektrischer oder elektronischer Art.

Zu keinem geringen Anteil trugen auch die am Projekt beteiligten Firmen zum Gelingen dieser Arbeit bei. Ein ganz großes "Danke" dafür an Herrn Ralph Henneberger und Herrn Ralf Zimmermann bei **RPG Radiometer Physics GmbH** die in unermüdlicher Arbeit alle auftretenden Problem mit dem Quelle/Detektorsystem in Nullzeit gelöst haben. Außerdem möchte ich noch meinem Freundeskreis (ihr seid die besten!), und überhaupt meiner Familie für ein tolles, "promotionsförderndes" Umfeld danken! Last but not least und quasi auf dem Ehrenplatz möchte ich noch meinen Eltern für unzählige Dinge danken, die aufzuzählen den bereits ausufernden Rahmen meiner Danksagung sprengen würde. Ihr seid auch die besten!

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich versichere weiterhin, dass ich bisher noch keinen Versuch zur Promotion unternommen habe.

Frankfurt, den 19. Januar 2010

(Christian am Weg)