

Design und Simulation unkonventioneller optischer Systeme basierend auf strahlen- und wellenoptischen Methoden

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von
Florian Loosen
aus Mayen

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

17. Juni 2019

Vorsitzender des Promotionsorgans:

Prof. Dr. Georg Kreimer

Gutachter:

Prof. Dr. Norbert Lindlein
Prof. Dr. Stefan Sinzinger

*„Mehr als die Vergangenheit interessiert mich die Zukunft,
denn in ihr gedenke ich zu leben.“*

Albert Einstein

Summary

This thesis discusses the design and simulation of unconventional optical systems based on ray-tracing and wave optical methods. The design of optical systems for new applications is a challenging task for the development process. Therefore, new approaches must be applied to fulfill today's requirements.

The combination of a non-sequential ray-tracing method with a Monte Carlo approach to simulate the scattering of rays between core and cladding material of a printed Polymer Optical Waveguide (POW) is described in the first chapter. With that the attenuation and the impulse response of this type of waveguides can be calculated. In addition, the chapter also describes the entire process chain of an additive manufacturing process of POWs from simulation to fabrication. In the second chapter the development step and the investigation of a new optical 3D scanning system for the inline measurement will be described. The application relates to e.g. the scratch detection of aluminium rolled sheets or the detection of the dimensions of printed structures on foils. The system has several differences with respect to conventional telecentric objectives. Finally, an evaluation of a holography based Modal Wavefront Sensor (MWFS) is presented in the third chapter which will guarantee the fast position control of a light emitter in a deep parabolic mirror. The measuring system consists of a Computer-Generated Hologram (CGH), a Fourier lens for imaging, and a detector.

By the described methods presented in this work new approaches for future applications are generated. The results of all three concepts are summarized and an outlook will be given in the conclusions.

Kurzbeschreibung

Die vorliegende Doktorarbeit erörtert das Design und die Simulation unkonventioneller optischer Systeme basierend auf Raytracing und wellenoptischen Methoden. Dabei ist das Design von optischen Systemen für neue Anwendungsbereiche eine anspruchsvolle Aufgabe für den gesamten Entwicklungsprozess. Daher müssen neue Ansätze geschaffen werden, um heutige Anforderungen zu erfüllen.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird die Kombination eines nichtsequenziellen Ray-Tracing-Verfahrens mit einem Monte-Carlo-Ansatz beschrieben. Durch diesen Ansatz kann in der Simulation die Streuung zwischen Kern- und Mantelmaterial der durch einen gedruckten Polymer Optischen Wellenleiter (POW) propagierenden Strahlen berücksichtigt werden. Dabei können die Dämpfung und die Impulsantwort von POWs berechnet werden. Darüber hinaus beschreibt das Kapitel die gesamte Prozesskette eines additiven Fertigungsprozesses von POWs von der Simulation bis hin zur Fertigung. Im zweiten Kapitel wird der Forschungs- und Entwicklungsschritt eines neuartigen optischen 3D-Scansystems für die Inline-Messung beschrieben. Dabei umfasst die Anwendung z.B. die Erkennung von Kratzern in Aluminium-Walzblechen oder die Vermessung von gedruckten Strukturen auf Foliensubstraten. Das entwickelte Konzeptdesign weist einige Unterschiede zu herkömmlichen telezentrischen Objektiven auf. Abschließend wird im dritten Kapitel die Evaluierung eines auf Holographie basierenden Modalen Wellenfrontsensors (MWFS) vorgestellt, der die schnelle Positionskontrolle eines Lichtemitters in einem tiefen Parabolspiegel garantieren soll. Dabei besteht das Messsystem aus einem Computer-Generierten Hologramm (CGH), einer Fourier-Linse für die Bildgebung und einem Detektor.

Durch die in dieser Arbeit beschriebenen Methoden werden neue Ansätze für zukünftige Anwendungen geschaffen. Die Ergebnisse aller drei Konzepte werden in den Schlussbetrachtungen zusammengefasst.

Inhaltsverzeichnis

Summary	I
Kurzbeschreibung	III
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XIII
Abkürzungsverzeichnis	XV
1 Einleitung	1
1.1 Zielsetzung	1
1.2 Beschreibung der behandelten Themengebiete	1
1.3 Inhaltsübersicht	3
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Geometrische Optik	5
2.1.1 Abbildungsgleichung	5
2.1.2 Abbildungsfehler	6
2.1.3 Raytracing	7
2.2 Fresnel'sche Formeln	9
2.3 Streuung elektromagnetischer Wellen	11
2.4 Dispersion	15
2.5 Auflösungsgrenzen optischer Systeme	15
2.5.1 Kreisapertur	16
2.5.2 Auflösung für 2 benachbarte Punkte	17
2.5.3 Technisch bedingte Auflösung	18
2.6 Holographie	19
2.7 Computer-Generierte Hologramme	20
3 Design und Simulation 3D-Wellenleiter	23
3.1 Anwendung und Herstellungsprinzip	24
3.2 Wellenleiterberechnung mit nicht-sequentiellm Raytracing	25
3.3 Monte-Carlo-Raytracing-Methode	27
3.4 Designregeln zur Herstellung	28
3.4.1 Wellenleitergeometrie	29
3.4.2 Austauschformat	33
3.5 Charakterisierung der Druckpolymere	34
3.6 Implementierung in RAYTRACE	38

3.7	Simulationsergebnisse	38
3.7.1	Berechnete Dämpfung und Impulsantwort	40
3.7.2	Variation signifikanter Charakteristika	43
3.8	Vergleich zu gedruckten POWs	45
4	3D-Scannersystem	49
4.1	Aufbau und Funktion 3D-Scannersystem	49
4.1.1	Scanaufbau und Messprinzip	49
4.1.2	Telezentriebedingung	50
4.1.3	Abbildungsparameter des Ringflächenspiegels	51
4.1.4	Parameter des Scansystems	53
4.1.5	Scangeometrie	55
4.2	Konzeptdesign Ringflächenspiegel	56
4.2.1	Mathematische Beschreibung Rotationskörper	57
4.2.2	Definitionsbereich der Rotationskörpersegmente	61
4.2.3	Systemparameter Rotationskörpersegmente	61
4.3	Design und Simulation der Systemkomponenten	63
4.3.1	Spiegelsegmente	63
4.3.2	Abbildungssystem	69
4.3.3	Detektor und Auflagemaß	76
4.4	Zusammenführung der Systemkomponenten zum Gesamtsystem	76
4.4.1	Design	77
4.4.2	Simulation	78
5	CGH-basierter modaler Wellenfrontsensor	85
5.1	Anwendung	85
5.2	Funktionsweise	87
5.3	CGH-Design und -Herstellung	90
5.4	Messaufbau	94
5.5	Vergleich Simulation und Messung	96
5.6	Analyse des Detektorsignals bei verschiedenen Messvolumina	97
5.7	Crosstalk	99
6	Schlussbetrachtungen	101
6.1	Zusammenfassung	101
6.2	Ausblick	102
A	Anhang I	XIX
A.1	Streuspektren von Material- und Oberflächenkombinationen	XIX

B Anhang II	XXIII
B.1 Perspektivisches Sehen und Prinzip der Telezentrie	XXIII
B.2 Zernike-Polynome und Seidelsche Aberrationen	XXV
B.3 Vollständige mathematische Beschreibung Rotationskörper	XXX
B.3.1 Rotationshyperbel	XXX
C Anhang III	XXXV
C.1 Brennpunkt eines Parabolspiegels	XXXV
C.2 Verschiedene CGH-Designs für den modalen Wellenfrontsensor	XXXVII
Literaturverzeichnis	XXXIX
Eigene Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge	LI
Danksagung	LVI

Abbildungsverzeichnis

1	Abbildungskonstruktion	6
2	Reflektion und Brechung an einer dielektrischen Fläche	9
3	Hemisphärendarstellung	11
4	Punktbildfunktion (PSF) in lateraler und axialer Richtung	16
5	2D und 3D PSF in lateraler Richtung	17
6	Inkohärente Überlagerung zweier benachb. Beugungsmuster	18
7	Aufnahme und Rekonstruktion eines Gabor-Hologramms	19
8	CAD-Skizze des OPTAVER-Demonstrators	23
9	Designskizze eines gedruckten Wellenleiters	24
10	Prinzipskizze Streuung an Grenzfläche zwischen Kern und Mantel	25
11	Hemisphärendarstellung der positiven Halbkugel	26
12	Prinzip der Monte-Carlo-Raytracing-Methode	28
13	Herleitung der Geometrie eines gedruckten POWs	30
14	Beispiele für die verwendeten Torus-Geometrien	31
15	Skizze des Torus in der xy- und xz-Schnittebene	32
16	Bestimmung der Randwelligkeit des Wellenleiterkerns	33
17	Skizze 3D-Strukturbauteil mit verlegtem Wellenleiter und Koppler	34
18	Aushärtungsprozess von UV-Lacken	34
19	Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes der Drucklacke	35
20	Oberfläche der Substratfolie (PMMA)	36
21	Oberflächen des Jänicke + Schneemann Lacks (gedruckte Wellenleiter)	37
22	Strahlzeichnungen der simulierten Wellenleiter	39
23	Simulationsergebnisse der gedruckten Wellenleiter (Endfacette)	41
24	Simulationsergebnisse der gedruckten Wellenleiter (Impulsantwort)	42
25	Dämpfung und Impulsantwort bei verschiedenen Wellenleiterlängen	43
26	Dämpfung und Impulsantwort bei Variation der Korrelationslänge	43
27	Endfacetten bei Variation der Lichtquellenposition bei Einkopplung	44
28	Nahfeldbild einer gemessenen Wellenleiter-Endfacette nach ca. 10 cm	45
29	Simulierte Intensitätsverteilungen mit POW-Druckparametern	46
30	Prinzipskizze Scanaufbau	50
31	Objektseitige Telezentrie	51
32	Prinzipskizze des Ringflächenspiegels mit Ersatzschaltbild	51
33	Prinzipskizze des Linienscanners als Draufsicht	55
34	Prinzipskizze der Bildrekonstruktion	55
35	Alternierende Anordnung der Scangeometrie	56
36	Herleitung Gerade	58
37	Herleitung Hyperbel	59

38	3D-Darstellungen der berechneten Rotationskörper	60
39	rz-Schnittebenen der berechneten Rotationskörper	60
40	Stumpfssektor plus Kontur des Rotationskegelsegments	61
41	Rotationskörpersegmente und Parameterzusammenhang	62
42	3D-Darstellung Rotationskörper mit einem Objektstrahl	64
43	Seitenansicht und Draufsicht der Rotationssegmente	65
44	Spotdiagramme in der Ebene der Telezentriellende	66
45	Spotdiagramme von Kegel- und Hyperbelsegment	66
46	Wellenaberrationen von Kegel- und Hyperbelsegment	67
47	Schnittebene mit Winkelverkippen des Rotationshyperbelsegments	68
48	Toleranzanalyse der Spiegelverkippen um die Winkel θ und φ	68
49	Draufsichten der beiden Abbildungssysteme Triplet und Planar	70
50	Bildfeldwölbungen der Abbildungssysteme bei ebenem Objektfeld . .	73
51	Bildfeldwölbungen der Abbildungssysteme bei gekrümmtem Objektfeld	74
52	Verzeichnungskurven der Systeme Triplet und Planar	75
53	Detektorskizze zur Veranschaulichung des Auflagemaßes	76
54	3D-Ansicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment und Triplet . .	77
55	Draufsicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment und Triplet . .	77
56	Draufsicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment und Planar . . .	78
57	WAs und PSFs des Gesamtsystems mit Triplet	79
58	WAs und PSFs des Gesamtsystems mit Planar	80
59	WAs der Gesamtsysteme mit Triplet und Planar	81
60	Querschnitte der PSFs vom Triplet in x- (Zeile) und y-Ebene (Spalte)	81
61	Parameterdarstellung des Gesamtsystems mit Triplet	82
62	Querschnitte der PSFs vom Planar in x- (Zeile) und y-Ebene (Spalte)	83
63	Parameterdarstellung des Gesamtsystems mit Planar	83
64	Aufbau mit einem Shack-Hartmann-Sensor (SHS)	86
65	Simulierte Phasenfunktionen im tiefen Parabolspiegel	87
66	Funktionsprinzip eines Modalen Wellenfrontsensors (MWFS)	88
67	Intensitätsverteilungen in den ± 1 . Beugungsordnungen	88
68	Simulierte Messsignale des Sensors	89
69	Skizze des Messvolumens im PS plus CGH-Mikroskopaufnahme	90
70	Aufbau (Phasenstruktur) des designten CGHs	92
71	Produktionszyklus des CGH-Herstellungsprozesses	93
72	Experimenteller Aufbau zur Verifikation	94
73	Simulierte und gemessene Intensitätsverteilung am Detektor	95
74	P und D für die Sensormoden Z_1 , Z_3 und Z_4	96
75	P und D für die Sensormode Z_1 bei Messvolumina von 80 nm bis 1 000 nm	98
76	Simulationen zum intermodalen Crosstalk	99

77	Leistungsspektren (1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 30^\circ$	XX
78	Leistungsspektren (1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 60^\circ$	XX
79	Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 25^\circ$. . .	XXI
80	Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 70^\circ$. . .	XXII
81	Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 80^\circ$. . .	XXII
82	Telezentrieprinzip	XXIV
83	Zernike-Polynom-Pyramide	XXVI
84	Zweidimensionaler Plot der ersten 16 Zernike-Polynome	XXVII
85	Dreidimensionaler Plot der ersten 16 Zernike-Polynome	XXVIII
86	Punktbildfunktionen (PSFs) der ersten 16 Zernike-Polynome	XXIX
87	Geometrischer Zusammenhang Parabolspiegel	XXXV
88	Designte CGH-Strukturen für unterschiedliche Messvolumina	XXXVII

Tabellenverzeichnis

1	Parameter der Wellenleitergeometrie	35
2	Oberflächenparameter der am Druckprozess beteiligten Materialien .	37
3	Simulierte Werte bei Variation der Lichtquellenposition bei Einkopplung	44
4	Simulierte Dämpfungswerte und Pulsbreiten (POWs)	46
5	Abbildungsparameter	52
6	Optische Systemparameter im Objekt- und Bildraum	63
7	Fitwerte der Zernike-Polynome bis zum Grad 4	67
8	Elemente des Gesamtsystems mit LQ, Hyperbelsegment und Triplet	71
9	Elemente des Gesamtsystems mit LQ, Hyperbelsegment und Planar .	72
10	Erste 16 Zernike-Polynome mit entsprechendem Aberrations-Typ . .	XXVI

Abkürzungsverzeichnis

%	Prozent (<i>percent</i>)
"	Zoll (<i>inch</i>)
∞	unendlich (<i>infinite</i>)
λ	Designwellenlänge des Systems (<i>design wavelength of the system</i>)
μm	Mikrometer (<i>micrometer</i>)
$^\circ$	Grad (<i>degree</i>)
$^{-1}$	reziprok (<i>reciprocal</i>)
cm	Zentimeter (<i>centimeter</i>)
MB	Megabyte (<i>megabyte</i>)
mm	Millimeter (<i>millimeter</i>)
n_K	Brechungsindex des Kernmaterials (<i>refractive index of the core</i>)
n_M	Brechungsindex des Mantelmaterials (<i>refractive index of the cladding</i>)
nm	Nanometer (<i>nanometer</i>)
rad	Radian (<i>radian</i>)
sgn	Signumfunktion (<i>sign function</i>)
SiO ₂	Siliziumdioxid/Quarzglas (<i>fused silica</i>)
sr	Steradian (<i>steradian</i>)
U/min	Umdrehungen pro Minute (<i>revolutions per minute – rpm</i>)
2D	zweidimensional (<i>two-dimensional</i>)
3D	dreidimensional (<i>three-dimensional</i>)
&	und (<i>and</i>)
AFM	Rasterkraftmikroskop (<i>Atomic Force Microscope</i>)
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung (<i>Federal Ministry of Education and Research</i>)
bzw.	beziehungsweise (<i>respectively – resp.</i>)
CAD	rechnerunterstütztes Konstruieren (<i>Computer-Aided Design</i>)
CAM	rechnerunterstützte Fertigung (<i>Computer-Aided Manufacturing</i>)
CCD	spezielles Detektor-Array für Licht (<i>Charge-Coupled Device</i>)
CGH	Computer-Generiertes Hologramm (<i>Computer-Generated Hologram</i>)
CMOS	Halbleiterdetektor zur Lichtmessung (<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>)

DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft (<i>German Research Foundation</i>)
FAPS	Lehrstuhl für Fertigungsautomatisierung und Produktionssystematik (<i>Institute for Factory Automation and Production Systems</i>)
FAU	Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (<i>Friedrich-Alexander University Erlangen-Nürnberg</i>)
FFT	schnelle Fourier-Transformation (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
HeNe	Helium-Neon (<i>Helium-Neon</i>)
IAVT	Institut für Aufbau- und Verbindungstechnik der Elektronik (<i>Institute of Electronic Packaging Technology</i>)
IOIP	Institut für Optik, Information und Photonik (<i>Institute of Optics, Information and Photonics</i>)
IoT	Internet der Dinge (<i>Internet of Things</i>)
ITA	Institut für Transport- und Automatisierungstechnik (<i>Institute of Transport and Automation Technology</i>)
KL	Korrelationslänge (<i>correlation length</i>)
LED	Leuchtdiode (<i>Light-Emitting Diode</i>)
LQ	Lichtquelle (<i>light source</i>)
LZH	Laser Zentrum Hannover e.V. (<i>Laser Zentrum Hannover e.V.</i>)
MID	spritzgegossener Schaltungsträger (<i>Molded Interconnect Device</i>)
MIDCAD	interne Software u.a. zur Wellenleiterverlegung (<i>FAPS in-house CAD tool</i>)
MPL	Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts (<i>Max Planck Institute for the Science of Light</i>)
MTF	Modulationsübertragungsfunktion (<i>Modulation Transfer Function</i>)
MWFS	Modaler Wellenfrontsensor (<i>Modal Wavefront Sensor</i>)
NA	Numerische Apertur (<i>Numerical Aperture</i>)
OPTAVER	Optische Aufbau- und Verbindungstechnik für baugruppenintegrierte Bussysteme (<i>Optical Packaging for 3D-Optomechatronic-Devices</i>)
PC	Arbeitsplatzrechner (<i>Personal Computer</i>)
PCB	gedruckter Schaltungsträger (<i>Printed Circuit Board</i>)
PD	Photodiode (<i>photodiode</i>)
PMMA	Polymethylmethacrylat – Plexiglas (<i>Poly(methyl methacrylate)</i>)
POW	Polymer Optischer Wellenleiter (<i>Polymer Optical Waveguide</i>)

PS	Parabolspiegel (<i>parabolic mirror</i>)
PSF	Punktbildfunktion (<i>Point Spread Function</i>)
PV	Abstand zwischen globalem Maximum und Minimum (<i>Peak-to-Valley</i>)
RAYTRACE	.	Interne IOIP Strahlverfolgungssoftware (<i>IOIP in-house ray-tracing software</i>)
RMS	quadratisches Mittel (<i>Root Mean Square</i>)
SHS	Shack-Hartmann-Sensor (<i>Shack-Hartmann Sensor</i>)
SLM	räumlicher Modulator für Licht (<i>Spatial Light Modulator</i>)
ST	Strahlteiler (<i>beam splitter</i>)
SW	Simulationswerte (<i>simulation values</i>)
TE-Mode	Transversalelektrische-Mode (<i>Transverse Electric Mode</i>)
TM-Mode	Transversalmagnetische-Mode (<i>Transverse Magnetic Mode</i>)
WA	Wellenaberrationen (<i>Wave Aberrations</i>)
WFS	Wellenfrontsensor (<i>Wavefront Sensor</i>)
z.B.	zum Beispiel (<i>for example - e.g.</i>)

1 Einleitung

Im Rahmen dieser Dissertationsschrift wird das Design und die Simulation unkonventioneller optischer Systeme basierend auf strahlen- und wellenoptischen Methoden dargestellt und behandelt. Dabei spielt in den beiden ersten vorgestellten optischen Systemen Raytracing eine grundlegende Rolle. Das dritte und letzte System beinhaltet dann das Thema Holographie, genauer gesagt das Design und die Herstellung Computer-Generierter Hologramme (CGHs), und den damit verbundenen Aufbau eines Modalen Wellenfrontensensors (MWFS).

1.1 Zielsetzung

Mit der „Agenda Photonik 2020“ hat der Programmausschuss für das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderte Programm „Optische Technologien“ eine Roadmap auf den Weg gebracht, um einen Leitfaden für die Photonikbranche und deren Entwicklung in der Zukunft zu liefern [BMBF10; BMBF11]. Ausgangspunkt dieser Roadmap war das Memorandum „Agenda Photonik 2020“ der Initiative Photonik, in der führende Industrievertreter der gesamten deutschen Photonikindustrie versammelt waren [InPh09]. Darüber hinaus zählt die neue Hightech-Strategie „Innovationen für Deutschland“, dessen Herausgeber wiederum das BMBF ist (unter der auch die Themengebiete Industrie 4.0 und Smart Data anzusiedeln sind), die Themenfelder auf, welche die Grundlage für das Leben und Arbeiten in der Zukunft schaffen sollen. Der Ansatz von Industrie 4.0 [Rüßm15], im weitläufigen Sinne als Digitalisierung bezeichnet (im englischen Sprachgebrauch auch als Internet der Dinge – Internet of Things (IoT) [Rose15] – bekannt), dient zur Verbesserung heutiger Produkte und Dienstleistungen und versucht die Menschheit auf eine smartere Welt von morgen vorzubereiten. Das White Paper „The Digital Universe of Opportunities: rich Data and the Increasing Value of the Internet of Things“ [Turn14] prognostiziert, dass sich die Gesamtmenge der jährlich erzeugten digitalen Daten jedes Jahr verdoppeln und bis zum Jahr 2020 auf 44 Zettabyte anwachsen wird.

Durch die Vielfalt an neuen sogenannten „Smart Products“ wird die Entwicklung neuer Lösungen für die immer komplexer werdenden Probleme fortwährend schwieriger. Die in dieser Arbeit vorgestellten Entwicklungen sollen drei Möglichkeiten darstellen, wie vorhandene Technologien angepasst, verbessert und überarbeitet werden können, um dem immer schneller werdenden Produkt- und Lebenszyklus gerecht zu werden.

1.2 Beschreibung der behandelten Themengebiete

Optische Wellenleiter sind aus dem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Sie stellen eine unersetzliche Grundlage für digitale Datenübertragung dar [Wern17, S. 1 ff.]. Sei

es mittels Transatlantikkabel, welche durch Glasfaserstrecken Nordamerika mit Europa verbinden (Langstrecken-Datenübertragung), zur Beleuchtung oder zur Kurzstreckendatenübertragung, wie z.B. von „Board-to-Board“. Außerdem ist eine schnelle Übermittlung von Daten in der heutigen Zeit im Privaten als auch in der Industrie unabdingbar. Durch optische Bussysteme können kommende Sensor- und Informationsnetzwerke [Ammo15] den von Jahr zu Jahr wachsenden Anstieg an Daten [Turn14] meistern. Dabei ist besonders der Einsatz dieser Netzwerke im Automobil- und Luftfahrtbereich als auch in Industrie 4.0-Anwendungen zu nennen. Den Herausforderungen zukünftiger Datenübertragungswege kann durch die Entwicklung neuartiger optischer Kurzstreckenverbindungen begegnet werden [Teki11; Lin13]. Auch additive Fertigungsprozesse [VDI16] dienen heutzutage dazu, flexibler und vor allem ohne die Vorproduktion und Lagerhaltung Bauteile für industrielle Anwendungen zu fertigen. Diese Verfahren finden hauptsächlich im Maschinen-, im Automobilbau und in der Medizintechnik schon regen Einsatz [Rich17]. Die Entwicklung von 3D-Druckern zur Herstellung von optischen Bauteilen [Nano16] gewinnt immer mehr an Bedeutung, besonders das Applizieren von Leiterbahnen auf räumlichen Baugruppen, sogenannten 3D-MIDs – Molded Integrated Devices [Fran13]. Außerdem wird gegenwärtig durch digitale Abbilder nachgelagerter Produktionsprozesse die komplette Produktionskette durch das Design und die Simulation erweitert. Dabei ist die Simulation der gedruckten Wellenleiterstrukturen eine der Hauptherausforderungen, die in dieser Arbeit beschrieben wird. Diese stellt eine Kombination eines nichtsequenziellen Ray-Tracing-Verfahrens mit einem Monte-Carlo-Ansatz dar, damit die Rauheit zwischen Kern- und Mantelmaterial der gedruckten Polymer Optischen Wellenleiter (POWs) in der Simulation mit abgebildet werden kann.

Telezentrische Objektive [Schu98] werden in der industriellen Bildverarbeitung zum Beispiel dann eingesetzt, wenn die Abmessungen eines Objekts unabhängig vom Abstand zum Objektiv sein sollen. Durch das Bauprinzip telezentrischer Objektive wird jedoch der Einsatz bei großen Messfeldern unpraktisch. Entweder wird das Objektiv auf die Größe des Messfelds angepasst, was die Bauform vergrößert und die Kosten für ein solches Objektiv in die Höhe treibt, oder die gleichzeitige Verwendung mehrerer telezentrischer Objektive findet statt. Dieses führt aber zu Bereichen, welche nicht von den einzelnen Objektiven abgedeckt werden können bzw. die Bereiche müssen softwaremäßig aneinander gestückelt werden (im Englischen stitching genannt). Durch das hier vorgestellte Konzept eines modularen und kostengünstigen telezentrischen Linienscanners, welches eine Erweiterung der Patentanmeldung der Alfavision GmbH & Co. KG [Donn12] darstellt, können diese Nachteile vermieden werden. Durch den speziellen Aufbau des Scanners ist der Einsatz dessen zum optischen Prüfen einer Oberfläche in einem Inline-Prozess denkbar. Dieser grenzt sich sowohl durch seinen Aufbau von anderen Konzepten zum Erfassen von Oberflächendeformationen [IOSS07; Gäßl08; Milg72] als auch durch den Einsatz spezieller Spiegelgeometrien, verglichen mit z.B. [Hipp88], ab.

Heutzutage sind verschiedene Messmethoden etabliert, um die Wellenfront eines optischen Systems zu messen. Zu diesen sogenannten Wellenfrontsensoren (WFS) zählen unter anderem interferometrische Systeme, aber auch Pyramiden- und krümmungsbasierte WFS [Gear95]. Das für industrielle Anwendungen am häufigsten verwendete Verfahren zur Charakterisierung der Wellenfront, ist die Messung mit einem Shack-Hartmann-Sensor [Plat01]. Dabei kommt diese Methode in der Messtechnik sowohl zur Überprüfung der Abbildungsqualität als auch der Prüflingeigenschaften optischer Komponenten zum Einsatz [OPTO15]. Der in dieser Arbeit verwendete Sensor basiert auf dem Prinzip eines Modalen Wellenfrontsensors (MWFS) [Neil00], welcher eine direkte Messung der einzelnen Zernikekomponenten einer aberrierten Wellenfront ermöglicht. Dieses Sensorprinzip dient in dem beschriebenen Fall zur Detektion der Verschiebung eines punktförmigen Emitters in einem tiefen Parabolspiegel und soll nach dem Design verifiziert und nachfolgend auf dessen Einsatzzweck überprüft werden.

1.3 Inhaltsübersicht

Nach der kurzen Einführung hier in Kapitel 1 beschreibt Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit behandelten Themengebiete. Danach wird in Kapitel 3 das Design und die Simulation von 3D-Wellenleitern behandelt. Anschließend wird in Kapitel 4 die konzeptionelle Entwicklung eines 3D-Scannersystems beschrieben. Inhalt des Kapitels 5 ist die Entwicklung eines CGH-basierten modalen Wellenfrontsensors. Kapitel 6 schließt die Arbeit mit den Schlussbetrachtungen ab.

2 Physikalische Grundlagen

Am Anfang werden die physikalischen Grundlagen für die in dieser Arbeit notwendigen Themengebiete behandelt. Darunter zählen neben dem Abschnitt zur geometrischen Optik, Abschnitte zu den Fresnel'schen Formeln, zu Streuung elektromagnetischer Wellen, zur Dispersion, zu den Auflösungsgrenzen optischer Systeme und zu Computer-Generierten Hologrammen.

2.1 Geometrische Optik

Mit Hilfe der geometrischen Optik kann der optische Weg von Lichtstrahlen, welche durch ein optisches System propagieren, berechnet werden. Hier gelten die Axiome der geometrischen Optik [Hafe03, S. 35 ff.]. Ein Lichtstrahl breitet sich dabei in einem homogenen Medium aus und kann über eine Geradengleichung, mit einem Ortsvektor als Strahlstartpunkt, einem normierten Richtungsvektor in Ausbreitungsrichtung des Strahls und einem Parameter für die Propagationslänge, beschrieben werden. Diesen Strahlen werden bestimmte physikalische Eigenschaften, wie z.B. eine Wellenlänge, zugeordnet. Die paraxiale Optik ist ein Teilbereich der geometrischen Optik und bezieht sich auf Strahlen, die in einem kleinen Winkelbereich nahe der optischen Achse durch das System propagieren. Durch diese Einschränkung kann im paraxialen Gebiet die Lichtausbreitung der Strahlen näherungsweise durch einfache mathematische Zusammenhänge beschrieben werden. Neben dem Fermat'schen Prinzip [Naum14, S. 8 f.] bildet das Snellius'sche Brechungsgesetz [Mesc06, S. 487] (welches in Kapitel 2.2 näher erläutert wird) die Grundlage der geometrischen Optik und lässt sich aus diesem herleiten.

2.1.1 Abbildungsgleichung

Die paraxiale Abbildungsgleichung beschreibt den geometrischen Zusammenhang zweier konjugierter Ebenen (Objekt- und Bildebene). Dabei wird ein Objekt beziehungsweise ein Objektpunkt durch eine Linse oder ein System aus mehreren Linsen (was die Komplexität der Berechnung erhöht) auf einen Bildpunkt abgebildet. Gleichung 2.1 beschreibt den Zusammenhang der paraxialen Abbildungsgleichung.

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{g} = \frac{1}{f'} \quad (2.1)$$

g bezeichnet dabei die Gegenstandsweite, b die Bildweite und f die objekt- beziehungsweise f' die bildseitige Brennweite des abbildenden Systems. Abbildung 1 zeigt eine Bildkonstruktion mit Hilfe des Parallel-, Mittelpunkts- und Brennpunktsstrahls. Dabei gehen achsenparallele Strahlen durch den bildseitigen Brennpunkt F' . Die Strahlen, die durch den

objektseitigen Brennpunkt F auf die Linse treffen, verlaufen hingegen nach dem Durchgang durch die Linse parallel zur optischen Achse. Die Mittelpunktsstrahlen verlaufen durch das Zentrum des Systems. Bei Systemen aus mehreren optischen Flächen mit nicht vernachlässigbarem Abstand werden Hauptebenen als Bezugsebenen für diese Betrachtung definiert. [Litf05, S. 97 f., Kühl11, S. 63 ff.]

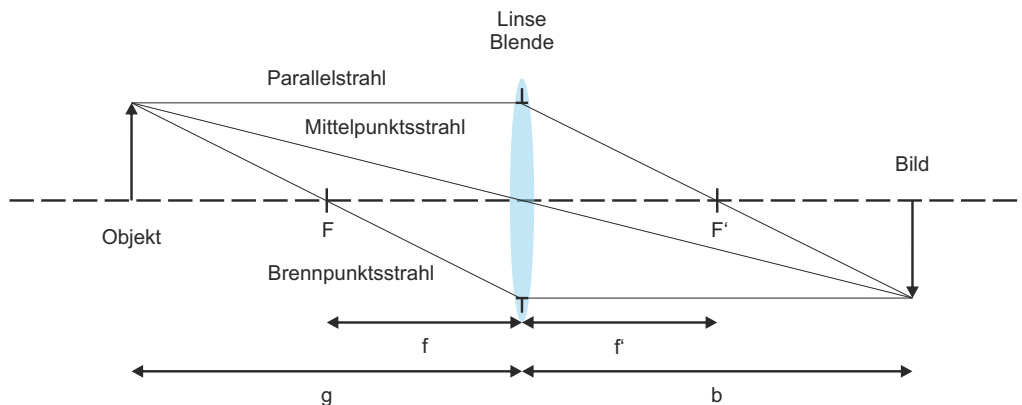


Abbildung 1: Abbildungskonstruktion mit Hilfe des Parallel-, Mittelpunkts- und Brennpunktstrahls, welche einen Objektpunkt auf einen Bildpunkt abbilden. Dabei bezeichnet g die Gegenstandsweite, b die Bildweite und f die objektbeziehungsweise f' die bildseitige Brennweite des abbildenden Systems.

2.1.2 Abbildungsfehler

Klassischerweise werden die in einem optischen System auftretenden Abbildungsfehler, im nachfolgenden auch Aberrationen genannt, durch fünf Größen bestimmt, die für monochromatisches Licht gelten. Diese sogenannten Seidelschen Aberrationen (siehe dazu auch Anhang B.2) sind der Öffnungsfehler (sphärische Aberration), die Koma, der Astigmatismus, die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung. Dabei beziehen sich die ersten drei Aberrationen auf jeden einzelnen Bildpunkt und werden demnach Punktbildaberrationen genannt. Daneben beziehen die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung das gesamte Bildfeld mit ein. Diese Aberrationen werden Feldaberrationen genannt. Bezieht man außerdem die Wellenlängenabhängigkeit mit ein, kann die chromatische Aberration (siehe dazu Kapitel 2.4) als zusätzliche Aberration gelten. [Pedr05, S. 115 ff., Kühl11, S. 91 ff.]

- Unter sphärischer Aberration wird der Fehler verstanden, bei dem, je nach Einfallshöhe achsparalleler Strahlen und Propagation dieser durch ein optisches System, der Schnittpunkt mit der optischen Achse verschieden ist. Weiter entfernte achsparallele Strahlen schneiden bei einer einzelnen Sammellinse mit sphärischen Flächen die optische Achse früher als näher liegende.
- Bei der Koma werden nichtaxiale Objektpunkte durch die verschiedenen Linsenzonen unterschiedlich abgebildet. Es resultieren unterschiedliche Bildpunkte beziehungsweise je nach Durchstechpunkt der Strahlen in der Linsenzone verschiedene

kreisförmige Bilder. Dies führt zu dem bekannten kometenschweifartigen Aussehen, welches diesem Abbildungsfehler den Namen verleiht.

- Der Astigmatismus bezeichnet den Bildfehler bei dem außeraxiale Objektpunkte durch die Linse unterschiedlich für Meridional- und Sagittalebene abgebildet werden. Dabei weisen die Strahlen unterschiedliche Brennweiten auf. Dies zeichnet sich durch Brennlinien und einen „Best Focus“-Punkt aus, welcher zwischen beiden Brennlinien zu finden ist.
- Unter Bildfeldwölbung wird die durch die im optischen System enthaltenen Aberrationen hervorgerufene Krümmung des Bildfelds verstanden. Diese kann näherungsweise analytisch durch die Petzval-Summe [Zink64] (siehe dazu den nachfolgenden Paragraphen) bestimmt werden.
- Die Verzeichnung beschreibt die Deformation des Bilds in Abhängigkeit des Abbildungsmaßstabs jedes einzelnen Bildpunkts, da dieser vom Abstand der Bildpunkte zur optischen Achse abhängig ist. Dabei wird zwischen tonnen- und kissenförmiger Verzeichnung unterschieden.

Petzval-Summe

Die Petzval-Summe, für die Josef Maximilian Petzval 1843 zum ersten mal einen theoretischen Ansatz lieferte, beziehungsweise der daraus resultierende Radius der Petzval-Fläche [Pedr05, S. 134; Hafe03, S. 320] beschreibt die mathematisch berechnete Krümmung des Bilds eines optischen Systems und ist wie folgt definiert:

$$\frac{1}{r_p} = \sum_{i=1}^k \frac{1}{r_i} \left(\frac{1}{n_{i-1}} - \frac{1}{n_i} \right), \quad (2.2)$$

dabei setzt dieses Theorem die Krümmungsradien r_i aller im System befindlichen optischen Flächen i mit den Brechungsindizes der Materialien, die sich vor (n_{i-1}) und hinter (n_i) dieser Flächen befinden, in Beziehung. Die Abstände der Linsen zueinander werden bei dieser mathematischen Betrachtung nicht mit berücksichtigt. Somit beruht das Theorem darauf, dass die Strahlen, die von einem ebenen Objektfeld ausgesendet und durch ein optisches System propagieren, eine Bildfeldwölbung in der Zielebene verursachen. Idealerweise liegt der Wert der Petzval-Summe nahe 0 mm^{-1} , da somit die Bedingung nach einer Ebnung des Bildfelds erfüllt ist und der Radius r_p der Petzval-Fläche gegen ∞ geht. Dies gilt aber nur, wenn gleichzeitig kein Astigmatismus auftritt.

2.1.3 Raytracing

Raytracing, im Deutschen auch Strahlverfolgung genannt, ist in der Optik eine Technik für die Analyse und das Design optischer Systeme und beruht im Allgemeinen auf

den Grundprinzipien der geometrischen Optik. Dabei propagiert ein Strahlenbündel (eine Schar von Strahlen), welches zum Beispiel von einem Objektpunkt ausgesendet wird, durch ein optisches System, wobei keinerlei paraxiale Näherungen gemacht werden. Die zu berechnenden optischen Systeme können sowohl aus einzelnen als auch aus mehreren optischen Flächen bestehen. Beim Raytracing wird zwischen der sequentiellen und der nichtsequentiellen Strahldurchrechnung unterschieden. Neben den klassischen Formelsätzen, wie zum Beispiel der paraxialen Abbildungsgleichung, steht dem Optikentwickler somit ein Werkzeug zur strahlenoptischen Simulation unter Berücksichtigung der im System befindlichen Aberrationen zur Verfügung. Schon in den 60er Jahren wurden durch Wynne [Wynn59] und Nunn [Nunn59] Methoden entwickelt, um mit Hilfe von Computern optische Systeme zu designen. Ein Verfahren zur Minimierung der Aberrationen im optischen System ist dabei das Damped Least-Squares [Kidg93]. Darüber hinaus gibt es neben dem klassischen Raytracing, d.h. der Propagation einzelner Strahlen durch ein optisches System, die Möglichkeit die gesamte Wellenfront zu betrachten. Diese wellenoptischen Methoden sind neben der klassischen Strahldurchrechnung Werkzeuge in der Optikentwicklung. [Lind96, S. 97 ff., Litf05, S. 95 ff.] Das weitestgehend in dieser Arbeit verwendete Programm trägt den Namen RAYTRACE [Lind15a; Lind94] und ist ein optisches Design- und Simulationsprogramm welches seit 1990 von der Arbeitsgruppe ODEM (Optisches Design, Messtechnik und Mikrooptik) am Institut für Optik, Information und Photonik in Erlangen entwickelt wird. Es enthält neben der strahlenoptischen Berechnung ein wellenoptisches Simulationstool namens WAVESIM.

2.1.3.1 Sequentielles Raytracing

Beim sequentiellen Raytracing wird jede einzelne optische Fläche nacheinander abgearbeitet. Dabei hat die Platzierung der Flächen im Raum für den Berechnungsalgorithmus keine Bedeutung, sondern jede Fläche wird nach ihrer benutzerdefinierten Reihenfolge in einer Systemtabelle abgearbeitet. Dabei wird nacheinander jeder Schnittpunkt der einzelnen Strahlen mit der in der Tabelle nachfolgenden Fläche bestimmt. Das sequentielle Raytracing findet bei dem Design abbildender Systeme Anwendung. Dem Optikdesigner bietet dies verschiedene Möglichkeiten zur Optimierung. Zu den kommerziellen Optikdesignprogrammen gehören unter anderem OpticStudio[®] von Zemax LLC, Code V von Synopsys, Inc. und Oslo von Lambda Research Corporation, um nur einige zu nennen.

2.1.3.2 Nichtsequentielles Raytracing

Beim nichtsequentiellen Raytracing erfolgt die Strahldurchrechnung in der Reihenfolge, in der auch ein Lichtstrahl in der Realität eine Abfolge an optischen Flächen treffen würde. Dabei wird jeder Schnittpunkt jedes Strahls mit allen im System befindlichen Flächen berechnet. Durch die Bedingung, dass der Schnittpunkt mit der kürzesten Entfernung

als Ausgangspunkt des neuen Strahls gilt, kann somit eine Strahldurchrechnung stattfinden. Verschiedenste Abbruchkriterien beenden die Simulation, um Endlosschleifen (z.B. in stabilen Resonatoren) zu vermeiden. Nichtsequentielle Raytracer werden vor allem zum Design von Beleuchtungssystemen, wie z.B. Scheinwerfern im Automobilbau oder Straßenlaternen, eingesetzt. Zu den gängigsten Vertretern zählen Speos von OPTIS, Light Tools von Synopsys, Inc., TracePro von Lambda Research Corporation und ASAP NextGen von Breault Research Organization, Inc.

2.2 Fresnel'sche Formeln

Die Fresnel'schen Formeln [Born85, S. 27 ff.] wurden nach August Jean Fresnel benannt und geben eine quantitative Aussage über die Anteile des Lichts bei Reflexion und Transmission. Dabei wird das Verhalten einer ebenen, elektromagnetischen Welle an einer dielektrischen Grenzfläche betrachtet. Ausgangspunkt ist dafür das Snellius'sche Brechungsgesetz (Gleichung 2.3), welches Aussagen über die Richtungen der einfallenden, reflektierten und gebrochenen Strahlen gibt.

$$n_1 \sin \theta_0 = n_2 \sin \theta_{t0} \quad (2.3)$$

Mit θ_0 als Winkel des einfallenden Strahls in der Einfallsebene zur Flächennormalen hin, θ_{r0} als Winkel des reflektierten Strahls, wobei $\theta_{r0} = \theta_0$ (Einfallswinkel = Ausfallswinkel) gilt, und θ_{t0} als Winkel des transmittierten Strahls.

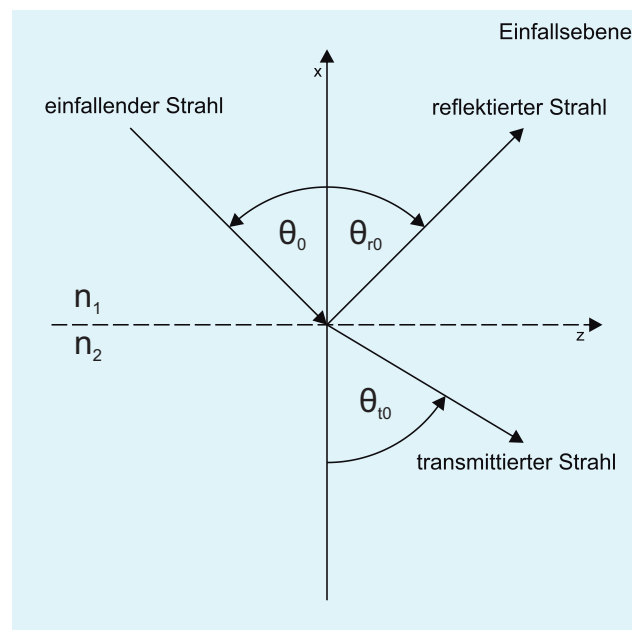


Abbildung 2: Reflexion und Brechung eines einfallenden Strahls an einer dielektrischen Fläche. Mit θ_0 als Winkel des einfallenden Strahls, θ_{r0} als Winkel des reflektierten Strahls, wobei $\theta_{r0} = \theta_0$ (Einfallswinkel = Ausfallswinkel) gilt, und θ_{t0} als Winkel des transmittierten Strahls.

Grundsätzlich können zwei Fälle unterschieden werden: Erstens werden Strahlen die von einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium übergehen zur Flächennormalen hin gebrochen. Dabei besitzt das optisch dichtere Medium n_2 einen größeren Brechungsindex als n_1 , sodass $n_1 < n_2$ und $\theta_{t0} < \theta_0$ ist. Zweitens werden beim Übergang von einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium die transmittierten Strahlen von der Flächennormalen weggebrochen, sodass $n_1 > n_2$ und $\theta_{t0} > \theta_0$ ist. [Kühl11, S. 13 ff] Dieser Fall ist auch in Abbildung 2 ersichtlich. Wird nun der Einfallswinkel θ_0 erhöht, so erreicht der transmittierte Strahl einen Winkel θ_{t0} von 90° und verläuft demnach parallel zur Grenzfläche. Der Einfallswinkel θ_0 an dem dies auftritt wird als Grenzwinkel der Totalreflexion θ_{total} bezeichnet. Für Winkel größer als θ_{total} werden nun alle Strahlen reflektiert und dringen nicht mehr ins optisch dünnere Medium ein. Die Wirkungsweise von Wellenleitern basiert genau auf diesem Prinzip. Dabei ist $n_K = n_1$ der Brechungsindex des Kernmaterials und $n_M = n_2$ der Brechungsindex des Mantelmaterials des Wellenleiters. [Eich04, S. 455 ff.] Der Grenzwinkel der Totalreflexion lässt sich wie folgt berechnen:

$$\theta_{\text{total}} = \arcsin\left(\frac{n_M}{n_K}\right). \quad (2.4)$$

Aus den Maxwell'schen Gleichungen können die Fresnel'schen Formeln hergeleitet werden. Dabei sind die Randbedingungen so gewählt, dass für die Reflexion beziehungsweise Transmission an einer dielektrischen (nichtleitenden) Grenzfläche nachfolgende Bedingungen gelten (Gleichungen 2.5).

$$\vec{e}_h \times (\vec{E}_K - \vec{E}_M) = 0 \quad (2.5a)$$

$$\vec{e}_h \times (\vec{H}_K - \vec{H}_M) = 0 \quad (2.5b)$$

$$\vec{e}_h \cdot (\vec{D}_K - \vec{D}_M) = 0 \quad (2.5c)$$

$$\vec{e}_h \cdot (\vec{B}_K - \vec{B}_M) = 0 \quad (2.5d)$$

Dabei bezeichnet \vec{e}_h den Normalenvektor der Grenzfläche. Die Tangentialkomponente des elektrischen Feldstärkevektors \vec{H} bzw. des magnetischen Feldstärkevektors \vec{E} ist jeweils stetig an der Grenzfläche. Dies gilt ebenso für die Normalkomponente des elektrischen Verschiebungsdichtevektors \vec{D} bzw. der magnetischen Induktion \vec{B} . Nun hängt die Lichtstärke des reflektierten und transmittierten Strahls von dem Winkel des einfallenden Strahls und von dem Polarisationszustand ab. Die elektrische Feldstärke kann in zwei unterschiedliche Polarisationszustände zerlegt werden. Die Amplitudenkoeffizienten in Reflexion r_0 und Transmission t_0 für die Polarisationszustände s (senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht) und p (parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht) lassen sich über die Gleichungen 2.6 beschreiben. [Kühl11, S. 13 ff.]

$$r_0^{(s)} = \frac{n_K \cos \theta_0 - n_M \cos \theta_{t0}}{n_K \cos \theta_0 + n_M \cos \theta_{t0}} = -\frac{\sin(\theta_0 - \theta_{t0})}{\sin(\theta_0 + \theta_{t0})} \quad (2.6a)$$

$$t_0^{(s)} = \frac{2n_K \cos \theta_0}{n_K \cos \theta_0 + n_M \cos \theta_{t0}} = \frac{2 \sin \theta_{t0} \cos \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_{t0})} \quad (2.6b)$$

$$r_0^{(p)} = \frac{n_M \cos \theta_0 - n_K \cos \theta_{t0}}{n_M \cos \theta_0 + n_K \cos \theta_{t0}} = \frac{\tan(\theta_0 - \theta_{t0})}{\tan(\theta_0 + \theta_{t0})} \quad (2.6c)$$

$$t_0^{(p)} = \frac{2n_K \cos \theta_0}{n_M \cos \theta_0 + n_K \cos \theta_{t0}} = \frac{2 \sin \theta_{t0} \cos \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_{t0}) \cos(\theta_0 - \theta_{t0})} \quad (2.6d)$$

2.3 Streuung elektromagnetischer Wellen

Wie bei den Fresnel'schen Formeln gelten auch unter Berücksichtigung der Streuung die Randbedingungen elektromagnetischer Wellen an einer dielektrischen Grenzschicht. Der nachfolgend aufgeführte störungstheoretische Ansatz 1. Ordnung dient dazu Streuspektren zu definieren, welche die Streuung an einer durch Messergebnisse verifizierten und statistisch beschreibbaren rauen Oberfläche mit berücksichtigt. [Mara07]

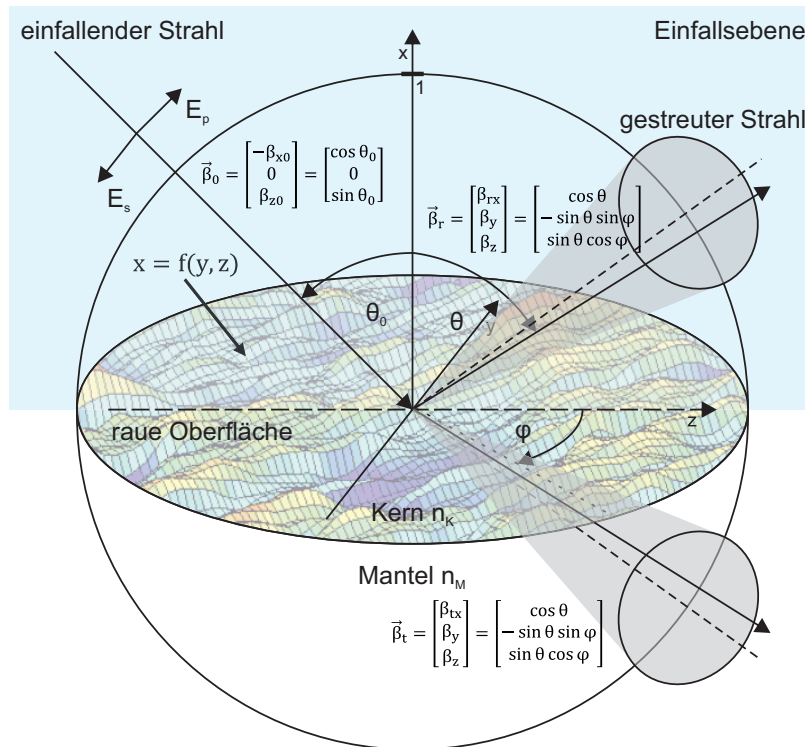


Abbildung 3: Hemisphärenanwendung des Streuprozesses eines einfallenden Strahls mit dem Wellenvektor $\vec{\beta}_0$ an einer rauen Oberfläche $f(y, z)$, mit n_K für den Brechungsindex des Kern- und n_M des Mantelmaterials. Dabei bezeichnen $\vec{\beta}_r$ und $\vec{\beta}_t$ die Wellenvektoren des gestreuten und transmittierten Strahls. Außerdem ist in grau deren Streukegel eingezeichnet.

In Abbildung 3 ist dafür die Hemisphärendarstellung für beide Halbräume (Reflexion und Transmission) ersichtlich. Ein auf eine raue Oberfläche $f(y, z)$ einfallender Strahl mit dem Wellenvektor $\vec{\beta}_0$ wird an dieser gestreut, sodass die resultierenden gestreuten Strahlen die Wellenvektoren $\vec{\beta}_r$ für den reflektierten und $\vec{\beta}_t$ für den transmittierten Fall besitzen. Die Brechungsindizes der Materialien an der Grenzschicht werden mit n_K für das Kern- und n_M für das Mantelmaterial bezeichnet. Die Ausbreitungsrichtung der Strahlen ist so definiert, dass die z-Achse der Projektion des einfallenden Strahls auf der Oberfläche entspricht. Die Wellenfront des auf die Oberfläche treffenden einfallenden Strahls kann durch die Funktionsgleichung einer Planwelle (Gleichung 2.7) beschrieben werden.

$$\vec{E}_i(x, z) = \vec{A} e^{j(\beta_{x_0} x - \beta_{z_0} z)}, \quad x \geq f(y, z) \quad (2.7)$$

Für die gestreuten Strahlen in Reflexion folgt somit ein Planwellenspektrum, welches im Bereich $x \geq f(y, z)$ definiert ist, und nachfolgende Form aufweist:

$$\vec{E}_r(x, y, z) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{r}\text{éfl}(\beta_y, \beta_z) e^{-j(\beta_{rx} x + \beta_y y + \beta_z z)} d\beta_y d\beta_z, \quad x \geq f(y, z). \quad (2.8)$$

Folgernd kann in Transmission (zweiter Halbraum) ein Planwellenspektrum im Wertebereich $x < f(y, z)$ wie folgt definiert werden:

$$\vec{E}_t(x, y, z) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{t}\text{rans}(\beta_y, \beta_z) e^{j(\beta_{tx} x - \beta_y y - \beta_z z)} d\beta_y d\beta_z, \quad x < f(y, z). \quad (2.9)$$

Durch die Verwendung eines störungstheoretischen Ansatzes 1. Ordnung kann die Streuung der durch den Wellenleiter propagierenden Strahlen an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel berücksichtigt werden. Dieser Ansatz fordert eine statistische Beschreibung der Oberfläche dieser Grenzschicht und demfolgend der Streuung an dieser [Bass79]. Voraussetzung ist dabei, dass die Rauheit der Oberfläche deutlich kleiner als die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle ist. Bei diesem Ansatz werden die Spektralfunktionen mittels Taylor-Reihen-Entwicklung bis zur 1. Ordnung entwickelt. Dabei kann die Polarisation mit berücksichtigt werden. Die durch diesen Ansatz bestimmten Streuspektren sind wie folgt definiert:

$$\vec{r}\text{éfl}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z) = r_0^{(s,p)} \delta(\beta_y) \delta(\beta_z - \beta_{z_0}) \vec{e}_{s,p} + \vec{\rho}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z), \quad (2.10a)$$

$$\vec{t}\text{rans}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z) = t_0^{(s,p)} \delta(\beta_y) \delta(\beta_z - \beta_{z_0}) \vec{e}_{s,p} + \vec{\tau}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z), \quad (2.10b)$$

mit den polarisationsabhängigen Indizes s und p . $r_0^{(s,p)}$ und $t_0^{(s,p)}$ stehen dabei für die Fresnel'schen Formeln (Terme 0. Ordnung), $\vec{e}_{s,p}$ für den Einheitsvektor je nach Polaris-

tionszustand und $\vec{\rho}^{(s,p)}$ und $\vec{\tau}^{(s,p)}$ für die Terme 1. Ordnung, welche die Streuspektren in Reflexion und Transmission beschreiben. Diese beinhalten im folgenden sechs unbekannte Vektorkomponenten, die für die Bestimmung der Streuspektren essentiell sind. Aus den Maxwell'schen Randbedingungen (Gleichungen 2.5) und Gleichung 2.11 (Randbedingungen für quellenfreie elektrische Felder) können diese extrahiert werden.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_\rho(x, y, z) = \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_\tau(x, y, z) = 0 \quad (2.11)$$

Die Komponenten des Streuspektrums unter Berücksichtigung der Rauheit, d.h. des statistischen Modells einer rauen Oberfläche, zwischen Kern und Mantel können nun wie nach Bierhoff et al. [Bier99] und Griese [Grie99] beschrieben bestimmt werden (Gleichungen 2.12a – 2.12d) und führen zu den Streuspektren 1. Ordnung für Reflexion und Transmission.

$$\vec{\rho}^{(s)}(\beta_y, \beta_z) = \begin{pmatrix} \beta_{tx} \beta_y \\ \beta_z^2 + \beta_{rx} \beta_{tx} \\ -\beta_z \beta_y \end{pmatrix} Q(\beta_y, \beta_z) t_0^{(s)} \quad (2.12a)$$

$$\vec{\tau}^{(s)}(\beta_y, \beta_z) = \begin{pmatrix} -\beta_{rx} \beta_y \\ \beta_z^2 + \beta_{rx} \beta_{tx} \\ -\beta_z \beta_y \end{pmatrix} Q(\beta_y, \beta_z) t_0^{(s)} \quad (2.12b)$$

$$\vec{\rho}^{(p)}(\beta_y, \beta_z) = \begin{pmatrix} \rho_x \\ \rho_y \\ \rho_z \end{pmatrix} \frac{Q(\beta_y, \beta_z)}{n_K^2 n_M k_0} t_0^{(p)} \quad (2.12c)$$

$$\vec{\tau}^{(p)}(\beta_y, \beta_z) = \begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \\ \tau_z \end{pmatrix} \frac{Q(\beta_y, \beta_z)}{n_M k_0} t_0^{(p)}, \quad (2.12d)$$

Die Vektorkomponenten in Gleichung 2.12c sind wie folgt definiert:

$$\rho_x = n_M^2 \beta_{z_0} (\beta_z^2 - \beta_y^2) - n_K^2 \beta_{tx_0} \beta_{tx} \beta_z, \quad (2.13a)$$

$$\rho_y = \beta_y (n_K^2 \beta_{tx_0} \beta_z - n_M^2 \beta_{z_0} \beta_{rx}), \quad (2.13b)$$

$$\rho_z = n_M^2 \beta_{z_0} \beta_z \beta_{rx} - n_K^2 \beta_{tx_0} (\beta_y^2 + \beta_{rx} \beta_{tx}). \quad (2.13c)$$

Die Vektorkomponenten in Gleichung 2.12d lauten wie folgt:

$$\tau_x = \beta_{z_0} (\beta_z^2 - \beta_y^2) + \beta_{tx_0} \beta_{rx} \beta_z, \quad (2.14a)$$

$$\tau_y = \beta_y(\beta_{tx_0}\beta_z - \beta_{z_0}\beta_{tx}), \quad (2.14b)$$

$$\tau_z = -\beta_{z_0}\beta_z\beta_{tx} - \beta_{tx_0}(\beta_y^2 + \beta_{rx}\beta_{tx}). \quad (2.14c)$$

Der gemeinsame Faktor $Q(\beta_y, \beta_z)$ in den Gleichungen 2.12a – 2.12d, der sowohl in das reflektierte als auch transmittierte Spektrum einfließt, kann geschrieben werden zu:

$$Q(\beta_y, \beta_z) = \frac{1}{4\pi^2j} \frac{n_K^2 - n_M^2}{n_K^2\beta_{tx} + n_M^2\beta_{rx}} F^*(h, k). \quad (2.15)$$

Das bedeutet, dass die Amplituden der von der Oberfläche (Grenzfläche in der yz -Ebene zwischen Kern und Mantel) gestreuten Wellenfronten proportional zur Fourier-Transformierten $F(h, k)$ (Gleichung 2.16) der Oberfläche sind, welche an den Schnittpunkten der einfallenden Strahlen mit der Oberfläche (Differenzen der Wellenzahlen zwischen einfallender ebener Welle und gestreuter ebener Welle) ausgewertet werden.

$$F(h, k) = \iint_{-\infty}^{\infty} \xi(y, z) e^{-j(hy+kz)} dy dz \quad (2.16)$$

Wobei für h und k folgende Bedingungen gelten:

$$h = \beta_y - \beta_{y_0} \stackrel{\beta_{y_0}=0}{=} \beta_y, \quad (2.17a)$$

$$k = \beta_z - \beta_{z_0}. \quad (2.17b)$$

Die Komponenten der Richtungsvektoren für den reflektierten und den transmittierten Fall können über die Vakuumwellenzahl $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ und die Brechungsindizes für Kern- n_K und Mantelmaterial n_M bestimmt werden:

$$n_K k_0 = \sqrt{(\beta_{rx})^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}, \quad (2.18a)$$

$$n_M k_0 = \sqrt{(\beta_{tx})^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}. \quad (2.18b)$$

Durch das Wiener-Khintchine-Theorem kann die Fourier-Transformierte der rauen Oberfläche mit der Autokorrelationsfunktion verknüpft werden, um somit ein statistisches Modell der rauen Oberfläche zu erhalten. Das Wiener-Khinchin-Theorem [Good85, S. 73 ff.] besagt nämlich, dass die Autokorrelationsfunktion gerade der Fouriertransformierten des Leistungsspektrums entspricht. Die charakteristischen Eigenschaften zur Beschreibung der rauen Oberfläche werden in Abschnitt 3.2 näher erläutert.

$$|F(h, k)|^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} C(u_y, u_z) e^{-j(hu_y+ku_z)} du_y du_z. \quad (2.19)$$

Aus den vorherigen Gleichungen folgen Gleichung 2.20a und 2.20b, welche die gestreuten Leistungsspektren in Reflexion $R^{(s,p)}(\theta, \phi, \theta_0)$ und Transmission $T^{(s,p)}(\theta, \phi, \theta_0)$ beschreiben. Dabei stellt θ_0 den Winkel des einfallenden Strahls in der Einfallsebene zur Flächennormalen, ϕ den Azimutwinkel und θ den Polarwinkel der gestreuten Strahlen dar (siehe dazu Abbildung 3).

$$R^{(s,p)}(\theta, \phi, \theta_0) = \frac{\text{Re}(\beta_{rx})}{\beta_{rx0}} |\vec{\text{refl}}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z)|^2 \quad (2.20a)$$

$$T^{(s,p)}(\theta, \phi, \theta_0) = \frac{\text{Re}(\beta_{tx})}{\beta_{rx0}} |\vec{\text{trans}}^{(s,p)}(\beta_y, \beta_z)|^2. \quad (2.20b)$$

2.4 Dispersion

Unter Dispersion wird die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex optischer Medien verstanden [Dohl10, S. 270 ff.]. Das bedeutet für kürzere Wellenlängen wird zum Beispiel das Glas einer Linse höherbrechend. So wird z.B. die bildseitige Brennweite für kürzere Wellenlängen verringert und für längere erhöht. Für jedes optische Glas/Material können die Brechzahlprofile gemessen werden, wie durch refraktometrische Messungen. Dispersionsformeln liefern anschließend die wellenlängenabhängigen Kurven, unter anderem die Dispersionsformel nach Sellmeier [Sell71], die wie folgt lautet:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}. \quad (2.21)$$

Dabei sind B_1, B_2, B_3 und C_1, C_2, C_3 die Sellmeier-Koeffizienten der verwendeten Glassorte [Scho17] und λ die Wellenlänge des Lichts (angegeben in μm). Eine andere Dispersionsformel ist in Gleichung 2.22 ersichtlich. Diese Gleichung wird in dem optischen Design- und Simulationsprogramm RAYTRACE für die Berechnung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex verwendet. Dabei werden die materialabhängigen Parameter durch die Schott-Koeffizienten A_0 bis A_5 beschrieben.

$$n(\lambda) = \sqrt{A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \lambda^{-2} + A_3 \lambda^{-4} + A_4 \lambda^{-6} + A_5 \lambda^{-8}} \quad (2.22)$$

2.5 Auflösungsgrenzen optischer Systeme

Das Auflösungsvermögen optischer Systeme ist durch die Beugung limitiert [Pedr05, S. 459 ff., Dohl10, S. 292 ff.]. Die Unterscheidbarkeit von in die Bildebene abgebildeten Objektpunkten definiert die Auflösungsgrenze, die sowohl in lateraler als auch in axialer Richtung durch eine Funktion beschrieben werden kann.

2.5.1 Kreisapertur

Die Betrachtung der Beugung einer ebenen Welle an einer Kreisapertur liefert das Ergebnis eines rotationssymmetrischen Beugungsscheibchens, welches auch als Airy-Scheibchen bezeichnet wird und nach dem britischen Mathematiker und Astronom George Biddell Airy benannt ist. Dieses in die Bildebene projizierte Punktbild (im englischen Point Spread Function - PSF genannt) kann durch eine Besselfunktion 1. Ordnung (Beugungsintensität der Kreisblende) beschrieben werden:

$$I(x) = I_0 \left(\frac{2J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (2.23)$$

mit $x = \frac{1}{2}kD \sin \alpha$. Wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ den Wellenvektor, D den Blendendurchmesser und α den Winkel mit der optischen Achse im Fernfeld darstellt. Abbildung 4 (a) zeigt die PSF in lateraler Richtung. Ihr erstes Minimum liegt bei $\frac{x}{\pi} = 1,22$. In axialer Richtung hingegen kann die Intensität des Punktbilds durch eine Sinc-Funktion beschrieben werden:

$$I(z) = I_0 \operatorname{sinc} \left(\frac{u}{4\pi} \right)^2, \quad (2.24)$$

mit der dimensionlosen Variablen $u = kNA^2z$. Wobei k wiederum den Wellenvektor, NA die Numerische Apertur und z die Koordinate entlang der axialen Achse beschreibt. Abbildung 4 (b) zeigt die PSF in axialer Richtung. [Born99, S. 435 ff.] Dieser Bereich wird auch als Schärfentiefe bezeichnet.

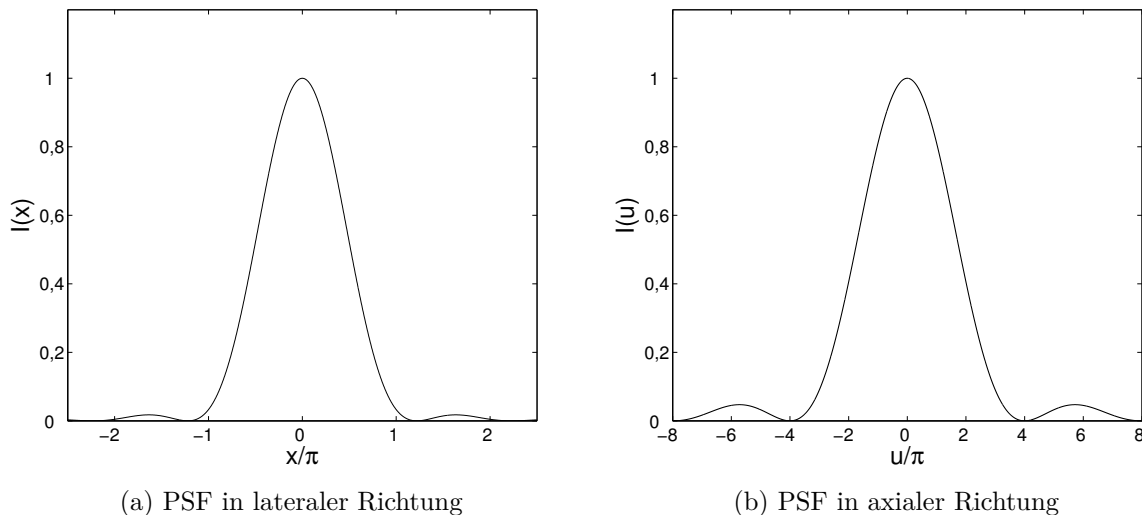


Abbildung 4: Punkt bildfunktion (PSF) in (a) lateraler (x-) und (b) axialer (u-)Richtung

Eine 2D- als auch 3D-Darstellung der PSF in lateraler Richtung, d.h. entlang der Bildebene eines optischen Systems, ist in Abbildung 5 (a) und (b) abgebildet. Die maximalen Intensitäten der PSFs in Abbildung 4 und Abbildung 5 sind jeweils auf 1 normiert.

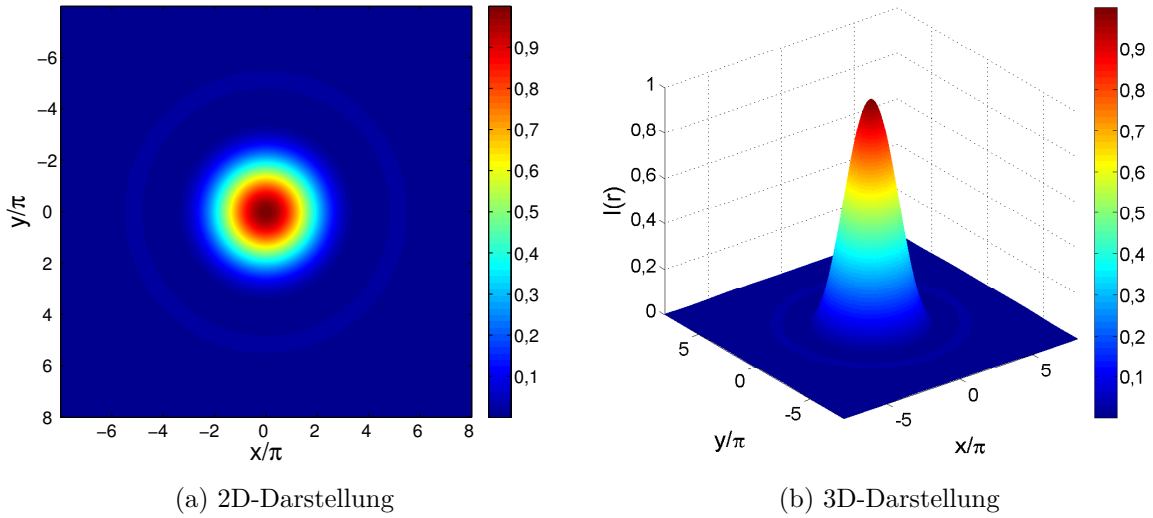


Abbildung 5: (a) 2D und (b) 3D PSF in lateraler Richtung

2.5.2 Auflösung für 2 benachbarte Punkte

Das Auflösungskriterium zweier benachbarter Bildpunkte ist das wichtigste Kriterium in einem optischen System. Dabei ist sowohl die Auflösung in lateraler als auch in axialer Richtung zu betrachten. Hier wird nur der für diese Arbeit wichtige Fall der inkohärenten Überlagerung betrachtet. [Abbe73]

Nach Lord Rayleigh sind zwei benachbarte Objektpunkte gerade dann noch getrennt zu unterscheiden, wenn das zentrale Maximum der einen PSF im ersten Minimum der benachbarten PSF liegt (siehe dazu Abbildung 6 (a)) und somit die Intensität zwischen den beiden Punkten auf unter 80 % abgefallen ist. Aus Gleichung 2.23 folgt demnach für das Auflösungsvermögen zweier inkohärent überlagerter Objektpunkte in lateraler Richtung die in Gleichung 2.25 definierte Bedingung.

$$\Delta\phi = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.25)$$

Durch einsetzen von $D = 2f \text{ NA}$ entsteht ein Ausdruck für die laterale Auflösung, der umgekehrt proportional zur NA der einfallenden Objektstrahlenbündel ist (Gleichung 2.26).

$$\Delta x = f \Delta\phi = 0,61 \frac{\lambda}{\text{NA}} \quad (2.26)$$

Ein weiteres Kriterium, welches häufig angewendet wird, ist das durch Sparrow definierte Sparrow-Kriterium. Dieses kann sowohl auf inkohärente als auch auf kohärente beleuchtende Systeme angewendet werden. Bei diesem Kriterium gelten zwei benachbarte Objektpunkte dann noch als räumlich aufgelöst, wenn ihre Einhüllende einen Wendepunkt mit

horizontaler Tangente besitzt. Der minimale Abstand resultiert demnach aus Gleichung 2.27 und ist in Abbildung 6 (b) ersichtlich.

$$\Delta x = 0,5 \frac{\lambda}{NA} \quad (2.27)$$

Abbildung 6 zeigt den Vergleich der beiden Kriterien zur Bestimmung der Auflösung zweier benachbarter Beugungsmuster die inkohärent überlagert sind, in (a) das Rayleigh- und in (b) das Sparrow-Kriterium. [Gros03, S. 322 ff.] Die Schärfentiefe eines Bildpunkts (axiale Ausdehnung der Intensitätsverteilung) kann durch die in Gleichung 2.28 definierte Formel bestimmt werden. Dabei ist die Schärfentiefe umgekehrt proportional zum Quadrat der NA des einfallenden Strahlenbündels, multipliziert mit 2 und der Wellenlänge λ .

$$\Delta z = 2 \frac{\lambda}{NA^2} \quad (2.28)$$

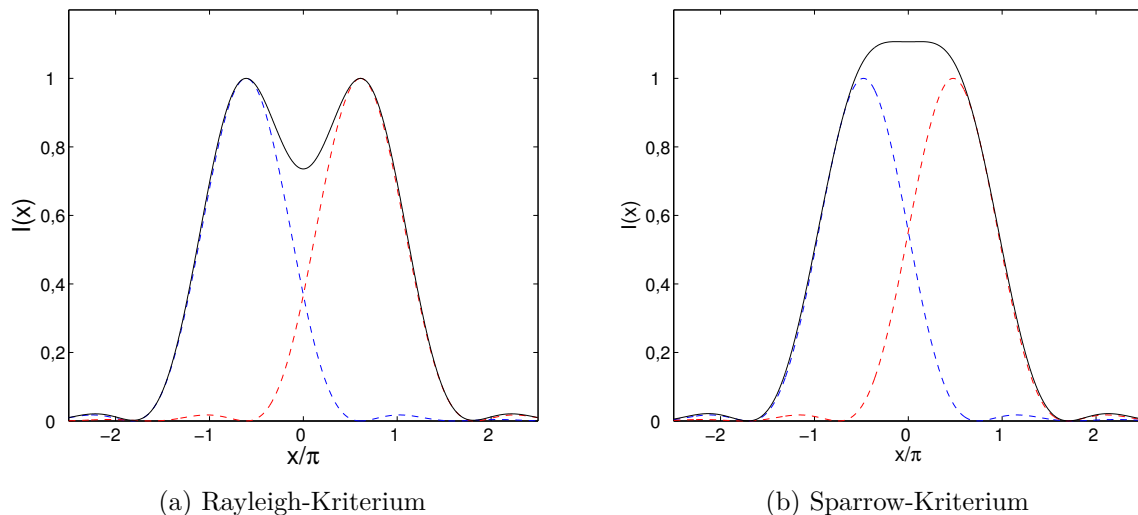


Abbildung 6: Inkohärente Überlagerung zweier benachbarter Beugungsmuster, in (a) das Rayleigh- und in (b) das Sparrow-Kriterium.

2.5.3 Technisch bedingte Auflösung

Die technisch bedingte Auflösung variiert je nach Detektor und ist durch die Pixelgröße des Detektor-Chips und die Anzahl der Pixel auf diesem limitiert. Durch den Abbildungsmaßstab und die Größe eines Detektorpixels kann auf die maximal aufzulösende Strukturgröße in der Objektebene zurückgeschlossen werden. Zwar können durch Bildverarbeitungsprozesse Subpixel aufgelöst und dadurch die physische (durch die Pixelgröße gegebene) Auflösung erhöht werden, dies wird in dieser Arbeit aber nicht weiter behandelt. Dementsprechend bestimmt die Größe der Detektorpixel mit dem Abbildungsmaßstab des optischen Systems die Auflösung auf der Objektebene.

2.6 Holographie

Seit Dennis Gabors Erfindung [Gabo48] wurden der Begriff Holographie und die daraus folgenden Techniken stetig weiterentwickelt und in vielen Bereichen sowohl im wissenschaftlichen als auch im industriellen Kontext angewendet. Im klassischen Verständnis wird unter Holographie das Speichern von 3D-Informationen verstanden, bei der im Unterschied zur Photographie neben der Intensität auch die Phaseninformation gespeichert wird. Dabei kann die Aufnahme des Hologramms als Interferenz zwischen einer einfachen Referenzwelle (z.B. ebene Welle oder Kugelwelle) mit einer am Objekt gestreuten Objektwelle verstanden werden, wobei die Objektwelle dann die gewünschte Information über das Objekt trägt. Die Rekonstruktion der in einer physischen Holographieplatte vorliegenden Objektinformation erfolgt mittels der bei der Aufnahme verwendeten Referenzwellenfront. Abbildung 7 beschreibt in (a) sowohl die Aufnahme als auch in (b) die Rekonstruktion eines aufgenommenen Hologramms mittels photosensitiver Platte. Dabei bezeichnet x_0y_0 die Ebene des zur Aufnahme verwendeten Objekts, z_0 den Objektabstand und xy die Hologrammebene. [Li12, S. 115 ff.]

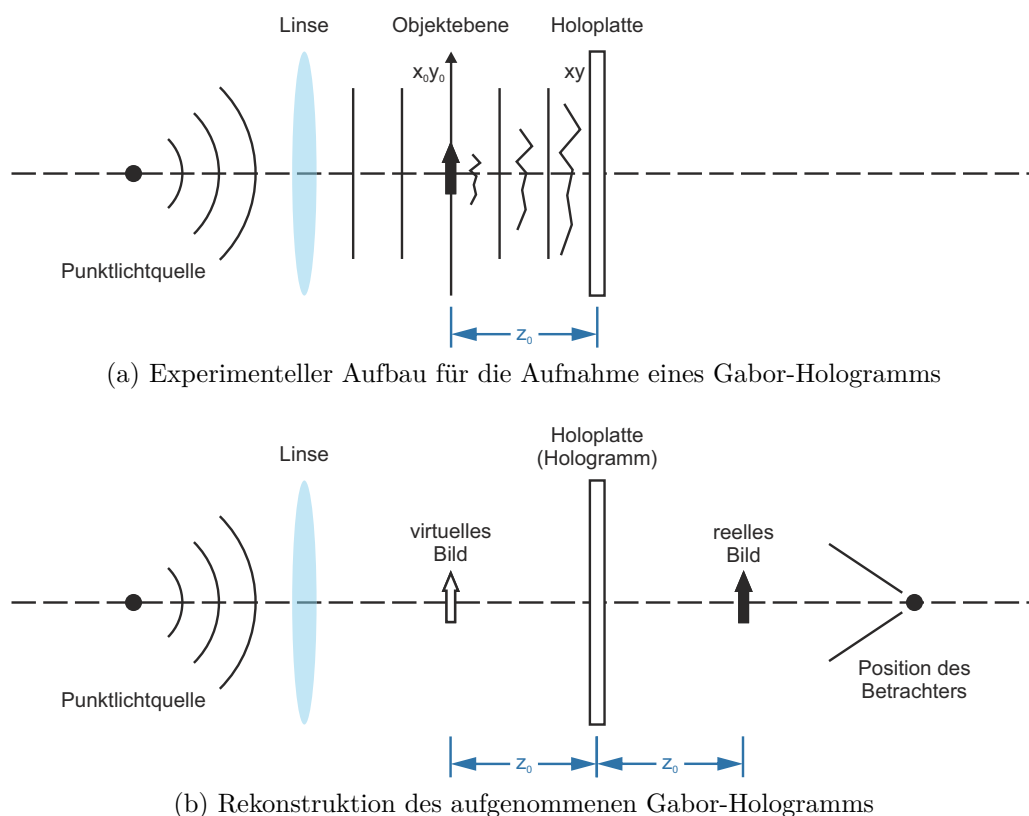


Abbildung 7: Aufnahme (a) und Rekonstruktion (b) eines Gabor-Hologramms

Je nach Aufnahmemedium kann zwischen Amplituden- und Phasenhologramm unterschieden werden. Bei erstem besteht das Hologramm aus einer Intensitätsvariation des

holographischen Mediums (also einer Variation transparenter und absorbierender Bereiche im Medium), welche den Betrag der komplexen Amplitude beeinflussen. Bei Phasenhologrammen geschieht dies durch lokale Brechungsindex- oder Schichtdickenvariation. Mathematisch kann die bei der Aufnahme des Hologramms zugrunde liegende Interferenz zweier Wellen wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} H(x, y) &= |r(x, y) + o(x, y)|^2 \\ &= |r(x, y)|^2 + |o(x, y)|^2 + r(x, y)o^*(x, y) + r^*(x, y)o(x, y), \end{aligned} \quad (2.29)$$

mit $r(x, y) = |r(x, y)|e^{-i\psi}$ als Referenzwellenfront und $o(x, y) = |o(x, y)|e^{-i\phi}$ als Objektwellenfront. Zur Rekonstruktion wird das Hologramm mit der gleichen Referenzwellenfront beleuchtet, die zur Aufnahme verwendet wurde. D.h. die Rekonstruktion des Hologramms kann demnach als Multiplikation von $H(x, y)$ mit der Referenzwellenfront $r(x, y)$ verstanden werden (Gleichung 2.30).

$$\begin{aligned} H(x, y) \cdot r(x, y) &= |r(x, y)|^2 r(x, y) + |o(x, y)|^2 r(x, y) \\ &\quad + r^*(x, y) r(x, y) o(x, y) + r(x, y) r(x, y) o^*(x, y) \\ &= (|r(x, y)|^2 + |o(x, y)|^2) r(x, y) + r(x, y) r(x, y) o^*(x, y) \\ &\quad + |r(x, y)|^2 o(x, y) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Der erste Term $(|r(x, y)|^2 + |o(x, y)|^2)r(x, y)$ beschreibt dabei die Referenzwelle, welche um den Faktor $(|r(x, y)|^2 + |o(x, y)|^2)$ geschwächt wird und der 0. Beugungsordnung entspricht. Der zweite Term $r(x, y)r(x, y)o^*(x, y)$ beschreibt die konjugierte komplexe Objektwelle $o^*(x, y)$. Dies entspricht im Wesentlichen der -1 . Beugungsordnung. Letztlich wird die Objektwelle $|r(x, y)|^2 o(x, y)$ selbst rekonstruiert, wobei die Amplitude $|r(x, y)|^2$ der Referenzwelle über das gesamte Hologramm konstant ist. Dies beweist, dass die Objektwelle $o(x, y)$ vollständig rekonstruiert werden kann. Sie repräsentiert die $+1$. Beugungsordnung. Zu beachten ist, dass bei einem Gabor-Hologramm, welches nur für transparente Objekte eingesetzt werden kann, alle Ordnungen on-axis sind und somit neben dem gewünschten Bild auch die störenden Bilder in der Bildebene vorhanden sind und sich überlagern. [Acke07, S. 9 ff.]

2.7 Computer-Generierte Hologramme

Computer-Generierte Hologramme (CGHs) sind eine Weiterentwicklung klassischer Hologramme, bei denen holographische Strukturen digital, d.h. mit Hilfe eines Computers und einer Aufzeichnungsanlage wie z.B. einer Laserlithographie-Anlage, ohne analoger Aufnahme der Objektinformationen erzeugt werden. Dabei können Wellenfronten mit jeder beliebigen Amplituden- und Phasenverteilung berechnet werden. CGHs werden in sehr vielen Bereichen eingesetzt. Die optische Messtechnik ist eine der Hauptanwendungsbe-

reiche von CGHs, vor allem die Asphärenprüfung. Dabei werden CGHs in sogenannten Nulltestverfahren eingesetzt und ersetzen im interferometrischen Messaufbau die teure Kompensationsoptik. [Wyan72] Durch Adolf Wilhelm Lohmann wurde 1966 erstmals ein Ansatz beschrieben, bei dem ein Hologramm mittels Computer berechnet werden konnte. Diese binären (2-stufigen) CGHs [Brow66; Brow69] kodieren die komplexe CGH-Funktion, sodass sowohl Information über die Amplitude als auch die Phase im Hologramm gespeichert werden kann. Zur Berechnung wird als erstes die Masken-/Bildebene in eine Matrix mit $N \times N$ Datenpunkten unterteilt, die korrespondierend zu den Datenpunkten in der Objektebene sind. Die komplexe Amplitude der Objektwellenfront in der Hologrammebene wird anschließend durch diskrete Fouriertransformation bestimmt. Der Zusammenhang zwischen den komplexen Amplituden vor u_{vor} und hinter u_{hint} dem Hologramm und der erforderlichen Transmissionsfunktion u_{CGH} des Hologramms ist in Gleichung 2.31 ersichtlich.

$$u_{\text{hint}} = u_{\text{vor}} \cdot u_{\text{CGH}} = A_{\text{vor}} A_{\text{CGH}} e^{i\Phi_{\text{vor}} + i\Phi_{\text{CGH}}} \quad (2.31)$$

Jeder komplexe Fourier-Koeffizient wird dann durch einen einzelnen transparenten Bereich innerhalb des entsprechenden Datenfelds in der Matrix dargestellt, dessen Größe durch den Wert des Fourier-Koeffizienten bestimmt wird, während seine Position innerhalb des Datenpunkts die Phase des Fourier-Koeffizienten darstellt. [Lohm08; Hari02]

3 Design und Simulation 3D-Wellenleiter

In diesem Kapitel wird das Design und die Simulation Polymer Optischer Wellenleiter (POWs) vorgestellt, welche im Rahmen der DFG-Forschergruppe Optische Aufbau- und Verbindungstechnik für baugruppenintegrierte Bussysteme (OPTAVER) durchgeführt wurden. Dabei ist die Forschergruppe aus folgenden Forschungseinrichtungen zusammengesetzt: Dem Lehrstuhl für Fertigungsautomatisierung und Produktionssystematik (FAPS) und dem Institut für Optik, Information und Photonik (IOIP) der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), dem Institut für Transport- und Automatisierungstechnik (ITA) der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, dem Laser Zentrum Hannover e.V. (LZH) und dem Institut für Aufbau- und Verbindungstechnik der Elektronik (IAVT) der Technischen Universität Dresden. Abbildung 9 zeigt die CAD-Skizze des OPTAVER-Demonstrators zur Verdeutlichung der Einsatzmöglichkeiten gedruckter POWs mit hervorgehobenem Buskoppler, welcher die ausgewiesenen Fachkompetenzen aller Forschergruppenmitglieder vereint.

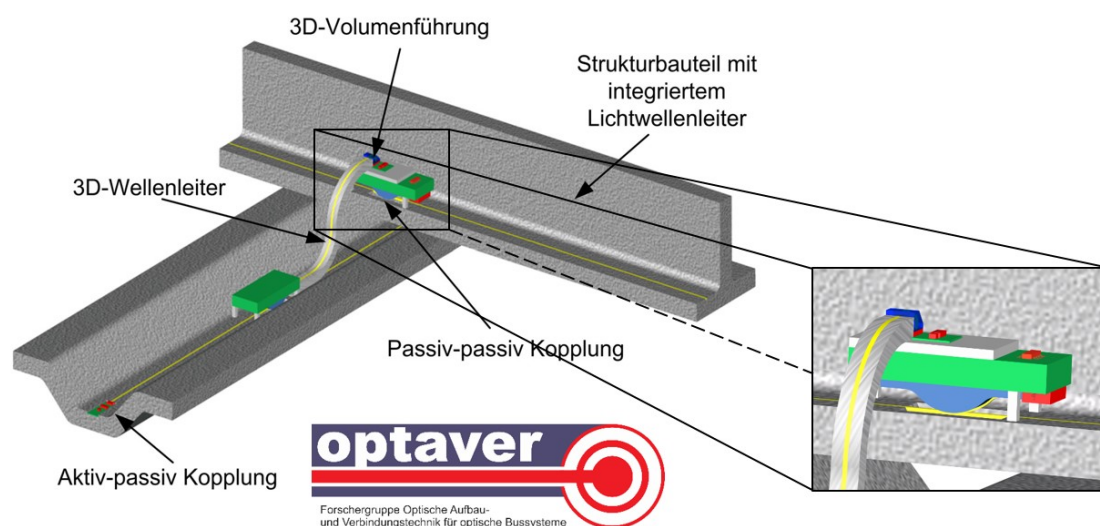


Abbildung 8: CAD-Skizze des OPTAVER-Demonstrators zur Verdeutlichung der Einsatzmöglichkeiten gedruckter POWs mit hervorgehobenem Buskoppler.

Durch die hier vorgestellte erweiterte strahlenoptische Simulation der POWs kann sowohl der Einfluss der Rauheit der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial als auch die durch den Herstellungsprozess verursachte Randwelligkeit des Wellenleiters auf die optischen Eigenschaften im Voraus, d.h. vor dem eigentlichen Druckprozess mittels Aerosol-Jet-Druck, untersucht werden [Loos17]. Dabei wurden Teile dieses Kapitels in der betreuten Masterarbeit von Carsten Backhaus (2016) mit dem Titel „Monte-Carlo-Raytracing zur Simulation der Streuprozesse in gedruckten Wellenleitern auf Polymerbasis“, die grundlegende Vorarbeiten zur Implementierung des Algorithmus enthält, intensiv behandelt. Außerdem spielt in der betreuten Masterarbeit die Charakterisierung der Oberflächenparameter eine wesentliche Rolle.

3.1 Anwendung und Herstellungsprinzip

Durch Verbindung vorhandener Konstruktionswerkzeuge, die sowohl mechanisches, elektrisches und optisches Design umfassen, mit der Simulation der auf sogenannten 3D-optoMIDs befindlichen optischen Komponenten, können neue Software-basierte Lösungsansätze geschaffen werden, durch die spritzgegossene Schaltungsträger schon in der Designphase vollständig beschrieben werden können [Zeit15]. Damit ist es möglich, die gesamte Prozesskette eines wie in diesem Fall additiven Fertigungsprozesses von POWs zu behandeln und zu beschreiben. Dieser Prozess umfasst neben der Design- (FAPS) und Simulationsphase (IOIP) [Loos15b] (virtuelles Abbild) den Herstellungsprozess von der Konditionierung (ITA, LZH) [Hoff15] bis hin zum Aerosol-Jet-Druck (FAPS) [Reit15] und den Einsatz der hergestellten Wellenleiterstrukturen, z.B. in optischen Buskopplern (IAVT) [Lore17]. Dort sind neben den im Strukturbauteil integrierten direkt aufgedruckten Lichtwellenleitern noch auf flexible Folien aufgedruckte Lichtwellenleiter (in Abbildung 8 3D-Wellenleiter genannt) zu sehen, die als Verbindung zwischen den einzelnen Strukturbauteilen fungieren und durch die erwähnten optischen Buskoppler verbunden sind. Abbildung 9 beschreibt die prinzipielle Form des gedruckten Wellenleiters, welcher einen kreissegmentförmigen Querschnitt hat und somit durch eine je kreissegmentförmige Vorder- und Rückfläche, eine zylindrische Mantelfläche und eine ebene Grundfläche begrenzt ist.

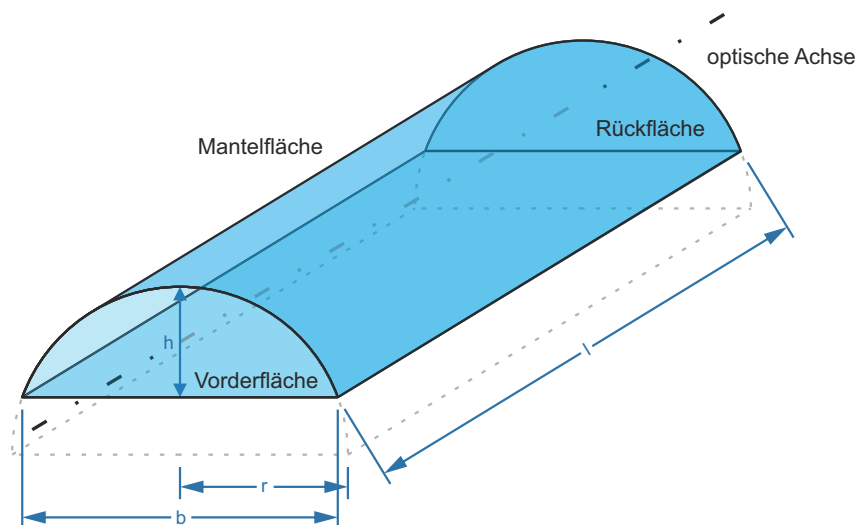


Abbildung 9: Designskizze eines gedruckten Wellenleiters mit Vorder-, Rück- und Mantelfläche und den eingezeichneten Designparametern b , h , l und r .

Entsprechend eingezeichnet sind dort sowohl die Breite b , die Höhe h und die Länge l des Wellenleiters als auch der Radius r des Kreises, der für die Stirnflächenberechnung benötigt wird. Durch den vorgelagerten Designprozess und die anschließende Simulation via RAYTRACE können die optischen Kenngrößen bestimmt und anschließend im Druckprozess zur Herstellung herangezogen werden.

3.2 Wellenleiterberechnung mit nicht-sequentiellm Raytracing

Um die Streuung an der Wellenleitergrenzfläche (bei einer zweistufigen Indexfaser) der durch den Wellenleiter propagierenden Strahlen in der Simulation zu berücksichtigen, wird der nicht-sequentielle Teil von RAYTRACE durch eine Streuanalyse erweitert. In Abbildung 10 ist die Prinzipskizze eines horizontalen Schnitts durch den Wellenleiter gezeigt. Bei dieser propagiert ein Strahl mit einem Eingangswinkel, der im Winkelbereich zwischen 0° und dem kritischen Winkel θ_{kr} liegt, durch den Wellenleiter. [Bier00]

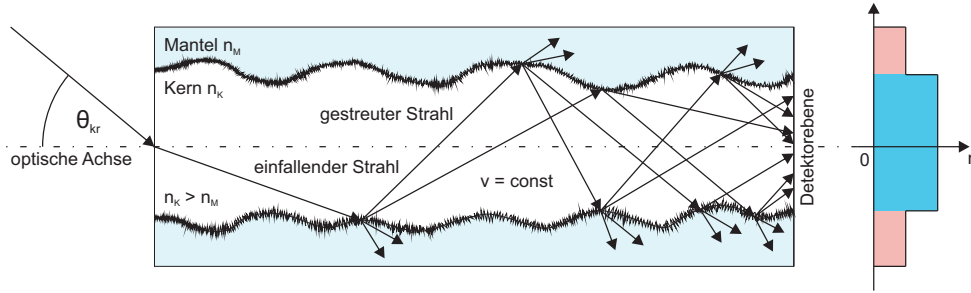


Abbildung 10: Prinzipskizze eines horizontalen Schnitts durch den Wellenleiter, der die Streuung an der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial beschreibt, mit eingezeichnetem Brechzahlprofil.

Bei jedem Auftreffen des Strahls an der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial des Wellenleiters wird der Strahl durch die Rauheit der Oberfläche in den kompletten Raumwinkel gestreut, d.h. aus einem getrackten Strahl werden je nach Vorgabe viele Strahlen mit einer Intensitätsgewichtung nach berechnetem Streuspektrum generiert und propagieren weiter durch das System (reflektierte Strahlen) oder koppeln aus dem Wellenleiter aus (transmittierte Strahlen). Am Ende des Wellenleiters kann die Intensitätsverteilung durch die Summation der Intensitäten jedes einzelnen Strahls gemessen und die Dämpfung im Wellenleiter berechnet werden. Dabei weisen die Brechungsindizes von Kern- und Mantelmaterial homogene Brechzahlprofile auf ($n_K > n_M$). Um aussagekräftige Ergebnisse zu erlangen, werden in der Regel bis zu 1 Million Strahlen oder mehr durch das System getrackt. Die NA des einfallenden Strahlenbündels in Luft ist dabei kleiner oder gleich der NA des kritischen Einkoppelwinkels ($NA_{in} \leq NA_{kr}$) und kann durch nachfolgende Gleichung [Wein98, S. 11 ff], die aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz folgt, bestimmt werden:

$$NA_{kr} = \sin\theta_{kr} = \sqrt{n_K^2 - n_M^2}. \quad (3.32)$$

Abbildung 11 stellt den Winkelzusammenhang zwischen dem Einfallswinkel eines einfallenden und der Winkelkombination eines gestreuten Strahls in Reflektion in der Hemisphärendarstellung dar. Dabei beschreibt θ_0 den Einfallswinkel des einfallenden Strahls in der lokalen Einfallsebene (xz-Ebene). Die Streustrahlen können demnach durch die Hemisphäre bestimmt werden. Mit der Kombination von φ (Azimutwinkel) und θ (Polar-

winkel) werden alle Streustrahlen exakt zugeordnet. Durch die Aufteilung der Hemisphäre in gleich große Flächenelemente (Raumwinkelemente), kann die Anzahl der gestreuten Strahlen definiert werden.

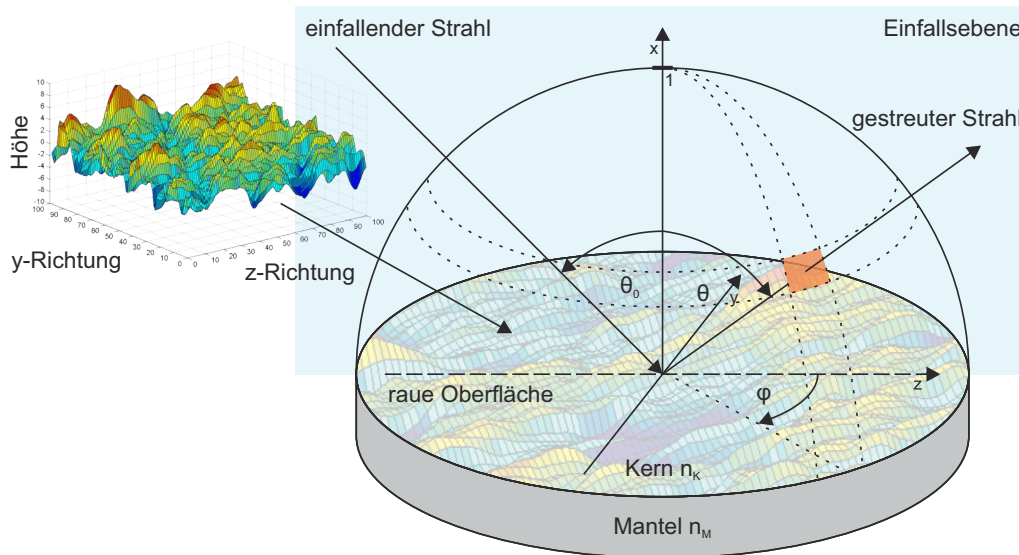


Abbildung 11: Hemisphärendarstellung der positiven Halbkugel, durch die jeder gestreute Strahl und das dazugehörige Raumwinkelement (orange) an der raunen Oberfläche exakt zugeordnet werden kann. Mit dem Einfallswinkel θ_0 des einfallenden Strahls in der lokalen Einfallsebene (xz -Ebene) und θ und φ für den gestreuten Strahl.

Die charakteristischen Eigenschaften der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial (Oberflächeneigenschaften) werden durch die Korrelationslängen der Oberfläche sowie dem quadratischen Mittel (Root Mean Square – RMS) der Höhenverteilung beschrieben. Die Korrelationslängen können über die Autokorrelationsfunktion (AKF) [Ogil89] bestimmt werden, welche die Korrelation einer Funktion mit sich selbst beschreibt. Dabei verschiebt man die Oberfläche mit sich selbst um einen definierten Wert (u_y, u_z) und erhält den in Gleichung 3.33 definierten Erwartungswert.

$$C(u_y, u_z) = \langle x(y, z)x(y + u_y, z + u_z) \rangle \quad (3.33)$$

Die Korrelationslänge ist richtungsabhängig und ist definiert als $C(\vec{\omega}) = C(\vec{0})/e$, wobei $\vec{\omega}$ den Richtungsvektor von einem Punkt zu einem anderen Punkt in der Ebene der Oberfläche darstellt. Durch Produktionsprozesse begründet, d.h. zum Beispiel durch die Druckgeschwindigkeit beim Aerosol-Jet-Druck, kann angenommen werden, dass die Richtungsabhängigkeit sich lediglich in y - und z -Richtung unterscheidet und demnach zwei Korrelationslängenparameter wie folgt definiert werden können:

$$\begin{aligned} C(u_y, 0) &= C(0, 0)/e, \\ C(0, u_z) &= C(0, 0)/e. \end{aligned} \quad (3.34)$$

In der Literatur [Thom99, S. 152 ff.] wird neben dem Schwellwert von $1/e$ auch meistens $1/10$ angegeben, wobei im weiteren Verlauf der Arbeit nur $1/e$ als Schwellwert verwendet wird. Der RMS-Wert, der wie vorhin beschrieben das quadratische Mittel der Höhenverteilung angibt, kann wie in Gleichung 3.35 angegeben werden. Dabei beschreibt x_i einen bestimmten Wert der für die Mittelung herangezogenen Zahlenwerte, n die Anzahl dieser und $\langle x \rangle$ den Mittelwert.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (3.35)$$

Ein Beispiel einer zufällig generierten rauen Oberfläche ist in Abbildung 11 ersichtlich.

3.3 Monte-Carlo-Raytracing-Methode

Das für die Monte-Carlo-Raytracing-Methode notwendige Streuspektrum kann aus dem im Grundlagenkapitel beschriebenen störungstheoretischen Ansatz 1. Ordnung (Unterkapitel 2.3) gewonnen werden. [Bier00; Bier01] Das so erzeugte Streuspektrum wird für jeden Strahl angewendet, der mit der statistisch beschriebenen rauen Oberfläche [Thom99, S. 152 ff.] wechselwirkt. Für die Beschreibung der rauen Oberfläche dient dazu, wie im vorigen Kapitel ersichtlich, ein exponentielles Autokorrelationsmodell. Bei diesem Modell ist die Höhenverteilung der Oberfläche normalverteilt. Dem folgend können nun zwei Implementierungsarten verwendet werden, um die Propagation durch den Wellenleiter unter Berücksichtigung der Streuung vorzunehmen. [Loos16b; Loos16c]

- Bei dem ersten Ansatz (siehe dazu Abbildung 12 ausgegraute Strahlen) propagieren alle gestreuten Strahlen gewichtet mit der durch das Streuspektrum berechneten Leistung durch das System. Dies führt zu einem exponentiellen Anstieg der durch das System propagierenden Strahlen und dementsprechend zu einer Erhöhung der Simulationszeit.
- Bei dem zweiten Ansatz (siehe dazu Abbildung 12 markierte Strahlen), dem Monte-Carlo-Ansatz, wird eine „zufällig“ gewürfelte Winkelkombination (gewichtet nach der Wahrscheinlichkeit, dass diese Winkelkombination auftritt) aus dem berechneten Streuspektrum ausgewählt. Dieser gewürfelte Strahl wird sozusagen nach seiner Verteilungsfunktion bestimmt und ist der Ausgangspunkt (einfallender Strahl) für die nächste Iteration (nächster Auftreffpunkt mit der Grenzfläche). Der nicht-sequentielle Raytracing-Algorithmus berechnet somit die Ausbreitung aller Strahlen durch den Wellenleiter unter Berücksichtigung der Streuung. Die Leistung des gestreuten Strahls $P_{m_s n_s}^r(\theta_0)$ kann über Gleichung 3.36 bestimmt werden. Dabei wird dem ausgewählten Strahl die Leistung P_0 des einfallenden Strahls vermindert um die insgesamt gemäß des Streuspektrums transmittierte Leistung zugeordnet oder

umgekehrt für den transmittierten Fall. Dabei steht m für die Indizierung des Raumwinkелеlements entlang des Polarwinkels und n entlang des Azimutwinkels (siehe dazu Abbildung 11). Außerdem kennzeichnet der Subindex s die Indizes der nach der Verteilungsfunktion bestimmten Winkelkombination.

$$P_{m_s n_s}^r(\theta_0) = P_0 \cdot \left(1 - \sum_{m,n} \hat{P}_{mn}^t(\theta_0) \right) \quad (3.36)$$

Für die weitere Implementierung wird der beschriebene Monte-Carlo-Ansatz verwendet.

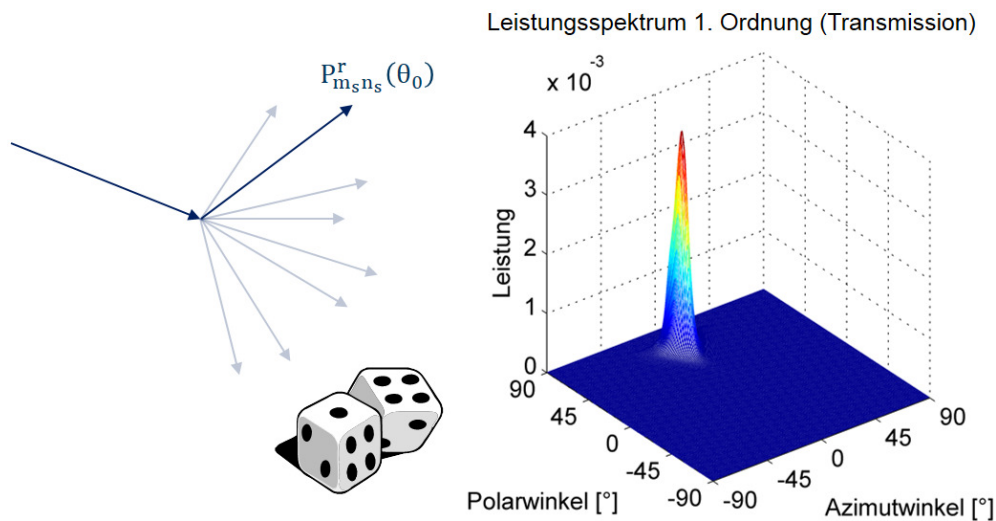


Abbildung 12: Prinzip der Monte-Carlo-Raytracing-Methode, durch die ein exponentielles Anwachsen der durch ein System propagierenden Strahlen verhindert wird. Dabei wird bei jedem Streuvorgang die gesamte gestreute Leistung $P_{m_s n_s}^r(\theta_0)$ einem gestreuten Strahl/einer Winkelkombination zugeordnet.

Exemplarisch sind für die Mittelwerte der im folgenden Kapitel 3.5 gemessenen Korrelationslängen und RMS-Werte verschiedene Streuspektren in Anhang A.1 simuliert worden. Die Variation von Korrelationslänge und RMS-Wert der Oberfläche beeinflusst maßgeblich das Streuprofil.

3.4 Designregeln zur Herstellung

Um die Wellenleiterstrukturen durch den Druckprozess herstellen zu können, müssen Designregeln abgeleitet werden. Dabei spielt für das CAD-Design und die nachfolgende Raytracing-Simulation besonders die Form der gedruckten Wellenleiter eine wichtige Rolle. Außerdem wird durch die Verwendung von Konditionierungslinien [Hoff16], in die das Kernsubstrat des Wellenleiters gedruckt wird, die optische Qualität des Wellenleiters verbessert.

3.4.1 Wellenleitergeometrie

Die Wellenleitergeometrie wird durch das Verhalten des Kernmaterials (Drucklacks) beim Aerosol-Jet-Druck mit dem Foliensubstrat bestimmt. Dabei spielt besonders die Benetzungseigenschaft der Folie eine wichtige Rolle. Durch das Einstellen eines Kontaktwinkels zwischen Kernmaterial und Foliensubstrat [Butt13, S. 143 ff., Atki13, S. 684 f.] wird das Aspektverhältnis (Abbildung 13 (a)) zwischen Wellenleiterbreite und -höhe bestimmt. Durch den vorgelagerten Konditionierungsprozess des Foliensubstrats kann der Kontaktwinkel von Kernmaterial zu Foliensubstrat von 9° auf 37° erhöht werden [Hoff17]. Dieser vorgelagerte Prozess ist essenziell, um die Übertragungseigenschaften eines mittels Aerosol-Jet-Druck hergestellten Wellenleiters zu verbessern. Dabei werden bei der Vorkonditionierung des Foliensubstrats sogenannte Konditionierungslinien mit einem Flexodruck-Verfahren aufgebracht, um den Wellenleiterkern, der anschließend durch den Aerosol-Jet zwischen die Konditionierungslinien gedruckt wird, in seinen Dimensionen zu begrenzen. Dies verringert außerdem die Randwelligkeit des Wellenleiters maßgeblich und führt dazu, dass mit dem Aerosol-Jet-Druckprozess sehr feine Wellenleiterbahnen mit hohem Aspektverhältnis gedruckt werden können. Der angesprochene Kontaktwinkel Θ kann durch die Young'sche Gleichung (Gleichung 3.37) bestimmt werden, die die Oberflächenenergie γ_S eines ebenen Festkörpers, die Grenzflächenenergie γ_{SL} zwischen diesem und einem Flüssigkeitstropfen und der Oberflächenspannung γ_L des Flüssigkeitstropfens miteinander in Beziehung setzt. Abbildung 13 (b) zeigt exemplarisch den Anstieg des Aspektverhältnisses aufgrund der Vorkonditionierung des Substrats.

$$\Theta = \arccos\left(\frac{\gamma_S - \gamma_{SL}}{\gamma_L}\right) \quad (3.37)$$

Die mathematische Beschreibung der Wellenleiterform basiert auf der Mittelpunktsleichung eines Kreises (Ursprungsgleichung) [Papu09b, S. 115; Bron16, S. 145], die durch Umformung zur Halbkreisgleichung wird (Gleichung 3.38). Je nachdem ob man die positive oder negative Halbachse betrachtet, ändert sich das Vorzeichen.

$$\begin{aligned} r^2 &= (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \rightarrow \\ (y - y_0)^2 &= r^2 - (x - x_0)^2 \rightarrow \\ (y - y_0) &= \pm \sqrt{r^2 - (x - x_0)^2} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Dabei ist r der Kreisradius und x_0 und y_0 die Koordinaten des Kreismittelpunkts. Abbildung 13 (c) zeigt die Definition des Halbkreises mit x und y , der x - und y -Koordinate, und dem Radius r . Setzt man nun für $(x - x_0)$ und $(y - y_0)$ die in Abbildung 13 (d) ersichtlichen Relationen ein, erhält man einen Ausdruck für den Radius des Kreisbogens, in Abhängigkeit von der Höhe und der Breite:

$$\begin{aligned}
 r^2 &= (r - h)^2 + (b/2)^2 \\
 &= r^2 - 2hr + h^2 + (b/2)^2 \rightarrow \\
 2hr &= h^2 + (b/2)^2 \rightarrow \\
 r &= \frac{4h^2 + b^2}{8h}.
 \end{aligned}
 \tag{3.39}$$

Durch das Einsetzen von r (Gleichung 3.39) in Gleichung 3.38 ist eine Beschreibung für die POW-Kontur gegeben, die entlang eines Extrusionspfads den Wellenleiter beschreibt.

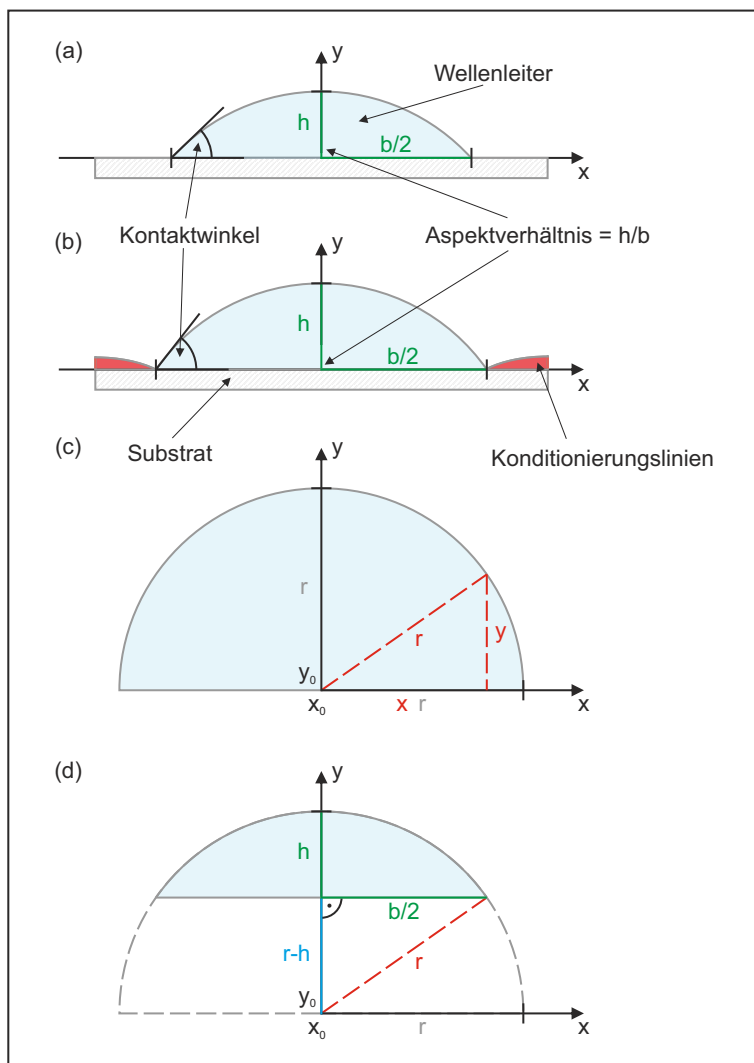


Abbildung 13: Herleitung der Geometrie eines gedruckten Polymer Optischen Wellenleiters (POWs): (a) ohne Konditionierungslinien, (b) mit Konditionierungslinien, (c) Definition des Halbkreises und (d) Berechnung des Kreischnitts als Schnittbild.

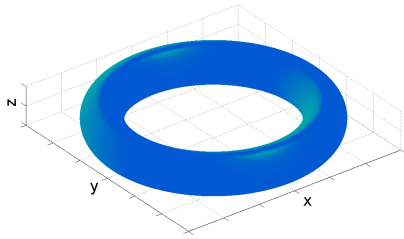
Durch die Implementierung einer Torusfläche in die optische Simulation kann die Wellenleitergeometrie von einem geraden Wellenleiterstück, d.h. die Kreiskontur linear entlang der z-Achse extrudiert, auf gekrümmte Wellenleiter überführt werden. Dabei sind sowohl

Krümmungen auf einer ebenen Fläche als auch im dreidimensionalen Raum möglich. Ein Torus [Cros13, S. 89 ff.] entsteht durch Rotation eines Kreises mit Radius r um eine Achse, deren Abstand vom Mittelpunkt des Kreises R ist. Wählt man die Rotationsachse als z -Achse eines kartesischen Koordinatensystems, so lässt sich leicht ableiten, dass für einen gegebenen Punkt (x, y, z) auf der Oberfläche folgende Torusfunktion gelten muss:

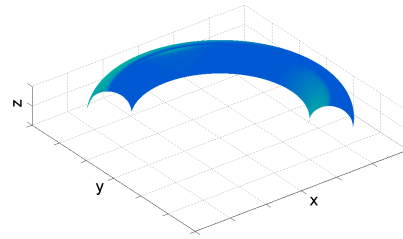
$$(\sqrt{x^2 + y^2} - R)^2 + z^2 = r^2. \quad (3.40)$$

Der gesamte Torus ist in Abbildung 14 (a) dargestellt. Außerdem wird die Krümmung des Wellenleiters einmal in der Ebene (Abbildung 14 (b)) und aus dieser heraus (Abbildung 14 (c)) gezeigt. Nach z umgeformt ergibt sich die erforderliche Torusfunktion:

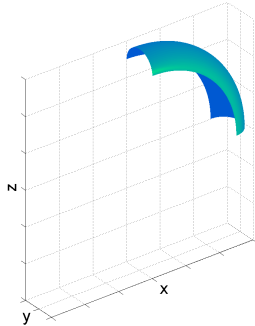
$$z = \sqrt{r^2 - (\sqrt{x^2 + y^2} - R)^2}. \quad (3.41)$$



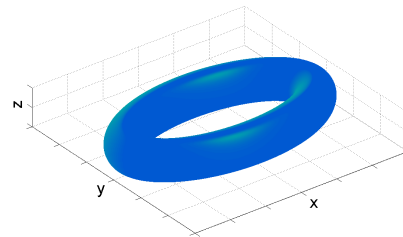
(a) Voll-Torus



(b) Torus-Segment horizontal



(c) Torus-Segment vertikal



(d) Torus elliptisch

Abbildung 14: Beispiele für die verwendeten Torus-Geometrien

Durch das Einsetzen der Gleichungen 3.42 (a) – (c) in Gleichung 3.41 kann die Torusfunktion vom kartesischen Koordinatensystem ins Polarkoordinatensystem überführt werden. Dabei sind die Parameter u und v wie folgt definiert: $0 \leq u \leq 2\pi$ und $0 \leq v \leq 2\pi$. Außerdem führt ein Ersetzen von R und r in den Gleichungen 3.42 (a) – (c) durch die jeweiligen Abmessungen in x - und y -Richtung dazu, dass der Torus in seiner Form variiert werden kann und somit wie in Abbildung 14 (d) ersichtlich ein ellipsenförmiger Torus entsteht.

$$x = (R + r \cdot \cos(u)) \cos(v) \quad (3.42a)$$

$$y = (R + r \cdot \cos(u)) \sin(v) \quad (3.42b)$$

$$z = r \cdot \sin(u) \quad (3.42c)$$

Mit der Wahl des Winkelbereichs sowohl von u als auch von v können beliebige Torusabschnitte definiert werden. Abbildung 15 zeigt eine Skizze des Torus in der xy - und xz -Schnittebene mit den in RAYTRACE implementierten Designparametern zum Einstellen der Torusform. Zur Berechnung der Schnittpunkte zwischen den Strahlen und der Torusfunktion muss eine Funktion 4ten Grades gelöst werden. Dabei kommt der in [Stro10] beschriebene Lösungsansatz zum Einsatz.

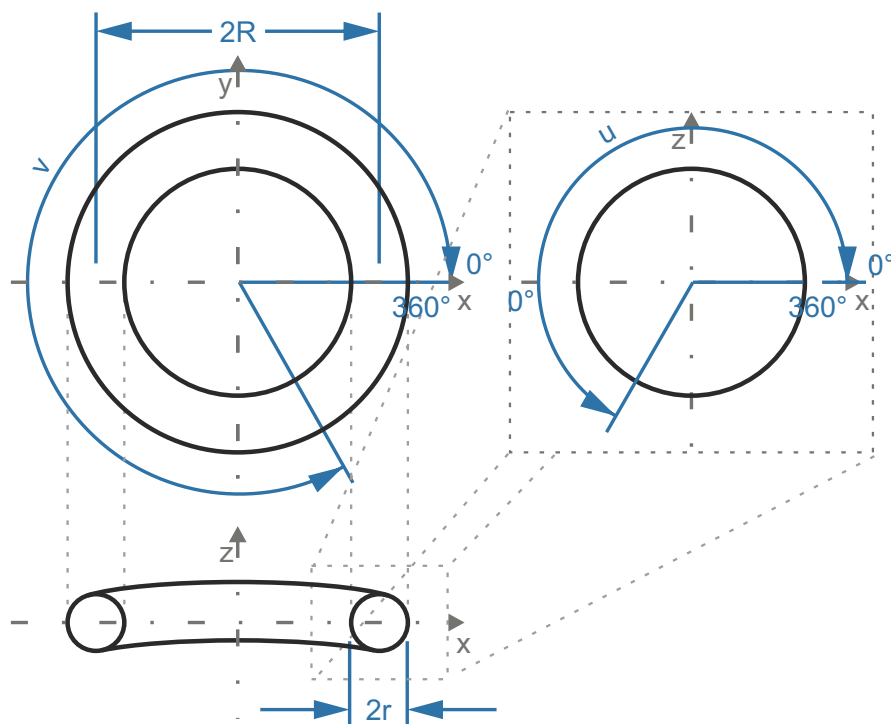


Abbildung 15: Skizze des Torus in der xy - und xz -Schnittebene mit den in RAYTRACE implementierten Designparametern zum Einstellen der Torusform.

Zur Berücksichtigung der Randwelligkeit der Wellenleiter müssen aus Messungen erste Abschätzungen über die Größenordnung dieser erfolgen. Die Formabweichung des Wellenleiters (im Allgemeinen als Welligkeit bezeichnet) hat verschiedene prozess-/drucktechnische Ursachen. Haupteinflussfaktoren sind zum einen die durch die Konditionierungslinien verursachte Breitenvariation des Wellenleiters als auch die Höhenvariation, verursacht durch Overspray, z.B. durch Schwankungen im Volumenstrom des Polymers beim Druckprozess. Abbildung 16 (a) zeigt eine Prinzipskizze des Wellenleiters mit eingezeichneter Randwelligkeit und Abbildung 16 (b) eine Mikroskopaufnahme eines gedruckten Wellenleiters bei der mit Hilfe einer Filterfunktion die Randwelligkeit zwischen Kern und Konditionierungslinien bestimmt werden kann. Diese hängt sehr stark von den Abmessungen und

der Funktionalisierung des Druckstempels beim Flexodruck ab. Dabei schwankt die Breite der dazwischen befindlichen Kerndruckbahn zwischen 0,5 % und 3%. [Hoff17] Zur simulativen Erfassung der Randwelligkeit wird der Wellenleiterring durch eine Sinus-/Kosinusfunktion angenähert. Dabei ist genauer zu untersuchen, inwieweit sich der Einfluss phasengleicher und gegenläufiger Ränder auf die optische Qualität des Wellenleiters auswirkt.

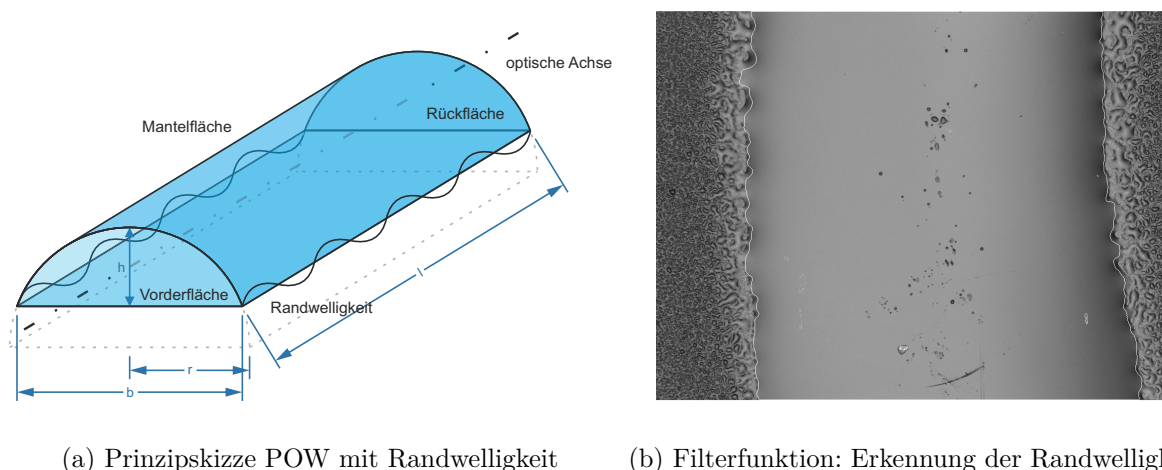


Abbildung 16: Bestimmung der Randwelligkeit des Wellenleiterkerns induziert durch die Konditionierungslinien. Die Randwelligkeit wird in der Simulation durch eine Sinus-/Kosinusfunktion abgebildet.

3.4.2 Austauschformat

Ein Austauschformat zwischen dem CAD-Tool Opto-MIDCAD [Zeit16] des Lehrstuhls für Fertigungsautomatisierung und Produktionssystematik (FAPS) und unserer optischen Simulationssoftware RAYTRACE ermöglicht das Abbilden der gesamten Prozesskette, um zum einen die designte Wellenleitergeometrie im CAD-Programm an den Raytracer zu überführen und zum anderen das Feedback über die optische Qualität des Wellenleiters nach der Simulation wieder zurückzuführen. Dafür wird das RAYTRACE-eigene Dateiformat `.atf` verwendet, welches die gesamte Information des optischen Systems, in unserem Falle der Lichtquelle, der Wellenleiterform und des Wellenleiterpfads, beinhaltet. Außerdem wird für die Übermittlung der Oberflächenparameter des Kern- und Mantelmaterials die ATF-Datei um die angesprochenen Parametereinträge erweitert. Eine CAD-Skizze des dreidimensionalen Strukturbauteils ist in Abbildung 17 gezeigt. Die Pfadroutine ist dabei so ausgelegt, dass definierte Designregeln schon im CAD-Design überprüft werden. Die Abbildung zeigt einen Wellenleiterpfad, der sich aus Torusfunktionen zusammensetzt und in der Simulation auf seine optischen Eigenschaften hin untersucht werden kann. Eine Simulation bezüglich einer vollständigen 3D-Fähigkeit, die z.B. durch bikubische Spline-Funktionen [Bron01, S. 1013 ff.] möglich ist, wird derzeit behandelt und wird erst in nachfolgenden Arbeiten näher beschrieben.

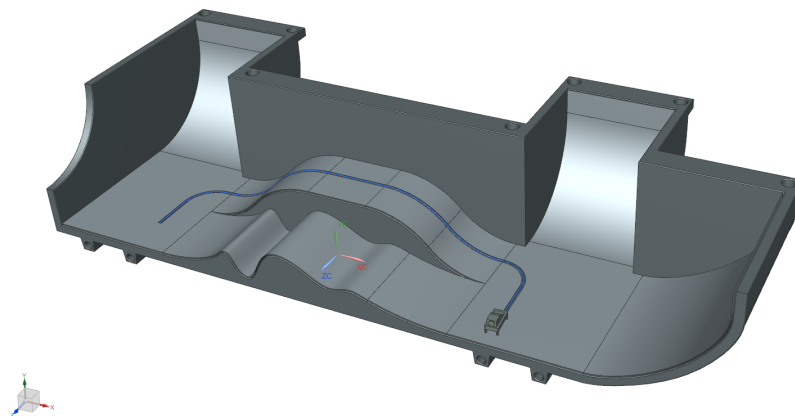


Abbildung 17: Skizze eines mit dem CAD-Tool Opto-MIDCAD [Zeit16] des FAPS konstruierten 3D-Strukturbauteils mit verlegtem Wellenleiter und Koppler.

3.5 Charakterisierung der Druckpolymere

Eine Charakterisierung der beim Druckprozess verwendeten Materialien (Druckpolymere) ist für ein erfolgreiches simulatives Abbild des Wellenleiters unumgänglich. Durch die Erfassung der Materialien im optischen Simulationsprogramm kann außerdem eine Datenbank für zukünftige Simulationen aufgebaut werden, mit denen in der Datenbank vorhandenen Druckpolymeren. Im Falle des Aerosol-Jet-Drucks von Wellenleitern [Reit15] werden UV aushärtende Polymere verwendet. Abbildung 18 zeigt einen typischen Aushärtungsprozess eines photosensitiven Lacks mit dessen Bestandteilen [Acte12].

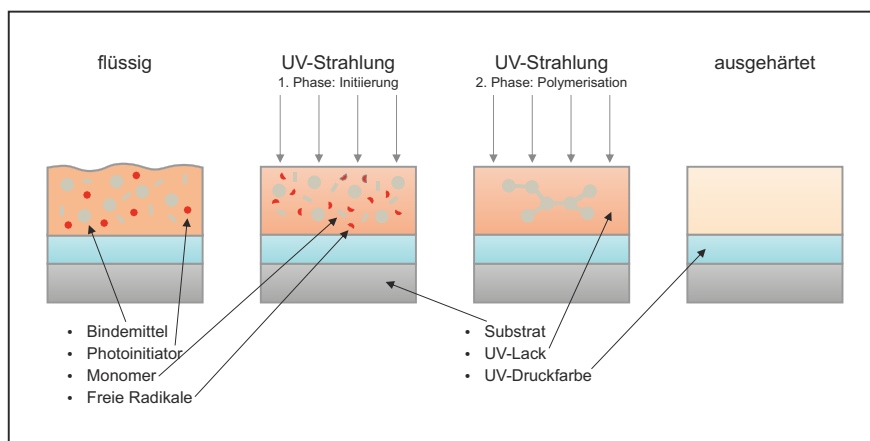


Abbildung 18: Aushärtungsprozess von UV-Lacken nach [Acte12]

Durch die Vorkonditionierung des Substrats durch die in Kapitel 3.4.1 beschriebenen Konditionierungslinien kann der Kontaktwinkel des Kernmaterials erhöht werden [Hoff16]. Das Aspektverhältnis beträgt demnach 0,29. Tabelle 1 zeigt die Wellenleiterhöhe in Abhängigkeit der -breite. Der Radius der Wellenleitergrenzfläche (Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial) ergibt sich aus Gleichung 3.39. Für die Konditionierungslinien wird

ein Drucklack der Firma ACTEGA Terra GmbH mit der Bezeichnung TerraGloss® UV Glanzlack G 8/372 L NVK [Acte17] verwendet. Dieser zeichnet sich durch seine sehr hohe Reaktivität als auch seine vielfältige Anwendungsmöglichkeit, besonders in der Inline-Anwendung, aus.

Wellenleiterbreite b [μm]	100	200	300	400	500
Höhe h [μm]	29	58	87	116	145
Radius r [μm]	57,6	115,2	172,8	230,4	288

Tabelle 1: Parameter der Wellenleitergeometrie. Aus der Wellenleiterbreite kann nach dem Aspektverhältnis die Wellenleiterhöhe und daraus nach Gleichung 3.39 der Kontradius berechnet werden.

Das Foliensubstrat, auf der die Konditionierungslinien als auch der Kern gedruckt werden, besteht aus Polymethylmethacrylat (PMMA) [Evon14; Bead15]. Für den Druckprozess kann der Photoresist EpoCore [Micr12b] als Kernmaterial und der Photoresist EpoClad [Micr12a] als Mantelmaterial verwendet werden. Beide Photolacke werden von der Firma micro resist technology GmbH hergestellt und vertrieben. Als alternatives Kernmaterial wird der UV-aushärtende Drucklack J + S 390119 [Jäne14] der Firma Jänecke + Schneemann Druckfarben GmbH verwendet. Abbildung 19 zeigt die wellenlängenabhängigen Dispersionskurven der am Druckprozess beteiligten Materialien.

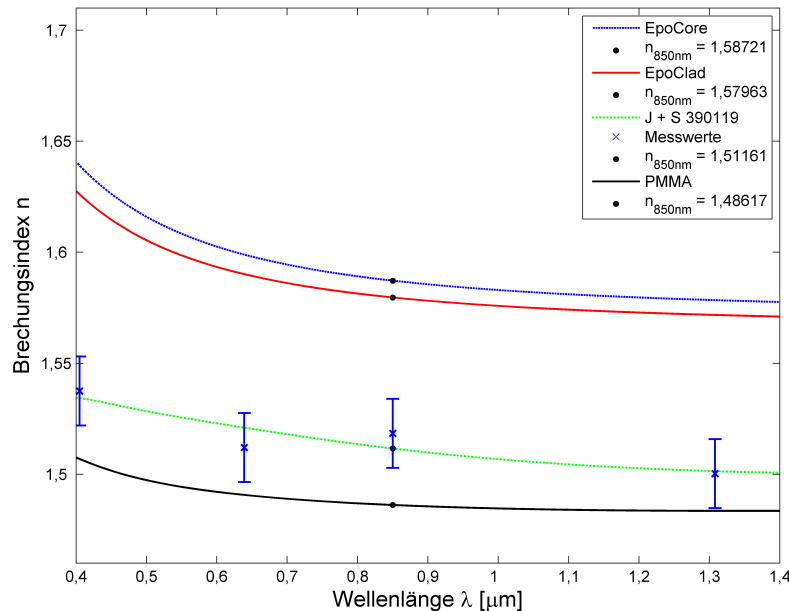


Abbildung 19: Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes der Drucklacke. Dabei wurde die Dispersionskurve für J + S 390119 aus vier Refraktometer-Messungen [Mesc06, S. 487 ff.] angefitet.

Der in RAYTRACE vorhandene Materialkatalog wurde durch die in Abbildung 19 aufgeführten Dispersionskurven erweitert. Der Brechungsindex für Luft, als Mantelmaterial (wenn ohne Mantel appliziert wird), beträgt ca. 1. Die Brechungsindizes der Materialien für die Simulations- beziehungsweise Herstellungswellenlänge ($\lambda = 850 \text{ nm}$), angepasst an das erste Transmissionsfenster optischer Datenkommunikationssysteme [Geor00], sind in der Legende von Abbildung 19 ersichtlich. Um die Oberflächenparameter (Korrelationslängen x-/y-Richtung und RMS-Wert) genau zu bestimmen, wurden die am Druckprozess beteiligten Materialien mit 3 unterschiedlichen Messinstrumenten vermessen. Dies sind das Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope – AFM) EasyScan 3 [Nano17] der Nanosurf AG am Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts (MPL), das optische Profilometer TopMap μ .Lab [Poly17] im Applikationslabor der Polytec GmbH und das optische Profilometer Profilm3D [Film17] im Applikationslabor von Filmetrics, Inc. Abbildung 20 zeigt eine Aufnahme der Oberfläche der Substratfolie, auf welche die Konditionierungslinien als auch der Wellenleiter appliziert werden.

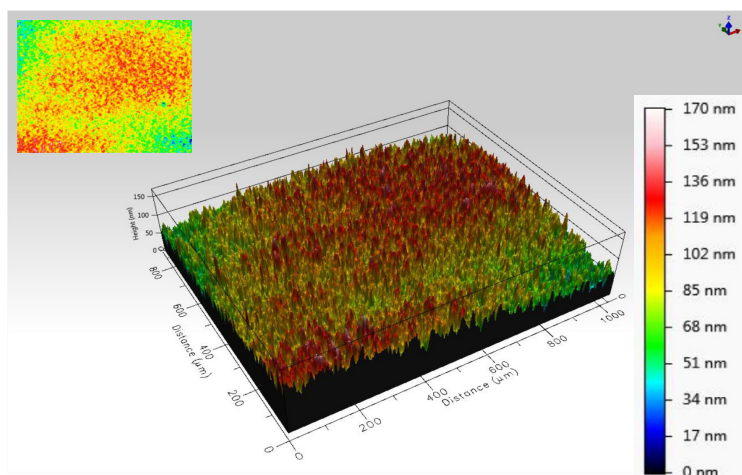


Abbildung 20: Oberfläche der Substratfolie (PMMA)

In Abbildung 21 sind die Aufnahmen zweier verschiedener Messungen des J + S 390119 Lacks gezeigt. Dabei bilden (a) und (b) die Messung des Wellenleiters mit einer Breite von $250 \mu\text{m}$ und (c) und (d) die Messung mit einer Breite von $350 \mu\text{m}$ ab. In Abbildung 21 (a) und (c) ist das vollständige Profil des Wellenleiters ersichtlich. Bei (b) und (d) wurde die Krümmung des Wellenleiters aus den Messdaten abgezogen um die Rauheit der Oberflächenstruktur exakt zu bestimmen. Alle Profilaufnahmen der Oberflächen wurden mit dem Profilometer Profilm3D durchgeführt.

Tabelle 2 listet die gemessenen Oberflächenparameter (Korrelationslänge und RMS) der Kernmaterialien EpoCore und J + S 390119 und des Foliensubstrats (PMMA) der durch die genannten Messsysteme durchgeführten Messungen auf. s bezeichnet dabei den Schwellwert [Thom99, S. 152 ff.] auf dem die Autokorrelationsfunktion abfällt und somit die Korrelationslänge (KL) bestimmt.

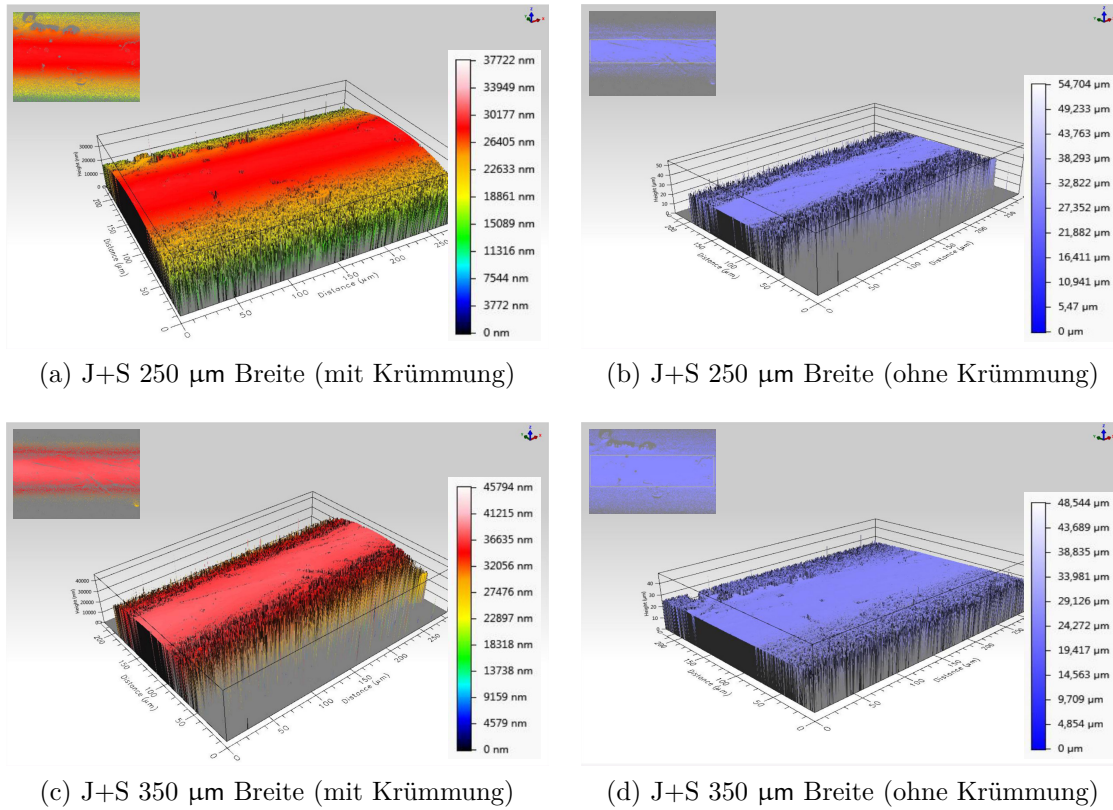


Abbildung 21: Oberflächen des Jänicke + Schneemann Lacks (gedruckte Wellenleiter)

Die Differenz der Messwerte bei den in Tabelle 2 aufgeführten Messungen kommt zum einen aus den verwendeten unterschiedlichen Messmethoden und zum anderen aus der Messung von verschiedenen gedruckten Wellenleitern, die sich in den Abmessungen unterscheiden. Außerdem sind die AFM-Messungen bei EpoCore mit belackten Proben und bei PMMA mit dem Foliensubstrat an sich durchgeführt worden.

Parameters	Korrelationslänge (x-Richtung)	Korrelationslänge (y-Richtung)	s	RMS
EpoCore AFM	63,32 nm	63,32 nm	e^{-1}	185,00 pm
J+S 250 PF3D	11,30 µm	11,30 µm	e^{-1}	200,00 nm
J+S 350 PF3D	14,51 µm	14,51 µm	e^{-1}	300,00 nm
J+S Polytec	8,16 µm	8,16 µm	e^{-1}	86,87 nm
PMMA AFM	80,11 nm	80,11 nm	e^{-1}	4,21 nm
PMMA PF3D	73,32 µm	73,32 µm	e^{-1}	16,00 nm
PMMA Polytec	73,32 µm	73,32 µm	e^{-1}	30,98 nm

Tabelle 2: Oberflächenparameter der am Druckprozess beteiligten Materialien

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass aufgrund der feinen Messspitze des AFM eine atomare Auflösung der Oberfläche erreicht werden kann, wobei bei optischen Messverfahren die Wellenlänge der begrenzende Faktor ist. Dadurch sind die Messergebnisse nur eingeschränkt vergleichbar.

3.6 Implementierung in RAYTRACE

Der nicht-sequentielle Raytracer in RAYTRACE wird um den in Kapitel 3.3 beschriebenen Monte-Carlo-Algorithmus erweitert. Durch diesen kann die Streuung der Oberflächen zwischen Kern- und Mantelmaterial des Wellenleiters mit berücksichtigt und POWs simuliert werden. Dabei werden die in Kapitel 3.5 beschriebenen Oberflächeneigenschaften in den Raytracer geladen und ein Streuspektrum berechnet. Dieses dient als Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Monte-Carlo-Ansatz.

3.7 Simulationsergebnisse

Die Simulationsergebnisse beziehen sich auf die beiden prägnantesten Charakteristika von optischen Wellenleitern. Die Dämpfung [Eber13; Wein98, S. 10 ff.] beschreibt dabei den exponentiellen Abfall der Lichtleistung P nach dem Durchlaufen eines Lichtwellenleiters einer definierten Länge L . Dabei ist die Lichtleistung am Ende des Wellenleiters P_L wie folgt definiert:

$$P_L = P_0 \cdot 10^{-\alpha \frac{L}{10}}, \quad (3.43)$$

mit der Anfangsleistung P_0 und dem Dämpfungskoeffizienten α . Eine logarithmische Darstellung der Dämpfung kann wie folgt, mit dem Dämpfungswert A , angegeben werden:

$$A = 10 \log \frac{P_0}{P_L} \text{ dB}. \quad (3.44)$$

Für den Dämpfungskoeffizienten α folgt daraus:

$$\alpha = \frac{A}{L}. \quad (3.45)$$

Die Länge L beziehungsweise die dazugehörige Längeneinheit bestimmt dabei die Maßeinheit (wie nachfolgend dB/cm). Aber nicht nur die Dämpfung sondern auch die Pulsverbreiterung ist ein Maß für die Güte des Wellenleiters. Die Pulsverbreiterung eines durch den Wellenleiter propagierenden optischen Pulses kann über die Impulsantwort [Grie03; Wein98, S. 15 ff.], auch Signaldispersion genannt, definiert werden und ist ein Maß für die Übertragungsleistung der optischen Übertragungsstrecke. In der Literatur wird meistens das Bandbreitenlängenprodukt (Gleichung 3.46) angegeben. Dabei beschreibt B die

Bandbreite und L wiederum die Länge des Wellenleiters. Die zu untersuchende Impulsverbreiterung in POWs begrenzt die Bandbreite des zu übertragenden Signals maßgeblich.

$$B \cdot L = \text{const} \quad (3.46)$$

Welchen Effekt die Streuung zwischen Kern und Mantel im gedruckten POW auf Dämpfung und Signaldispersion hat, sollen die nachfolgenden Simulationen zeigen. Demfolgend wird außerdem simuliert, inwiefern der Querschnitt des Wellenleiters Einfluss auf die Güte der optischen Signalübertragung hat [Loos18b]. Dabei ist zu beachten, dass zwischen dem theoretischen Aspektverhältnis (Wellenleiterbreite zu -höhe von 0,29 – siehe dazu wiederum Tabelle 1) und dem durch den Druckprozess limitierten Aspektverhältnis (zurzeit 0,15) [Loos17] ein signifikanter Unterschied besteht. Abbildung 22 zeigt sowohl die beiden Querschnitte als auch die Draufsicht eines simulierten Wellenleiters in der Strahlzeichnungs-darstellung. Dabei werden zur besseren Darstellung 1 024 Strahlen durch das 1 cm lange Wellenleiterstück getraecht. Bei einer Breite von $300 \mu\text{m}$ beträgt die Höhe des Wellenleiters $87 \mu\text{m}$, welches dem theoretisch möglichen Aspektverhältnis von 0,29 entspricht.

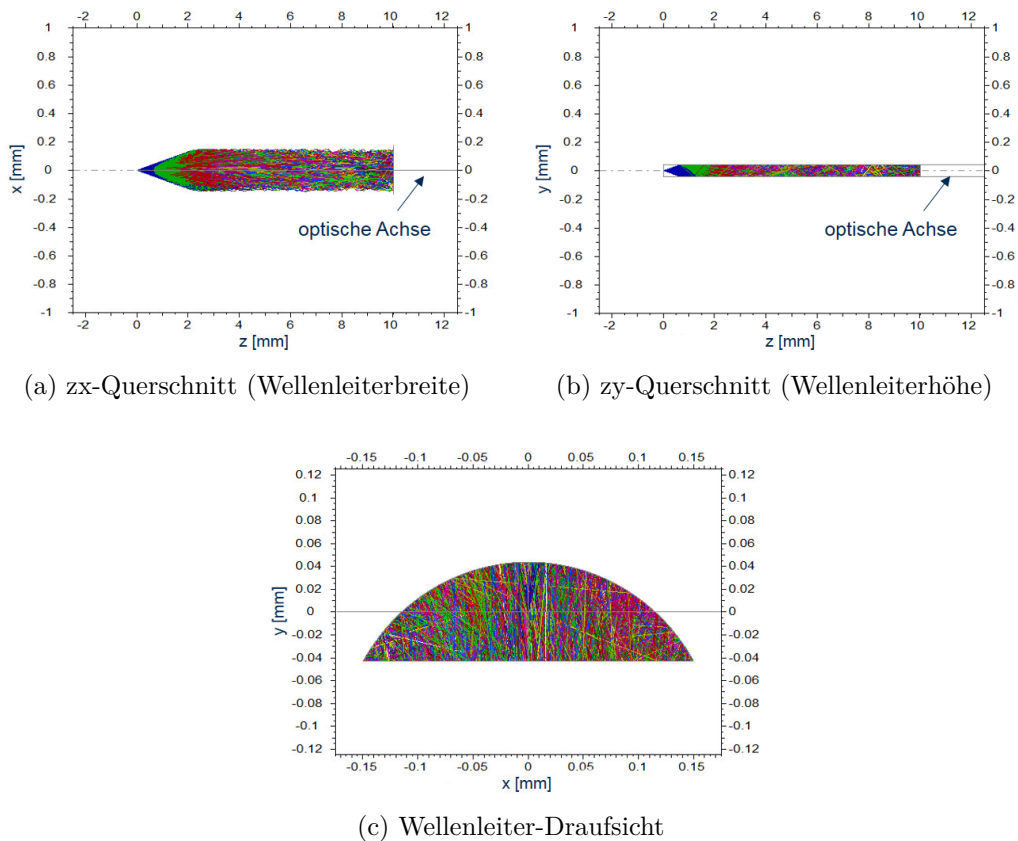


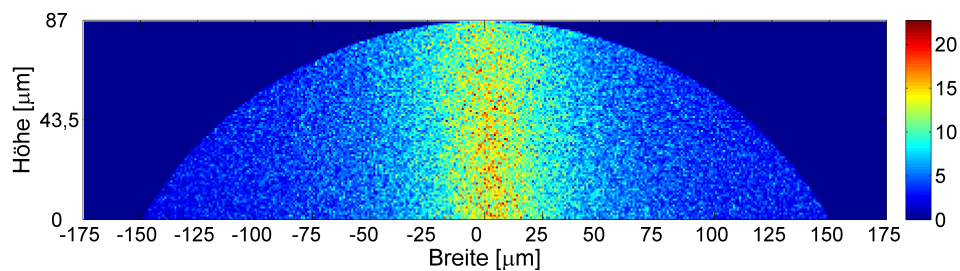
Abbildung 22: Strahlzeichnungen der simulierten Wellenleiter mit einer Breite von $300 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $87 \mu\text{m}$ (siehe dazu auch Tabelle 1), bei einer Ausbreitungslänge von 1 cm.

Die Einkopplung der Lichtquelle geschieht, da in den Simulationen vor allem die Dämpfung und die Signaldispersion verursacht durch den Wellenleiter untersucht werden soll,

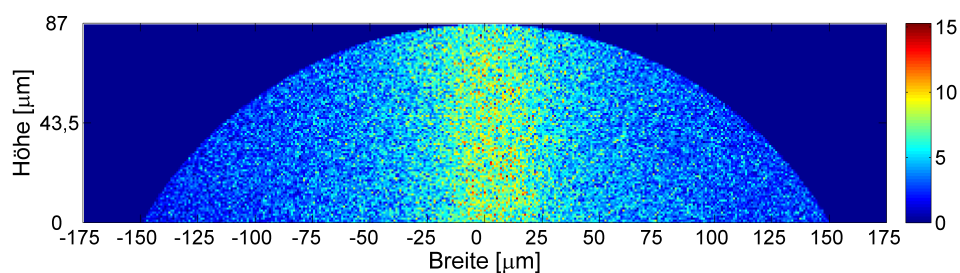
durch eine Punktlichtquelle an der Stirnseite des Wellenleiters. Bei einer definierten Einkoppel-NA der Lichtquelle folgt ein divergenter Strahlkegel im Wellenleiterkern mit einer NA, die je nach Kernmaterial abweichen kann, von 0,063 für EpoCore. Der Detektor beziehungsweise die simulative Mattscheibe, um die Intensitätsverteilung an der Endfacette des Wellenleiters zu berechnen, kann beliebig im Raum platziert werden.

3.7.1 Berechnete Dämpfung und Impulsantwort

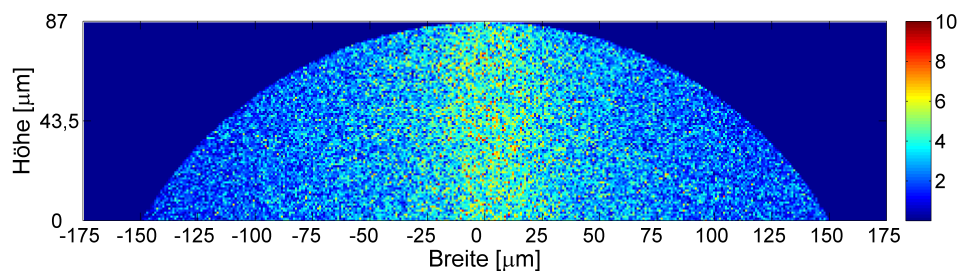
Sowohl die berechnete Dämpfung als auch die Signaldispersion der simulierten Wellenleiter sollen zur Verifikation der durch den Druckprozess hergestellten Wellenleiter dienen und somit Kenngrößen des virtuellen Abbilds schaffen. Dadurch können sowohl die Wellenleiter an sich als auch die angesprochenen Kopplerstrukturen, wie in [Lore17] untersucht, vorab in der Simulation analysiert werden. Das Ausbreitungsverhalten des Strahlenbündels beziehungsweise der Lichtstrahlen durch den Wellenleiter spielt dabei eine signifikante Rolle. Durch die Simulation unterschiedlicher Wellenleiterlängen kann dieses Verhalten untersucht werden. Bei den nachfolgenden Simulationen wurden jeweils 1 048 576 Strahlen durch den Wellenleiter propagiert und die Endfacetten am Wellenleiterende zur Dämpfungsberechnung als auch zur Pulslängeauswertung herangezogen. Abbildung 23 zeigt demnach Endfacetten/Detektorpositionen bei Ausbreitungslängen zwischen 2 cm und 10 cm, in Abständen von 2 cm. Dabei ist das Aspektverhältnis, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, auf 0,29 festgesetzt (siehe dazu nochmals Abbildung 22). Die Korrelationslänge (KL) der rauen Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial beträgt bei den folgenden Simulationen 18 μm und der RMS-Wert der Oberfläche 200 nm. Die Rauheit und die besondere Geometrie der Wellenleiter wirken sich wie in Abbildung 23 ersichtlich auf die Intensitätsverteilung an der Endfacette aus. Bei 2 cm Ausbreitungslänge konzentriert sich der größte Teil der in den Wellenleiter eingekoppelten Leistung auf das Zentrum der Wellenleiterkontur und bildet eine linienförmige Intensitätsverteilung aus, die sich bei Erhöhung der Ausbreitungslänge verbreitert. Die Impulsantworten der in Abbildung 23 simulierten Wellenleiterlängen sind in Abbildung 24 ersichtlich. Dabei ist eine Verbreiterung des durch den Wellenleiter propagierenden Lichtsignals bei Vergrößerung der Ausbreitungslänge erkennbar. Außerdem besitzt der nach 2 cm Ausbreitungslänge aus dem Wellenleiter ausgekoppelte Puls eine Breite von ca. 2 ps, wobei der verwendete gaußförmige Fit zur Bestimmung der Halbwertsbreite (FWHM – Full Width at Half Maximum) bei größeren Ausbreitungslängen genauere Ergebnisse liefert. Wird die Ausbreitungslänge bis auf 10 cm erhöht, wächst die Pulsbreite auf ca. 8 ps an. Anzumerken ist, dass der hier verwendete beziehungsweise der im Simulationsprogramm implementierte Eingangspuls ein deltaförmiges Profil (auch als Diracsche Deltafunktion bekannt) [Papu09b, S. 321 ff.] besitzt (mit einer Pulsbreite von nahe 0 und einer Normierung auf 1). Außerdem sind die in Abbildung 24 ersichtlichen Startpunkte der x-Achsen so gewählt, dass diese der Laufzeit achsparalleler Strahlen durch den Wellenleiter entsprechen.



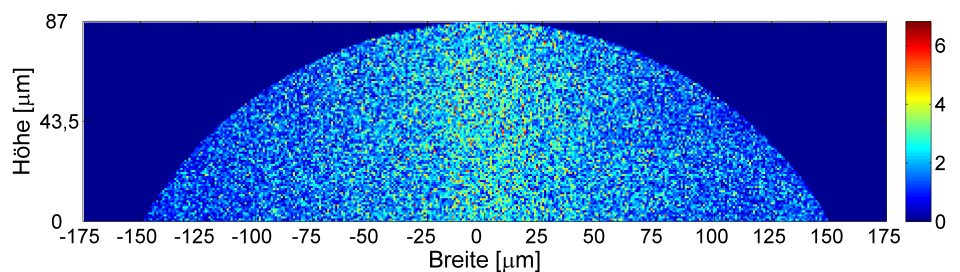
(a) 2 cm Ausbreitungslänge



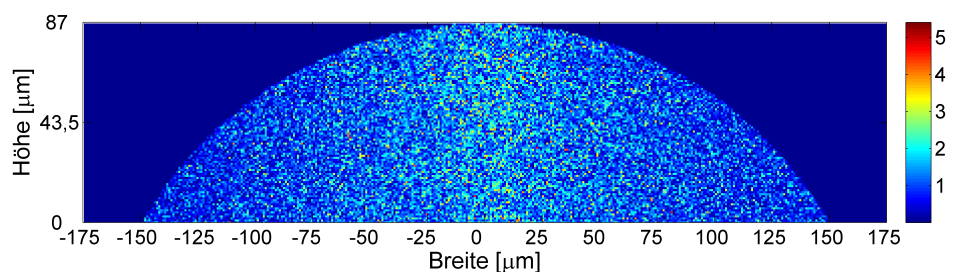
(b) 4 cm Ausbreitungslänge



(c) 6 cm Ausbreitungslänge

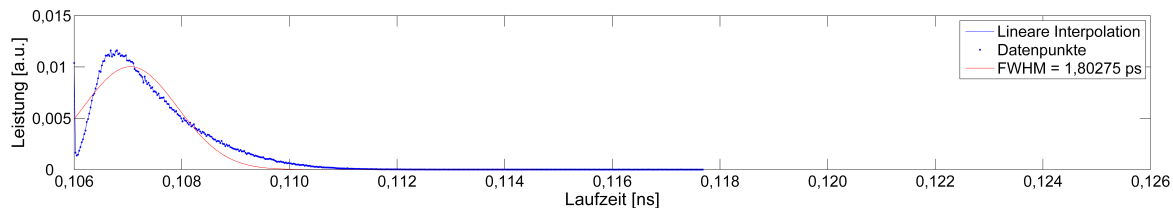


(d) 8 cm Ausbreitungslänge

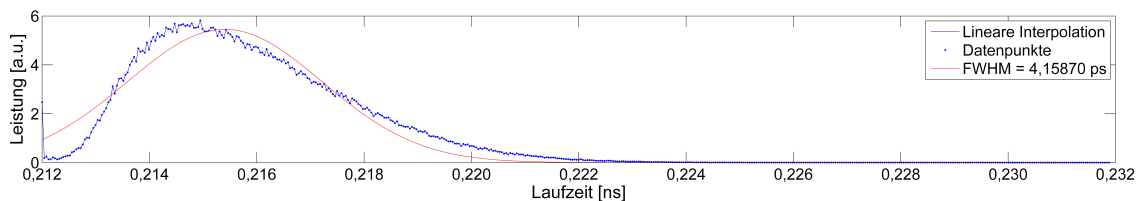


(e) 10 cm Ausbreitungslänge

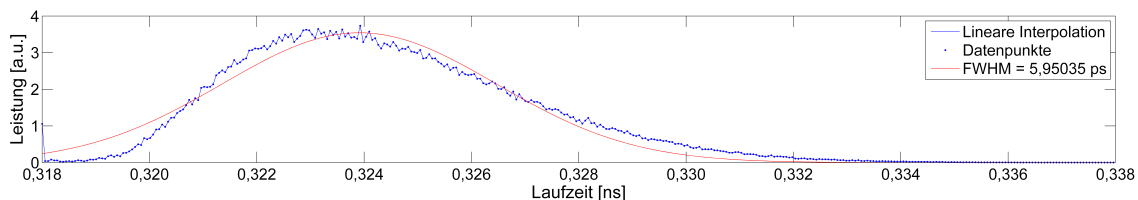
Abbildung 23: Simulationsergebnisse der gedruckten Wellenleiter (Endfacette), bei Ausbreitungslängen zwischen 2 cm und 10 cm. Die Breite und Höhe des Wellenleiters ist wie in Abbildung 22 definiert.



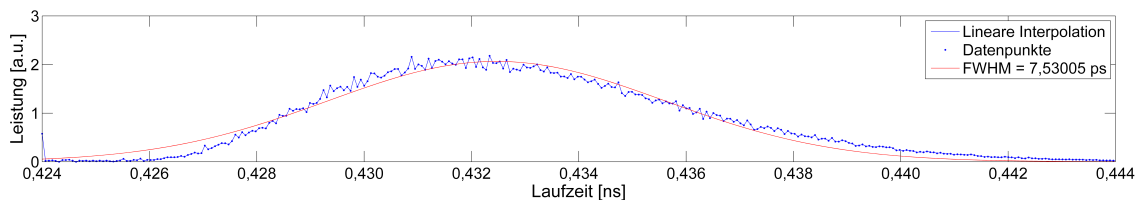
(a) 2 cm Ausbreitungslänge



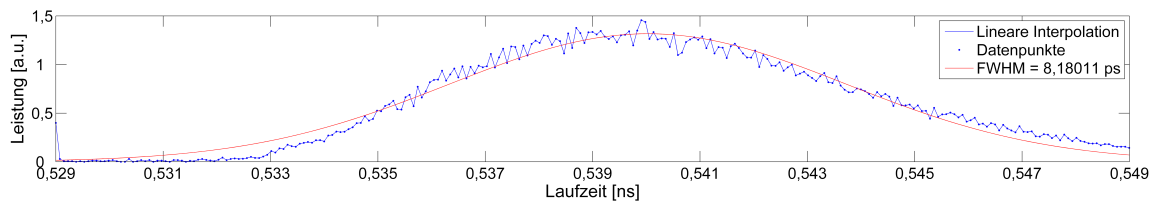
(b) 4 cm Ausbreitungslänge



(c) 6 cm Ausbreitungslänge



(d) 8 cm Ausbreitungslänge



(e) 10 cm Ausbreitungslänge

Abbildung 24: Simulationsergebnisse der gedruckten Wellenleiter (Impulsantwort), bei Ausbreitungslängen zwischen 2 cm und 10 cm. Eine Vergrößerung der Ausbreitungslänge (Erhöhung der Laufzeit durch den Wellenleiter) resultiert in einer Verbreiterung des Eingangspulses am Ausgang.

Das beschriebene Verhalten der simulierten POWs ist nochmals in einem Funktionsgraphen (Abbildung 25) anhand der simulierten Dämpfungswerte und Impulsantworten bei verschiedenen Wellenleiterlängen dargestellt. Dabei fällt auf, dass sowohl die simulierten Dämpfungswerte als auch die Pulsbreiten hin zu größeren Wellenleiterlängen ansteigen. [Back17] Außerdem verringert sich die Steigung der jeweils an benachbarte Simula-

tionspunkte angrenzenden Geraden. D.h. die Dämpfung bei den simulierten POWs weist nicht die selbe Charakteristik einer Wellenleiterlängen unabhängigen Größe, gemessen in dB/cm, auf. Ob dies ein Effekt der Simulation ist oder auch bei Messungen mit gedruckten POWs nachweisbar ist, müssen nachfolgende Vergleiche zeigen. Ein erster Vergleich zwischen Simulation und Messung behandelt das nachfolgende Kapitel 3.8.

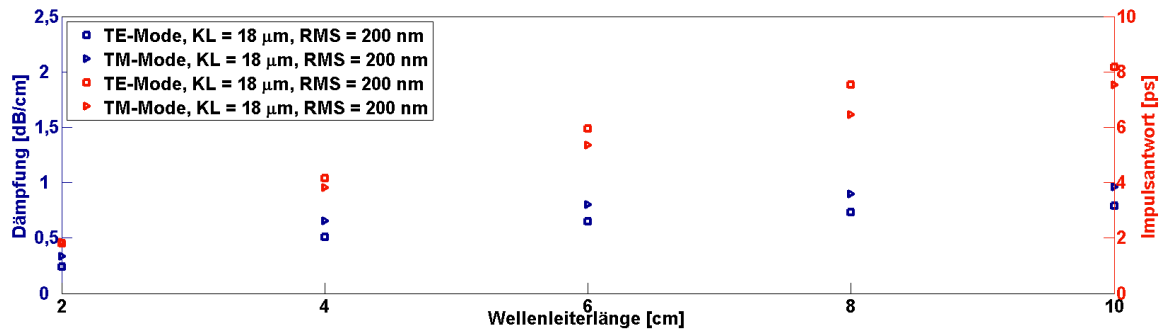


Abbildung 25: Dämpfung und Impulsantwort bei verschiedenen Wellenleiterlängen

Es ist wichtig zu erwähnen, dass in der Simulation die Aufteilung des Streuspektrums in TE- und TM-Mode nur näherungsweise ihre Gültigkeit hat, da die Bestimmung von TE- und TM-Mode für sozusagen „schief laufende“ Strahlen bei dem vorliegenden Querschnitt der POWs nur begrenzt möglich ist. Daher ist in der weiteren Implementierung eine Mittelung zwischen beiden Polarisationszuständen angedacht.

3.7.2 Variation signifikanter Charakteristika

Um die charakteristischen Eigenschaften von POWs näher zu untersuchen, wurden in weiteren Simulationsläufen verschiedene Parameter variiert. Hauptaugenmerk wurde dabei auf die Variation der Korrelationslänge, welche einen großen Einfluss auf die Übertragungseigenschaften der Wellenleiter (insbesondere auf die Dämpfung), und auf den Versatz der Lichtquelle bei Einkopplung in den Wellenleiter gelegt. Abbildung 26 zeigt die Dämpfung und Impulsantwort bei Variation von KL zwischen 10 μm und 20 μm bei einer Wellenleiterlänge von 5 cm und einem gleichbleibenden RMS-Wert von 200 nm.

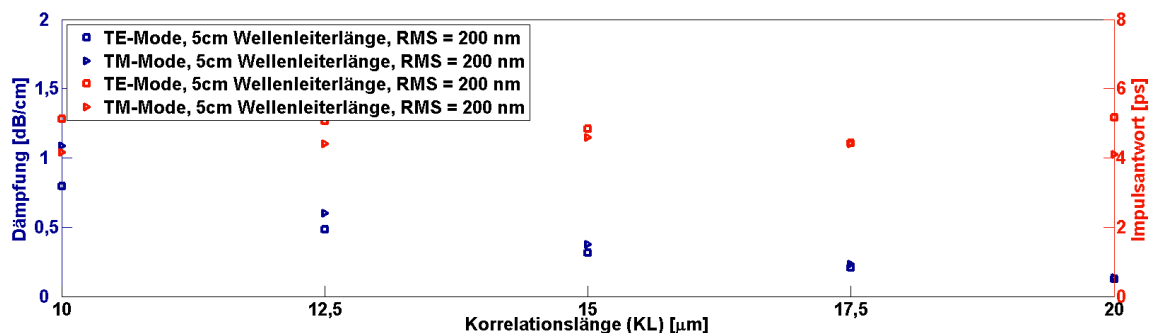


Abbildung 26: Dämpfung und Impulsantwort bei Variation der Korrelationslänge

Eine Erhöhung von KL in der Simulation führt zu einer geringeren Dämpfung des Wellenleiters. Wobei eine Veränderung von KL auf die Pulsbreite nur wenig Auswirkung hat. In Abbildung 27 sind die simulierten Endfacetten des Lichtwellenleiters bei Variation der Lichtquellenposition an der Eingangsfacetten graphisch dargestellt. Dabei wird die Lichtquelle (LQ) sowohl in x- als auch in y-Richtung bis hin zu $100\ \mu\text{m}$ dezentriert.

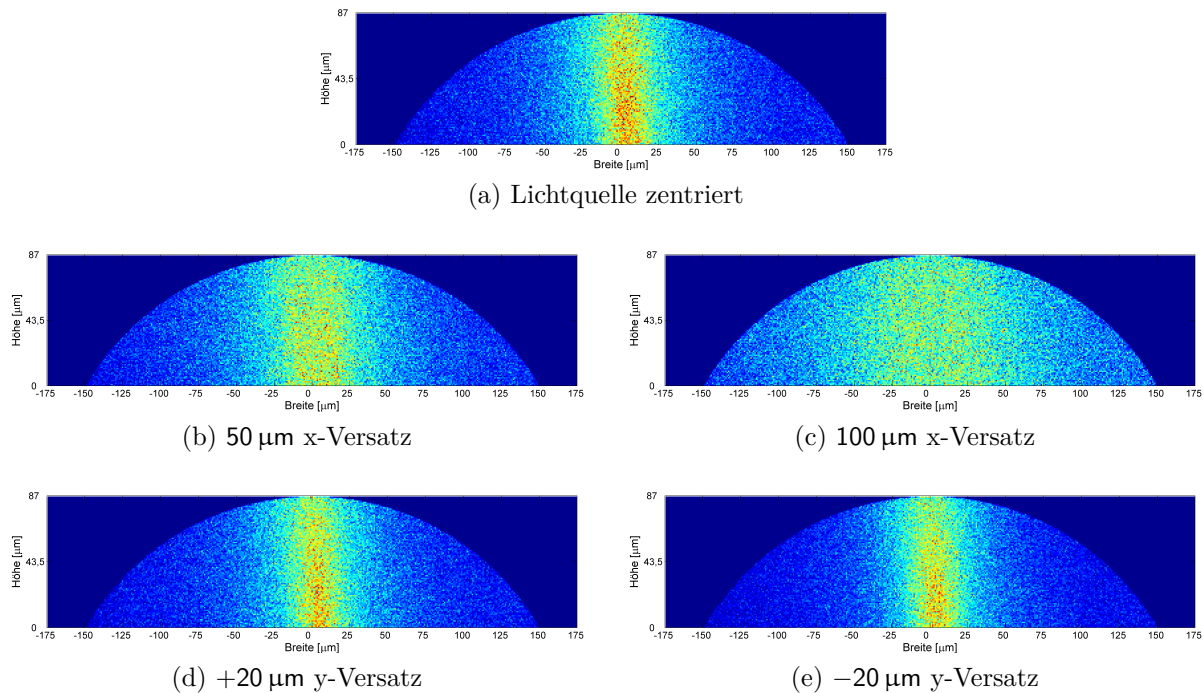


Abbildung 27: Endfacetten bei Variation der Lichtquellenposition bei Einkopplung

Tabelle 3 beinhaltet die Dämpfungs- und Impulsantwortwerte der in Abbildung 27 gezeigten Simulationen bei Versatz der Lichtquelle (LQ) in x-Richtung von $+50\ \mu\text{m}$ und $+100\ \mu\text{m}$ (durch die Symmetrie des Wellenleiters nur Versatz in positiver x-Richtung) und in y-Richtung von $-20\ \mu\text{m}$ und $+20\ \mu\text{m}$.

	LQ zentriert	LQ-Versatz in x- und y-Richtung			
		$+50\ \mu\text{m}$ (x)	$+100\ \mu\text{m}$ (x)	$+20\ \mu\text{m}$ (y)	$-20\ \mu\text{m}$ (y)
TE-Mode					
Dämpfung [db/cm]	0,087214	0,088648	0,091718	0,0889965	0,090998
Impulsantwort [ps]	1,392495	1,470865	1,774362	1,469235	1,394549
TM-Mode					
Dämpfung [db/cm]	0,119326	0,121193	0,125339	0,121902	0,122410
Impulsantwort [ps]	1,442901	1,426286	1,647216	1,414378	1,410851

Tabelle 3: Simulierte Werte bei Variation der Lichtquellenposition bei Einkopplung

3.8 Vergleich zu gedruckten POWs

Damit die Simulationen auch mit gemessenen Daten gedruckter POWs verglichen werden können, wurden die gedruckten POWs mit Hilfe des Strahlprofilmessgeräts BeamGage® [Ophi16] (Kamera SP620U [Ophi15] mit 22fach Vergrößerung [Ophi18]) der Firma Ophir-Spiricon, LLC gemessen. Der zur Messung verwendete Laser hat eine Wellenlänge von 850 nm. Abbildung 28 zeigt ein Nahfeldbild einer Endfacette eines mit diesem System gemessenen Wellenleiters. Mittels Rückschneideverfahren wurde außerdem die Dämpfung der Wellenleiter bestimmt, die in der Größenordnung um 0,68 dB/cm liegt. [Loos17]

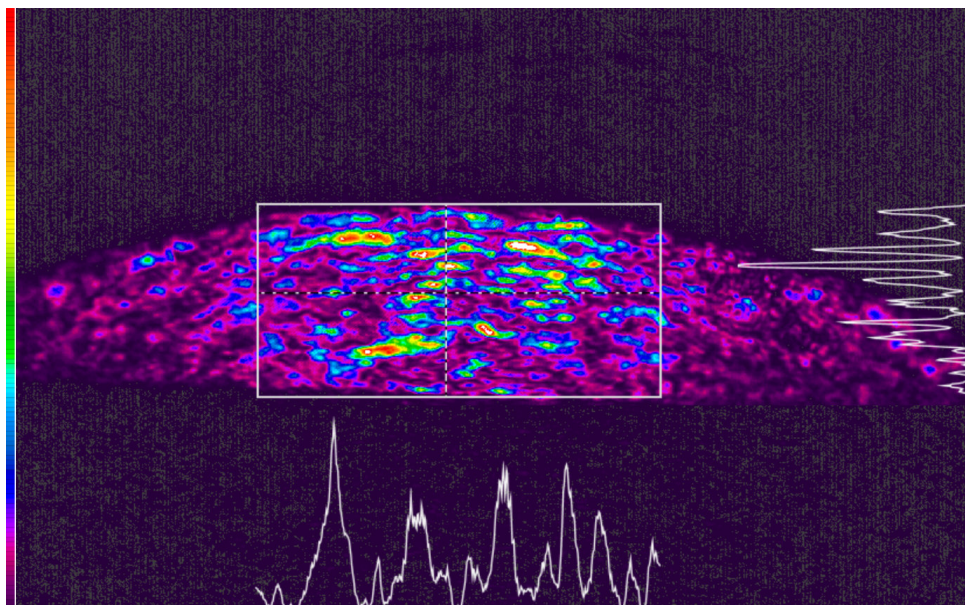
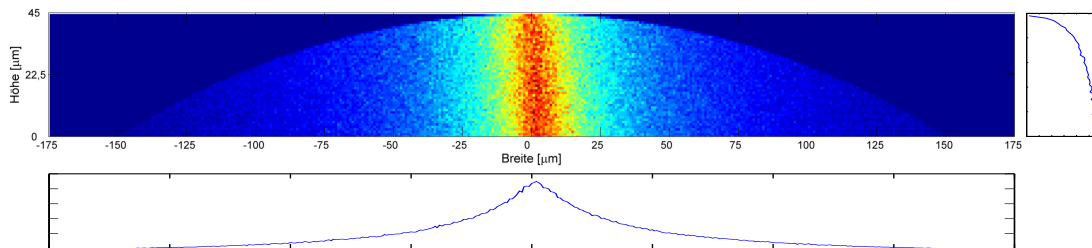
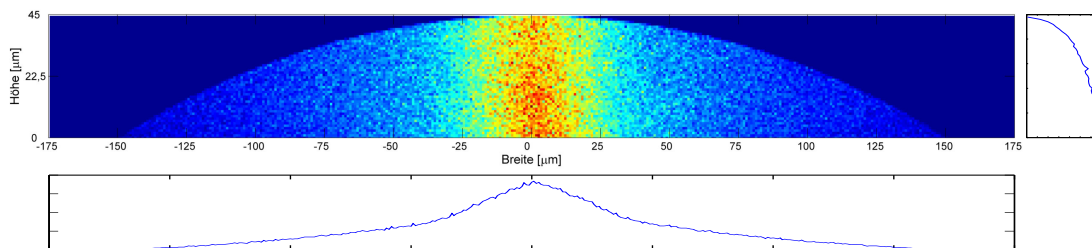


Abbildung 28: Nahfeldbild einer durch das IAVT gemessenen und ausgewerteten Wellenleiter-Endfacette nach ca. 10 cm Wellenleiterlänge. [Loos17]

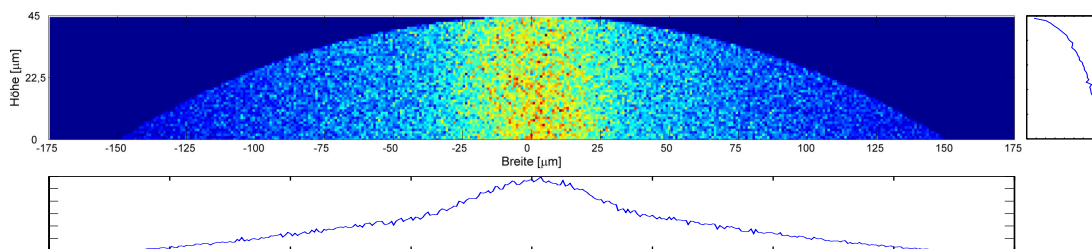
Damit die Messdaten mit den Simulationsergebnissen verglichen werden können, wurden die Simulationen auf das zurzeit durch den Druckprozess mögliche Aspektverhältnis von 0,15 angepasst. Dabei verringert sich die Höhe des Wellenleiters, bei gleichbleibender Breite von 300 μm , auf 45 μm . Abbildung 29 zeigt die Endfacetten der simulierten Wellenleiterlängen. Die Oberflächenparameter betragen dabei 18 μm für die Korrelationslänge und 200 nm für den RMS-Wert. Die Ergebnisse zeigen deutlich, dass durch das verkleinerte Aspektverhältnis eine erhöhte Konzentration der Intensitätsverteilung zum Zentrum des Wellenleiters hin vorliegt, welche sich nach längerer Propagation der Lichtstrahlen durch den Wellenleiter nach außen hin ausweitet. Diese Intensitätsverteilung stimmt mit der gemessenen Verteilung der Nahfeldmessung der Endfacette des Wellenleiters in Abbildung 28 sehr gut überein. Zu beachten ist, dass die Messung mit einer kohärenten Beleuchtung vorgenommen wurde und demnach Speckle in der Intensitätsverteilung auftreten.



(a) Intensitätsverteilung nach 1 cm Ausbreitung



(b) Intensitätsverteilung nach 5 cm Ausbreitung



(c) Intensitätsverteilung nach 10 cm Ausbreitung

Abbildung 29: Simulierte Intensitätsverteilungen mit POW-Druckparametern

Tabelle 4 zeigt die simulierten Dämpfungs- und Impulsantwortswerte bei Wellenleiterlängen von 1 cm, 5 cm und 10 cm. Die Wellenleiterparameter sind an die realen Druckparameter angepasst.

	Wellenleiter- bzw. Ausbreitungslänge		
	1 cm	5 cm	10 cm
TE-Mode			
Dämpfung [db/cm]	0,068522	0,526342	0,677608
Impulsantwort [ps]	0,572386	4,030319	7,123398
TM-Mode			
Dämpfung [db/cm]	0,097818	0,640513	0,798981
Impulsantwort [ps]	0,585270	4,133558	6,167984

Tabelle 4: Simulierte Dämpfungswerte und Pulsbreiten (POWs)

Die Ergebnisse zeigen, dass vorkonditionierte und mittels Aerosol-Jet-Druck gedruckte Wellenleiter durchaus für Datenübertragung geeignet sind. Die Erhöhung des Dämpfungswerts bei größerer Wellenleiterlänge, vor allem am Anfang des Wellenleiters bis ca. 4 cm, kann durch die noch nicht vorhandene Durchmischung der sich ausbreitenden Strahlen im Wellenleiter erklärt werden. Nichtsdestotrotz liefert die beschriebene Simulation einen ersten Ansatz, um „gedruckte“ POWs mittels Strahlverfolgung in Kombination mit einem Monte-Carlo-Ansatz zu berechnen.

4 3D-Scannersystem

In diesem Kapitel wird die Konzeptionierung eines optischen 3D-Scannersystems zur Oberflächenanalyse vorgestellt. Diese beinhaltet sowohl das Design und die Simulation der Systembestandteile als auch des Gesamtsystems. [Loos16a]

4.1 Aufbau und Funktion 3D-Scannersystem

Die industrielle Bildverarbeitung und der damit verbundene Einsatz von optischen Systemen ist in industriellen Prozessen nicht mehr wegzudenken. Besondere Bedeutung haben dabei Inline-Messsysteme [Kess06, S. 17], die im industriellen Produktionsprozess eingesetzt werden. Dazu zählt vor allem die Inline-Vermessung von Oberflächen, z.B. Aluminiumwalzblechen, die sowohl Deformationen als auch Kratzer aufweisen können. Aber auch die exakte Anordnung von Strukturen oder Bauteilen kann durch diese Systeme überwacht werden. Damit dies gelingt, werden für viele Anwendungen telezentrische Objektive [Baue08, S. 79 f., Schu98; Sill99] eingesetzt, um mit dem Abbildungsmaßstab unabhängig von der Entfernung zwischen der zu messenden Oberfläche und dem Objektiv/Messsystem zu sein. Durch das hier beschriebene Konzept [Donn12], welches einen sehr guten Kompromiss zwischen hoher lateraler Auflösung und einem für den Anwendungszweck passenden Schärfentiefenbereich liefert, können die Vorteile der Telezentrie durch einen modularen und kostengünstigen Aufbau realisiert werden.

4.1.1 Scanaufbau und Messprinzip

Das Grundprinzip des Linienscanners besteht aus zwei Subsystemen (Ringflächenspiegel und Abbildungssystem) und ist wie in Abbildung 30 ersichtlich konzipiert. Im ersten Schritt bildet ein Ringflächenspiegel die beleuchteten Objektpunkte (ringförmige Scanlinie) in der Objektebene auf eine Zwischenbildschale ab. Dabei wird jeder Hauptstrahl des von jedem Objektpunkt ausgesendeten Strahlenbündels am Ringflächenspiegel um 90° (45° Tangentialwinkel) in die horizontale Spiegelebene abgelenkt. Im zweiten Schritt werden anschließend die Bildpunkte auf der Zwischenbildschale, genannt Zwischenbildpunkte, mit Hilfe eines Abbildungssystems (in Abbildung 30 als „Black Box“ ersichtlich), welches sich zwischen Ringflächenspiegel und Detektor befindet, in die Detektorebene projiziert und erzeugen somit ein reelles Bild des Objekts [Loos14]. Die Haupteigenschaft des Abbildungssystems muss also darin bestehen, eine Objektkugelschale auf den Detektor beziehungsweise in die Bildebene abzubilden. Die Beleuchtung [STEMM16, S. 57 ff.], welche die Beleuchtungsfläche (siehe dazu wiederum Abbildung 30) beleuchtet und in der praktischen Anwendung links und rechts neben dem Ringflächenspiegel angebracht ist, erfolgt mittels High-Power Light Emitting Diodes (LEDs) [Lumi17] unter einem kleinen Einfallswinkel zur Flächennormalen der Objektoberfläche. Zur Homogenisierung der

Beleuchtungsquelle wird außerdem eine Streuplatte verwendet, die vor den LEDs sitzt. Dieser Lichtquellenverbund weist die gleiche Krümmungsform wie das Ringflächen Spiegelsegment auf und stellt eine Erweiterung der alfavision GmbH & Co. KG [alfa08] dar. Die Detektion der vom Scanner abgebildeten ringförmigen Scanlinie erfolgt im beschriebenen System mittels Zeilenkamera [STEMM09].

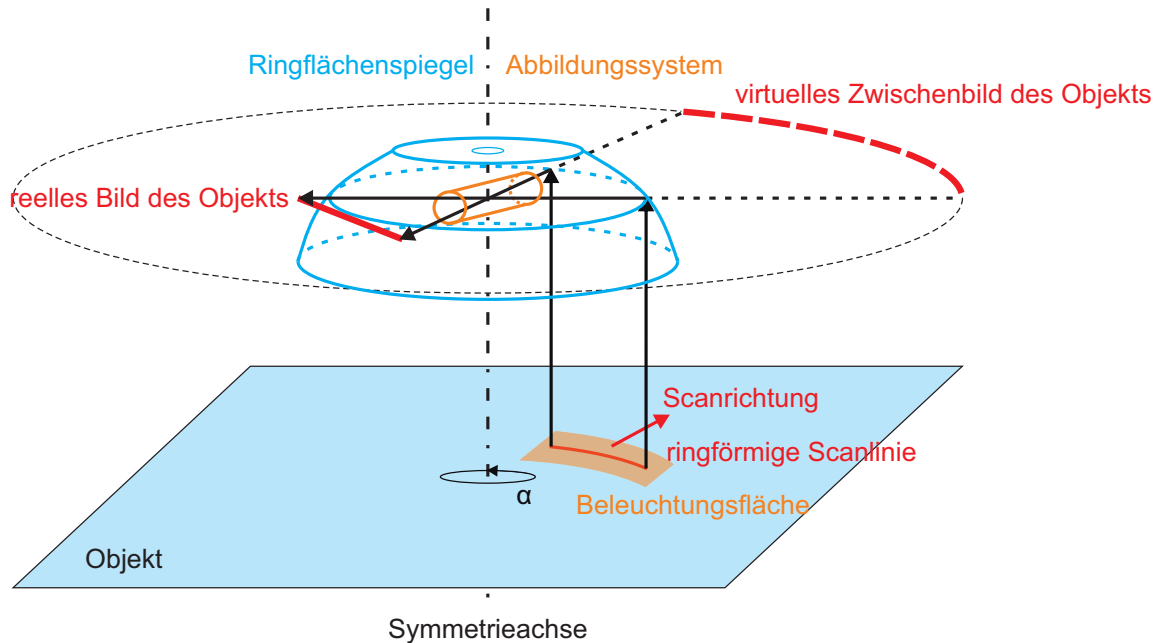


Abbildung 30: Prinzipskizze des Scanaufbaus mit der Objektebene und den zwei Systemkomponenten (Ringflächen Spiegel und Abbildungssystem als „Black Box“). Der Ringflächen Spiegel bildet die ringförmige Scanlinie (Objektpunkte) auf eine Zwischenbildschale ab. Diese Zwischenbildpunkte werden anschließend mit Hilfe eines Abbildungssystems in die Detektorebene projiziert.

4.1.2 Telezentriebedingung

Die wichtigste Bedingung des hier vorgestellten Scanaufbaus ist die der Telezentrie [Hafe03, S. 284 ff.]. Durch diese kann gewährleistet werden, dass der Abbildungsmaßstab des Scanners nicht von der Tiefe des Objekts abhängt und somit Objekte in unterschiedlichen Höhen abgebildet werden. Abbildung 31 zeigt das Prinzip der für das System notwendigen objektseitigen Telezentrie [Schu98], bei der die Aperturblende im bildseitigen Brennpunkt angeordnet ist. Durch diese Anordnung liegt das perspektivische Zentrum beziehungsweise die Eintrittspupille des abbildenden Systems im Unendlichen. Damit laufen alle Hauptstrahlen des Systems vor dem Objektiv parallel zur optischen Achse. Bei gegebener Bildweite, d.h. dem Abstand zwischen Linsensystem und Detektorebene, führt eine Veränderung der Lage des Objekts ΔT zu einer leichten Unschärfe des abgebildeten Objekts auf dem Detektor. Der Abbildungsmaßstab wird dabei nicht verändert und bleibt demnach konstant. Die zulässige Unschärfe $\Delta u'$ kann durch die Schärfentiefe [Schr07, S.

200 ff.] berechnet werden. Anhang B.1 gibt eine detaillierte Beschreibung aller Arten der Telezentrie, ausgehend von Objektiven mit entozentrischer Perspektive, wieder.

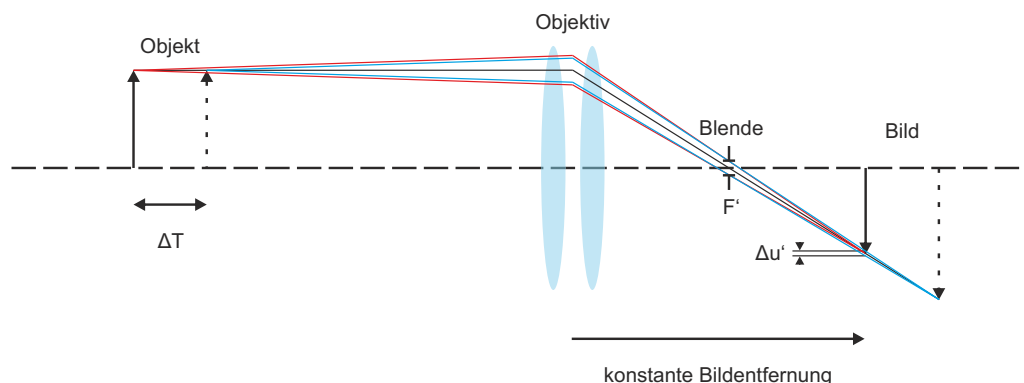


Abbildung 31: Prinzipskizze objektseitiger Telezentrie, bei der das abbildende Objektiv durch zwei stilisierte Linsen dargestellt wird und die Aperturblende in der bildseitigen Brennebene F' liegt. Eine Änderung ΔT des Objektabstands führt zu einer Unschärfe $\Delta u'$ des abgebildeten Objekts auf dem Detektor, aber zu keiner lateralen Verschiebung des Schwerpunkts des unscharfen Bildpunkts. [Schu98]

4.1.3 Abbildungsparameter des Ringflächenspiegels

Die Abbildungsparameter des Ringflächenspiegels können wie folgt bestimmt werden: Bekannt sei zuerst einmal der Abstand des Ringflächenspiegels von der Symmetrieachse (siehe dazu Abbildung 32 (a)). Daraus folgt automatisch der Krümmungsradius R des Spiegels in der horizontalen Schnittebene.

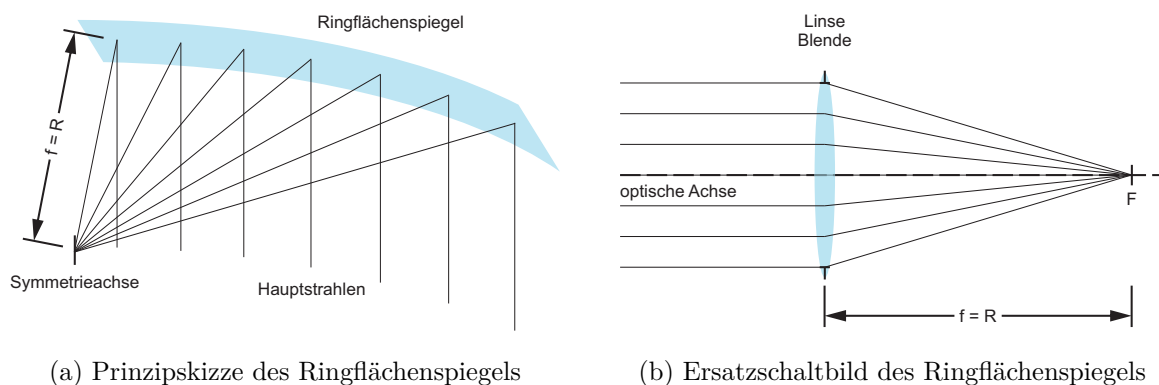


Abbildung 32: Prinzipskizze des (a) Ringflächenspiegels mit (b) einfachem Ersatzschaltbild einer Sammellinse, zur Erläuterung des Zusammenhangs zwischen Brennweite f und Radius R des Spiegels.

Wird nun als einfachstes Spiegelement ein konischer Spiegel mit diesem Krümmungsradius angenommen, folgt, dass aufgrund der 90° -Umlenkung die effektive Brennweite f

gleich dem Krümmungsradius R des Spiegels ist. Im Scanaufbau laufen somit alle Hauptstrahlen die von der gekrümmten Scanlinie (Kreisbogensegment) ausgehen, aufgrund der Symmetrie des Aufbaus um die Drehachse durch einen Punkt auf dieser. Zur besseren Veranschaulichung dieses Zusammenhangs kann als einfaches Ersatzschaltbild die Abbildung mit einer Sammellinse (siehe dazu Abbildung 32 (b)) herangezogen werden. Wie dort zu sehen, werden parallele Strahlen, d.h. die Gegenstandsweite g ist unendlich, auf einen Punkt fokussiert. Da aufgrund der paraxialen Abbildungsgleichung (siehe dazu Kapitel 2.1.1) für $1/g = 0$ der Zusammenhang $b = f$ folgt, gilt für den Ringflächenspiegel, dass die Brennweite f gleich dem Krümmungsradius R des Ringflächenspiegels ist. Dies ist aber nur für die Betrachtung der von der gekrümmten Scanlinie ausgehenden Hauptstrahlen der Objektstrahlenbündel gültig. Für alle anderen Strahlen der Strahlenbündel, die von jedem Objektpunkt auf der Scanlinie ausgehen und auf den Ringflächenspiegel treffen, gilt dies nicht. Dort gilt nach der paraxialen Abbildungsgleichung der in Gleichung 4.47 ersichtliche Zusammenhang.

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \rightarrow \frac{1}{b} = \frac{1}{f} + \frac{1}{g} = \frac{(g + f)}{gf} \quad (4.47)$$

g beschreibt dabei die Gegenstandsweite (Objektweite), f die Brennweite (Krümmungsradius des Ringflächenspiegels aufgrund der off-axis Anordnung) und b die Bildweite des virtuellen Zwischenbilds. Die Vorzeichen sind dabei wie in der paraxialen Optik üblich relativ zur Hauptebene des Spiegels gewählt, also negativ, wenn die Objekt- beziehungsweise Bildebene vor der Hauptebene liegt. Die Umformung der paraxialen Abbildungsgleichung nach b führt zu dem in Gleichung 4.48 ersichtlichen Ausdruck für die Bildweite des Ringflächenspiegels.

$$b = \frac{gf}{(g + f)} \quad (4.48)$$

Tabelle 5 beinhaltet die Parameter der Abbildung mit dem Ringflächenspiegel, wobei wie eben beschrieben g und f durch die Anwendung gegeben sind und b aus diesen berechnet werden kann. Hierbei ist nochmals zu erwähnen, dass sich diese Parameter nur auf den ersten Teil, der Abbildung der Objektebene durch den Ringflächenspiegel in die virtuelle Zwischenbildebene, beziehen.

Parameter	
g	−65 mm
f	250 mm
b	−87,838 mm

Tabelle 5: Abbildungsparameter

4.1.4 Parameter des Scansystems

Das Scansystem ist so ausgelegt, dass eine Punkt zu Punkt Abbildung von Objekt- zur Bildebene realisiert wird. Die in der Simulation verwendete Detektorebene (Zeilenkamera [STEMM09]) besitzt eine Pixelanzahl $\text{Anzahl}_{\text{Pixel}}$ von 4 096 und weist eine Pixelgröße $\text{Größe}_{\text{Pixel}}$ von $10 \mu\text{m}$ auf. Daraus folgt eine Zeilenlänge $L_{\text{Zeilenkamera}}$ von $40,96 \text{ mm}$ (Gleichung 4.49).

$$\begin{aligned} L_{\text{Zeilenkamera}} &= \text{Anzahl}_{\text{Pixel}} \cdot \text{Größe}_{\text{Pixel}} \\ &= 4\,096 \cdot 10 \mu\text{m} \\ &= 40,96 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.49)$$

Übertragen auf die Länge der Scanlinie in der Objektebene beziehungsweise auf die Länge des Ringflächenspiegels, bei einer festgelegten Auflösung $\text{Größe}_{\text{Objektpunkte}}$ von $40 \mu\text{m}$ in der Objektebene, bedeutet dies eine Spiegellänge/Kreisbogenlänge L_{Spiegel} von mindestens $163,84 \text{ mm}$ (Gleichung 4.50).

$$\begin{aligned} L_{\text{Spiegel}} &= \text{Anzahl}_{\text{Objektpunkte}} \cdot \text{Größe}_{\text{Objektpunkte}} \\ &= 4\,096 \cdot 40 \mu\text{m} \\ &= 163,84 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.50)$$

Über diese Spiegellänge wird mit dem Radius R des Ringflächenspiegels ein Ausdruck zur Berechnung des Feldwinkels (Gleichung 4.51) für das nachfolgende Abbildungssystem bestimmt, welches das Zwischenbild auf den Detektor abbildet. Der Feldwinkel α beträgt demfolgend circa $\pm 20^\circ$.

$$\alpha = \frac{L_{\text{Spiegel}}}{R} = \frac{163,84 \text{ mm}}{250 \text{ mm}} = 0,65536 \text{ rad} = 37,55^\circ \quad (4.51)$$

Durch das Verhältnis zwischen dem weiter oben festgelegten lateralen Auflösungsvermögen in der Objektebene und der Pixelgröße des Detektors in der Bildebene, kann der Vergrößerungsfaktor [Dohl10, S. 386] des Gesamtsystems berechnet werden:

$$|\beta_{\text{ges}}| = |\beta_{\text{Spiegel}}| \cdot |\beta_{\text{Abbildungssystem}}| = \frac{\text{Größe}_{\text{Pixel}}}{\text{Größe}_{\text{Objektpunkte}}} = \frac{10 \mu\text{m}}{40 \mu\text{m}} = 0,25. \quad (4.52)$$

Nach der Umstellung von Gleichung 4.52 wird der Vergrößerungsfaktor $\beta_{\text{Abbildungssystem}}$ des nachgelagerten Abbildungssystems, welches hinter dem Ringflächenspiegel platziert wird, wie folgt bestimmt:

$$|\beta_{\text{Abbildungssystem}}| = \frac{|\beta_{\text{ges}}|}{|\beta_{\text{Spiegel}}|} = \frac{0,25}{1,351} = 0,185. \quad (4.53)$$

Dabei berechnet sich der Abbildungsmaßstab des Ringflächenspiegel β_{Spiegel} durch das Verhältnis von Bildweite b zu Gegenstandsweite g des durch den Ringflächenspiegel hervorgerufenen Zwischenbilds. Aufgrund der Forderung, dass sich die Hauptebene des Abbildungssystems auf der Symmetrieachse des Ringflächenspiegels befinden soll, damit die Pupillenebenen beider Subsysteme zusammenfallen, ergibt sich die Gegenstandsweite zu:

$$|g_{\text{Abbildungssystem}}| = |R| + |b_{\text{Spiegel}}| = 250 \text{ mm} + 87,838 \text{ mm} = 337,838 \text{ mm}. \quad (4.54)$$

Durch die aus der paraxialen Abbildungsgleichung herrührende Vorzeichendefinition der Gegenstandsweite erhält diese als auch der Abbildungsmaßstab ein negatives Vorzeichen. Mit dem Wert für den Abbildungsmaßstab aus Gleichung 4.53 folgt die Bildweite zu:

$$\begin{aligned} b_{\text{Abbildungssystem}} &= g_{\text{Abbildungssystem}} \cdot \beta_{\text{Abbildungssystem}} \\ &= -337,838 \text{ mm} \cdot (-0,185) \\ &= 62,5 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Aus der paraxialen Abbildungsgleichung (Gleichung 4.47) kann nachfolgend die Brennweite des Abbildungssystems (durch die in Gleichung 4.55 berechnete Bildweite $b_{\text{Abbildungssystem}}$ und die darin eingesetzte Gegenstandsweite $g_{\text{Abbildungssystem}}$) bestimmt werden:

$$\begin{aligned} f_{\text{Abbildungssystem}} &= \frac{1}{\frac{1}{b_{\text{Abbildungssystem}}} - \frac{1}{g_{\text{Abbildungssystem}}}} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{62,5 \text{ mm}} - \frac{1}{-337,838 \text{ mm}}} \\ &= 52,743 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (4.56)$$

Das Abbildungssystem benötigt den in Gleichung 4.57 ersichtlichen Wert der Petzval-Summe (siehe dazu Kapitel 2.1.2), um eine Ebnung des Bildfelds zu erreichen, da bei dem Konzept des Linienscanners die ringförmige Scanlinie, d.h. ein gekrümmtes Objektfeld, auf eine Zeilenkamera (ebenes Bildfeld) abgebildet wird.

$$\frac{1}{337,838 \text{ mm}} = 0,00296 \text{ mm}^{-1} \quad (4.57)$$

Um den geforderten Wert der Petzval-Summe besser verständlich zu machen, ist in Abbildung 33 eine Prinzipskizze des Linienscanners als Draufsicht ersichtlich. Bei dieser ist das Abbildungssystem als sogenannte „Black Box“ im Bereich der Symmetrieachse des Ringflächenspiegels eingezeichnet. Außerdem enthält die Skizze alle systemrelevanten Parameter, um das virtuelle Zwischenbild auf den Detektor (reelles Bild des Objekts) abzubilden. Dabei ist der Radius r_P der Petzval-Fläche gleich der Gegenstandsweite $g_{\text{Abbildungssystem}}$ des Abbildungssystems.

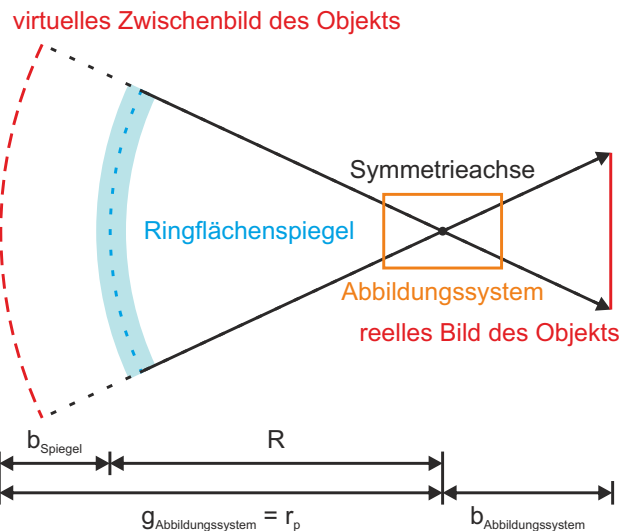


Abbildung 33: Prinzipskizze des Linienscanners als Draufsicht mit dem Radius r_p der Petzval-Fläche, der gleich der Gegenstandsweite $g_{\text{Abbildungssystem}}$ des Abbildungssystems ist, $b_{\text{Abbildungssystem}}$ der Bildweite des Abbildungssystems, b_{Spiegel} der Bildweite und R dem Radius des Ringflächenspiegels.

4.1.5 Scangeometrie

Aufgrund der besonderen Geometrie der Scanlinie, die durch den Ringflächenspiegel festgelegt ist, aber gleichzeitig die Bedingung der objektseitigen Telezentrie erfüllt, gelten für die Auswertung besondere Anforderungen an die Bildverarbeitungssoftware [Dema11] (zur Rekonstruktion des gescannten Objekts). Eine Prinzipskizze mit den Rekonstruktionschritten des Bilds ist in Abbildung 34 ersichtlich.

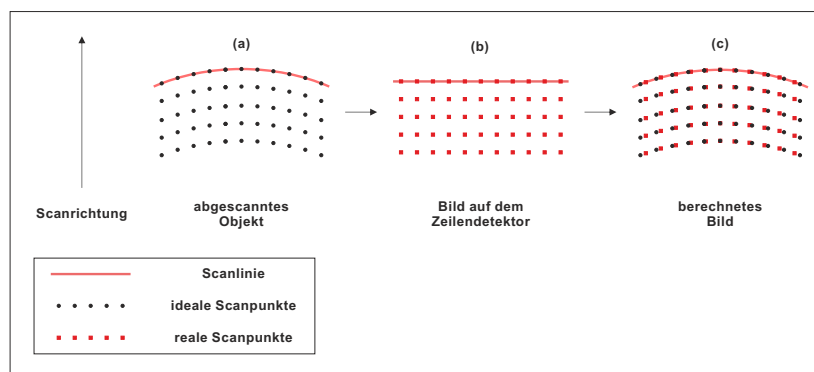


Abbildung 34: Prinzipskizze der Bildrekonstruktion, mit in (a) der Scanlinie auf dem abgescannten Objekt, in (b) dem Bild des Objekts auf dem Zeilendetektor und in (c) dem, durch den nachträglichen Bildverarbeitungsschritt rekonstruierten, Bild des Objekts.

Dabei stellt (a) die Scanlinie auf dem abgescannten Objekt, (b) das Bild des Objekts, welches auf dem Zeilendetektor aufgenommen wird und (c) das durch Bildverarbeitung

rückgerechnete Bild des Objekts da. Durch die Rückrechnung müssen die auf dem Detektor aufgenommenen Pixelwerte den realen Scanpunkten zugeordnet werden. Durch die gekrümmte Scanlinie besteht kein äquidistanter Zusammenhang zwischen den Detektorpixeln und den Scanpunkten auf dem Objekt (reale und ideale Scanpunkte). Durch den kompakten und gleichzeitig modularen Aufbau der einzelnen Linienscanner kann eine Vergrößerung der Scanlinie erreicht werden. Dazu werden mehrere Scanner in alternierender Anordnung (Abbildung 35) angebracht, sodass eine längere Scanlinie entsteht. Der Überlapp zwischen den einzelnen Scanlinien der Scanner kann durch den nachträglich notwendigen Bildbearbeitungsprozess korrigiert werden.

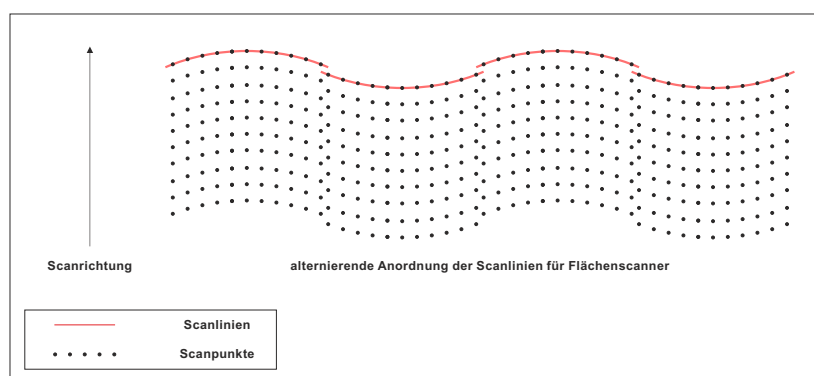


Abbildung 35: Durch eine alternierende Anordnung mehrerer Module des Linienscanners kann eine Vergrößerung der Scanlinie erreicht werden. Das Stitching der Scanbereiche erfolgt nachträglich via Bildverarbeitung.

4.2 Konzeptdesign Ringflächenspiegel

Für die Beschreibung des Ringflächenspiegels [Lind13] wurden am Anfang des Konzeptdesigns die in der Mathematik unter der Bezeichnung Kegelschnitte [Papu09a, 230ff] zusammengefassten Formen betrachtet und die vier nachfolgenden Kegelschnitte analysiert:

- Gerade
- Ellipse
- Hyperbel
- Parabel

Dabei wird bei den beiden Kegelschnitten Ellipse und Hyperbel die optische Eigenschaft ausgenutzt [Kühl11, S. 125 ff.], dass alle Strahlen, die von einem der beiden Brennpunkte ausgehen, nach Reflexion an der Kegelschnittfläche durch den zweiten Brennpunkt laufen, der bei der Ellipse reell und bei der Hyperbel virtuell ist. Ausnahme besteht bei der Parabel, bei welcher der zweite Brennpunkt, optisch betrachtet, im Unendlichen liegt und somit der erste Brennpunkt ins Unendliche abgebildet wird. Durch diese Kegelschnitte können klassisch, durch Rotation um die Hauptachsen der Kegelschnitte, folgende rotationssymmetrische Flächen berechnet werden:

- Kegel
- Ellipsoid
- Hyperboloid
- Paraboloid

Für den Ringflächenspiegel des Linienscanners werden diese jedoch um eine definierte optische Achse (nachfolgend als z-Achse bezeichnet) rotiert. Da außerdem durch den Aufbau des Linienscanners und den geforderten Symmetrieeigenschaften des Ringflächenspiegels ein virtuelles Zwischenbild notwendig ist, beschränkt sich die nachfolgende Analyse auf folgende Ringflächenspiegeltypen:

- Kegel
- Rotationshyperbel

Zu beachten ist, dass nur Strahlen in der Kegelschnittebene exakt von einem Brennpunkt zum anderen abgebildet werden. Strahlen in anderen Ebenen, also z.B. senkrecht dazu, werden nur mit Aberrationen, also näherungsweise, abgebildet, da der Kegelschnitt nicht um seine eigentliche Hauptachse rotiert wird. Nachfolgend wurden die in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Parameter verwendet (Tabelle 5).

4.2.1 Mathematische Beschreibung Rotationskörper

In diesem Unterkapitel werden nachfolgend die zwei Rotationskörper Kegel und Rotationshyperbel, die für das Design des Ringflächenspiegels in Frage kommen, mathematisch beschrieben. Durch diese zwei Ringflächenformen können die Hauptstrahlen, die vom Objekt ausgehen, um 90° abgelenkt werden und gelangen so auf die optische Achse des Detektors. Nachfolgend können diese virtuellen Zwischenbildpunkte durch die in Kapitel 4.3.2 beschriebenen Abbildungssysteme auf den Detektor abgebildet werden.

4.2.1.1 Kegel

Die mathematische Beschreibung des Kegels wird über folgende Gleichung bestimmt:

$$z = sr + \text{const}, \quad (4.58)$$

mit z als Rotationsachse, s als Steigung des Kegelprofils, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ als Radius des Kegels und const als Konstante, durch die der Kegel auf der z -Achse verschoben werden kann. Abbildung 36 (a) zeigt die Querschnittskurve des Kegelsegments mit eingezeichneter Tangente und in (b) mit den Hauptstrahlen der von einem Brennpunkt ausgehenden Strahlenbündel. Da die Hauptstrahlen, die von $r = 250 \text{ mm}$ (Mittenradius des Rotationskörpers) auf der x -Achse ausgehen und parallel zur z -Achse verlaufen, durch den Kegelspiegel um 90° abgelenkt werden sollen, muss die Steigung s des Kegelprofils -1 betragen. Daraus folgt die Gleichung für das Kegelprofil [Bron01, S. 228]:

$$z = -r + \text{const}. \quad (4.59)$$

Durch Rotation des Kegelprofils um z gelangt man zu der 3D-Darstellung des Kegels (Abbildung 38 (a)). Die rz -Schnittebene des Kegels ist in Abbildung 39 (a) ersichtlich.

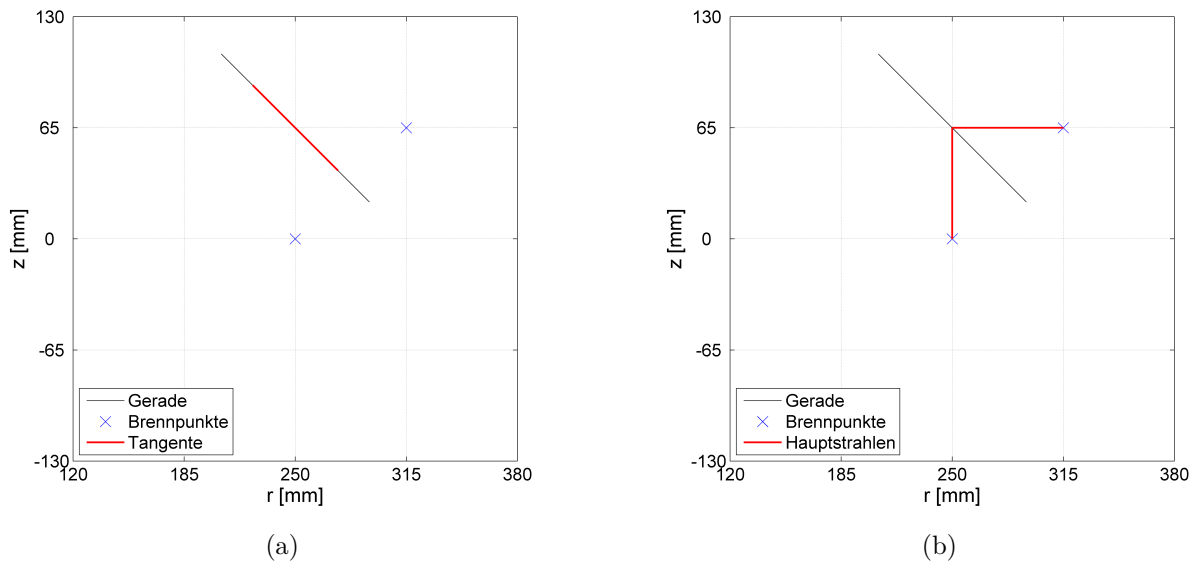


Abbildung 36: Herleitung der Gerade mit in (a) der Tangente mit Tangentialwinkel von 45° und in (b) den von den Brennpunkten ausgehenden Hauptstrahlen.

4.2.1.2 Rotationshyperbel

Die mathematische Beschreibung der rotationssymmetrischen Hyperbel wird über deren Hauptform [Papu09a, S. 235; Papu09b, S. 118] (verschoben auf der x -Achse um b und auf der y -Achse um g) wie folgt bestimmt:

$$x^2 + (y - g)^2 = (\sqrt{(x + b)^2 + y^2} - 2a)^2, \quad (4.60)$$

mit x/y als x -/ y -Koordinatenwert und $2a = (g - b)$ als reelle Achse der Hyperbel bzw. dem Abstand zwischen ihren Scheitelpunkten. Löst man Gleichung 4.60 nach y auf, erhält man folgenden Ausdruck für die Hyperbel:

$$y = \frac{-g(x + b - g) + \left(\frac{g}{b} - 1\right)\sqrt{gb(2(x + b)^2 - 2b(x + b) + gb)}}{2g - b}. \quad (4.61)$$

Man beachte, dass Gleichung 4.61 nur den Hyperbelast enthält (positiver Ast), der den Nullpunkt $(x, y) = (0, 0)$ schneidet. Da dort die Steigung der Tangente gleich -1 ist und somit die Hauptstrahlen, die vom Brennpunkt $(g, 0)$ ausgehen, durch den Hyperbelast um 90° abgelenkt werden und den Brennpunkt $(0, b)$ treffen. Da wiederum die in Kapitel 2.1.1 näher erläuterte Gleichung 4.48 ($b = \frac{gf}{(g+f)}$) gilt, erhält man nach mehreren Umformungsschritten die Gleichung 4.62 für den Hyperbelast:

$$y = \frac{g^2 - (g + f)x + g\sqrt{\frac{2(g+f)}{f}x^2 + 2gx + g^2}}{2g + f}. \quad (4.62)$$

Der Übergang auf das Zylinderkoordinatensystem liefert, mit $x = (r - f)$ (wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist) und $y = (z + g)$, folgenden Ausdruck für die Hyperbelgleichung:

$$z = -g + \frac{g^2 - (g + f)(r - f) + g\sqrt{\frac{2(g+f)}{f}(r - f)^2 + 2g(r - f) + g^2}}{2g + f}. \quad (4.63)$$

Nach Umformung von Gleichung 4.63 in mehreren Schritten folgt für das Profil des rotationssymmetrischen Hyperbelsegments folgende in den nachfolgenden Simulationen verwendete Gleichung:

$$z = -g + \frac{g(g + f - b - r) + \frac{g}{f}\sqrt{gb(2(r - f)^2 + 2b(r - f) + gb)}}{2g - b}. \quad (4.64)$$

Abbildung 37 soll das Verständnis der mathematischen Beschreibung unterstützen. Dabei ist sowohl die Tangente am positiven Hyperbelast am Nullpunkt (in (a)) dargestellt, als auch der Verlauf des Hauptstrahls (in (b)). Zu beachten ist, dass aufgrund der Form dieses Spiegelsegments ein virtuelles Bild auf der Gegenseite entsteht, daher wechselt der Strahl vermeintlich die Seiten. Durch Rotation des Hyperbelastes um z gelangt man zu der 3D-Darstellung in Abbildung 38 (b). Die rz -Schnittebene der Hyperbel ist in Abbildung 39 (b) ersichtlich. Die vollständige mathematische Beschreibung der Rotationshyperbelgleichung wird im Anhang unter dem Unterpunkt B.3.1 **Rotationshyperbel** beschrieben.

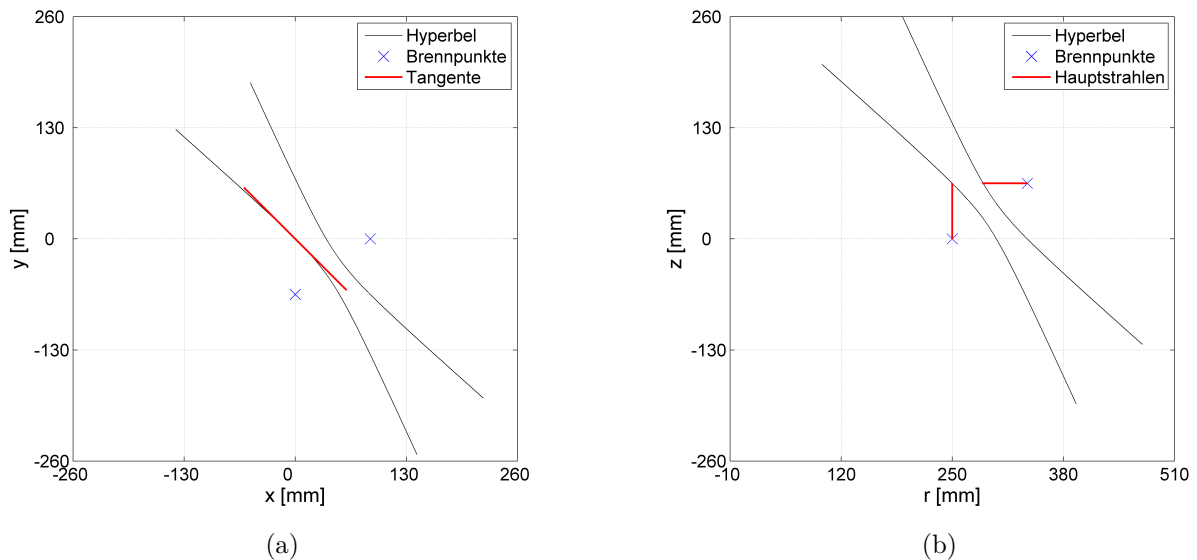


Abbildung 37: Herleitung der Hyperbel mit in (a) der Tangente mit Tangentialwinkel von 45° und in (b) den von den Brennpunkten ausgehenden Hauptstrahlen.

Abbildung 38 zeigt die 3D-Darstellungen der vorhin berechneten Rotationskörper, in (a) Kegel und in (b) Rotationshyperbel, rotiert um 360° . Die rz -Schnittebenen der Rotationskörper sind in Abbildung 39 dargestellt, wobei verglichen mit Abbildung 38 nur der später auch für den Scannerspiegel interessante Teil der Schnittkurve dargestellt wird.

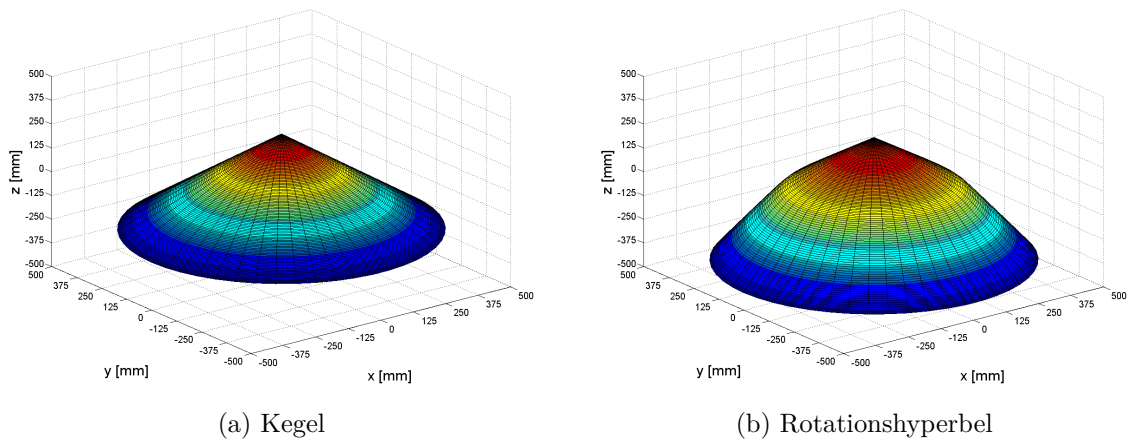


Abbildung 38: 3D-Darstellungen der berechneten Rotationskörper, in (a) Kegel und in (b) Rotationshyperbel, rotiert um 360° .

Diese unterscheiden sich sichtbar durch die unterschiedlichen Krümmungen der Kurven für Kegel und Rotationshyperbel. Dabei soll die gestrichelte Linie die gesamte Kontur der Ringflächenspiegel und die durchgezogene Linie die Stümpfe repräsentieren. Die gestrichelten Linien schneiden bei Kegel und Rotationsparabel die Abszisse und die Ordinate der jeweiligen Koordinatensysteme. Dadurch werden die Unterschiede der Krümmungen der Rotationskörper noch einmal verdeutlicht. Die rote Linie in den Abbildungen repräsentiert dabei jeweils den Hauptstrahl des Strahlenbündels, welches vom Objektpunkt ausgeht und durch die Rotationskörper um 90° (45° Tangentialwinkel) abgelenkt wird.

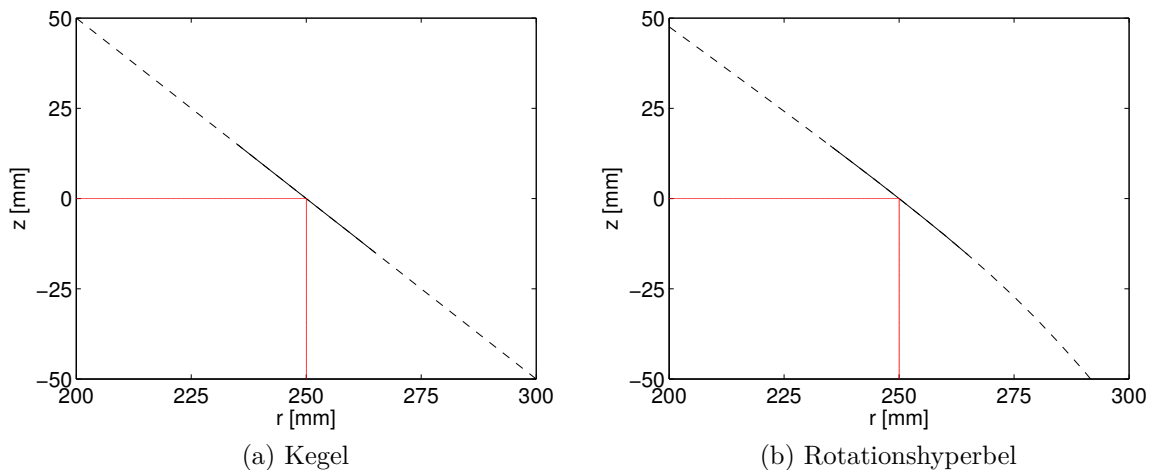


Abbildung 39: rz-Schnittebenen der berechneten Rotationskörper, in (a) Kegel und in (b) Rotationshyperbel. Dabei ist in den beiden Zeichnungen ein Hauptstrahl eingezeichnet, der am jeweiligen Rotationskörper/Spiegel um 90° (45° Tangentialwinkel) abgelenkt wird, eine durchgezogene Linie welche die optisch relevante Fläche darstellt und in Verlängerung ein gestrichelter Bereich zur besseren Illustration der Krümmung des jeweiligen Spiegelsegments.

4.2.2 Definitionsbereich der Rotationskörpersegmente

Mit den im vorigen Unterkapitel 4.2.1 mathematisch beschriebenen Rotationskörpern Kegel und Rotationshyperbel erfolgt nun die Definition der Rotationskörpersegmente. Durch den Aufbau des Linienscanners beziehungsweise der bauformbedingten Scangeometrie (siehe dazu nochmals Abbildung 30 und 33) werden die Rotationskörper nicht um den vollen Winkel (d.h. um 360°) gedreht, sondern nur um einen bestimmten Sektorausschnitt. Der Öffnungswinkel dieses Sektorausschnitts der Rotationskörpersegmente bestimmt sich über den in Gleichung 4.51 angegebenen Feldwinkel des Systems. In Abbildung 40 (a) ist am Beispiel des Kegelsegments der Stumpfsektor in einem 3D-Plot ersichtlich. Abbildung 40 (b) zeigt zum besseren Verständnis der Spiegelsektoren die Kontur der Projektion des Kegelsegments auf die xy -Ebene. Der Sektorwinkel (Feldwinkel) α des Stumpfsektors beträgt bei diesen Abbildungen (zur besseren Verdeutlichung) $\pm 30^\circ$.

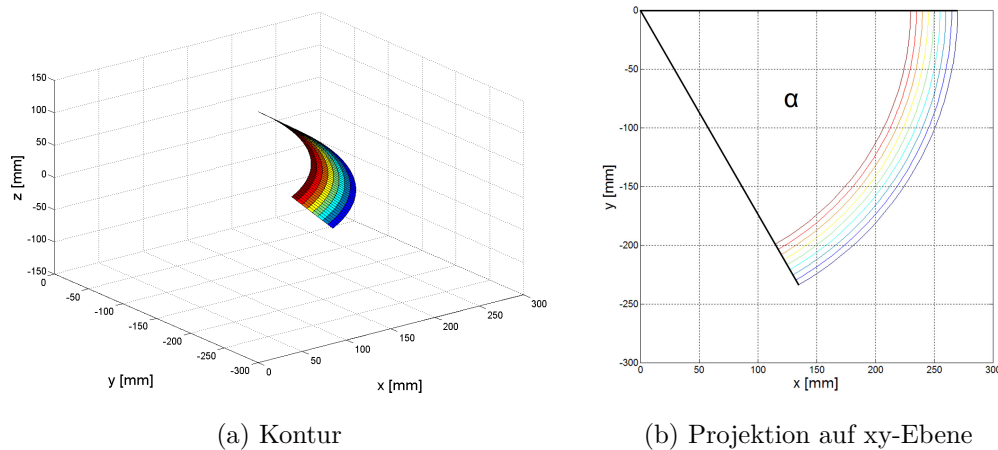


Abbildung 40: Stumpfsektor plus Kontur des Rotationskegelsegments, wobei in (a) der Stumpfsektor in einem 3D-Plot und in (b) die Kontur der Projektion des Stumpfsektors auf die xy -Ebene gezeigt ist.

4.2.3 Systemparameter Rotationskörpersegmente

Um die laterale und axiale Auflösung der Spiegelsegmente besser zu untersuchen, wurden die optischen Systemparameter sowohl im Objekt- als auch im Bildraum ermittelt. In Abbildung 41 sind dafür die Prinzipskizzen der Rotationskörpersegmente ersichtlich. Der Scanpunkt stellt dabei den Objektpunkt dar, von dem Strahlenbündel ins System einfallen. Die Abbildungsparameter g , f und b sind die in Tabelle 5 definierten Parameter der paraxialen Abbildungsgleichung des Spiegelsystems. Tabelle 6 zeigt die analytisch bestimmten Parameter des Rotationskörpersegmentes sowohl im Objekt- als auch im Bildraum. Dabei wurde der Objektabstand g zwischen Scanebene und Ringflächenspiegel, die Brennweite f des Spiegelsystems sowie die laterale Auflösung Δx_{Obj} im Objektraum im Voraus definiert und die Designwellenlänge des optischen Systems auf 620 nm festgesetzt. Alle anderen Parameter ergeben sich wie nachfolgend.

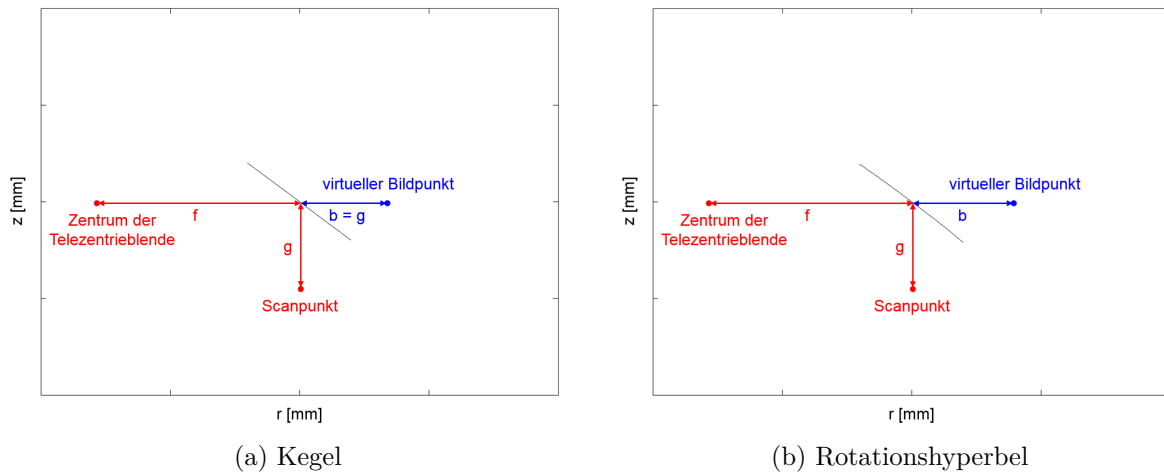


Abbildung 41: Schnittbilder der Rotationskörpersegmente mit eingezeichnetem Parameterzusammenhang, welcher die Abbildung eines Scanpunkts auf einen virtuellen Bildpunkt mit den Abbildungsparametern g , f und b beschreibt.

Dabei kann die durch die Beugung begrenzte laterale Auflösung über Gleichung 4.65 und die Schärfentiefe über Gleichung 4.66 bestimmt werden (siehe dazu das Grundlagenkapitel 2.5). Mit dem Vergrößerungsfaktor β erfolgt die Umrechnung zwischen Objekt- und Bildraum (Gleichung 4.67).

$$\Delta x_{\text{Obj}} \geq 0,61 \frac{\lambda}{NA_{\text{Obj}}} \quad (4.65)$$

$$\Delta z_{\text{Obj}} \leq 2 \frac{\lambda}{NA_{\text{Obj}}^2} \quad (4.66)$$

$$NA_{\text{Bild}} = \frac{NA_{\text{Obj}}}{\beta} \quad (4.67)$$

Die Bildweite b des Spiegelsegments in der Spiegelsegmentebene beträgt für den Kegel -65 mm und für die Rotationshyperbel $-87,838 \text{ mm}$. Der Vergrößerungsfaktor β ist für die Abbildung des Scanpunkts vom Objekt- in den Bildraum beim Kegel 1 und bei Rotationshyperbel 1,35. Mit der geforderten Auflösung Δx_{Obj} in der Objektebene von $40 \mu\text{m}$ resultiert demnach eine laterale Auflösung Δx_{Bild} im Bildraum von $40 \mu\text{m}$ für den Kegel und $54,054 \mu\text{m}$ für die Rotationshyperbel. Die Mindest-NA, bei der aufgrund der Beugung im Bildraum (NA_{Bild}) eine Auflösung von $40 \mu\text{m}$ bzw. $54,054 \mu\text{m}$ erreicht werden kann, beträgt durch die Vergrößerung des Objektpunkts beim Kegel 0,009455 und bei der Rotationshyperbel 0,006997. Durch die unterschiedlichen Spiegelsegmente folgen außerdem unterschiedliche Abmessungen für die Telezentrielle (r_{Tele}), welche für das Auflösungsvermögen des Scansystems verantwortlich ist (siehe dazu Abbildung 44).

	Kegel	Rotationshyperbel
g [mm]	-65	-65
f [mm]	250	250
b [mm]	-65	-87,838
Wellenlänge λ [nm]	620	620
Δx_{Obj} [μm]	40	40
NA_{Obj}	0,009455	0,009455
Δz_{Obj} [mm]	13,871	13,871
Vergrößerung β	1	1,351
NA_{Bild}	0,009455	0,006997
r_{Tele} [mm]	2,978	2,364

Tabelle 6: Optische Systemparameter der Spiegelsegmente im Objekt- und Bildraum, sowie die aus Tabelle 5 herrührenden Parameter der Abbildungsgleichung.

4.3 Design und Simulation der Systemkomponenten

Nachdem die Ringflächenspiegel beziehungsweise die zugrundeliegenden Rotationskörper mathematisch beschrieben (Unterkapitel 4.2.1) und die Abbildungsparameter (siehe dazu Tabelle 5) des Systems fixiert wurden, kann nachfolgend die strahlenoptische Simulation der Spiegelsegmente erfolgen. Anschließend erfolgt das Design und die Simulation des für die Abbildung des Zwischenbilds auf die Detektorzeile verantwortlichen Abbildungssystems [Lind13; Lind15c]. Demfolgend findet eine Verifizierung des Gesamtsystems, bestehend aus Spiegelsegment und Abbildungssystem, statt.

4.3.1 Spiegelsegmente

Die Spiegelsegmente werden in RAYTRACE analytisch angegeben und können mit Hilfe eines Parsers übersetzt und interpretiert werden. In den nachfolgenden Unterkapiteln wird zuerst das Design der Rotationskörper in RAYTRACE und anschließend die Simulation der Spiegel verifiziert. Dabei werden vor allem die Spotdiagramme in der Bildebene sowie die durch das Spiegelsegment verursachten Wellenaberrationen untersucht.

4.3.1.1 Design

Die Rotationskörper können in RAYTRACE im Raum frei platziert, ausgerichtet und in ihren Dimensionen beschnitten werden. Die Rotation der Spiegelgeometrien erfolgt

dabei immer um 360° . Durch Platzierung von Punktlichtquellen entlang der Scanlinie (Abbildung 30) kann der Sektorwinkel des Spiegelsegments von $\pm 20^\circ$ (Abbildung 40) eingestellt werden. Abbildung 42 zeigt die 3D-Darstellung eines ersten in RAYTRACE implementierten Aufbaus des Systems. Dieser beinhaltet den Rotationskörper, die Telezentriblende und ein auf der optischen Achse verlaufendes Objektstrahlenbündel, welches von einem Objektpunkt (unterhalb des Rotationskörpers) ausgeht und senkrecht zur (in RAYTRACE definierten) optischen Achse verläuft und anschließend am Spiegelsegment um 90° abgelenkt wird. Zu erwähnen ist, dass in den nachfolgenden Abbildungen die z-Achse (wie in der Optik üblich) als optische Achse definiert wird. x- (horizontale Spiegelebene) und y-Achse (vertikale Spiegelebene) folgen dementsprechend.

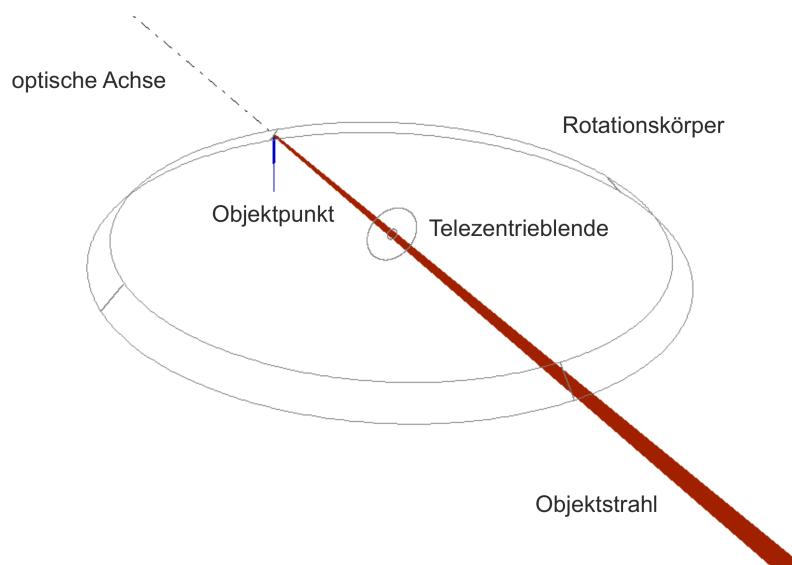


Abbildung 42: 3D-Darstellung Rotationskörper mit einem Objektstrahl

4.3.1.2 Simulation

Wird nun in der Simulation ein Hauptstrahl des Strahlenbündels verfolgt, so verläuft dieser nach Reflektion entlang der optischen Achse. Das System, wie in Abbildung 42 gezeigt, besteht aus:

- Objektpunkt (Lichtquelle)
- Rotationskörper
- Telezentriblende

Die Telezentriblende bestimmt das Auflösungsvermögen des Gesamtsystems und ist mittig im System platziert beziehungsweise parallel zur Symmetrieachse angeordnet. Dadurch wird gleichzeitig die NA des von jedem Objektpunkt ausgehenden, Objektstrahlenbündels definiert. In Abbildung 43 sind die Schnittebenen von Kegel- und Rotationshyperbelsegment (nachfolgend nur noch Kegel- und Hyperbelsegment genannt) in (a) und (c) in der Seiten- und in (b) und (d) in der Draufsicht gezeigt. Dabei wurde, um die Form des

Strahlenbündels nach Reflektion besser erkennbar zu machen, die NA_{Obj} der Objektstrahlenbündel der vom Objektpunkt ausgehenden Objektstrahlen um das 15fache erhöht.

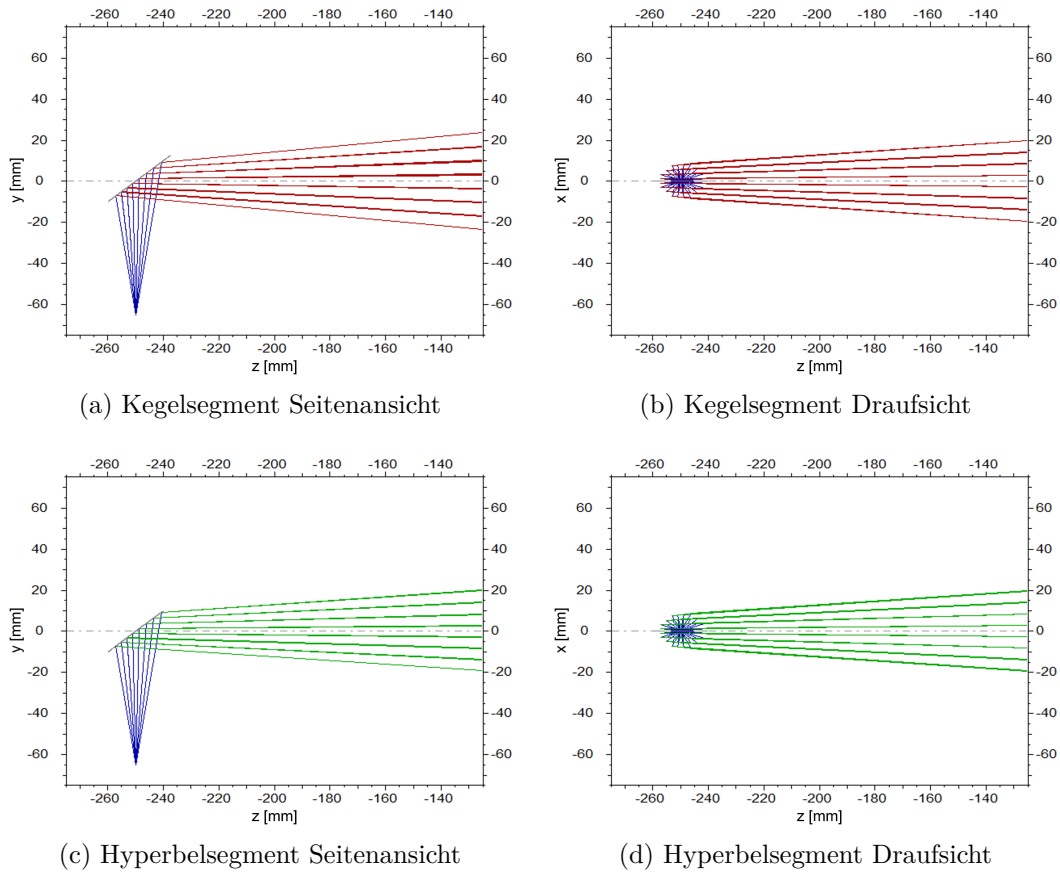


Abbildung 43: Seitenansicht (a) und (c) und Draufsicht (b) und (d) der Spiegelsegmente Kegel und Hyperbel mit 15facher NA eines Sichtstrahlenbündels.

Die nachfolgenden Darstellungen zeigen Spotdiagramme in der Ebene der Telezentriblende (Abbildung 44), in der Ebene der Fokuspunkte (Abbildung 45) und die Wellenaberrationen (Abbildung 46), die durch die beiden Spiegelgeometrien verursacht werden. Wie schon zuvor beschrieben, ist in Tabelle 6 der analytisch bestimmte Radius r_{Tele} des Strahlenbündels auf Höhe der Telezentriblende für jedes Spiegelsegment angegeben. Dabei ist anzumerken, dass r_{Tele} beim Kegel nur den Radius der vertikalen Achse der Spotdiagramme angibt. Der horizontale Radius der Spotdiagramme ist durch den Radius R des Rotationskörpers bestimmt. Um die Spotdiagramme anzuzeigen, wurde in der Simulation auf Höhe der Telezentriblende eine Mattscheibe eingebracht, durch die der Spotdurchmesser bestimmt werden kann. Die in Abbildung 44 aufgeführten Spotdiagramme definieren die Blendenform und garantieren gleiche NA_{Obj} in beiden Hauptrichtungen. Durch die in Abbildung 45 simulierten Spotdiagramme können Aussagen über die Abbildungsqualität der einzelnen Spiegelsegmente getroffen werden. Dafür wurde die Mattscheibe simulativ in die Fokusebenen der Spiegelsegmente gestellt und die Spots sowie die Wellenaberrationen berechnet.

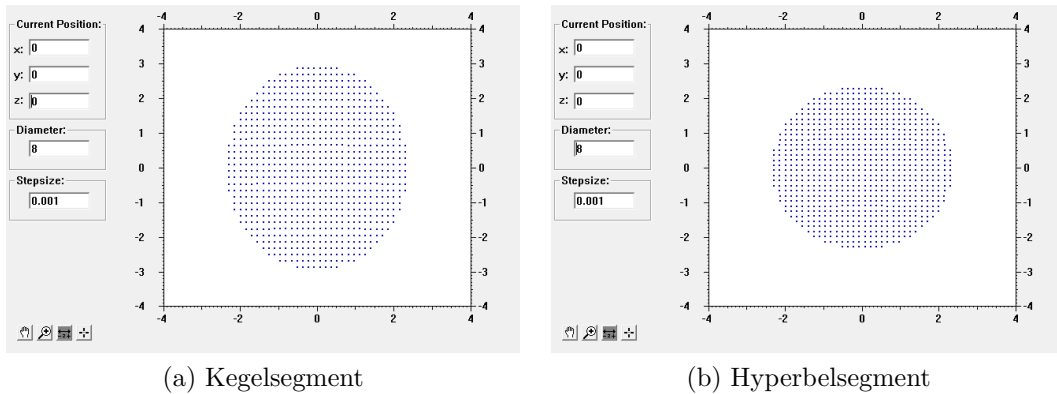


Abbildung 44: Spotdiagramme in der Ebene der Telezentrielle

Beim Kegelsegment ist ein ausgeprägter Astigmatismus zu beobachten. Dabei stellt das Spotdiagramm in Abbildung 45 den „Best Focus“ dar, bei dem der Durchmesser in Meridional- und Sagittalebene „exakt“ kreisförmig ist [Kühl11, S. 98 f.]. Die unterschiedliche NA des Strahlenbündels in Meridional- und Sagittalebene ist dabei für die elliptische Form des Spots (Abbildung 45 (a)) verantwortlich. Beim Hyperbelsegment gibt es hingegen nur eine ausgezeichnete Fokusslage (Abbildung 45 (b)), da beim Hyperbelsegment kein nennenswerter Astigmatismus auftritt. Die Fokusslage liegt demnach bei $-337,838 \text{ mm}$ (Vorzeichendefinition je nach Ausrichtung des Spiegelsegments). Der Nullpunkt des Systems ($z = 0$) liegt dabei in der Symmetrieebene des Ringflächen spiegels beziehungsweise an der Position der Telezentrielle.

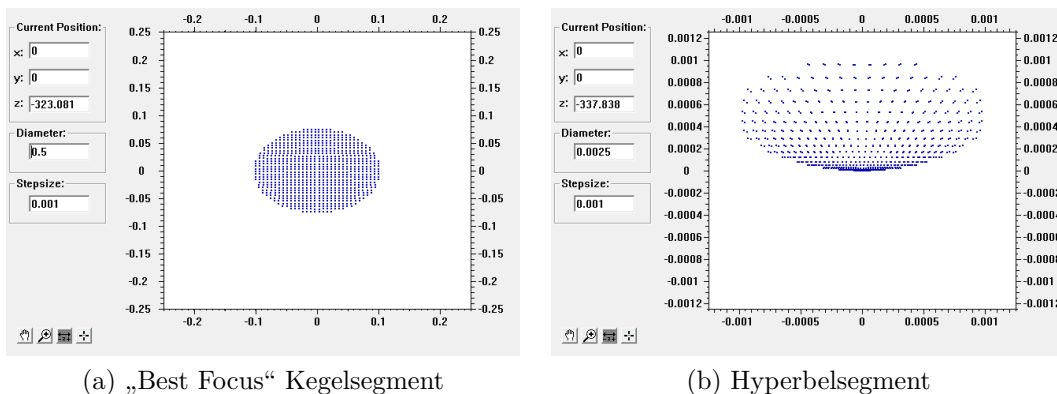


Abbildung 45: Spotdiagramme von Kegel- und Hyperbelsegment

Die Wellenaberration bei Verwendung von Kegel- und Hyperbelsegment sind in Abbildung 46 ersichtlich. Der PV-Wert beschreibt dabei die Differenz zwischen minimalem und maximalem Wert der Wellenaberrationen und somit die Abweichung der simulierten Wellenfront zu einer idealen Kugelwelle. Für das Kegelsegment (Abbildung 46 (a)) betragen die Wellenaberrationen, vor allem Defokus und Astigmatismus, $1,2\lambda$. Abbildung 46 (b) zeigt die Wellenaberrationen beim Hyperbelsegment. Diese weisen einen PV-Wert von $0,0088\lambda$ auf. Die dominanten Terme sind dabei Koma und Trifoil.

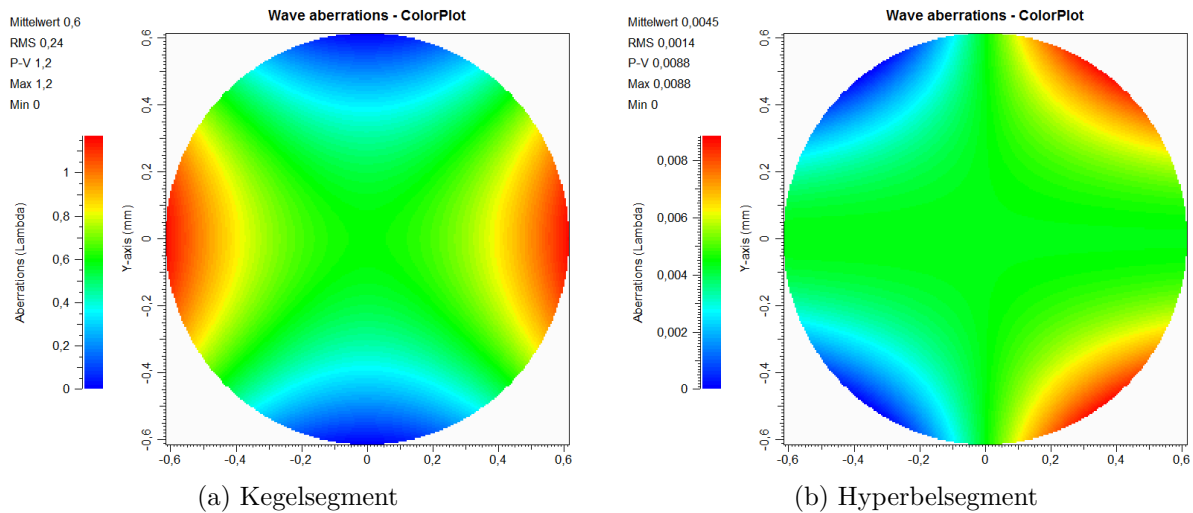


Abbildung 46: Wellenaberrationen von Kegel- und Hyperbelsegment

Tabelle 7 zeigt die Fitwerte der Zernike-Polynome bis zum Grad 4 (siehe dazu auch Anhang B.2 **Zernike-Polynome und Seidelsche Aberrationen**) der Wellenaberrationen [Mala07, S. 498 ff.], hervorgerufen durch die Rotationskörpersegmente. Dabei sind in rot die zwei prägnantesten Aberrationsterme jedes Spiegelsegments hervorgehoben.

Aberrations-Typ	Kegel	Rotationshyperbel
Piston	0,59457	0,00435
Tilt in x-Richtung	0,00234	0,00192
Tilt in y-Richtung	0	0
Defokus	-0,01031	0,00001
1. Astigmatismus 45°	0	0
1. Astigmatismus 0°	0,58940	0
1. Koma in y-Richtung	0	0
1. Koma in x-Richtung	0,00117	0,00096
Trifoil 30°	0	0
Trifoil 0°	-0,00351	-0,00289
1. Sphärische Aberration	0	0
2. Astigmatismus 0°	-0,00001	0
2. Astigmatismus 45°	0	0
Tetrafoil 0°	0,00002	0,00002
Tetrafoil 22,5°	0	0

Tabelle 7: Fitwerte der Zernike-Polynome bis zum Grad 4, mit den zwei prägnantesten Aberrationstermen jedes Spiegelsegments in rot [Mala07, S. 498 ff.], welche maßgeblich für die verursachten Aberrationen verantwortlich sind.

Um den Einfluss des Spiegels auf die optischen Eigenschaften des Systems noch genauer zu untersuchen, wurde nachfolgend eine Toleranzanalyse der Spiegelverkipfung anhand des Hyperbelsegments durchgeführt. Abbildung 47 zeigt dabei den Winkel θ für die vertikale Kipprichtung des Spiegels und den Winkel φ für die Drehung entlang der optischen (z -)Achse. Eine Analyse der Drehung um den Winkel α um die Symmetrieachse (siehe dazu Abbildung 30) ist dabei nicht notwendig, da der Ringflächenspiegel per Definition rotationssymmetrisch bezüglich dieser Achse ist.

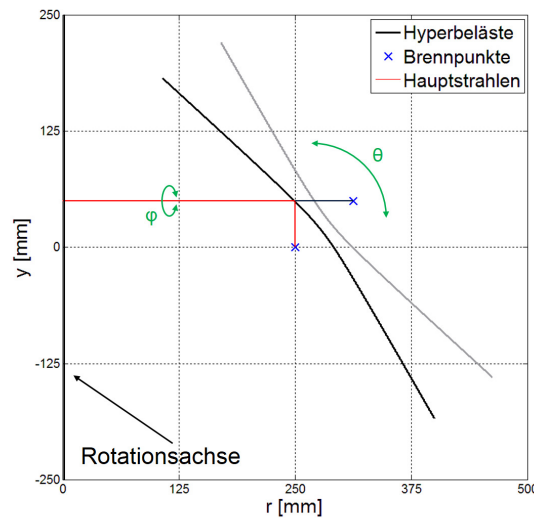


Abbildung 47: Schnittebene mit Winkelverkipfungen des Rotationshyperbelsegments

Abbildung 48 zeigt die Toleranzanalyse bezüglich der Lageabweichungen (Winkelverkipfungen) des Hyperbelsegments. Das Spiegelsegment wurde jeweils um die Winkel θ und φ von 0° bis $0,5^\circ$ mit einer Schrittweite von $0,05^\circ$ in eine Richtung (positive und negative Drehbewegungen besitzen gleiche Auswirkungen) gedreht. Zur Auswertung dieser wurde ein Objektstrahlenbündel betrachtet, das von einem Objektpunkt ausgeht.

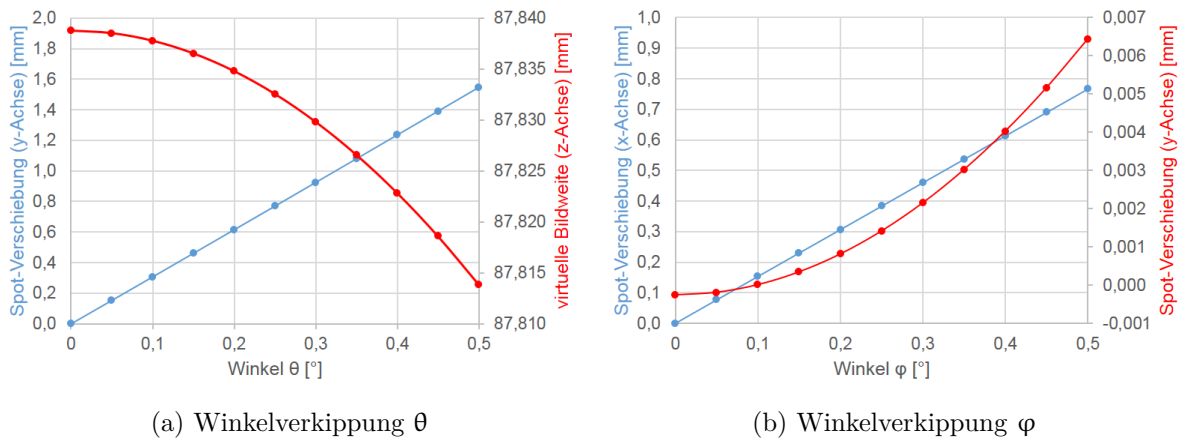


Abbildung 48: Toleranzanalyse der Spiegelverkipfung um die Winkel (a) θ und (b) φ . Betrachtet wird dabei vor allem die Spot-Verschiebung entlang den drei Hauptachsen x , y und z .

Zu erkennen ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Spiegelverkipfung und der Spotverschiebung entlang der vertikalen (y-)Achse in Abbildung 48 (a) und entlang der horizontalen (x-)Achse in Abbildung 48 (b). Eine geringe Verkipfung des Spiegels bewirkt eine Verschiebung des virtuellen Bildpunkts aus der dem Bildpunkt beziehungsweise dem Hauptstrahl des Strahlenbündels zugeordneten optischen Achse. Diese Verschiebung wird durch das Hyperbelsegment hervorgerufen. Die Verschiebungen können im paraxialen Bereich wie folgt erklärt werden: $\Delta y = 2\theta \cdot |b_{\text{Spiegel}}|$ und $\Delta x = \varphi \cdot |b_{\text{Spiegel}}|$. Der Faktor 2 bei der Verschiebung entlang der y-Richtung kann daher begründet werden, dass bei Spiegelung des Winkels θ sich dieser verdoppelt (zur Flächennormalen hin). Dies folgt nach dem Prinzip Einfallswinkel = Ausfallswinkel. Bei Verkipfung in x-Richtung wird nur die durch die Flächennormale bestimmte Ebene um den definierten Winkel φ gedreht. Die Verkipfung des Spiegels in vertikaler Richtung (Winkel θ) bewirkt außerdem eine Verringerung der Bildweite des Spiegels (z-Richtung) (Abbildung 48 (a)) und die Verkipfung um den Winkel φ eine nichtlineare Verschiebung des virtuellen Bildpunkts in y-Richtung (lokale y-Achse). Wie in Abbildung 48 zu erkennen, ist diese nichtlineare Verschiebung entlang der y-Achse in der Größenordnung Faktor 100 geringer als die Verschiebung entlang der x-Achse. Die Änderung der Bildweite in z-Richtung ist, verglichen mit der Schärfentiefe des virtuellen Bildpunkts (die nach Gleichung 4.66 zu berechnen ist und 25,33 mm beträgt) zu vernachlässigen.

4.3.2 Abbildungssystem

Das Abbildungssystem ist neben dem Ringflächenspiegel die Hauptkomponente des Scansystems zur Abbildung des (virtuellen) Zwischenbilds (gekrümmtes Bildfeld) in die Detektorebene. In diesem Kapitel werden zwei Varianten des Abbildungssystems vorgestellt. Die erste Variante besteht aus einem Triplet [Litf05, S. 95 ff.] und die zweite Variante aus einem Planar [Tronn54]. Durch die Konstruktionsvorgabe ein kosteneffizientes Design zu entwickeln, wird das Abbildungssystem mit so wenig Linsen beziehungsweise optischen Komponenten wie möglich konstruiert. Nichtsdestotrotz soll das Gesamtsystem sehr gute Abbildungseigenschaften aufweisen [Loos15a], sowie die im Kapitel 4.1.4 beschriebenen Systemparameter erfüllen. Außerdem muss darauf geachtet werden, dass der Abstand zwischen der Außenfläche der letzten Linse des Abbildungssystems und der Detektorebene größer als der Abstand des Kameragehäuses zur Detektorebene ist, da dieser Wert das Auflagemaß (siehe dazu Kapitel 4.3.3) der Kamera darstellt. Die Abbildungssysteme sollen so entwickelt werden, dass die simulierten Abbildungssysteme eine nahezu aberrationsfreie Abbildung gewährleisten. Als Designvorlagen für Triplet und Planar wurden zwei Abbildungssysteme verwendet, die in der Literatur sehr gute Startparameter beinhalten (vor allem im Hinblick auf die Petzval-Summe) und nachfolgend durch numerische Optimierung an das System angepasst wurden.

4.3.2.1 Design

In diesem Kapitel werden sowohl die zugrundeliegenden Abbildungssysteme als auch die optimierten Designs vorgestellt, durch welche die virtuelle (gekrümmte) Bildschale auf den Detektor (reelle Bildebene) abgebildet wird. Als Detektorelement dient eine Zeilenkamera. Die Draufsichten des Triplets und des Planars sind in Abbildung 49 graphisch dargestellt. Dabei ist die am Anfang des Kapitels 4 erwähnte „Black Box“ in den Abbildungen in orange, die Aperturblende in rot und die optische Achse in blau gekennzeichnet.

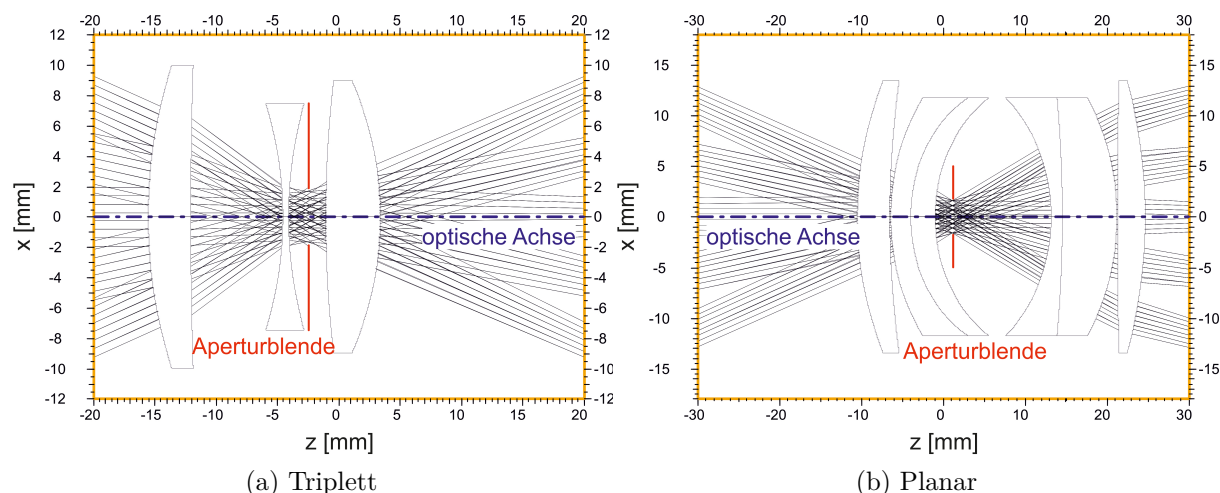


Abbildung 49: Draufsichten der beiden optimierten Abbildungssysteme (a) Triplet und (b) Planar, mit eingezeichneter, optischer Achse (blau), Aperturblende (rot) und 5 Objektstrahlenbündel zwischen 0° und $\pm 20^\circ$.

Das Triplet [Litf05, S. 95 ff.] besteht aus einem dreilinsigen System. Dabei ist bei dem optimierten System die vordere Linse ein Meniskus und die hintere eine bikonvexe Linse, deren Linsenflächen unterschiedliche Krümmungsradien aufweisen. Die mittlere Linse ist eine bikonkave Linse mit ebenfalls unterschiedlichen Krümmungsradien ihrer Linsenflächen. Wie bei Triplets üblich, befindet sich die Aperturblende des optischen Systems hinter der bikonkaven Linse. Diese begrenzt die einfallenden Lichtbündel und somit die Lichtstärke des Systems. Außerdem wird dadurch die NA des Lichtbündels definiert und damit die maximal erreichbare Auflösung festgelegt. Auch die Aberrationen, die durch das Abbildungssystem verursacht werden, sind durch die Aperturblende in ihrer Größenordnung definiert. Wie schon erwähnt, zeigt Abbildung 49 (a) die Draufsicht des Triplets im System. Der Feldwinkel des Systems, d.h. der halbe Winkel des abzubildenden Felds, ist dabei auf 20° festgesetzt. In der Abbildung sind Objektstrahlenbündel bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° eingezeichnet.

In Tabelle 8 werden die Elemente des Gesamtsystems, d.h. die Linsenflächen des Triplets und die Fläche des Ringflächen spiegels (Hyperbelsegment), dessen Rotationsachse sich an der Position der Telezentriblende (siehe dazu Abbildung 42) befindet, aufgeführt. Die

Eintrittspupille des Systems fällt dabei mit der Symmetrieachse des Ringflächenspiegels zusammen, wenn die Aperturblende des Abbildungssystems 2,495 mm davor liegt.

Nr.	Element	Position [mm]			Krümmungs- radius [mm]	Material		Eigenschaft
		x	y	z		links	rechts	
0	Lichtquelle	0	-65	-250	-	Luft	Luft	-
1	Ringflächenspiegel	0	0	-250	-	Luft	Luft	reflektierend
2	Sphärische Fläche	0	0	-15,567	26,971	Luft	LaK10	brechend
3	Sphärische Fläche	0	0	-12,083	263,175	LaK10	Luft	brechend
4	Sphärische Fläche	0	0	-4,607	-21,079	Luft	SF15	brechend
5	Sphärische Fläche	0	0	-4,107	2,259	SF15	Luft	brechend
6	Aperturblende	0	0	-2,495	-	Luft	Luft	absorbierend
7	Sphärische Fläche	0	0	-1,069	65,463	Luft	LaK10	brechend
8	Sphärische Fläche	0	0	3,347	-18,590	LaK10	Luft	brechend

Tabelle 8: Elemente des Gesamtsystems mit Lichtquelle, Hyperbelsegment und Tripletteinzelflächen. Dabei ist zum jeweiligen Element seine Position im globalen Koordinatensystem, sein Krümmungsradius, das Material links und rechts neben dem Element sowie seine optische Eigenschaft beschrieben.

Ein Planar [Tronn54] ist ein sechslinsiges Objektiv. Es zeichnet sich dadurch aus, dass die mittleren vier Linsen jeweils als zwei Linsendoublets zusammengefasst sind. Zentrisch in der Mitte des Systems befindet sich die Aperturblende. In dem hier vorgestellten Design sind die beiden äußeren Linsen zwei Menisken mit unterschiedlichen Krümmungsradien der Linsenflächen. Da die mittleren Linsen jeweils als Linsenpaare miteinander verkittet sind, besteht das Objektiv somit aus vier unabhängigen Linsengruppen. Die Draufsicht des Planars im System mit Detektor ist in Abbildung 49 (b) ersichtlich. Außerdem sind 5 Objektstrahlenbündel zwischen 0° und $\pm 20^\circ$ eingezeichnet. Aus der Literatur folgernd wurde das Planar zur Abbildung eines ebenen Objektfelds auf ein ebenes Bildfeld konstruiert. Trotz entgegengesetzten Voraussetzungen des hier beschriebenen Problems (der Abbildung eines gekrümmten Objektfelds auf ein ebenes Bildfeld) wird die Bezeichnung Planar für das optimierte sechslinsige System beibehalten.

In Tabelle 9 werden die Elemente des Gesamtsystems, d.h. die Linsenflächen des Planars und die Fläche des Ringflächenspiegels (Hyperbelsegment), dessen Rotationsachse sich ebenfalls an der Position der Telezentriellende (siehe dazu Abbildung 42) befindet, aufgeführt. Die Aperturblende des Abbildungssystems rückt dabei, anders als beim Triplet, 1,184 mm hinter die Symmetrieachse des Ringflächenspiegels. Abschließend ist zu erwähnen, dass das Planar im Gegensatz zum Triplet 10 statt nur 6 Linsenflächen zur Verfügung hat, um die Ebnung des Objektfelds beziehungsweise des virtuellen Bildfelds zu gewährleisten. Dies wirkt sich auf die abbildenden Eigenschaften aus, welche im nachfolgenden Kapitel 4.3.2.2 genauer untersucht werden.

Nr.	Element	Position [mm]			Krümmungs- radius [mm]	Material		Eigenschaft
		x	y	z		links	rechts	
0	Lichtquelle	0	-65	-250	-	Luft	Luft	-
1	Ringflächenspiegel	0	0	-250	-	Luft	Luft	reflektierend
2	Sphärische Fläche	0	0	-10,530	30,265	Luft	BaFN10	brechend
3	Sphärische Fläche	0	0	-6,597	77,838	BaFN10	Luft	brechend
4	Sphärische Fläche	0	0	-6,473	19,532	Luft	BaFN10	brechend
5	Sphärische Fläche	0	0	-4,037	13,368	BaFN10	SF15	brechend
6	Sphärische Fläche	0	0	-1,035	13,835	SF15	Luft	brechend
7	Aperturblende	0	0	1,184	-	Luft	Luft	absorbierend
8	Sphärische Fläche	0	0	13,119	-15,250	LaK10	F5	brechend
9	Sphärische Fläche	0	0	14,516	-108,435	F5	SSKN5	brechend
10	Sphärische Fläche	0	0	21,156	-21,088	SSKN5	Luft	brechend
11	Sphärische Fläche	0	0	21,256	619,210	Luft	LaF3	brechend
12	Sphärische Fläche	0	0	24,628	-41,687	LaF3	Luft	brechend

Tabelle 9: Elemente des Gesamtsystems mit Lichtquelle, Hyperbelsegment und Planar-einzelflächen. Dabei ist zum jeweiligen Element seine Position im globalen Koordinatensystem, sein Krümmungsradius, das Material links und rechts neben dem Element sowie seine optische Eigenschaft beschrieben.

4.3.2.2 Simulation

Eine Gegenüberstellung beider Abbildungssysteme (Triplett und Planar) gibt Aufschluss über die Vor- beziehungsweise Nachteile beider Systeme. Dabei können die wichtigsten Kenngrößen analysiert werden, die besonders die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung betreffen. Die Beurteilung nach der Bildfeldwölbung entspricht der Bedingung nach Petzval, d.h. wie sich die Ebnung des Bildfelds realisieren lässt. Rechnet man nun die Petzval-Summe für das Triplett unter der Annahme eines ebenen Objektfelds bei $337,838 \text{ mm}$ aus, beträgt diese einen Wert von ca. $0,00567 \text{ mm}^{-1}$. Dies entspricht nach Gleichung 4.57 für den Radius der Petzval-Fläche einem Wert von $176,375 \text{ mm}$. Die Petzval-Summe beträgt, bei der Durchrechnung für das Planar (gleiche Distanz des Objektfelds zur Eintrittspupille des Abbildungssystems), ca. $0,00432 \text{ mm}^{-1}$. Der Radius der Petzval-Fläche beträgt hierbei ca. $231,224 \text{ mm}$. Diese Werte entsprechen näherungsweise dem in Gleichung 4.57 geforderten Wert. In diesem Zusammenhang gilt zu erwähnen, dass der Optimierungsalgorithmus in RAYTRACE nicht explizit auf die Optimierung der Petzval-Summe ausgelegt ist. Abbildung 50 stellt die analytisch berechnete Petzval-Fläche beider Abbildungssysteme mit der durch RAYTRACE bestimmten Bildfeldwölbung, d.h. die simulativ berechneten Bildpunkte von 0° bis 20° in 2° -Schritten, gegenüber. Dabei nähern sich die berechneten Kurven (Bildpunkte und Petzval-Fläche) für das Planar (Abbildung 50 (b)) etwas besser an als die für das Triplett (Abbildung 50 (a)) und erfüllen demnach die geforderte Bedingung besser. Es sollte außerdem erwähnt werden, dass bei der Simulation mit RAYTRACE ein

Bildpunkt berechnet wird, der im „least squares“-Sinne (d.h. der Methode der kleinsten Fehlerquadrate) die geringsten Punktbildaberrationen hat, also nicht mit dem paraxialen Bildpunkt übereinstimmt.

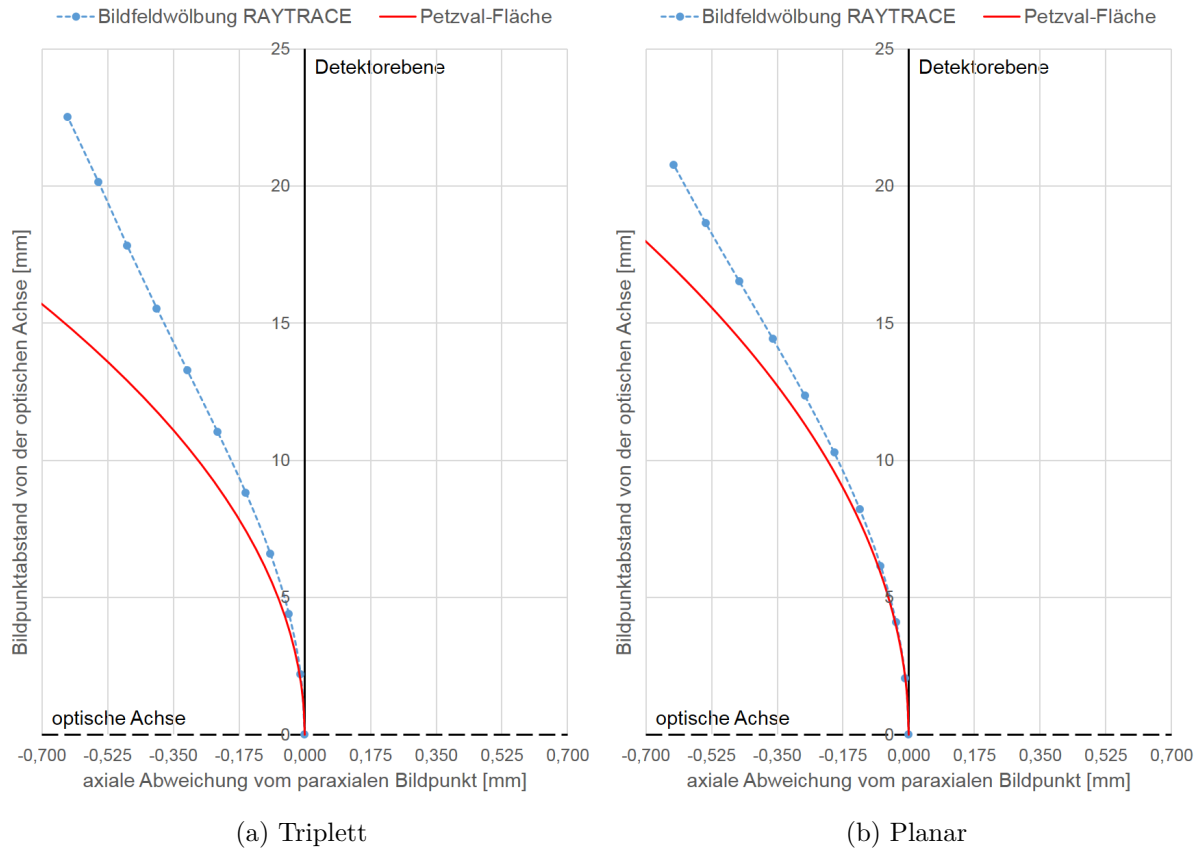


Abbildung 50: Bildfeldwölbungen der Abbildungssysteme (in (a) Triplet und (b) Planar) bei ebenem Objektfeld und eingezeichneter Petzval-Fläche (rot). Die berechneten Bildpunkte sind in 2° -Schritten von 0° bis 20° berechnet und ihre axiale Abweichung vom paraxialen Bildpunkt eingezeichnet.

Betrachtet wird nun die Bildfeldwölbung mit den realen Bedingungen im Scanaufbau, d.h. ein gekrümmtes Objektfeld mit einem Radius von $337,838\text{ mm}$ wird auf eine Detektorzeile abgebildet, so resultieren für das Bildfeld die in Abbildung 51 ersichtlichen Kurven. Dabei weist das Triplet, welches in Abbildung 51 (a) zu erkennen ist, eine maximale axiale Abweichung von der physischen Detektorebene von ca. $55\text{ }\mu\text{m}$ auf. Das Planar hat demgegenüber einen Wert von ca. $52\text{ }\mu\text{m}$. Die hier vorliegende Detektorgröße beträgt $40,96\text{ mm}$ (siehe dazu Gleichung 4.49). Bei dieser Betrachtung ist zu erwähnen, dass beim Triplet der off-axis Bildpunkt bei einem Feldwinkel von 20° nicht zur Betrachtung herangezogen wird, da dieser außerhalb des Detektorbereichs liegt. Durch die unterschiedlichen Gewichtungen ihrer Abbildungsfehler (Aberrationen), weisen die in Abbildung 49 ersichtlichen Systeme die in Abbildung 51 zu erkennenden Bildfeldwölbungen auf. Auch hier sind die eingezeichneten Punkte die Bildpunkte bei Feldwinkeln der Systeme von 0° bis 20° , mit

einem Winkelabstand von 2° . Die simulierten Bildfeldwölbungen haben, unter der Anforderung nach der Ebnung des Bildfelds (d.h. die Abbildung in die Detektorebene), sehr gute Abbildungseigenschaften. Um genauere Aussagen über die Abbildung der Objektpunkte auf den Detektor treffen zu können, werden in Kapitel 4.4.2 bei der Betrachtung des Gesamtsystems (Ringflächenspiegel plus Abbildungsoptik) unter verschiedenen Feldwinkeln die Intensitätsverteilungen der Bildpunkte in der Detektorebene inklusive Beugungseffekte an der Aperturblende untersucht. Genauer gesagt wird dabei die Punktbildfunktion (PSF) jedes einzelnen Bildpunkts in der Detektorebene berechnet und anschließend ausgewertet.

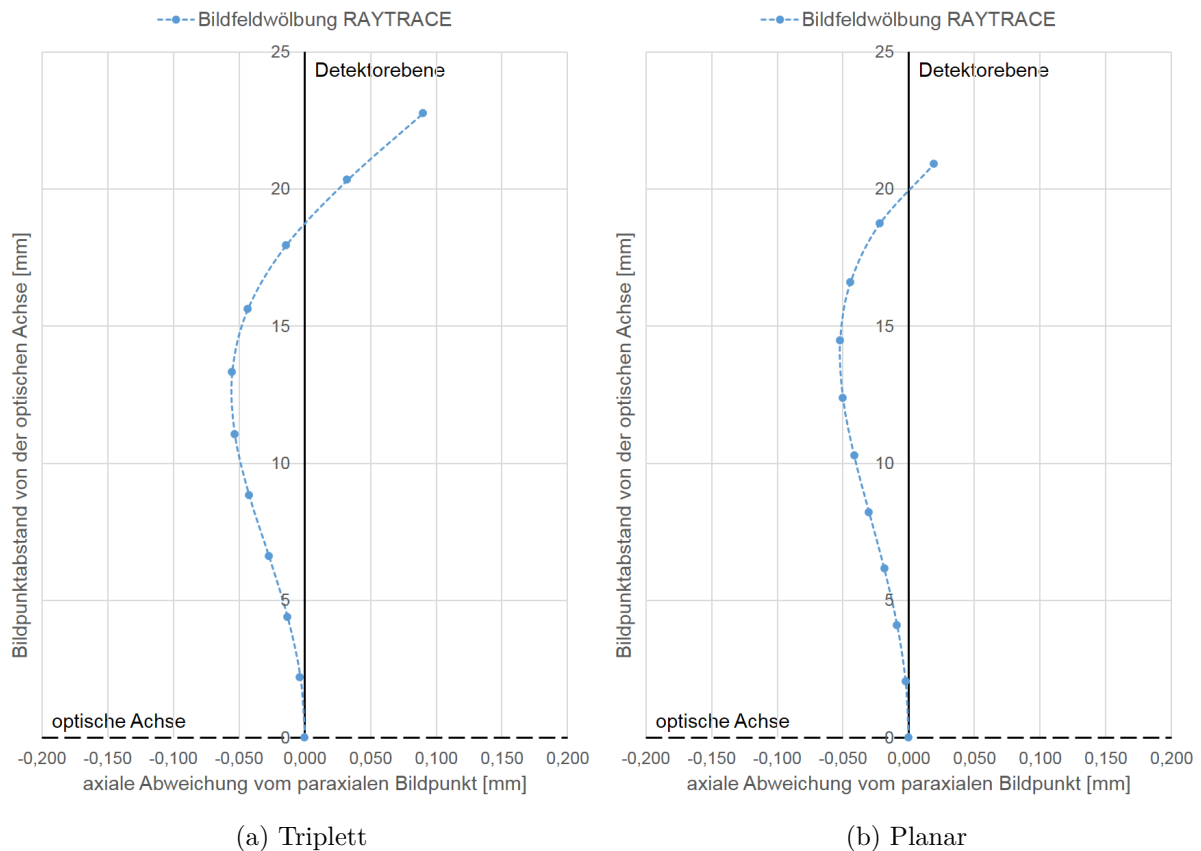


Abbildung 51: Bildfeldwölbungen der Abbildungssysteme (in (a) Triplet und (b) Planar) bei gekrümmtem Objektfeld. Die berechneten Bildpunkte sind in 2° -Schritten von 0° bis 20° berechnet und ihre axiale Abweichung vom paraxialen Bildpunkt eingezeichnet.

Eine weitere Rolle für eine präzise Abbildung spielt die Verzeichnung des Systems [Haf03, S. 323 ff.], welche nach Heinz Haferkorn die Abweichung von der Ähnlichkeit zwischen Objekt und Bild erfasst. Bei dieser Art des Abbildungsfehlers/Lagefehlers weicht die Bildpunkthöhe \hat{x} (Abbildungsmaßstab $\hat{\beta}$) auf dem Detektor von der paraxial berechneten Bildpunkthöhe x (paraxialer Abbildungsmaßstab β) des Systems ab. Das heißt, die Verzeichnung kann in erster Linie als Aberration verstanden werden, bei dem der Abbil-

dingsmaßstab vom Feldwinkel des abbildenden Systems abhängt. Dies wird mathematisch wie folgt ausgedrückt:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\hat{\beta} - \beta}{\beta} = f(\alpha), \quad (4.68)$$

oder bezüglich der Bildpunkthöhe:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\hat{x} - x}{x} = f(\alpha). \quad (4.69)$$

Die in Abbildung 52 ersichtlichen Verzeichnungskurven beziehen sich auf den positiven x-Achsenabschnitt. Aus dem symmetrischen Aufbau des Systems folgernd genügt die Betrachtung einer Hälfte der Detektorfläche. Zu beobachten ist, dass die Verzeichnung der Abbildung in der Ebene des Detektors bei wachsender Entfernung von der Bildmitte (Detektormitte) ansteigt. Durch genauere Betrachtung liegt der tatsächlich auf den Detektor treffende Bildpunkt, der paraxial berechnet 10 mm von der optischen Achse entfernt ist, beim Triplettsystem bei 10,12 mm und beim Planarsystem bei 10,1 mm. Die erwähnten Bildpunkte sind demnach um 1,2% bzw. 1% verschoben. Durch die Bestimmung einer exakten Verzeichnungskurve (siehe dazu die in der Legende von Abbildung 52 ersichtlichen Polynomfits vom Grad 2 die aus den Simulationen (SW) berechnet wurden) können durch nachträgliche Bildverarbeitung die aufgenommenen Bilddatenpunkte zurücktransformiert und die Verzeichnung des Systems korrigiert werden. Da durch die Abbildung eines Ringsektors auf eine gerade Linie (Zeile) zur Rekonstruktion des Objekts, wie schon in Kapitel 4.1.5 erwähnt eine Nachbearbeitung am PC durch Bildverarbeitung unabdingbar wird, erfordert die Verzeichnungskorrektur „kaum“ zusätzliche Rechenzeit.

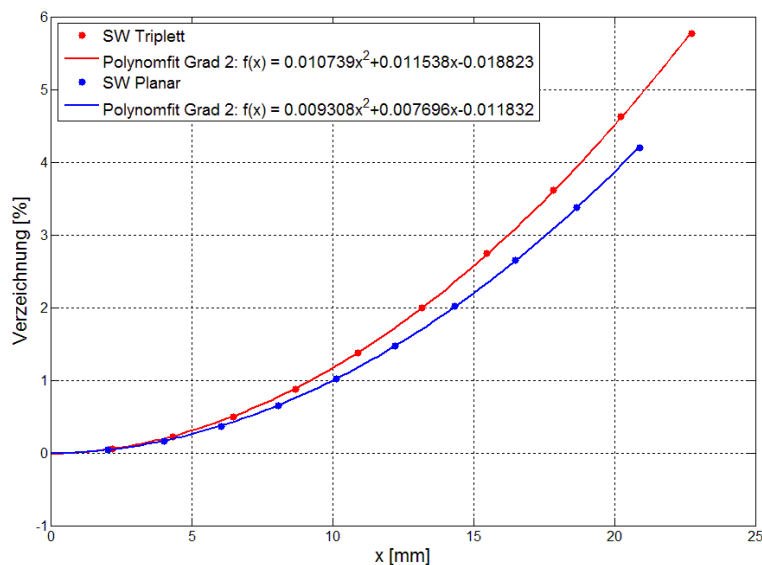


Abbildung 52: Verzeichnungskurven der Systeme Triplettsystem (rot) und Planarsystem (blau), mit eingezeichneten Simulationen (SW) und Polynomfits vom Grad 2.

4.3.3 Detektor und Auflagemaß

Eine feste Größe für das Design des Scanners stellt der Abbildungsmaßstab des Gesamtsystems dar. Dieser wird durch die objektseitige Auflösung und die Verwendung eines bestimmten Detektors (Zeilenkamera) [STEMM09], bei dem Pixelgröße und -anzahl gegeben sind, definiert. Die einzelnen Parameter des Gesamtsystems wurden in Kapitel 4.1.4 näher erläutert. Pixelgröße und -anzahl beschreiben unter anderem mit dem Feldwinkel der Optik die Gesamtlänge des Scanners. Die Bezeichnung Detektor umfasst hierbei nur den Kamerachip (Zeilenarray), welcher mit einer Umhausung versehen ist. Dabei spielt das Auflagemaß [Schm13, S. 400] des Detektors eine wichtige Rolle. Dieses beschreibt den Abstand der Detektorfläche zum Flansch zwischen Detektorgehäuse und designtem Abbildungssystem ($b_{\text{Abbildungssystem}} > \text{Auflagemaß}_{\text{Detektor}}$). Als festgesetzter Designparameter muss der Abstand von der letzten Fläche des optischen Systems zum Kamerachip größer als das Auflagemaß sein, da in optischen Systemen in der Regel die bildseitige Hauptebene nicht mit der letzten Fläche des Systems zusammenfällt, sondern innerhalb (oder auch außerhalb) des Systems liegt. Siehe dazu die nachfolgende Skizze in Abbildung 53.

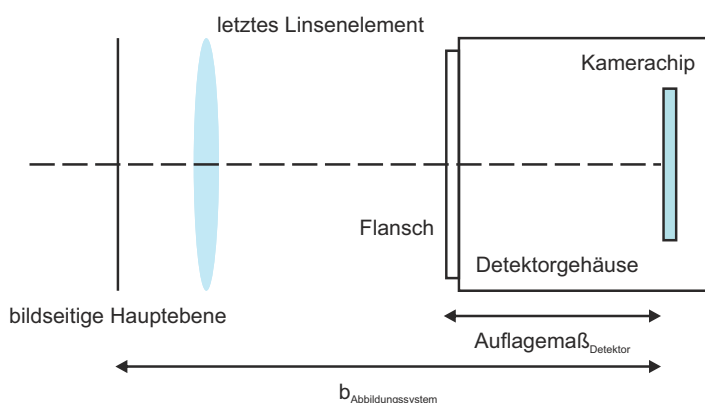


Abbildung 53: Detektorskizze zur Veranschaulichung des Auflagemaßes

4.4 Zusammenführung der Systemkomponenten zum Gesamtsystem

In diesem Kapitel sollen nun die drei Scannerkomponenten Ringflächenspiegel, Abbildungssystem und Detektor zu einem Gesamtsystem zusammengefügt werden. Dabei werden am Ringflächenspiegel (Rotationsspiegelsegment), wie bereits mehrfach erwähnt, die Objektstrahlenbündel reflektiert beziehungsweise um 90° (45° Tangentialwinkel der Hauptstrahlen) abgelenkt. Durch die hier vorgestellten Abbildungssysteme Triplet und Planar kann dann das durch das hyperbelförmige Spiegelsegment entstandene virtuelle Zwischenbild auf den Detektor (Zeilenkamera) als reelles Bild abgebildet werden. Abbildung 54 zeigt die 3D-Ansicht des Gesamtsystems mit Triplet, simuliert in RAYTRACE. Wie in den vorherigen (Abbildung 49 (a) und (b)) und nachfolgenden (Abbildung 55 und 56) Draufsichten sind auch hier 5 Objektstrahlenbündel mit Feldwinkeln von -20° bis 20° in

10°-Schritten eingezeichnet, die von je einem Objektpunkt ausgehen und auf den Detektor abgebildet werden. Nachfolgend werden die Abbildungen anhand ihres Punktbilds bei verschiedenen Feldwinkeln, jeweils für das Triplet und das Planar, untersucht und anschließend verglichen, um somit Aussagen über die optische Qualität des Linienscanners tätigen zu können.

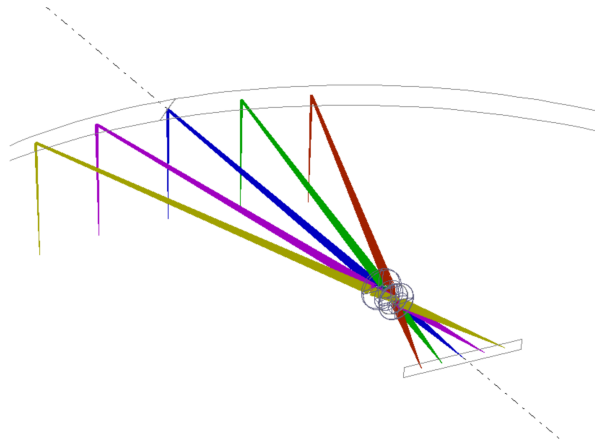


Abbildung 54: 3D-Ansicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment und Triplet

4.4.1 Design

Durch die virtuelle Verlängerung der Objektstrahlenbündel erhält man ein virtuelles Zwischenbild der Scanlinie bei $-337,838\text{ mm}$, d.h. $87,838\text{ mm}$ hinter dem Ringflächenspiegel in dessen horizontaler Ebene. Dies ist in Abbildung 55 zu erkennen, welche die einzelnen Systembestandteile (Ringflächenspiegel, Triplet und Detektor) mit verschiedenen Objektstrahlenbündeln zeigt.

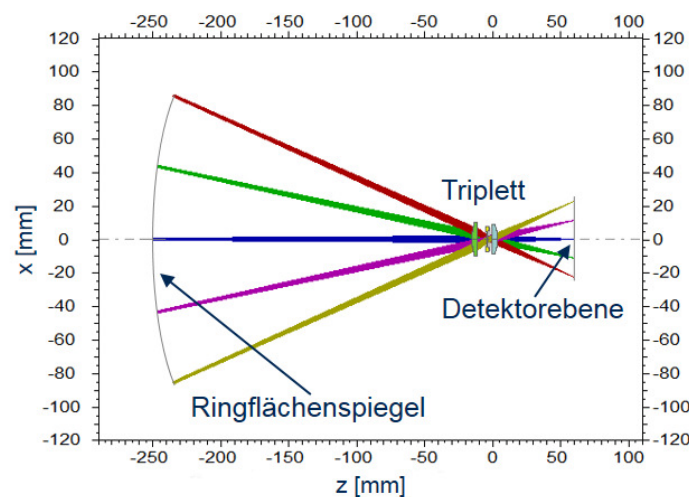


Abbildung 55: Draufsicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment, Triplet und 5 Strahlenbündeln, die vom Objekt ausgehen, am Spiegelsegment um 90° abgelenkt und durch das Abbildungssystem auf den Detektor abgebildet werden.

Die Bildweite, d.h. der Abstand zwischen bildseitiger Hauptebene des Abbildungssystems und der Detektorebene, ist wie in Abbildung 55 ersichtlich um den Faktor 4 geringer als der Abstand zwischen Ringflächenspiegel und Aperturblende (siehe dazu Gleichung 4.49 und 4.50). Die in Gleichung 4.56 berechnete Brennweite $f_{\text{Abbildungssystem}}$ des Abbildungssystems muss demnach, unter Berücksichtigung aller Systemparameter, einen Wert von 52,743 mm aufweisen. Für das Planar gelten die gleichen Voraussetzungen wie für das Triplet, da das virtuelle Zwischenbild ebenfalls durch den Ringflächenspiegel (Hyperbelsegment) entsteht und hinter diesem bei 87,838 mm liegt. Das Planar muss dann ebenfalls eine Brennweite $f_{\text{Abbildungssystem}}$ von 52,743 mm aufweisen, damit das virtuelle Zwischenbild in die Detektorebene abgebildet wird. In Abbildung 56 ist das Gesamtsystem mit Ringflächenspiegel, Planar und Detektor in der Draufsicht ersichtlich.

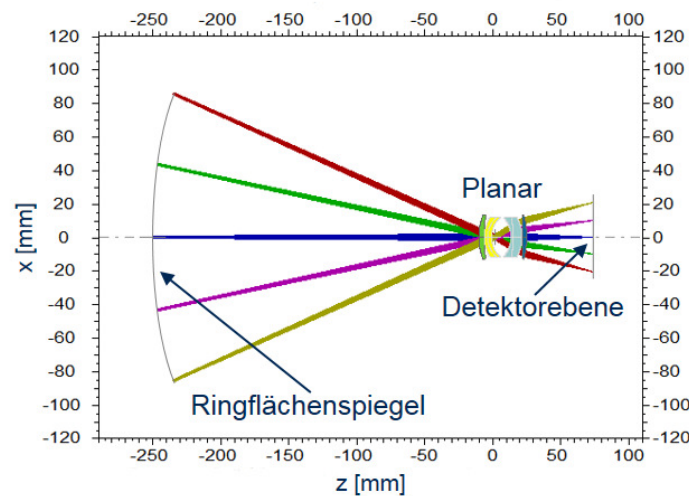


Abbildung 56: Draufsicht des Gesamtsystems mit Hyperbelsegment, Planar und 5 Strahlbündeln, die vom Objekt ausgehen, am Spiegelsegment um 90° abgelenkt und durch das Abbildungssystem auf den Detektor abgebildet werden.

4.4.2 Simulation

Bei den in diesem Kapitel betrachteten Simulationen werden die im vorigen Abschnitt in Abbildung 55 und 56 ersichtlichen Gesamtsysteme im Hinblick auf die durch das System verursachten Wellenaberrationen (WAs) und die daraus folgenden Punktbildfunktionen (PSFs) untersucht. Dabei liefern diese in der Detektorebene die in Abbildung 57 für das System mit Triplet und in Abbildung 58 für das System mit Planar erkennbaren Ergebnisse. Von besonderem Interesse sind dabei die PV-Werte der Wellenaberrationen der Objektstrahlbündel bei verschiedenen Feldwinkeln des Gesamtsystems. Auf der optischen Achse, d.h. bei einem Feldwinkel von 0° , besitzt das System mit Triplet einen PV-Wert von $0,0066\lambda$. Wird nun ein off-axis Punkt beziehungsweise die von diesem ausgehende Wellenfront betrachtet, vergrößert sich der PV-Wert und somit die Wellenaberrationen. Diese besitzen bei 10° off-axis Winkel einen Wert von $0,13\lambda$ und bei 20° einen Wert von

$0,49\lambda$. Wird nun die Frage gestellt, was dies für die PSFs bedeutet, kann eine Verwaschung der Punktbildfunktion bei einem Feldwinkel von 20° beobachtet werden. Die off-axis Wellenfronten weisen sowohl Astigmatismus als auch Koma sowie je weiter man sich von der optischen Achse entfernt einen Dreiblattfehler als Wellenaberration auf. Obwohl die Aberrationen bis zu einem PV-Wert von ca. einer halben Wellenlänge anwachsen, kann das Punktbild auf die Zeile der Kamera ohne größere Auswaschung abgebildet werden und liefert die in Abbildung 57 ersichtlichen PSFs.

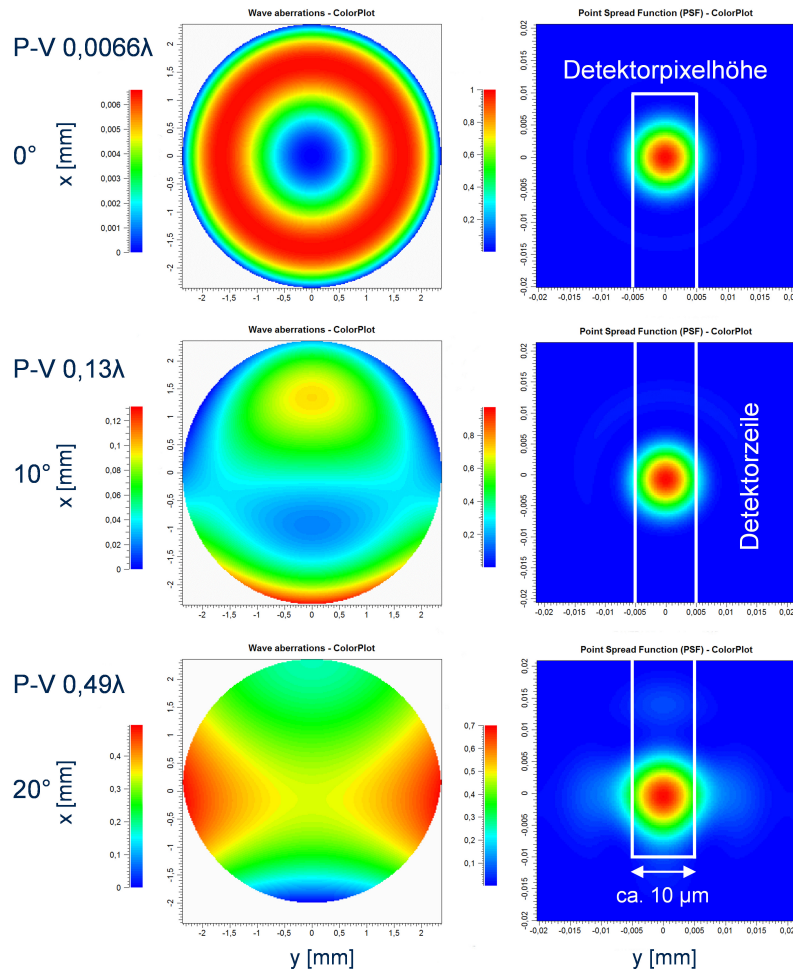


Abbildung 57: WAs (links) und PSFs (rechts) des Gesamtsystems mit Triplet bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° . Außerdem ist in den PSFs die Detektorebene/-zeile mit einer Pixelgröße von ca. $10\ \mu\text{m}$ eingezeichnet.

In Abbildung 58 zeigen die WAs für das Gesamtsystem mit Planar, wie zuvor beim Triplet, einen Anstieg des PV-Werts für größere Feldwinkel. Dies spiegelt sich auch im Punktbild (PSF) des entsprechenden Feldwinkels wieder. Dieser fällt aber geringer aus, da die Wellenaberrationen auch bei größeren Feldwinkeln nicht so stark anwachsen. So beträgt der PV-Wert der Wellenaberration des on-axis Bildpunkts $0,0026\lambda$ und wächst bei einem off-axis Bildpunkt mit einem Feldwinkel von 20° auf $0,066\lambda$ an. Wie schon beim System mit Triplet zu erkennen, weisen die off-axis Wellenfronten auch hier Astigmatismus-

mus, Koma und den Dreiblattfehler auf, dessen Ausprägungen aber im Vergleich geringer ausfallen. Noch zu erwähnen ist, dass der Keil, der für die Verschiebung (Ablage) der Punktbilder entlang des x-Achsenabschnitts verantwortlich ist, für die Darstellung der Wellenaberrationen bei allen Bildern von der Gesamtwellenfront abgezogen wurde. Damit werden nur die eigentlichen Aberrationen des Punktbilds betrachtet.

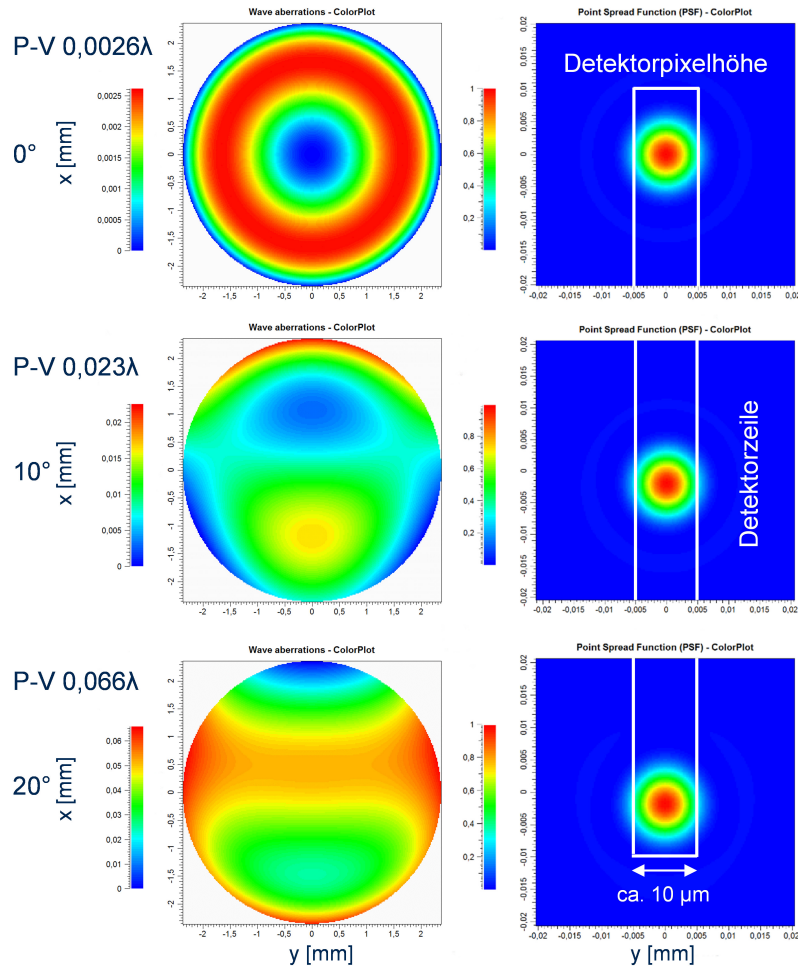


Abbildung 58: WAs (links) und PSFs (rechts) des Gesamtsystems mit Planar bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° . Außerdem ist in den PSFs die Detektorebene/-zeile mit einer Pixelgröße von ca. $10\ \mu\text{m}$ eingezeichnet.

Um einen detaillierten Vergleich der Scansysteme (Ringflächenspiegel mit Triplet oder Planar) zu gewährleisten, wurden zuerst die Wellenaberrationen der beiden Systeme gegeneinander aufgetragen (Abbildung 59). Dabei sind in (a) und (b) die PV-Werte bezüglich der Feldwinkel von Triplet und Planar für die Bildschale (berechnete „Best Focus“-Punkte bei verschiedenen Feldwinkeln) und die dazu angefitzten Polynome 6. Ordnung ersichtlich. Werden nun diese mit den Wellenaberrationen in der Detektorebene verglichen, stimmen diese nahezu überein. Wie auch schon in Abbildung 57 und 58 gezeigt, steigen die Wellenaberrationen mit größerem Feldwinkel der off-axis Strahlenbündel an.

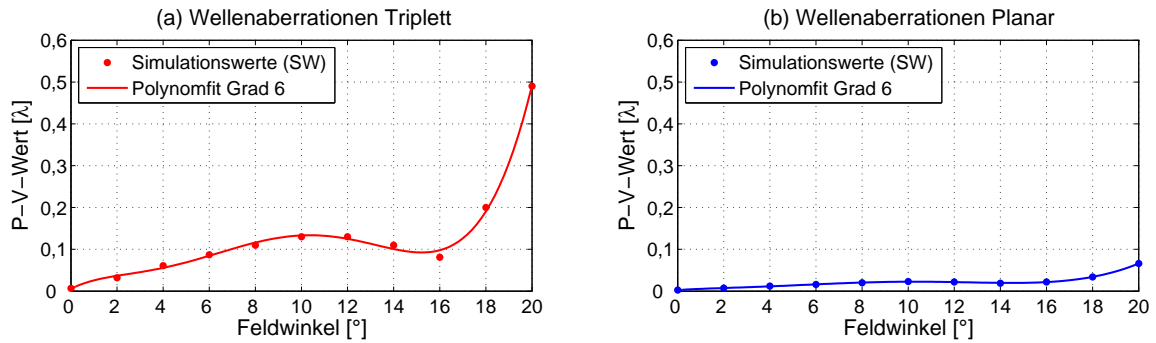


Abbildung 59: WAs der Gesamtsysteme mit (a) Triplet und (b) Planar, bei Bildpunkten von 0° bis 20° , mit einem Winkelabstand von 2° . An diese Simulationenwerte (SW) wurde ein Polynomfit vom Grad 6 gefittet.

Abbildung 60 zeigt die Querschnitte der PSFs der Bildpunkte des Triplettaufbaus wiederum bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° . Dabei sind in (a) und (b) die Zeilen- und in (c) und (d) die Spaltenquerschnitte durch die Punktbilder (Schnittebenen in x- und y-Richtung) erkennbar. Zum einen auf der Bildschale ((a) und (c)) und zum anderen in der Detektorebene ((b) und (d)). Dabei bedeutet Zeile parallel zur Detektorzeile und Spalte orthogonal zu dieser. Es ist ein Intensitätsabfall und eine Verschiebung des Schwerpunkts der PSFs entlang der Detektorzeile bei höheren off-axis Winkeln ersichtlich.

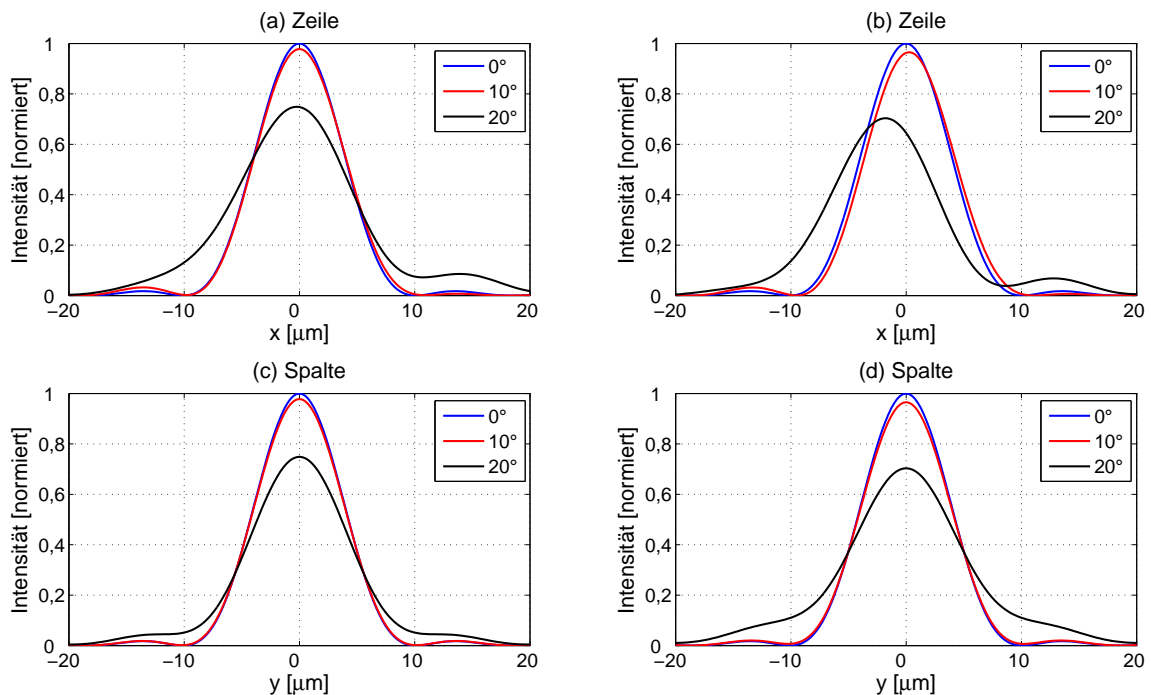


Abbildung 60: Zeilen- (x-Ebene) und Spaltenquerschnitte (y-Ebene) der PSFs des Gesamtsystems mit Triplet auf der Bildschale in (a) und (c) und in der Detektorebene in (b) und (d), bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° .

Der schon in Abbildung 60 ersichtliche Intensitätsabfall mit zunehmendem Feldwinkel ist nochmals in Abbildung 61 (a) aufgetragen. Abbildung 61 (b) zeigt eine Verlagerung des

Schwerpunkts des Punktbilds zum berechneten Fokuspunkt (Spaltenshift) in Abhängigkeit vom Feldwinkel. Die Schwerpunktsverlagerung findet durch den Systemaufbau nur entlang der Detektorzeile statt und kann durch die Verzeichnungskorrektur korrigiert werden. Vergleicht man die Simulationenwerte zwischen den beiden Bezugsflächen (Bildschale und Detektorebene) wird eine Abweichung deutlich. Um abschätzen zu können, ob die geforderte Auflösung beziehungsweise der geforderte Abbildungsmaßstab eingehalten wird, sind die Halbwertsbreiten (FWHM – Full Width at Half Maximum) der Punktbilder sowohl im x- und y-Querschnitt in Abbildung 61 (c) und (d) aufgetragen. Zwar gibt die FWHM nicht genau den geforderten Wert der Auflösung wieder, kann aber aufgrund von Inhomogenitäten der PSFs bei größeren Feldwinkeln genauer bestimmt werden als der Spotradius (gemessen vom Hauptmaximum zum ersten Minimum des Punktbilds). Die Plots zeigen eine leichte Vergrößerung der Punktbilder bei größeren Feldwinkeln.

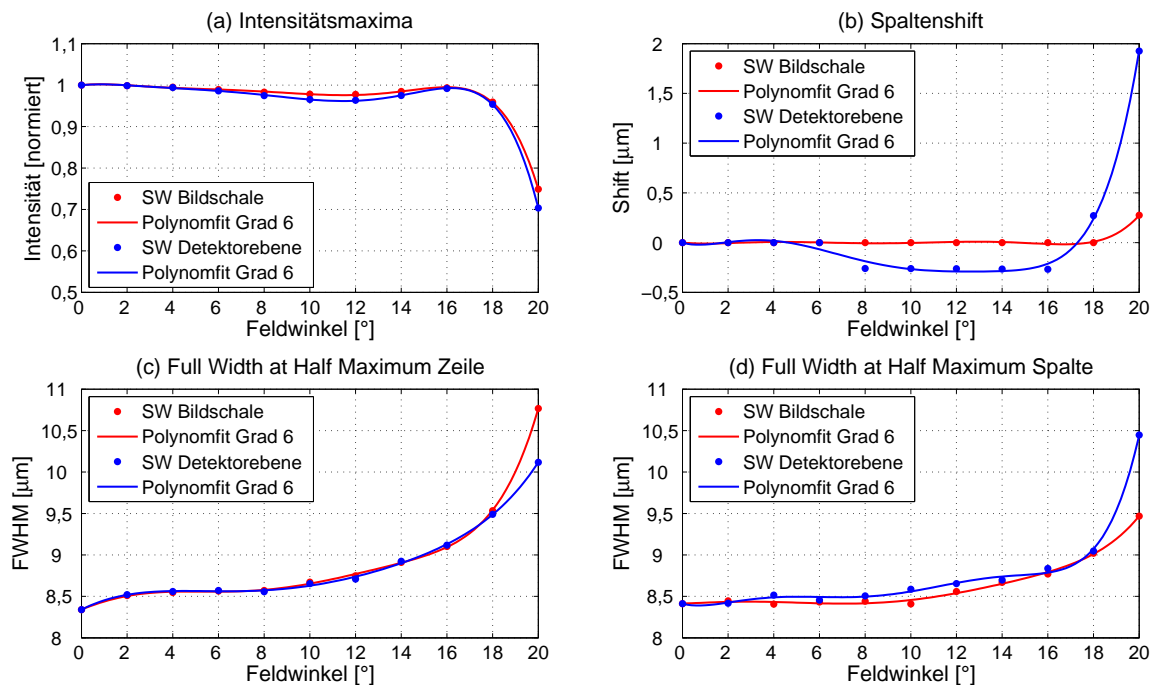


Abbildung 61: Parameterdarstellung des Gesamtsystems mit Triplet, wobei in (a) die Intensitätsmaxima, in (b) der Spaltenshift, in (c) das FWHM entlang der Zeile und in (d) das FWHM entlang der Spalte aufgetragen ist.

Das Planar zeigt die in Abbildung 62 und 63 aufgetragenen Simulationenwerte. Diese sowie die Verläufe der Polynomfits 6. Ordnung zeigen signifikante Unterschiede zu dem System mit Triplet. Zu erkennen ist, dass die Intensitäten sowohl auf der Bildschale als auch in der Detektorebene bei Erhöhung des Feldwinkels stabil sind und nicht abfallen (Abbildung 62 und 63 (a)). Bei genauerem Blick auf die PSFs wird ersichtlich, dass sich der Schwerpunkt einzelner Bildpunkte entlang der Detektorzeile bei Vergrößerung des Feldwinkels stärker als beim Triplet verschiebt. Dies ist gut in Abbildung 62 (b) und 63 (b) im Plot der Spaltenshifts ersichtlich.

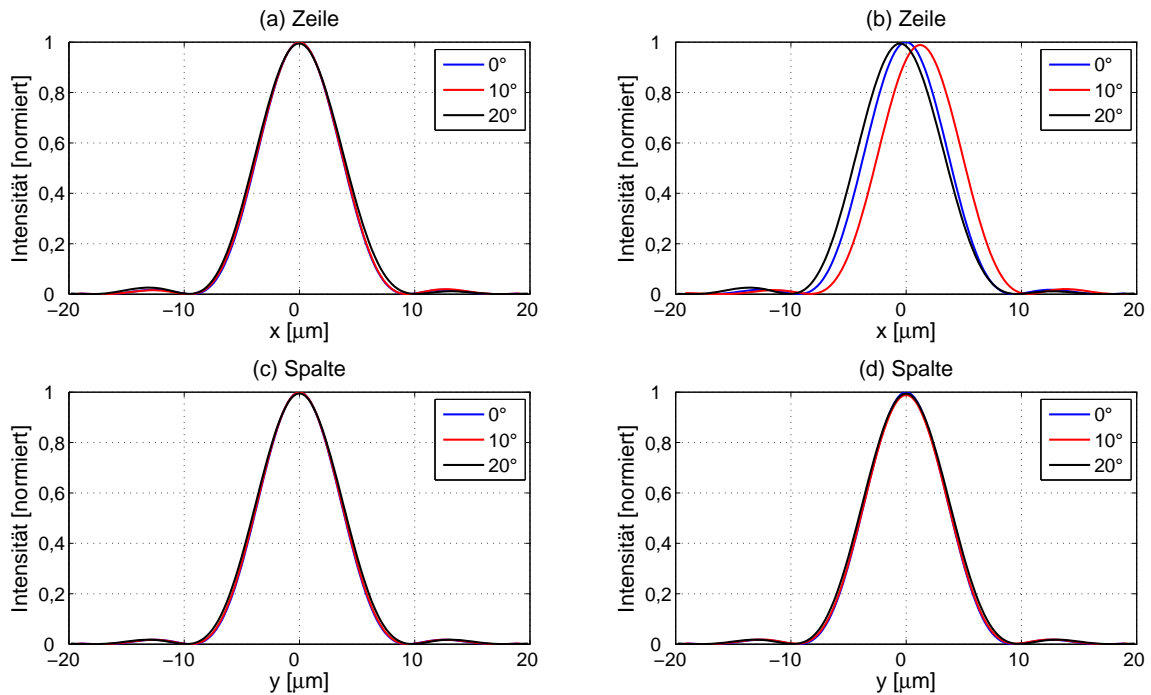


Abbildung 62: Zeilen- (x-Ebene) und Spaltenquerschnitte (y-Ebene) der PSFs des Gesamtsystems mit Planar auf der Bildschale in (a) und (c) und in der Detektorebene in (b) und (d), bei Feldwinkeln von 0° , 10° und 20° .

Die FWHMs der PSFs sowohl entlang der Detektorzeile (Abbildung 63 (c)) als auch senkrecht dazu (Abbildung 63 (d)) bleiben über die Feldwinkel fast konstant.

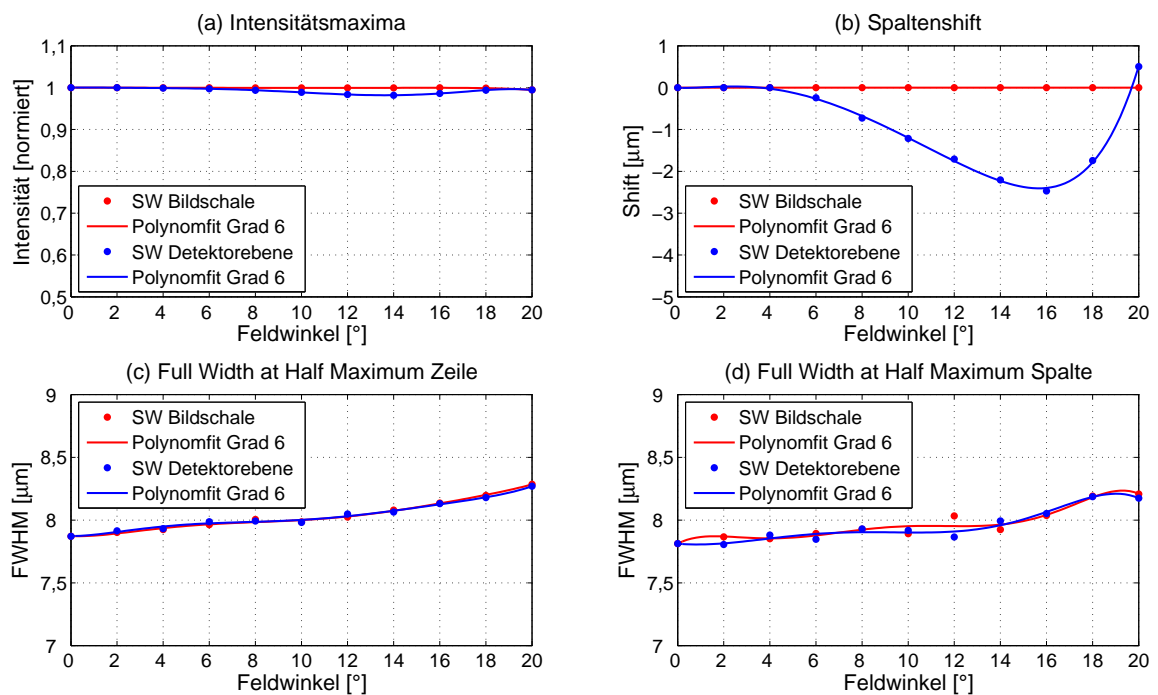


Abbildung 63: Parameterdarstellung des Gesamtsystems mit Planar, wobei in (a) die Intensitätsmaxima, in (b) der Spaltenshift, in (c) das FWHM entlang der Zeile und in (d) das FWHM entlang der Spalte aufgetragen ist.

Nach den bisherigen Simulationsergebnissen liefern Triplet und Planar nahezu identische Ergebnisse, wobei das Planar besonders im Hinblick auf die Abbildungsleistung des gesamten Messfelds zu bevorzugen ist. Auch hier sind die eingezeichneten Punkte die Bildpunkte bei Feldwinkeln der Systeme von 0° bis 20° , mit einem Winkelabstand von 2° . Abschließend ist zu erwähnen, dass sich mit beiden Systemen eine Abbildung einer ringförmigen Objektkurve auf eine gerade Linie (Zeilenkamera) realisieren lässt. In der Praxis (industriellen Anwendung) wird, im Hinblick auf die Anfangs erwähnte Bedingung eines kostengünstigen Aufbaus des Systems, das Triplet aufgrund der geringeren Anzahl an Linsen und damit verbundener Kosteneinsparung bevorzugt. Nichtsdestotrotz erfüllt das Gesamtsystem mit Triplet die für den Einsatzzweck definierten Randbedingungen.

5 CGH-basierter modaler Wellenfrontsensor

In diesem Kapitel wird die Konzeptionierung eines auf Holographie basierenden Modalen Wellenfrontsensors (MWFS) vorgestellt. Diese beinhaltet sowohl das Design und die Simulation des Systems als auch die Validierung des Sensors in einem spezifischen experimentellen Aufbau. [Loos18a] Dabei wurden Teile dieses Kapitels in der betreuten Masterarbeit von Johannes Stehr (2017) mit dem Titel „Modal Wavefront Sensing with Holographic Optical Elements“, die sowohl die physikalischen Grundlagen, den Konzeptentwurf als auch eine grundlegende Implementierung zur experimentellen Verifizierung des Messprinzips enthält, intensiv behandelt.

5.1 Anwendung

Im industriellen aber auch im wissenschaftlichen Kontext ist das etablierteste Verfahren zum Messen der Wellenfront einer Lichtwelle das der Bestimmung der räumlichen Phasenverteilung, die zum Beispiel mittels Shack-Hartmann-Sensor (SHS) [Plat01; Oliv11] oder einer anderen Art von Wellenfrontsensor (WFS) [Gear95] gemessen wird. Der SHS besteht aus einem Mikrolinsen- und einem Detektorarray, wobei die Wellenfrontrekonstruktion meist über einen Polynomfit (z.B. mittels Zernike-Polynomen [Mala07, S. 498 ff.]) vorgenommen wird. Speziell werden die gemessenen Punktabweichungen an den $N \times N$ Abtastpunkten (entspricht der Anzahl an Mikrolinsen des Arrays) gemessen und die einzelnen modalen Komponenten der Wellenfront gemeinsam bestimmt. Es gibt aber auch Anwendungen, in denen eine direkte (separate) Messung der einzelnen Moden der Phasenfunktion von Vorteil ist, wie durch das nachfolgende Anwendungsgebiet näher erläutert. Durch diese Herangehensweise kann die Komplexität des Datenverarbeitungsprozesses verringert und eine höhere Messgeschwindigkeit erreicht werden. Ein Computer-Generiertes Hologramm (CGH) [Brow66] dient dem modalen Sensor als Hauptelement und ist neben der Fourierlinse [Good96, S. 96 ff.] und dem Detektorarray beziehungsweise den Punktdetektoren eines der drei Elemente. Das CGH trägt dabei die komplette Phasenfunktion, die je nach Design aus Zernike-Polynomen und deren Linearkombinationen oder einer vergleichbaren Basis bestehen kann (siehe dazu auch Anhang B.2). Diese eingeprägte Phase bezüglich der Stärke der einzelnen Mode hat die gleiche Größenordnung des zu messenden Wellenfrontfehlers. Im Prinzip kann das Messverfahren als Rekonstruktion einer ebenen Objektwelle durch eine speziell aberrierte Referenzwellenfront beschrieben werden (gestört durch Aberrationen in einem definierten System) [Liu13]. Die erzeugte Intensitätsverteilung wird in die Brennebene der dem Modalen Wellenfrontsensor (MWFS) zugehörigen Fourierlinse abgebildet und trägt alle Informationen über die Störung [Neil00].

Der Hauptanwendungsbereich des hier vorgestellten MWFS basiert auf der genauen Positionierung eines Emitters in einem tiefen Parabolspiegel (PS). Abbildung 64 bildet einen

Teil des in [Albe17] beschriebenen experimentellen Aufbaus des Ionenexperiments ab. Dabei soll der bisher verwendete SHS durch den MWFS ersetzt werden, damit ein schneller Regelkreis zur exakten Positionierung aufgebaut werden kann. Beim Experiment befindet sich ein fluoreszierendes Ion innerhalb des PS und wird durch eine Ionenfalle, welche durch ein Loch im Bereich des Vertex gehalten ist, gefangen [Sond15]. Die Ionenfalle ist auf einem beweglichen xyz-Piezo-Verschiebetisch der Firma Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG montiert, der eine geregelte xyz-Positioniergenauigkeit von ca. 1 nm aufweist [Phys18a; Phys18b]. Angeregt wird das Ion durch eine Pumplichtquelle. Dabei wird der Laserstrahl durch ein zweites Loch im Parabolspiegel unter einem bestimmten Winkel eingekoppelt und das Ion zur Fluoreszenz gebracht. Nun ist die besondere Herausforderung das Ion im Brennpunkt des Parabolspiegels zu positionieren. Sowohl in der Design- und Simulationsphase als auch im späteren Herstellungsprozess und der experimentellen Verifikation des MWFS müssen die Randbedingungen des Systems stets im Auge behalten werden.

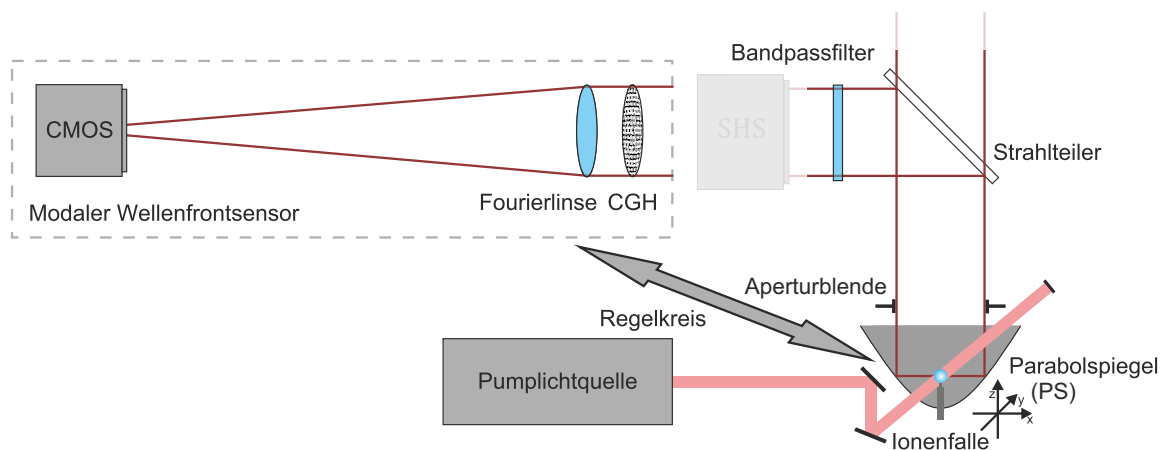


Abbildung 64: Aufbau mit einem Shack-Hartmann-Sensor (SHS) zur Messung der Wellenfront, hervorgerufen durch ein fluoreszierendes Ion im Parabolspiegel [Albe17]. Durch den Einsatz eines auf Holographie basierenden MWFS anstelle des SHS kann ein Regelkreis zur exakten Positionierung des Emitters relativ zum PS in der Ionenfalle [Maiw09] gewährleistet werden.

Durch eine vorgelagerte Simulation mittels Strahlberechnung durch das hauseigene Simulationsprogramm RAYTRACE können die im System auftretenden und relevanten Aberrationsmodi bestimmt werden. Dabei wird der Parabolspiegel mit einer Punktlichtquelle, die eine Wellenlänge λ von 370 nm aufweist und sich im Brennpunkt des Parabolspiegels befindet, beleuchtet. Die Brennweite f des PS beträgt in diesem Setup 2,1 mm und der Aperturdurchmesser am Rand des PS 20 mm (siehe dazu auch Anhang C.1). Mit diesen Abmessungen beträgt der durch den Parabolspiegel abgedeckte Raumwinkelbereich ca. $3,4\pi$ sr, was somit ca. 85 % des gesamten Raumwinkelbereichs von 4π sr ausmacht. In der Simulation wird in der Ebene der Aperturblende, die sich am Ausgang des Parabolspiegels befindet, die an der Punktlichtquelle ausgesendete und am PS reflektierte Wellenfront ge-

messen. Verschiebt man nun den Emittter beziehungsweise die Punktlichtquelle aus dem Brennpunkt, verändert sich die an der Aperturblende gemessene Wellenfront. Der Fit von Zernike-Polynomen an diese Wellenfronten zeigt, dass die dominierenden Zernike-Moden Koma 1. Ordnung und Tilt für eine laterale Verschiebung (Abbildung 65 (a)) und Defokus und sphärische Aberration 1. Ordnung (Abbildung 65 (b)) für eine Verschiebung in axialer Richtung darstellen. In lateraler Richtung resultiert aus einer Verschiebung in x - als auch in y -Richtung die gleiche Phasenfunktion, rotiert um 90° . In Abbildung 65 (c) ist der lineare Zusammenhang zwischen der Auslenkung des Punktemitters und der Stärke (PV-Wert) der Phasenfunktion bis zu einer Lichtquellenverschiebung von $\pm 1 \mu\text{m}$ graphisch dargestellt. In den Simulationen ist zu erkennen, dass zwischen den unterschiedlichen Phasenfunktionen kein Übersprechen besteht, wenn diese nur entlang ihrer Achsen verschoben werden, und somit die Modi eindeutig einer gewissen Auslenkung in den drei Raumrichtungen x , y und z (Abbildung 64) zugeordnet werden können. Es kann somit eine genaue Zuordnung und Positionierung des Emitters im PS gewährleistet werden.

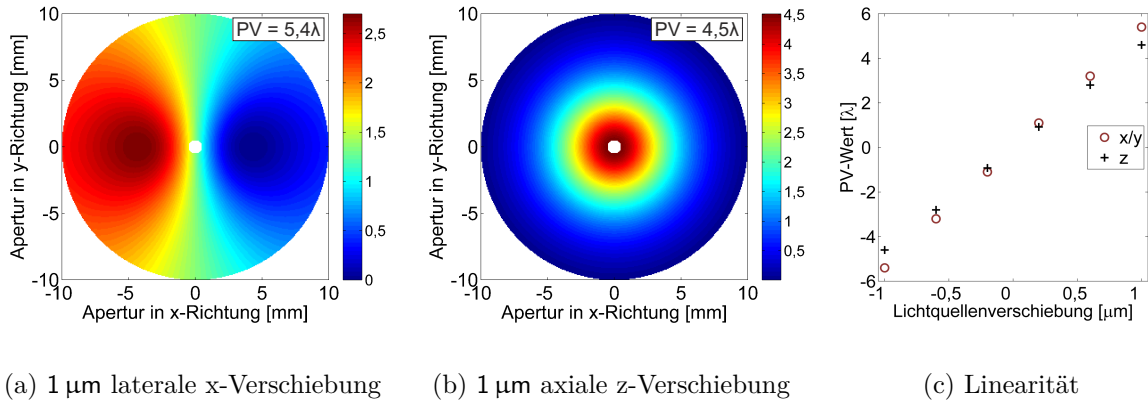


Abbildung 65: Simulierte Phasenfunktionen ((a) und (b)), resultierend aus der lateralen Verschiebung des Emitters im Parabolspiegel. (c) zeigt dabei die lineare Verschiebung in Abhängigkeit der Aberrationsstärke. Der nicht definierte Bereich in der Mitte der Phasenfunktionen resultiert aus dem Loch im Vertex des Parabolspiegels, welches für die Ionenfalle und diesbezüglich für das Fangen des Ions zuständig ist.

5.2 Funktionsweise

Das grundlegende Funktionsprinzip des MWFS ist in Abbildung 66 dargestellt. Dieser besteht aus CGH, Fourierlinse und Detektorelement. Dabei wird eine Eingangswellenfront mit Phasenfunktion Φ_{ein} durch das CGH mit dahintergeschalteter Fourierlinse in die Fokusebene fokussiert. Das CGH beinhaltet neben der linearen Phasenfunktion tilt_k eines binären Gitters [Damm80], welches zur räumlichen Trennung von $+1$. und -1 . Beugungsordnung dient, die Phaseninformationen gewisser Referenzwellenfronten $\mathbf{b}_k \cdot \mathbf{Z}_k$. Durch das binäre (zweistufige) Profil mit optimal gewählter Ätztiefe kann theoretisch sowohl in der $+1$. als auch -1 . Beugungsordnung eine maximale Beugungseffizienz [Jahn01, S. 167 ff.]

von 40,53 % erreicht werden. Die aberrierte Eingangswellenfront ist dabei als Satz von Aberrationsmoden Z_k zu verstehen, die durch die Phasenfunktion im CGH eine zusätzliche Phase erhalten. Die ins CGH geprägten Referenzfunktionen sind in der gleichen Größenordnung wie die der einfallenden Wellenfront. Bei dem gezeigten Beispiel (Abbildung 66) wird in der -1 . Beugungsordnung der Wellenfrontfehler der eingehenden Wellenfront durch die hinzugefügte Phase Φ_{CGH_k} im CGH vollständig kompensiert. Das Ergebnis ist ein aberrationsfreies Airy-Scheibchen in der Brennebene der Fourierlinse. In der $+1$. Beugungsordnung wird hingegen der durch die Aberrationen im Parabolspiegel verursachte Wellenfrontfehler (bestehend aus Koma 1. Ordnung und Tilt) verdoppelt.

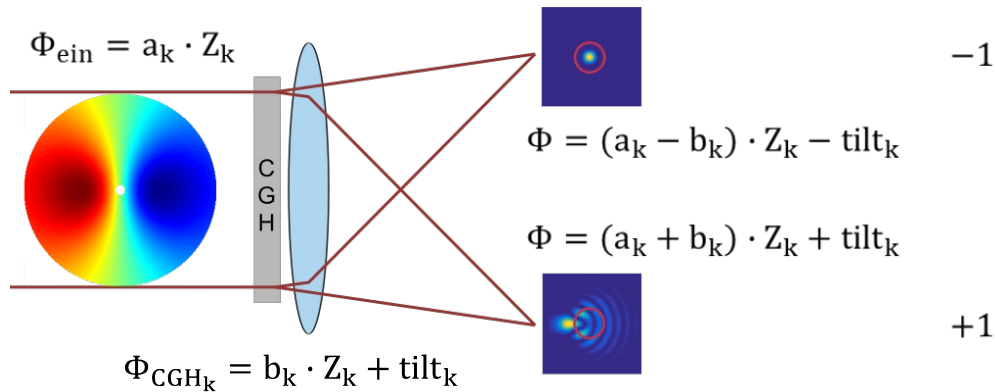


Abbildung 66: Funktionsprinzip eines auf Holographie basierenden Modalen Wellenfrontsensors (MWFS) zur Messung einer bestimmten Modenverteilung (zu sehen eine laterale Verschiebung des Punktemitters in x-Richtung) [Steh17].

Die resultierenden Intensitätsverteilungen der in beide Beugungsordnungen propagierenden Wellenfront können demnach über nachfolgende Gleichung bestimmt werden zu:

$$I_{\pm} \propto |\mathcal{F}(e^{i((a_k \pm b_k) \cdot Z_k \pm \text{tilt}_k)})|^2. \quad (5.70)$$

Abbildung 67 zeigt beispielhaft Intensitätsverteilungen dreier verschiedener Sensorzustände. Dabei handelt es sich bei der simulierten Mode um primäre Koma, wobei in (a) die Vorfaktoren a_k und b_k der Eingangs- und Referenzwellenfront gleich sind, in (b) a_k gleich 0 und in (c) a_k gleich dem Negativen von b_k ist.

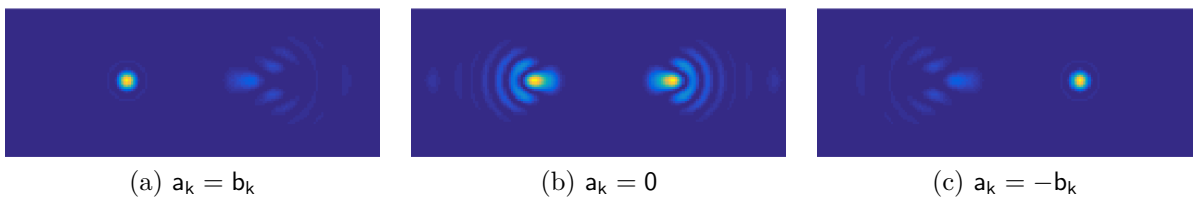


Abbildung 67: Intensitätsverteilungen in den ± 1 . Beugungsordnungen für (a) $a_k = b_k$, (b) $a_k = 0$, und (c) $a_k = -b_k$. Die hier dargestellte Aberrationsmode beschreibt Koma 1. Ordnung in x-Richtung.

Nun gibt es verschiedene Methoden die Intensitätsverteilungen der einzelnen PSFs auszuwerten, um anschließend ein aussagekräftiges Messsignal zu erhalten. Der durch [Boot03] beschriebene Ansatz vergleicht dabei die Leistungen P der Messfelder in der Fokusebene der Fourierlinse. Dabei ist die aktive Fläche (virtuelles Detektorpinhole) der verwendeten Detektoren so gewählt, dass diese der Größe der Airy-Scheibe (PSF der aberrationsfreien Wellenfront bis zu ihrem ersten Intensitätsminimum) entspricht. In Abbildung 66 ist dies als kreisförmige Region (rote Kreise) angedeutet. Bei Verwendung pixelbasierter Detektoren können jedoch auch andere Möglichkeiten wie in [Kong16] Anwendung finden. Das gemessene normalisierte Differenzsignal D kann über Gleichung 5.71 bestimmt werden.

$$D = \frac{P_{-1} - P_{+1}}{P_{-1} + P_{+1}} \quad (5.71)$$

Dabei stehen P_{+1} und P_{-1} für die gemessenen Leistungen in der ± 1 . Beugungsordnung. Abbildung 68 (a) zeigt diese auf 1 normierten Leistungen P aus Abbildung 66, wobei die Größe des ankommenden Wellenfrontfehlers a_k variiert wird. (b) zeigt das normalisierte Differenzsignal D der Leistungen innerhalb der aktiven Fläche. Die in das CGH eingeprägte Amplitude der Phasenfunktion b_k beträgt hierbei 0,7 rad (blaue Punkte).

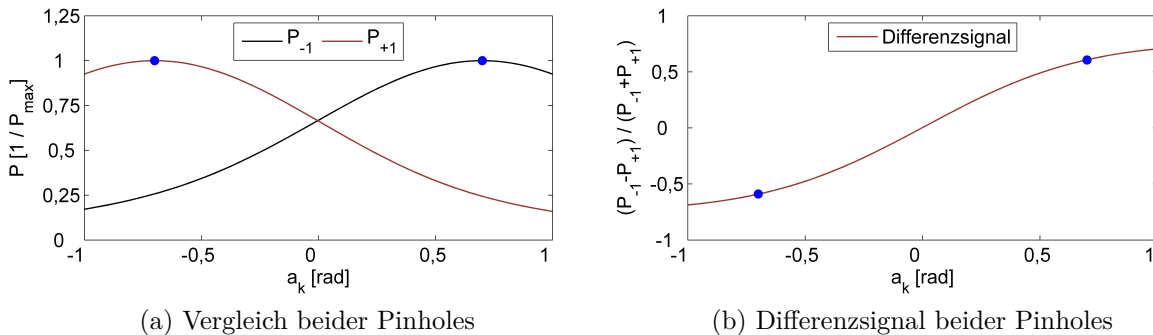


Abbildung 68: (a) zeigt den Vergleich der Leistungen P (normiert) der simulierten Messsignale aus Abbildung 66, wobei die Größe des ankommenden Wellenfrontfehlers a_k variiert wird. (b) zeigt das normalisierte Differenzsignal D der Leistungen innerhalb der definierten Apertur in der Detektorebene (Punkt-detektoren). Die in das CGH eingeprägte Amplitude der Phasenfunktion b_k beträgt hierbei 0,7 rad (blaue Punkte).

Bei der Funktionsweise des modalen Sensors ist besonders darauf zu achten, dass unterschiedliche Sensormoden getrennt voneinander aufgenommen werden können und diese nicht wechselwirken. Dieser sogenannte Crosstalk ist entscheidend für eine erfolgreiche Messung. Dabei kann zwischen intramodalem und intermodalem Crosstalk unterschieden werden. Bei erstem können die gemessenen Signale eines auf eine spezifische Aberration messenden Sensors untereinander wechselwirken [Gheb08]. Wie in Abbildung 68 (a) zu erkennen, ist im Maximum des einen Pinholes die Intensität im zweiten Pinhole ungleich 0 und wirkt sich demnach auf das Differenzsignal beider Messwerte aus. Außerdem

können Intensitätsschwankungen durch Störordnungen, die zum Beispiel durch Fabrikationsfehler auftreten, das Messsignal verändern. Eine Kalibrierung des Sensors ist zwingend notwendig. Bei zweitem wird der Einfluss einer anderen zu testenden Mode, die ebenfalls ins CGH geschrieben wurde, auf die zu messende Mode beschrieben [Dong12]. Die Intensitätsverteilung in einer Beugungsordnung beziehungsweise der Leistung im Pinhole kann somit nicht nur von dieser abhängig sein. Intermodaler Crosstalk ist daher für eine ordnungsgemäße Kalibrierung des Sensors sehr schwierig. Techniken zur Reduzierung des intermodalen Crosstalks werden in [Dong12; Boot03; Kong16] beschrieben. Das Erstellen eines Look-up Tables kann die Zuordnung eines gemessenen Signals zur Modenstärke vereinfachen.

5.3 CGH-Design und -Herstellung

Die im vorigen Kapitel beschriebenen Phasenfunktionen, die aus den Verschiebungen des Punktemitters resultieren, ergeben die für das CGH-Design benötigten Detektormoden, die die maximale Auslenkung in den beiden lateralen sowie in der axialen Raumrichtung definieren. Diese bestimmen auch die Größe des Messvolumens (Abbildung 69 (a)).

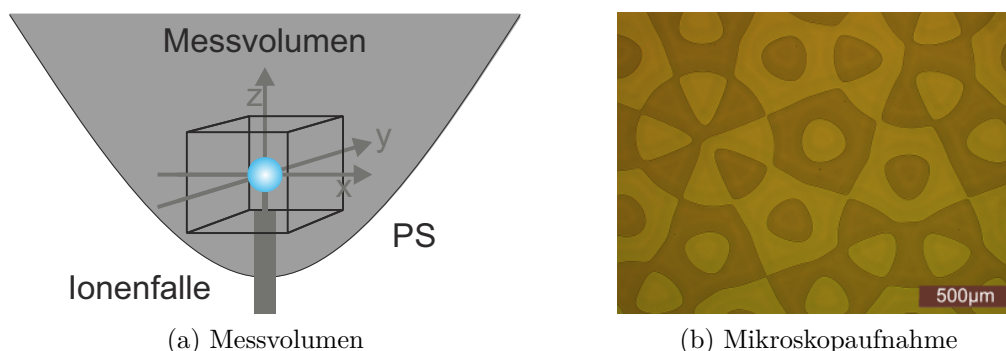


Abbildung 69: (a) Skizze des Messvolumens des MWFS im tiefen Parabolspiegel (PS) mit Ionenfalle. (b) Mikroskopaufnahme der hergestellten CGH-Struktur.

Die vierte ins Hologramm geprägte Phasenfunktion dient als Testsensor zur Funktionsprüfung bei Beleuchtung mit einer ebenen Wellenfront. Die Modenverteilung ist in Abbildung 73 (a) dargestellt. Das in der Literatur von Neil et al. [Neil00] beschriebene Design weist wie im vorigen Kapitel gesehen eine maximale Sensorempfindlichkeit bei der Sensormode Koma 1. Ordnung, von $0,7 \text{ rad}$ auf. Dies entspricht in unserem Fall einem PV-Wert von $2,8 \text{ rad}$. Die ins CGH geschriebene Phasenfunktion wurde so gewählt, dass die messbare Ionenverschiebung beziehungsweise Auslenkung des Emitters vom Zentrum/Brennpunkt des Parabolspiegels $\pm 160 \text{ nm}$ beträgt. Dies entspricht einem PV-Wert von $5,4 \text{ rad}$ für eine laterale und $4,5 \text{ rad}$ für eine axiale Verschiebung (siehe dazu auch Abbildung 65). Die gesamte ins CGH geprägte komplexe Amplitude [Sale08, S. 43 ff.] kann somit geschrieben werden zu:

$$\mathbf{u}_{\text{ges}} = \sum_{k=1}^N \mathbf{u}_k = \sum_{k=1}^N e^{i\Phi_{\text{CGH}_k}} = \sum_{k=1}^N \cos \Phi_{\text{CGH}_k} + i \sum_{k=1}^N \sin \Phi_{\text{CGH}_k} = A_{\text{ges}} e^{i\Phi_{\text{ges}}}. \quad (5.72)$$

Dabei wird die komplexe Exponentialfunktion in Real- und Imaginärteil aufgespalten (Eulersche Formel) [Papu09b, S. 226]. Die Gesamtphase lautet somit:

$$\Phi_{\text{ges}} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(\mathbf{u}_{\text{ges}})}{\text{Re}(\mathbf{u}_{\text{ges}})}\right) = \arctan\left(\frac{\sum_{k=1}^N \sin \Phi_{\text{CGH}_k}}{\sum_{k=1}^N \cos \Phi_{\text{CGH}_k}}\right). \quad (5.73)$$

Die Gesamtphase Φ_{ges} ist im Wertebereich (je nach Definition) zwischen 0 und 2π oder $-\pi$ bis $+\pi$ definiert und kann auch diese Werte annehmen. Dabei muss bei der Bildung der Arkustangens-Funktion auf das Vorzeichen von Zähler und Nenner geachtet werden, damit die Phase im Wertebereich von 2π liegt. Durch die verwendete Binarisierung der Phasenfunktion Φ_{bin} folgt im Fall $\text{Im}(\mathbf{u}_{\text{ges}}) \geq 0$ der Wert 0 und bei $\text{Im}(\mathbf{u}_{\text{ges}}) < 0$ der Wert π beziehungsweise $-\frac{\pi}{2}$ und $+\frac{\pi}{2}$ bei einer Phasenverschiebung um 90° ($\frac{\pi}{2}$), da die absolute Phase nicht relevant ist. Der Sinus kann daher durch den Kosinus ersetzt werden (Gleichung 5.74).

$$\Phi_{\text{bin}} = \begin{cases} 0, & \sum_{k=1}^N \sin(\Phi_{\text{CGH}_k}) \geq 0 \\ \pi, & \sum_{k=1}^N \sin(\Phi_{\text{CGH}_k}) < 0 \end{cases} = \begin{cases} 0, & \sum_{k=1}^N \cos(\Phi_{\text{CGH}_k}) \geq 0 \\ \pi, & \sum_{k=1}^N \cos(\Phi_{\text{CGH}_k}) < 0 \end{cases} \quad (5.74)$$

Durch Umformen von Gleichung 5.74 folgt Gleichung 5.75.

$$\Phi_{\text{bin}} = \begin{cases} 0, & N + \sum_{k=1}^N \cos(\Phi_{\text{CGH}_k}) \geq N \\ \pi, & N + \sum_{k=1}^N \cos(\Phi_{\text{CGH}_k}) < N \end{cases} = \begin{cases} 0, & \sum_{k=1}^N [1 + \cos(\Phi_{\text{CGH}_k})] \geq N \\ \pi, & \sum_{k=1}^N [1 + \cos(\Phi_{\text{CGH}_k})] < N \end{cases} \quad (5.75)$$

Erweitert man nun Gleichung 5.75 mit $\frac{1}{2}$ erhält man den in dieser Arbeit verwendeten und nach Liu et al. [Liu13] beschriebenen Ausdruck (Gleichung 5.76) für die gesamte komplexe Amplitude des CGHs. Dieser gilt ausschließlich für binarisierte CGHs, da sonst die Superposition nicht funktioniert.

$$\text{CGH}(x, y) = \sum_{k=1}^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left(\mathbf{b}_k \Phi_k(x, y) + \tau_k(x, y) \right) \right) \quad (5.76)$$

Dabei beschreibt τ_k (Gleichung 5.77) die Phasenfunktion des Tilts, der für die Separierung der Beugungsmuster in die ± 1 . Beugungsordnung zuständig ist. θ_k stellt dabei den Separationswinkel, D_{CGH} den Durchmesser des CGHs und g die Gitterkonstante dar. Die

Koordinaten (x, y) sind radial definiert und gemäß $r^2 = x^2 + y^2 = 1$ normiert und damit dimensionslos. Es ist darauf zu achten, dass für das verwendete Design eines ringförmigen Sensors die jeweiligen CGHs der Sensorelemente gedreht werden müssen.

$$\tau_k(x, y) = \frac{\pi \cdot D_{\text{CGH}}}{g} \left(x \cdot \cos(\theta_k) + y \cdot \sin(\theta_k) \right) \quad (5.77)$$

Abbildung 70 erläutert das Multiplexing/Zusammenführen der einzelnen CGH_k beziehungsweise Singlemode-Sensoren ((a) und (b)) zum Multimode-Sensor-Design (c), welches die komplette Phaseninformation trägt. Dabei ist außerdem im obigen Bildabschnitt exemplarisch die Detektoranordnung der zum CGH gehörigen PSFs in der ± 1 . Beugungsordnung symbolisiert. Die berechneten CGHs besitzen eine Größe von $43\,200 \times 43\,200$ Pixeln, was bei einer gewählten Auflösung von 200 nm pro Pixel einen Durchmesser von $8,64\text{ mm}$, welcher günstig für den späteren Testaufbau ist, ergibt.

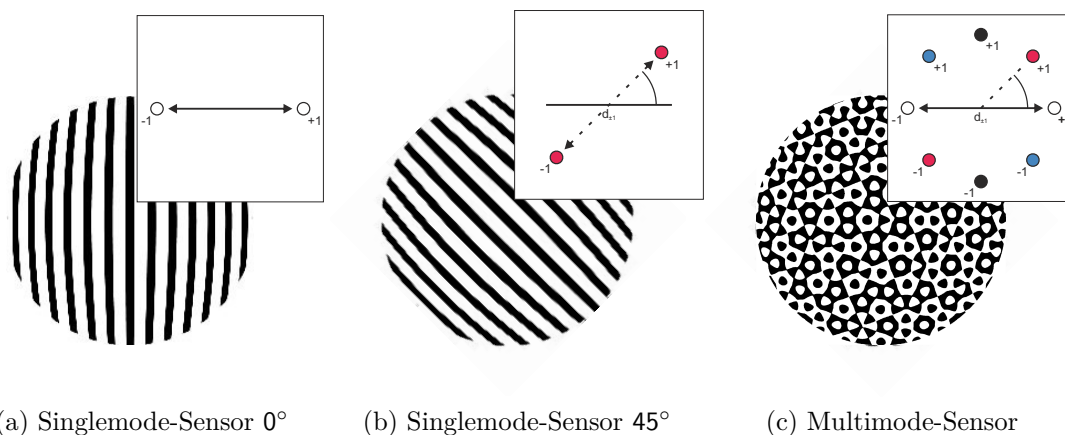


Abbildung 70: Aufbau (Phasenstruktur) eines Singlemode-Sensors rotiert um (a) 0° und (b) 45° . (c) zeigt die Summation von 4 Singlemode-Sensoren, die in einer Kreisanordnung (360°) angeordnet sind. Zur besseren Verdeutlichung ist außerdem die Detektoranordnung (umrahmtes Feld) aufgezeigt. Dabei repräsentiert jede Farbe einen der 4 unterschiedlichen Sensoren. Zu beachten ist, dass die abgebildeten CGH-Strukturen nur das schematische Prinzip zeigen. Die realen Strukturen enthalten ein paar Perioden mehr.

Abbildung 71 beschreibt den CGH-Produktionszyklus. Der im Prozess verwendete 2" große Wafer (CGH-Substrat) besteht aus Quarzglas mit einer Chromschicht als Maskierungsschicht. Dieser besitzt einen wellenlängenabhängigen Brechungsindex n_{SiO_2} bei $632,8\text{ nm}$ von $1,4570$ [Mali65]. Damit der Wafer vor dem ersten Prozessschritt keine organischen Spuren mehr aufweist, wurde dieser mit einer Remover-Lösung aus $\text{AZ}^{\text{®}}$ 100 Remover [Micr14, S. 6] und mit Isopropanol gereinigt. Anschließend wurde der Photoack $\text{AZ}^{\text{®}}$ MiR 701 [Merc16] mittels „Spin Coating“-Verfahrens [Micr13] bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von $4\,000\text{ U/min}$ aufgebracht. Daraus resultiert eine Lackdicke von 800 nm . Der nachgelagerte Backprozess des Wafers vor der Belichtung des Photo-

lacks reduziert dessen Lösungsmittelgehalt und verbessert die Lackhaftung am Wafer. Der Laser-Lithographieprozess wurde mit einer DWL 66⁺-Anlage [Heid18] von Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH durchgeführt, die mit dem verwendeten Schreibkopf ein laterales Adressraster von 100 nm aufweist. Nach der Belichtung und einem zweiten Backvorgang wurden die belichteten Bereiche des Photolacks mittels des Entwicklers AZ[®] 351B [Micr14, S. 6] entfernt. Anschließend wurde die so entstandene CGH-Struktur einem Nassätzprozess unterzogen und somit in die Chromschicht überführt. Der letzte Produktionsprozess besteht aus dem reaktiven Ionenätzen, bei dem die Chromschicht als Maske dient, so dass nur an den Stellen ohne Chrom ins Glas geätzt wird. Dabei kam die Ionenstrahlätze PlasmalabSystem100 [Oxfo06] von Oxford Instruments plc zum Einsatz.

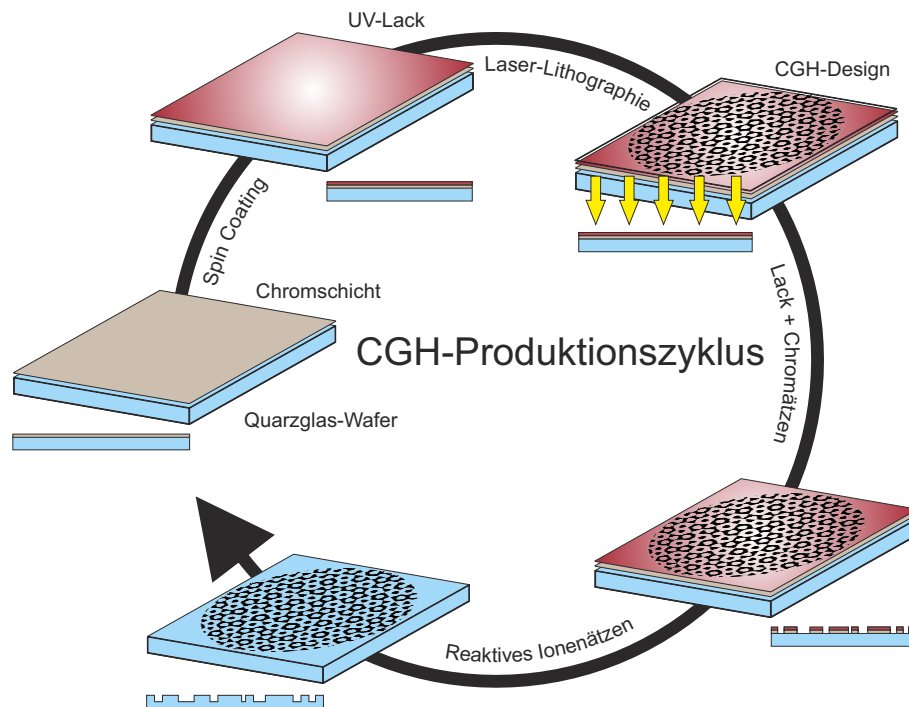


Abbildung 71: Produktionszyklus des CGH-Herstellungsprozesses, welcher das Spin Coating, die Laser-Lithographie, das Lack- und Chromätzen und den Prozessschritt des reaktiven Ionenätzens beinhaltet.

Die Strukturhöhe der ins Glas zu überführenden binären Struktur kann über die in Gleichung 5.78 ersichtliche Formel bestimmt werden [Borr05, S. 150 ff.] und beträgt ca. 692 nm. Dabei beschreibt n_{SiO_2} den wellenlängenabhängigen Brechungsindex des Substratmaterials und λ die Designwellenlänge.

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2(n_{\text{SiO}_2} - 1)} = \frac{632,8 \text{ nm}}{2(1,4570 - 1)} \approx 692 \text{ nm} \quad (5.78)$$

Mittels des Profilometers Alpha-Step D-500 [KLA14] von KLA-Tencor Corporation wurden die hergestellten CGH-Strukturen sowohl im Prozess als auch anschließend vermessen. Die resultierende (gemessene) Strukturhöhe Δh_{res} hat einen Wert von $(650 \pm 2 \text{ nm})$ und

weicht somit 6 % von der berechneten Höhe ab. Dies wirkt sich auf eine Erhöhung der Intensität in der 0. Ordnung aus. Abbildung 69 (b) zeigt eine Mikroskopaufnahme einer hergestellten CGH-Struktur nach dem Entwicklungs- und vor dem Chromätzschritt.

5.4 Messaufbau

Damit der MWFS getestet und für das in Abbildung 64 gezeigte Grundlagenexperiment verifiziert werden kann, wurde der in Abbildung 72 gezeigte Testaufbau verwendet. Dieser beinhaltet als Hauptelemente neben einer Strahlquelle (HeNe-Laser mit einer Wellenlänge λ von 632,8 nm) [JDS05], einen SLM (Spatial Light Modulator) und den eigentlichen MWFS aus CGH, Fourierlinse und CMOS-Kamera. Dabei läuft der durch die Strahlquelle ausgesendete Laserstrahl durch einen Polarisator zur Generierung von polarisiertem Licht, mit dem ebenfalls durch die vorgelagerte $\lambda/2$ -Platte die Intensität des Lasers variiert werden kann. Außerdem wird durch eine Strahlaufweitung mit Raumfilter (20 μm) die Größe des kollimierten Strahlengangs eingestellt, sodass eine Homogenisierung (im Sinne einer ebenen Wellenfront mit homogener Intensitätsverteilung) durch Überaufweitung der Wellenfront stattfindet. Der Spiegel im Strahlengang dient ausschließlich zur Faltung des Strahlengangs und dementsprechend zur kompakten Realisierung des Setups. Der 50/50-Strahlteiler ist notwendig, da das verwendete SLM welches die Phasenfunktion der zu testenden Auslenkung beinhaltet, nur in Aufsicht betrieben werden kann.

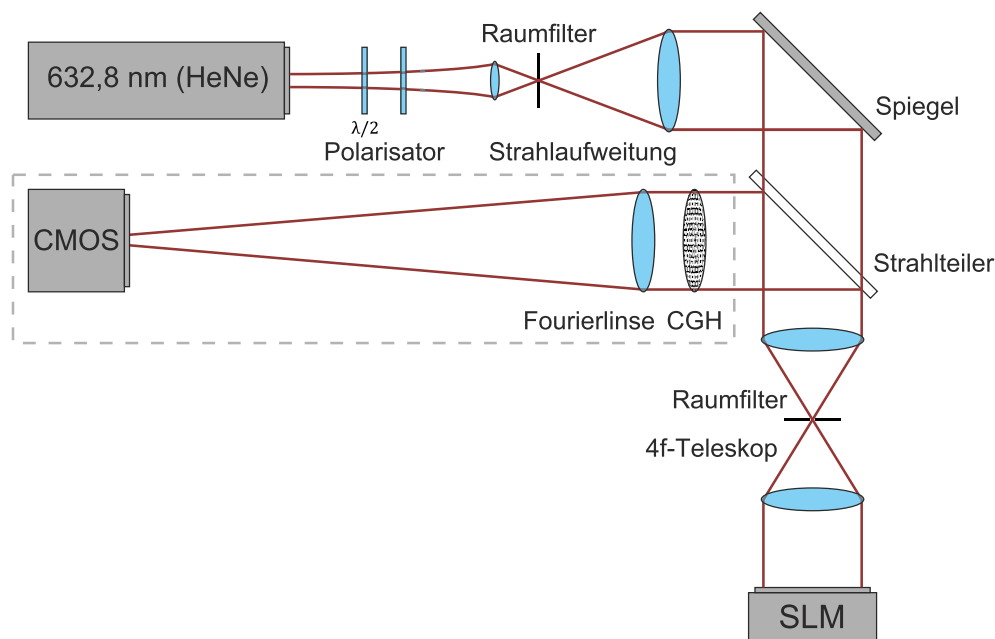


Abbildung 72: Experimentelles Setup zur Überprüfung des Funktionsprinzips eines modalen Wellenfrontsensors. Der MWFS besteht aus einem CGH mit dem aufgeprägten Referenzsignal und einer Fourierlinse zum Fokussieren der Wellenfronten in die Detektorebene der CMOS-Kamera.

Aufgrund der Abmessungen des SLMs wurde die CGH-Größe und damit die ins CGH geprägte Phasenfunktion von 20 mm (Aperturdurchmesser am Rand des PS) auf 8,64 mm

skaliert. Durch den 4f-Teleskopaufbau vor dem SLM kann die durch den SLM generierte Phasenfront in die Ebene des CGHs abgebildet werden. Dadurch werden mögliche Fehler durch Freiraumausbreitung vermindert. Außerdem können durch den Raumfilter in der inneren Brennebene des Teleskops störende Beugungsordnungen des SLMs herausgefiltert werden, so dass nur die +1. Beugungsordnung über den Strahlteiler auf das CGH gelangt. Der in diesem Setup verwendete SLM PLUTO-VIS-014 [HOLO15] der HOLOEYE Photonics AG besitzt eine Pixelgröße von $8\ \mu\text{m}$, eine Längenauflösung von $1\ 920 \times 1\ 080$ Pixeln und eine Phasenauflösung von 8 bit (welches 256 Stufen entspricht). Der CMOS-Sensor MV1-D1312-100-G2 [Phot18] der Photonfocus AG besitzt ebenfalls eine Pixelgröße von $8\ \mu\text{m}$ und eine Auflösung von $1\ 312 \times 1\ 082$ Pixeln. Damit die Fokussierung der durch die Fourierlinse laufenden Wellenfront am CMOS-Sensor (Detektorebene) eine PSF mit großem Durchmesser ergibt, wurde die Brennweite f der Linse auf $1\ 000\ \text{mm}$ festgesetzt. Daraus resultiert ein Radius für die beugungsbegrenzte PSF von $89\ \mu\text{m}$ (ca. 22 Detektorpixel im Durchmesser). In Abbildung 73 ist in (a) eine simulierte und in (b) eine gemessene Intensitätsverteilung der einzelnen Moden beziehungsweise der resultierenden PSFs ersichtlich.

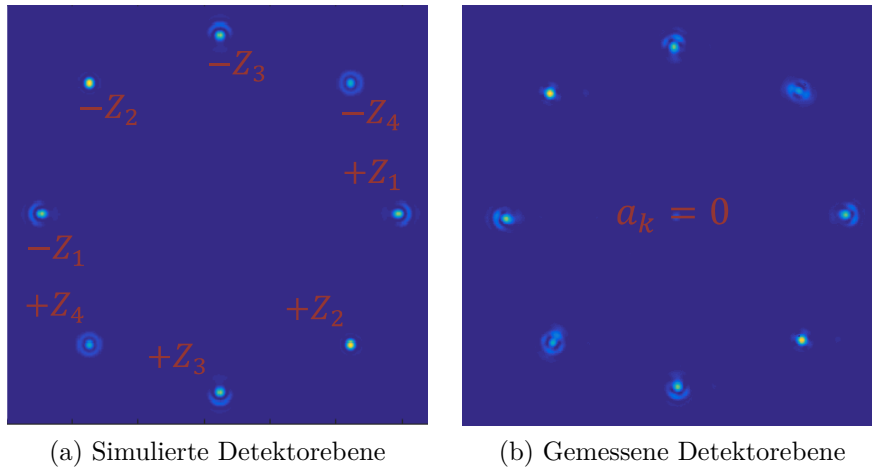


Abbildung 73: (a) Simulierte Intensitätsverteilung in der Fokusebene des Sensors (Detektorebene). Dabei stellen Z_1 , Z_2 , Z_3 und Z_4 die zu den Punktbildern in den ± 1 . Beugungsordnungen gehörenden Phasenfunktionen dar. (b) zeigt das gemessene Detektorsignal. In der Simulation als auch im gemessenen Signal wird eine ebene Wellenfront ($a_k = 0$) als Eingangssignal verwendet.

Dabei ist die Phasenfunktion a_k der Testwellenfront auf 0 gesetzt, d.h. praktisch, dass das CGH mit einer ebenen Wellenfront beleuchtet wird. Z_1 , Z_2 , Z_3 und Z_4 repräsentieren die zu testenden Moden. Wobei Z_1 der Mode zur lateralen Verschiebung entlang der x-Achse, Z_2 einer ebenen Welle (Vergleichsmode), Z_3 der Mode zur lateralen Verschiebung entlang der y-Achse und Z_4 der Mode zugehörig zur axialen (z-)Verschiebung entspricht. Da die Intensitätsverteilungen mit einer ebenen Wellenfront simuliert und gemessen wurden, zeigen die gegenüberliegenden PSFs (± 1 . Beugungsordnung), die jeweils zusammen einen Modensensor bilden, das gleiche Intensitätssignal.

5.5 Vergleich Simulation und Messung

Um nun die gemessenen Detektorsignale des physischen Detektors im experimentellen Aufbau mit den simulierten Werten vergleichbar zu machen, wurden die gemessenen Rohdaten (bestehend aus jeweils einer Mode beziehungsweise korrespondierender Auslenkung des Emitters und deren gegenüberliegendem Equivalent) ausgewertet. Dabei wurden bei jeder Variation der Phasenfunktion am SLM 10 unabhängige nacheinander aufgenommene Detektorbilder ausgewertet und deren Mittelwert gebildet sowie deren Messunsicherheit berechnet. Der Verlauf der resultierenden gemessenen Leistungen P ist für die x-, y- und z-Mode in Abbildung 74 (a), (c) und (e) zu erkennen.

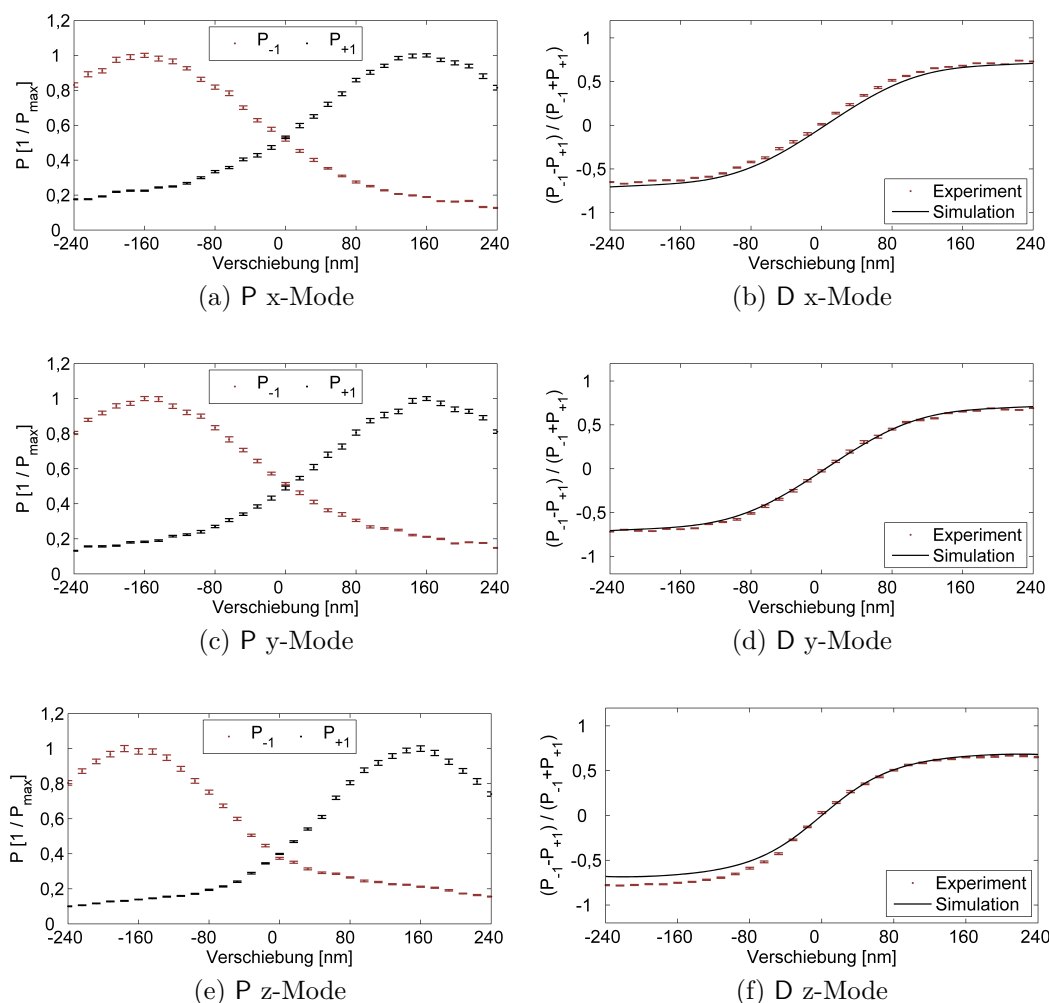


Abbildung 74: Vergleich zwischen der simulierten und gemessenen Leistung P in den zuvor festgelegten Pinholes (a), (c) und (e) und des normalisierten Differenzsignals am Sensorausgang D (b), (d) und (f) für Z_1 , Z_3 und Z_4 .

Dabei wurde jede Mode $P_{\pm 1}$ auf ihr Maximum normiert. Durch diese Normierung können Intensitätsschwankungen der Messsignale, hervorgerufen durch ungleichmäßige Sensitivität des Sensors über das gesamte Detektorarray oder eine Verkipfung des Detektors,

welche zu einer Verbreiterung der einzelnen Messsignale in der aktiven Fläche (virtuelles Detektorpinhole) führt, ausgeglichen werden. Dies muss bei der Anwendung des Sensors in einer „echten“ Anwendung durch die Vorkalibrierung des Sensors mit berücksichtigt werden, um die Sensitivität des Sensors nicht zu beeinflussen. Das Differenzsignal D kann über Gleichung 5.71 berechnet werden und dient für eine spätere Regelung als Inputsignal. Abbildung 74 zeigt die Differenzsignale der einzelnen Modendetektoren in (b), (d) und (f). Dabei findet ein Vergleich der experimentellen Messung mit der Simulation statt. Die Messkurven geben den durch die Simulation vorhergesagten Verlauf des Differenzsignals gut wieder. Zur Bestimmung der Messkurven wurde auch hier zuerst das Differenzsignal aller zehn unabhängigen Messungen berechnet und anschließend der Mittelwert bestimmt. Der geringe Offset in Abbildung 74 (f) für die z -Mode kann durch das Zusammenspiel zwischen sphärischer Aberration, hervorgerufen durch systematische Fehler im experimentellen Aufbau, und der Normierung der Testwellenfront erklärt werden.

5.6 Analyse des Detektorsignals bei verschiedenen Messvolumina

In diesem Kapitel soll das Sensorverhalten in Abhängigkeit des bei der Konzeptionierung des Sensors veranschlagten Messvolumens untersucht werden. Dabei bedeutet Messvolumen (siehe dazu auch Abbildung 69) den beim Design des Sensors vorgegebenen Messbereich des MWFS. Wie Anfangs erwähnt lässt sich die Auslenkung des Emitters im PM in eine Phasenfunktion überführen, welche der Stärke der Auslenkung entspricht. Wie schon in [Boot03] beschrieben, ist der Dynamikbereich des Sensors abhängig von der Stärke der ins CGH geprägten Referenzwellenfront. Die in Abbildung 75 simulierten Messkurven für die Z_1 -Mode wurden für 41 virtuelle Emitterpositionen bestimmt und ausgewertet. Dabei variiert der Messbereich zwischen $\pm 80 \text{ nm}$ und $\pm 1\,000 \text{ nm}$ für alle drei Raumrichtungen. Zu beobachten ist, dass sich bei einem größeren Messvolumen beziehungsweise bei der Erhöhung der Stärke der korrespondierenden Referenzaberration die gemessene Leistung P bei einer Null-Auslenkung verringert. Für das Differenzsignal D bedeutet dies einen Anstieg der Flanke hin zu einer Signumfunktion (sgn) sowie Überschwingen, welches die eindeutige Zuordnung zwischen Messsignal und Emitterposition erschwert und demnach den Dynamikbereich einschränkt. Außerdem führt die verwendete Lichtstärke (kleine Photonenzahl), d.h. für die im speziellen vorhergesehene Endanwendung des Sensors, zu Detektorrauschen, was sich negativ auf das Sensorsignal und die eindeutige Zuordnung auswirkt. Diese Betrachtungen mit einbezogen ergeben, dass der Sensor bis zu einem Messbereich von $\pm 320 \text{ nm}$ funktionieren kann. Im Anhang C.2 ist die Auswirkung verschiedener Messvolumina beziehungsweise eingepprägter Phasenfunktionen auf das CGH-Layout aufgeführt. Abbildung 75 zeigt nur die für Z_1 ausgewerteten Signale, wobei die Signalauswertung der anderen Moden ähnliche Verläufe aufweisen. Darauf hinzuweisen ist, dass sich je nach betrachtetem Messbereich die x -Achsenkalierung ändert.

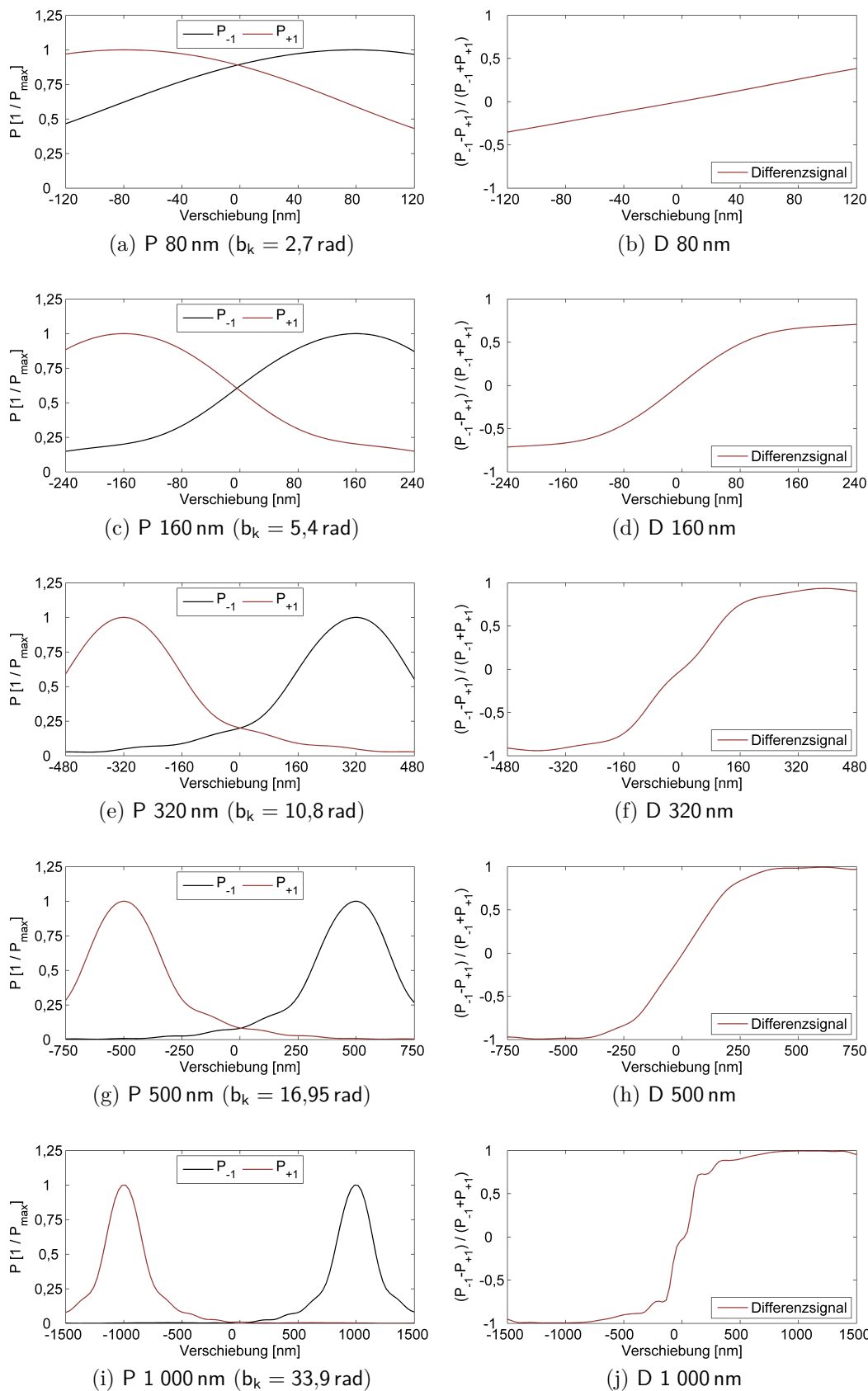


Abbildung 75: Vergleich der Leistungen P (a), (c), (e), (g) und (i) und des normalisierten Differenzsignals am Sensorausgang D beziehungsweise in der Detektorebene (b), (d), (f), (h) und (j) für Z_1 bei verschiedenen Messvolumina.

5.7 Crosstalk

Wie anfangs beschrieben ist die Analyse des Systemverhaltens des modalen Crosstalks beziehungsweise das Verhindern des Auftretens dessen entscheidend für die richtige Funktionsweise des Sensors. Dabei wird nachfolgend besonders auf den intermodalen Crosstalk [Gheb08] eingegangen, da der gesamte Sensor zur Detektion unterschiedlicher Moden ausgelegt ist. Eine Wechselwirkung zwischen den einzelnen Moden wirkt sich demnach störend auf das Messsignal aus. Techniken zur Reduzierung des Crosstalk wurden ausgiebig in [Dong12; Boot03; Kong16] behandelt. Abbildung 76 zeigt simulierte Reaktionskurven (Differenzsignale) einer zu testenden Mode bei Variation der Amplitude einer anderen.

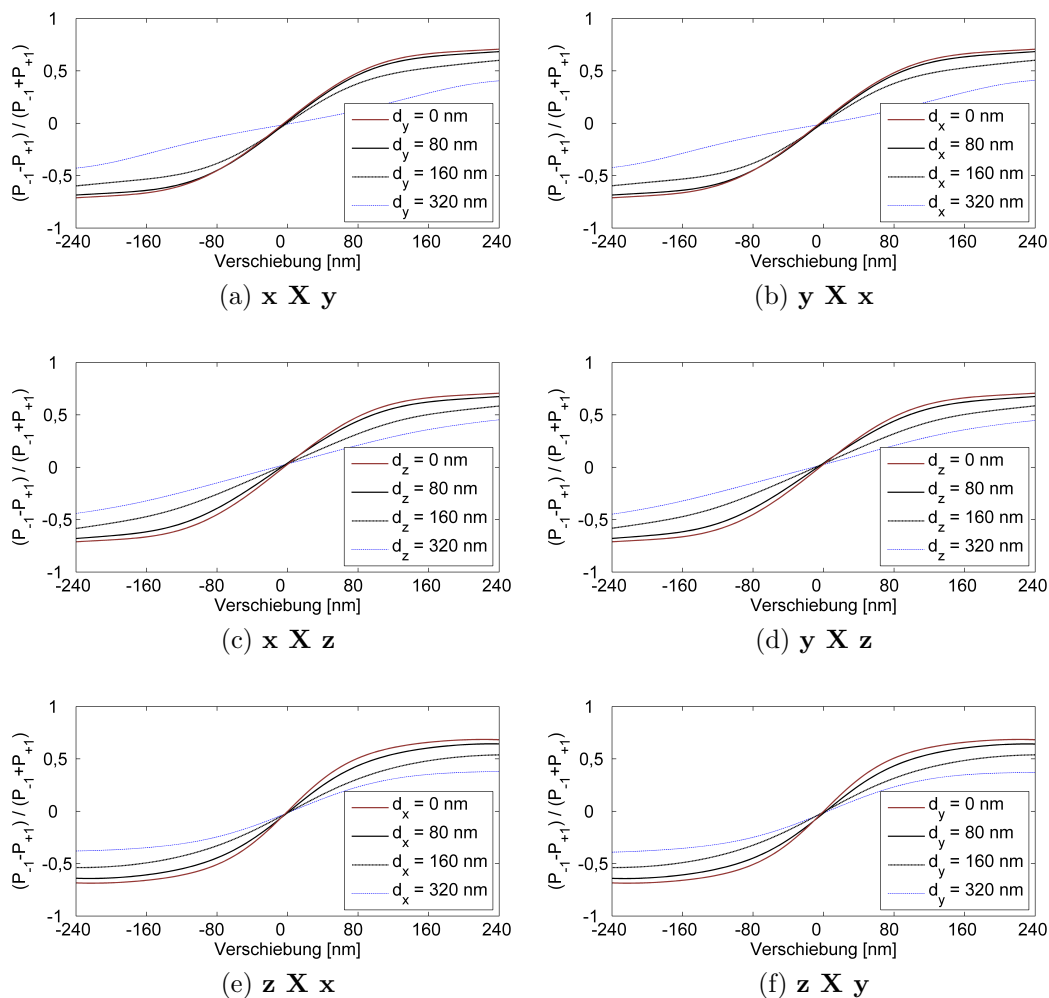


Abbildung 76: Simulierte Reaktionskurven eines Sensors, der dazu ausgelegt ist, eine Auslenkung des Lichtemitters von bis zu ± 160 nm zu detektieren. In der verwendeten Notation bezeichnet z.B. in (a) x die Richtung der zu testenden Mode und y die zusätzlich vorhandene Aberration mit konstanter Amplitude d_y . Alle anderen Kombinationen folgen diesem Beispiel, wobei die Ergebnisse für x - und y -Richtung, da orthogonal zueinander, gleich sind.

So wird zum Beispiel in der Simulation der Emitter in x-Richtung bewegt und das Differenzsignal aufgenommen. Gleichzeitig findet außerdem eine Verschiebung des Emitters in y- oder in z-Richtung statt. Somit kann dieser Einfluss (der sogenannte intermodale Crosstalk) untersucht werden. Dabei wurden alle Moden quergetestet. D.h. x mit y ($\mathbf{x} \mathbf{X} \mathbf{y}$) und z ($\mathbf{x} \mathbf{X} \mathbf{z}$), y mit x ($\mathbf{y} \mathbf{X} \mathbf{x}$) und z ($\mathbf{y} \mathbf{X} \mathbf{z}$) und z mit x ($\mathbf{z} \mathbf{X} \mathbf{x}$) und y ($\mathbf{z} \mathbf{X} \mathbf{y}$). Durch die Symmetrie im Parabolspiegel (x und y sind orthogonal zueinander) weisen verschiedene Differenzsignalkurven den selben Verlauf auf. Die Stärke dieses Einflusses wird in den einzelnen Plots in der Legende durch die Größe des Ausrichtungsfehlers vom Zentrum der Auslenkung (Brennpunkt des Parabolspiegels) in nm angegeben. Es ist ersichtlich, dass bei Erhöhung der Stärke der ausgewählten Störmode das Differenzsignal der zu testenden Mode abflacht. Dies wirkt sich negativ auf die Sensitivität des Sensors und damit auf die Positioniergenauigkeit aus.

6 Schlussbetrachtungen

Zum Abschluss wird in diesem Kapitel eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit behandelten Themengebiete als auch ein Ausblick auf kommende wissenschaftliche Fragestellungen gegeben.

6.1 Zusammenfassung

Durch den technischen Fortschritt und die immer kürzer werdenden Produktzyklen wird die Nachfrage nach immer besseren und den Anforderungen entsprechenden Design-, Simulations- und Produktionsverfahren immer größer. Durch die Umsetzung einer ausgeklügelten Wertschöpfungskette, die nicht bei der Herstellung, sondern schon bei der Konstruktion des Produkts beziehungsweise des Designs und der Simulation anfängt, entstehen weniger Kosten und die Geschwindigkeit wächst rapide an. Auch in der Optik bzw. Photonikbranche ist dieser Wandel zu spüren. Konventionelle optische Simulationssoftware von Zemax LLC oder OPTIS verknüpfen schon heute CAD-basierte Konstruktion mit Raytracing zur schnelleren und besseren Entwicklung optischer Systeme. Die entstehenden virtuellen Abbilder (heutzutage oft Digitaler Zwilling genannt) [Eign16] können schon vor der Fabrikation Aufschluss über funktionale Kenngrößen der zu entwickelnden Bauteile geben. Durch die Erweiterung von Layout-Programmen wie MIDCAD, die normalerweise zum Design von elektronischen Layouts von Schaltungsträgern eingesetzt werden, können nun auch optische Übertragungswege/Wellenleiter konstruiert und simuliert werden.

Das Konzept eines telezentrischen Linienscanners mit einem ringförmigen Spiegel mit „sphärischer“ Querschnittskurve als Hauptelement ist ein guter Ansatz, um die Bedingung einer telezentrischen Abbildung mit einem großen Sichtfeld zu erfüllen. Die Entwicklung des Systems wurde vor allem durch die Bedingung ein kostengünstiges und flexibles System, auch im Hinblick auf dessen Handhabung, zu entwickeln geprägt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Designs besitzen sowohl eine gute laterale als auch axiale Auflösung. Im Hinblick auf die Güte der Abbildung weisen das Scansystem mit Triplett als auch das mit Planar geringe optische Aberrationen (Punkt- und Feldaberrationen) im gesamten System auf. Gegenüber „klassischen“ telezentrischen Systemen bietet das vorgestellte Scansystem viele Vorteile. Dabei ist als Hauptvorteil der relativ geringe Materialaufwand zu nennen. Bei konventionellen telezentrischen Systemen muss nämlich der Durchmesser des Objektivs mindestens so groß wie das zu messende Objekt sein oder das Objekt muss stückweise durch mehrere Objektive abgebildet werden. Deswegen ist als weiterer Vorteil des hier vorgestellten Designs der modulare Aufbau des Scanners zu nennen, mit dem der Einsatz mehrerer Scanner in alternierender Anordnung möglich wird. Dadurch kann die Scanlinie sehr einfach in ihrer Länge variiert werden und wird nicht wie bei klassischen

telezentrischen Systemen aus mehreren Objektiven zusammengestückt. Die Hauptanwendung des telezentrischen Linienscanners liegt daher in der Inline-Vermessung.

Das vorgestellte Prinzip eines Modalen Wellenfrontsensors (MWFS) beinhaltet sowohl die Anwendung, den Entwurf, den Herstellungsprozess sowie die experimentelle Verifizierung des Sensors für eine vorher definierte Anwendung, z.B. der Detektion der Verschiebung eines punktförmigen Emitters, der sich nahe des Fokus eines Parabolspiegels befindet. Dabei ist besonders die durch die Auslenkung des Emitters hervorgerufene Variation der am Spiegelende gemessenen Wellenfront (Phasenfunktion) von Interesse. Wie beschrieben, ist dieser Messansatz sehr nützlich wenn das Gesamtsystem vollständig verstanden wurde und alle systematischen Fehler reproduzierbar sind. Für den Einsatz in einem Regelkreis zur schnellen Positionierung muss das Detektorarray durch einzelne Punktdetektoren, welche die Leistungen der Moden getrennt voneinander messen, ersetzt werden.

6.2 Ausblick

Um die kompletten Eigenschaften der im 3D-opto-MID-Herstellungsprozess verwendeten optischen Bauteile zu simulieren, müssen weitere Simulationsmethoden herangezogen werden. So ist zum Beispiel die von [Fert10; Bren93] beschriebene Wave Propagation Methode (WPM) zur Berechnung von Linsen ein guter Ansatz, um zum Beispiel die unter [Lore17] beschriebenen Koppelstrukturen im Dreidimensionalen vollständig zu simulieren und ihre optischen Kenngrößen zu berechnen [Fran17]. Außerdem wird dahingehend auch ein Vergleich mit der im kommerziellen Bereich üblich verwendeten Beam Propagation Methode (BPM) [Hadl92], die aber meist nur im zweidimensionalen Raum eingesetzt wird, sinnvoll. [Back18] Nichtsdestotrotz muss die strahlenoptische Simulation der gedruckten Wellenleiterstrukturen auf Ihre 3D-Fähigkeit erweitert werden. Durch die Beschreibung der Wellenleiterflächen durch Spline-Funktionen kann die Simulation dahingehend auf beliebig geformte Wellenleiterstrukturen erweitert werden.

Um das Einsatzgebiet des Scanners zu erhöhen, kann eine Erweiterung des 3D-Scansystems bezüglich der Beleuchtung realisiert werden. Bei diesem noch flexibleren System wird eine Auflichtbeleuchtung durch einen koaxialen Aufbau [Perr10; STEMM16, S. 83] realisiert, der die Beleuchtung mit dem Abbildungssystem kombiniert und somit gleichzeitig Beleuchtungs- als auch Abbildungsstrahlengang ist. Zu diesem Zweck wird ein Strahlteiler zwischen Ringflächenspiegel und Detektor platziert. Dieses Setup schafft weitere Möglichkeiten für industrielle Anwendungen und grenzt sich durch seine Bauweise von anderen Systemen, wie z.B. [Bald13], ab.

Wie schon erwähnt, werden in der photonischen Grundlagenforschung immer genauere und schnellere Sensoren benötigt, um im Subnanometer-Bereich messen zu können. Der

hier vorgestellte modale Sensor bietet nicht nur in der Grundlagenforschung einige Vorteile, sondern ist zum Beispiel in Verbindung mit dem Parabolspiegel oder eines anderen optischen Systems, dessen Randparameter bekannt sind, auch für die Messung anderer Proben denkbar. Zwar benötigt dieser Ansatz immer A priori-Wissen, kann dadurch aber eine Alternative, besonders in Verbindung mit einem Regelkreis, zu klassischen Messapparaturen sein. Nach der in dieser Arbeit beschriebenen simulativen und experimentellen Verifikation des Systems soll dieses in den in Abbildung 64 ersichtlichen Aufbau implementiert und ein Regelkreis aufgebaut werden.

A Anhang I

Anhang I umfasst Abhandlungen zu Themen aus dem Kapitel 3: **Design und Simulation 3D-Wellenleiter**.

A.1 Streuspektren von Material- und Oberflächenkombinationen

Zur Berücksichtigung der Streuung der durch den Wellenleiter propagierenden Strahlen beziehungsweise der Rauheit an der Grenzfläche zwischen Kern- und Mantelmaterial werden für jeden Einfallswinkel Streuspektren für Reflexion und Transmission bestimmt. Dies wird in der beschriebenen Implementierung durch eine Look-up Table [Mori03, S. 127 f.] vorgenommen. Dabei bewirkt eine größere Abtastrate sowohl der einfallenden als auch der gestreuten Strahlen eine Vergrößerung des für die Look-up Table benötigten Speicherplatzes. Wie in Abbildung 11 ersichtlich, besitzt der einfallende Strahl einen Einfallswinkel θ_0 , der in der lokalen Einfallsebene liegt, und Werte zwischen 0° (senkrechter Einfall) und 90° (streifender Einfall) zur Flächennormalen annehmen kann. Der gestreute Strahl in Reflexion besitzt einen Azimutwinkel φ (positiv im Uhrzeigersinn) und einen Polarwinkel θ (positiv in Vorwärtsrichtung), die beide Werte zwischen -90° und 90° annehmen können. Eine kurze Abschätzung des Speicherbedarfs (Gleichung A.79) liefert, bei einer Abtastrate von 1° ($91 \cdot 181 \cdot 181 = 2\,981\,251$ Datenpunkte) und Berücksichtigung beider Polarisationszustände, einen Speicherbedarf von **45,49 MB**. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass bei der derzeitigen Implementierung zwar zwischen den beiden Polarisationszuständen unterschieden wird, im nichtsequentiellen Modus aber gar kein Polarisations-Raytracing betrieben wird. Daher wird in der zukünftigen Implementierung eine Mittelung über beide Polarisationszustände angedacht. Eine Erhöhung der Abtastrate der einfallenden Strahlen um eine Größenordnung bewirkt einen linearen Anstieg des Speicherbedarfs. Bei Erhöhung der Abtastrate der gestreuten Strahlen wächst der Speicherbedarf quadratisch an und ist mit herkömmlichen Desktop-PCs nicht mehr handhabbar.

$$\frac{91 \cdot 181 \cdot 181 \cdot 8 \text{ byte} \cdot 2}{1024^2} = 45,49 \text{ MB} \quad (\text{A.79})$$

Durch die vor der eigentlichen Strahlrechnung vorgenommene Berechnung der Look-up Table kann die Rechenzeit der durch das System propagierenden Strahlen verkürzt werden, da nicht mehr für jeden Streufall das Streuspektrum berechnet werden muss. Der in Bierhoff et al. [Bier99] und Griese [Grie99] beschriebene störungstheoretische Ansatz beschreibt die Berechnung dieser Streuspektren. Die Abbildungen 77 und 78 zeigen die Streuspektren (1. Ordnung) bei Einfallswinkeln von 30° und 60° mit den in [Bier99] verwendeten Oberflächen- und Simulationsparameter. Dabei beschreibt KL die Korrelationslänge der Oberfläche des Kernmaterials und RMS dessen Rauheit.

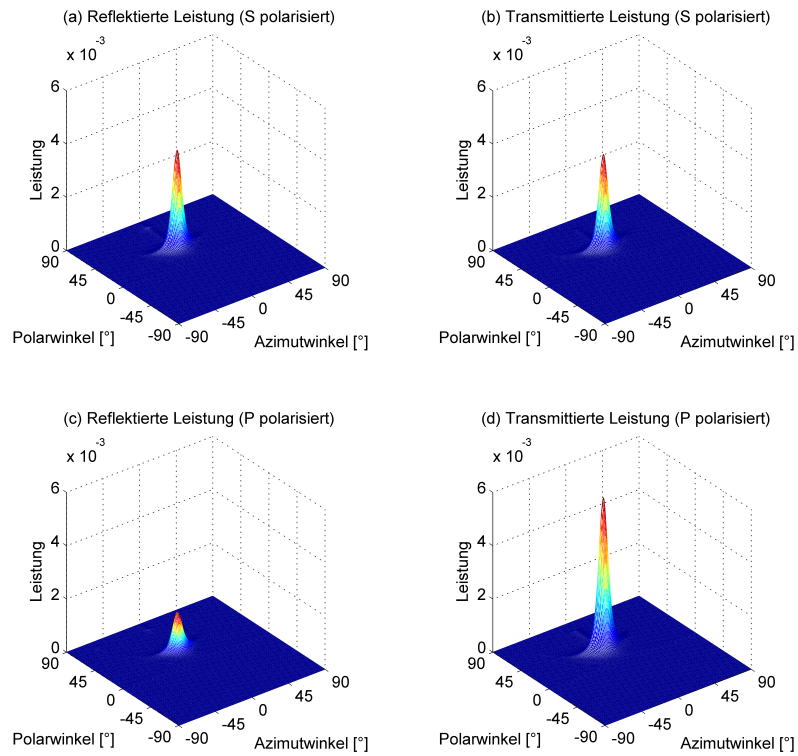


Abbildung 77: Leistungsspektren (1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 30^\circ$, Oberflächenparameter: $n_K = 1,586 - KL = 1 \mu\text{m}$, $\text{RMS} = (70,7 \text{ nm})^2 - n_M = 1,535$

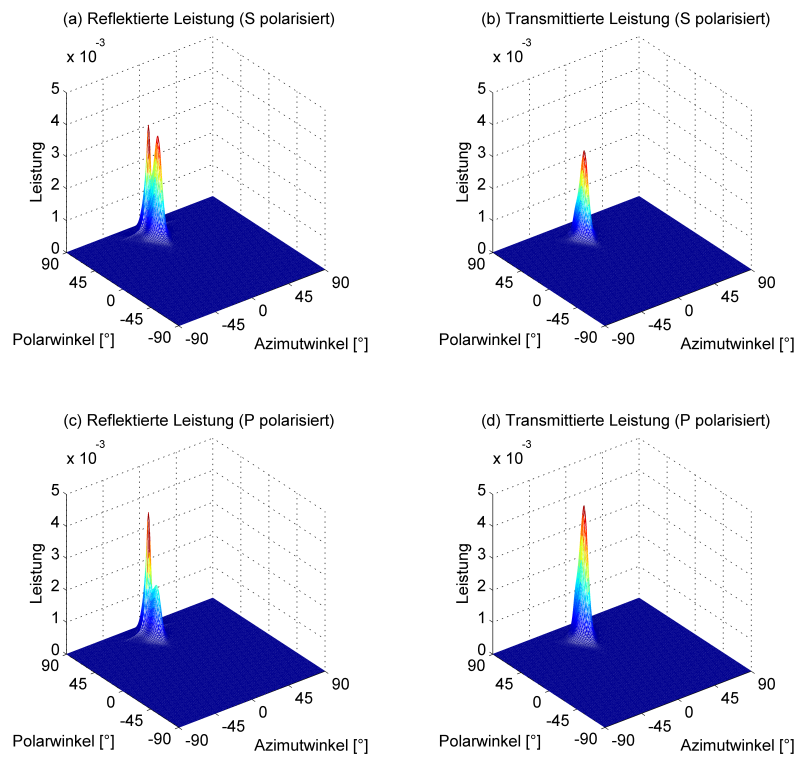


Abbildung 78: Leistungsspektren (1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 60^\circ$, Oberflächenparameter: $n_K = 1,586 - KL = 1 \mu\text{m}$, $\text{RMS} = (70,7 \text{ nm})^2 - n_M = 1,535$

Eine Änderung des Einfallswinkels führt zu einer Veränderung der Streuerverteilung sowohl für S- und P-Polarisation als auch bei der Betrachtung von Reflexion und Transmission. Für jede Materialkombination müssen diese Streuspektren beziehungsweise Look-up Tables berechnet werden. Der Einfluss der Korrelationslängen auf das Spektrum führt bei kleinen Längen zu einer Verbreiterung des Spektrums und folglich zu mehr Streuung an der rauen Oberfläche. Eine Vergrößerung der Korrelationslängen führt im Umkehrschluss zu sehr definierten Peaks. Eine Oberfläche mit großer Korrelationslänge kann in ihrer Eigenschaft mit einer ebenen Oberfläche verglichen werden. Da bei großer Korrelationslänge sozusagen nur wenige Streuzentren auf der Fläche existieren, was insgesamt zu weniger Streuung führt. Dies gilt außerdem auch bei Verringerung des RMS-Werts gegen Null. Die resultierenden Spektren nähern sich der 0. Ordnung (Fresnel'sche Formeln) an. Die Streuspektren (d.h. 0. und 1. Ordnung zusammen) in Abbildung 79 bis 81 zeigen die Leistungsspektren für Einfallswinkel von 25° , 70° und 80° . Die Oberflächenparameter in diesen Abbildungen sind als Durchschnittswerte der in Tabelle 2 ersichtlichen Messergebnisse des beim Druckprozess verwendeten J+S Lacks gewählt. Dabei ist eine Veränderung der Spektren bezüglich des Einfallswinkels θ_0 ersichtlich. Bei Vergrößerung von θ_0 verändert sich die Leistungsverteilung in den Spektren. Bei großen Winkeln wird irgendwann Totalreflexion erreicht, sodass fast die gesamte einfallende Leistung reflektiert wird (siehe dazu Abbildung 81). Dabei ist die Gesamtleistung aus den Leistungsspektren für Reflexion und Transmission für die beiden Polarisationszustände jeweils auf 1 normiert.

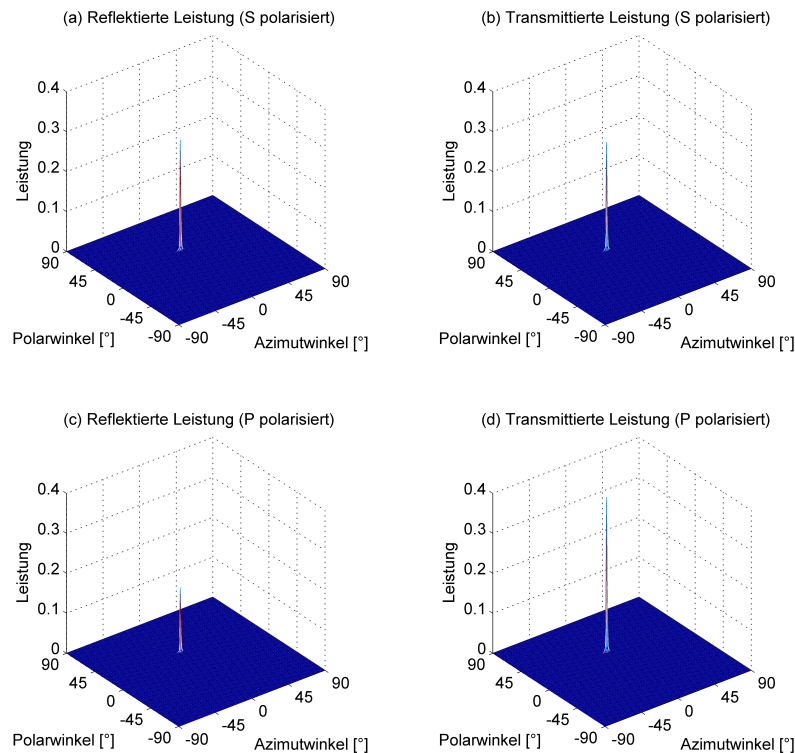


Abbildung 79: Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 25^\circ$, J+S ($n_K = 1,51161$) – KL = $11,5 \mu\text{m}$, RMS = 200 nm – PMMA ($n_M = 1,48617$)

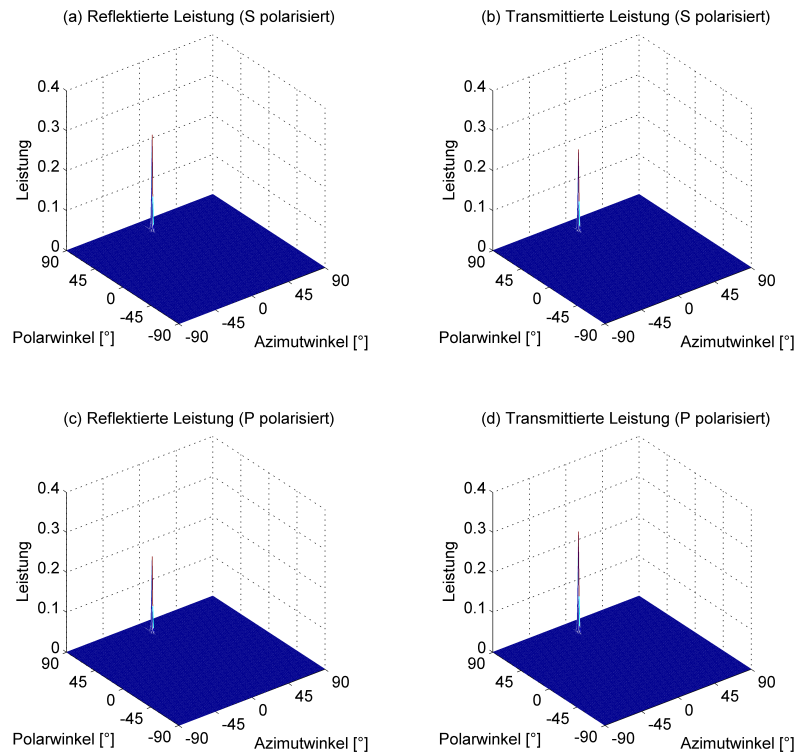


Abbildung 80: Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 70^\circ$, J+S ($n_K = 1,51161$) – KL = 11,5 μm , RMS = 200 nm – PMMA ($n_M = 1,48617$)

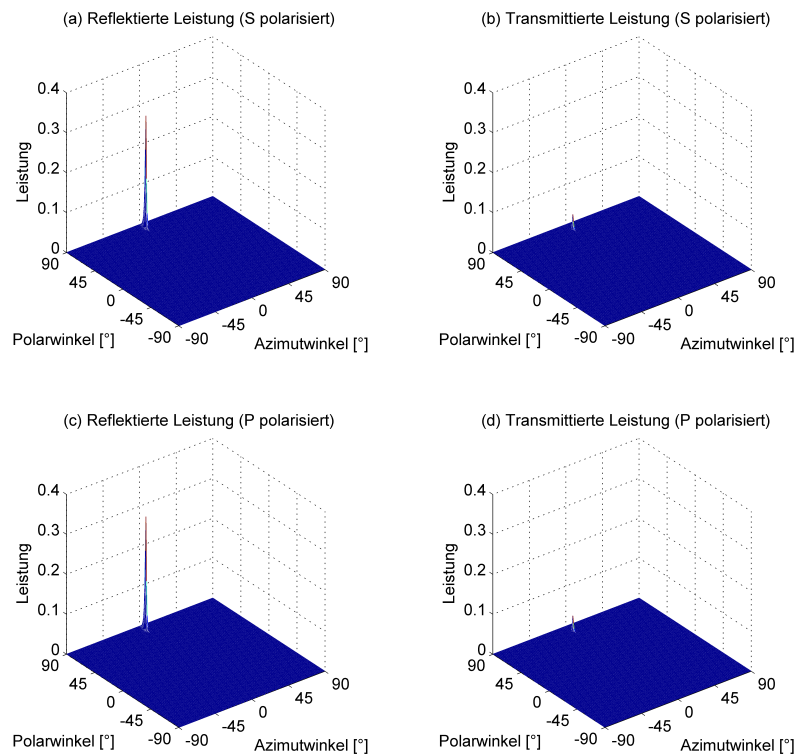


Abbildung 81: Leistungsspektren (0. und 1. Ordnung), Einfallswinkel $\theta_0 = 80^\circ$, J+S ($n_K = 1,51161$) – KL = 11,5 μm , RMS = 200 nm – PMMA ($n_M = 1,48617$)

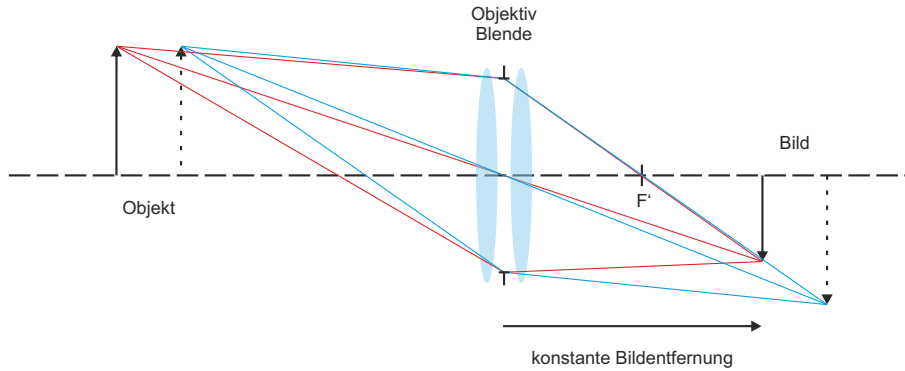
B Anhang II

Anhang II umfasst Abhandlungen zu Themen aus dem Kapitel 4: **Scannersystem**.

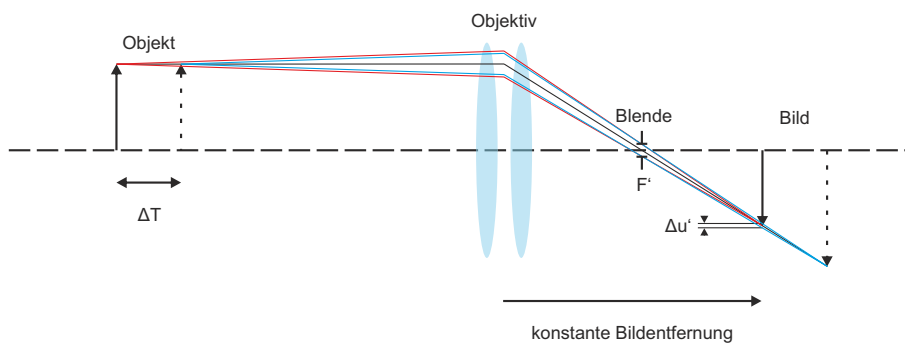
B.1 Perspektivisches Sehen und Prinzip der Telezentrie

In der Theorie gibt es drei verschiedene Arten des perspektivischen Sehens. Diese sind die entozentrische, die telezentrische und die hyperzentrische Perspektive. Alle drei Perspektiven unterscheiden sich hinsichtlich der Lage des Perspektivitätszentrums relativ zum Betrachter (zum Beispiel Augenpupille oder Detektorarray). Beim entozentrischen Sehen liegt das Perspektivitätszentrum zwischen Objekt und Beobachter, was dazu führt, dass weiter entfernte Objektpunkte ein kleineres Bild verursachen als nah am Objektiv befindliche. Dies ist auch in Abbildung 82 (a) zu erkennen. Bei der telezentrischen Perspektive liegt das Perspektivitätszentrum im Unendlichen (siehe dazu Abbildung 82 (b) – objektseitig telezentrisches Objektiv). Dies bedeutet, dass alle Hauptstrahlen parallel zur optischen Achse verlaufen und somit ein Objekt unabhängig von seiner Entfernung zum Betrachter vermessen werden kann. Der Abbildungsmaßstab verändert sich demnach nicht und die Größe des Objekts beziehungsweise des Bilds ist theoretisch über die gesamte Entfernung konstant. Der sogenannte Schärfentiefebereich ΔT [Hafe03, S. 556 ff.] definiert einen Bereich, bei dem das Objekt noch scharf auf den Detektor abgebildet wird (Unschärfbereich $\Delta u'$). Eine Überschreitung führt zu einer Unschärfe jedes einzelnen Bildpunkts. Neben der objektseitigen gibt es auch eine bildseitige Telezentrie, bei der die Aperturblende des abbildenden Systems im Objektraum liegt. Ein Objekt mit einer konstanten Objektentfernung behält bei diesem System (Abbildung 82 (c)) auch bei Verschiebung der Detektorfläche im Bildraum die gleiche Bildgröße. Eine Kombination aus beiden telezentrischen Prinzipien stellt das in Abbildung 82 (d) ersichtliche beidseitig telezentrische Objektiv dar. Bei diesem befindet sich die Aperturblende in der Brennebene zweier Linsen, sodass sowohl objektseitige als auch bildseitige Telezentrie vorherrscht. Somit kann im Objektraum als auch im Bildraum eine leichte Unschärfe vorliegen, ohne dass sich der Abbildungsmaßstab im System ändert. [Schu98] Bei Hyperzentrie liegt das Perspektivitätszentrum vor dem Objekt, das heißt vom Betrachter weiter entfernt. Damit werden, anders als bei der entozentrischen Perspektive (Abbildung 82 (a)), weiter entfernte Objektpunkte vergrößert abgebildet. Dies führt zu einem ungewohnten Seheindruck, ist aber für spezielle Anwendungen sehr hilfreich. [Hafe03, S. 284 ff.] Zum Beispiel können mit hyperzentrischen Objektiven simultan neben den Augen auf der Oberfläche eines Würfels auch die Augen auf allen Seitenflächen beobachtet werden. Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, beschränkt sich das in dieser Arbeit vorgestellte System auf die Abbildung mittels eines objektseitig telezentrischen Systems. Die Bildentfernung ist dabei konstant. Objektseitige Telezentrie ist notwendig, damit Objekte unabhängig von Ihrem

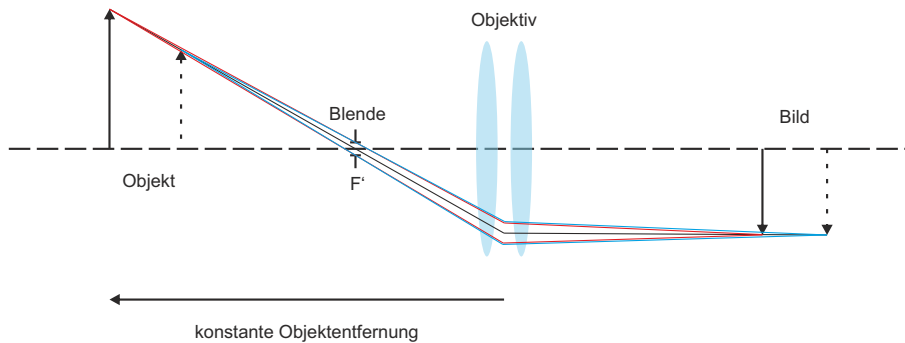
Abstand zum Messsystem exakt vermessen werden. Die Limitierung ist dabei nur durch die Unschärfe einzelner Bildpunkte beziehungsweise den Schärfentiefenbereich gegeben.



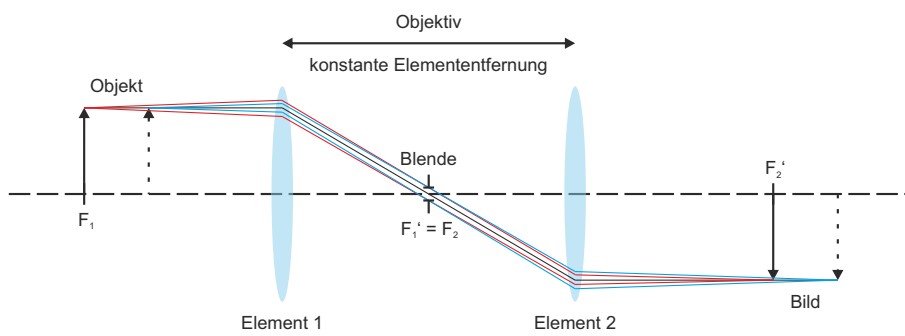
(a) Entozentrisches Objektiv



(b) Objektseitig telezentrisches Objektiv



(c) Bildseitig telezentrisches Objektiv



(d) Beidseitig telezentrisches Objektiv

Abbildung 82: Telezentrieprinzip [Schu98]

B.2 Zernike-Polynome und Seidelsche Aberrationen

Die in einem optischen System vorkommenden Aberrationsfunktionen können durch ein Set aus Polynomfunktionen beschrieben werden. Als Basis dienen hierzu meistens die nach Frits Zernike benannten Polynome. [Born99, S. 464 ff.] Die orthonormalen Zernike-Polynome können wie folgt mathematisch beschrieben werden und besitzen folgende Form:

$$W(\rho, \theta) = \sum_j a_j Z_j(\rho, \theta), \quad (\text{B.80})$$

mit dem Entwicklungskoeffizienten a_j , der über Gleichung B.81 hergeleitet werden kann.

$$a_j = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} W(\rho, \theta) Z_j(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta \quad (\text{B.81})$$

Die Zernike-Polynome besitzen die folgende Form:

$$Z_{j_{\text{gerade}}}(\rho, \theta) = \sqrt{2(n+1)} R_n^m(\rho) \cos(m\theta), \quad m \neq 0, \quad (\text{B.82a})$$

$$Z_{j_{\text{ungerade}}}(\rho, \theta) = \sqrt{2(n+1)} R_n^m(\rho) \sin(m\theta), \quad m \neq 0, \quad (\text{B.82b})$$

$$Z_j(\rho, \theta) = \sqrt{n+1} R_n^0(\rho), \quad m = 0, \quad (\text{B.82c})$$

wobei Gleichung B.82a für gerade, B.82b für ungerade und B.82c für alle Terme bei denen $m = 0$ ist gilt. ρ beschreibt dabei den normierten radialen Abstand, mit der Bedingung $0 \leq \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \leq 1$, und θ den Azimutwinkel. Der Index j ist der Polynomsortierungskoeffizient nach Noll [Noll76]. Dieser ist abhängig von den Indizes n und m , welche die Sortierung bezüglich des Radius und des Azimutwinkels vornehmen. Die Rotationssymmetrie der Polynome wird beschrieben durch:

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s}. \quad (\text{B.83})$$

Tabelle 10 führt die ersten 16 orthonormalen, rotationssymmetrischen Zernike-Polynome $Z_j(\rho, \theta)$ auf. Außerdem sind dort die äquivalenten Polynome $Z_j(x, y)$ in kartesischen Koordinaten (x, y) , wobei $x = \rho \cos \theta$, $y = \rho \sin \theta$ und $0 \leq \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \leq 1$, sowie die zugehörige Bedeutung der einzelnen Aberrations-Typen, wobei manche der Terme den klassischen Seidelschen Aberrationen ähnlich sind, aufgelistet. [Mala07, S. 516 ff.] Diese wurden 1856 von Ludwig Seidel in ihrer expliziten Form bestimmt und geben die Abbildungsfehler 3. Ordnung an. Dazu zählen der Öffnungsfehler (sphärische Aberration), die Koma, der Astigmatismus, die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung. [Wyan92]

j	n	m	$Z_j(\rho, \theta)$	$Z_j(x, y)$	Aberrations-Typ
1	0	0	1	1	Piston
2	1	1	$2\rho \cos(\phi)$	2x	Tilt in x-Richtung
3	1	1	$2\rho \sin(\phi)$	2y	Tilt in y-Richtung
4	2	0	$\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$	$\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$	Defokus
5	2	2	$\sqrt{6}\rho^2 \sin(2\phi)$	$2\sqrt{6}xy$	1. Astigmatismus 45°
6	2	2	$\sqrt{6}\rho^2 \cos(2\phi)$	$\sqrt{6}(x^2 - y^2)$	1. Astigmatismus 0°
7	3	1	$\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\sin(\phi)$	$\sqrt{8}y(3\rho^2 - 2)$	1. Koma in y-Richtung
8	3	1	$\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\cos(\phi)$	$\sqrt{8}x(3\rho^2 - 2)$	1. Koma in x-Richtung
9	3	3	$\sqrt{8}\rho^3 \sin(3\phi)$	$\sqrt{8}y(3x^2 - y^2)$	Trifoil 30°
10	3	3	$\sqrt{8}\rho^3 \cos(3\phi)$	$\sqrt{8}x(x^2 - 3y^2)$	Trifoil 0°
11	4	0	$\sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$	$\sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$	1. Sphärische Aberration
12	4	2	$\sqrt{10}(4\rho^2 - 3\rho^2)\cos(2\phi)$	$\sqrt{10}(x^2 - y^2)(4\rho^2 - 3)$	2. Astigmatismus 0°
13	4	2	$\sqrt{10}(4\rho^2 - 3\rho^2)\sin(2\phi)$	$2\sqrt{10}xy(4\rho^2 - 3)$	2. Astigmatismus 45°
14	4	4	$\sqrt{10}\rho^4 \cos(4\phi)$	$\sqrt{10}(\rho^4 - 8x^2y^2)$	Tetrafoil 0°
15	4	4	$\sqrt{10}\rho^4 \sin(4\phi)$	$4\sqrt{10}xy(x^2 - y^2)$	Tetrafoil 22,5°
16	5	1	$\sqrt{12}(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho)\cos(\phi)$	$4\sqrt{10}xy(x^2 - y^2)$	2. Koma in x-Richtung
⋮	⋮	⋮		⋮	⋮

Tabelle 10: Erste 16 Zernike-Polynome mit entsprechendem Aberrations-Typ

Die in Abbildung 83 dargestellte Zernike-Polynom-Pyramide zeigt die Anordnung der in Tabelle 10 aufgelisteten Zernike-Polynome. Dabei definiert die Zeile (von oben nach unten) den Laufindex n und die Spalte sowohl die geraden als auch ungeraden Polynomindizes j und j' . Die Anzahl der Elemente in einer bestimmten Zeile beträgt $n + 1$.

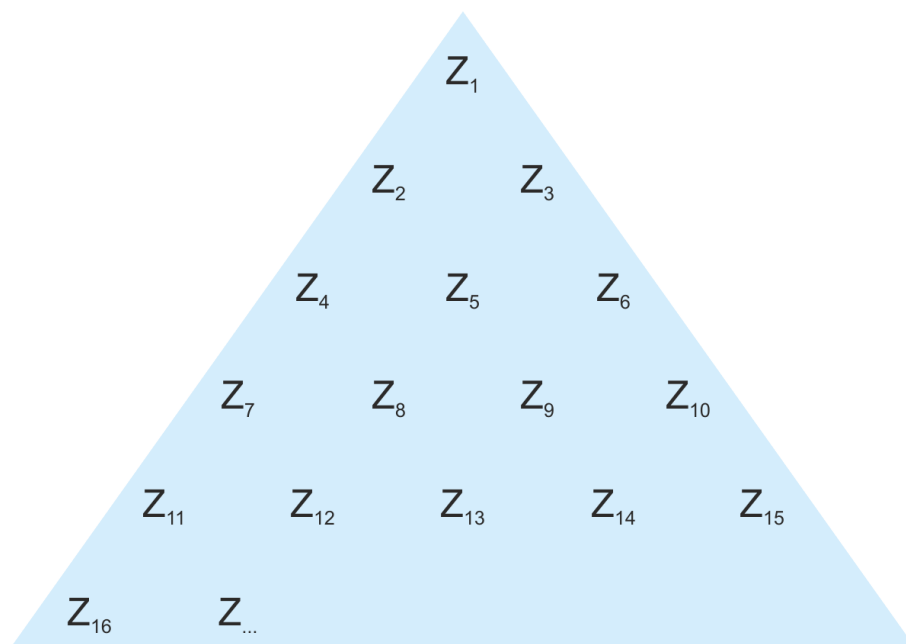


Abbildung 83: Zernike-Polynom-Pyramide

Abbildung 84 zeigt die zweidimensionalen Plots der ersten 16 Zernike-Polynome. Dabei ist die Farbskala auf einen Phasenhub von 2π und den Blendenradius auf 1 normiert.

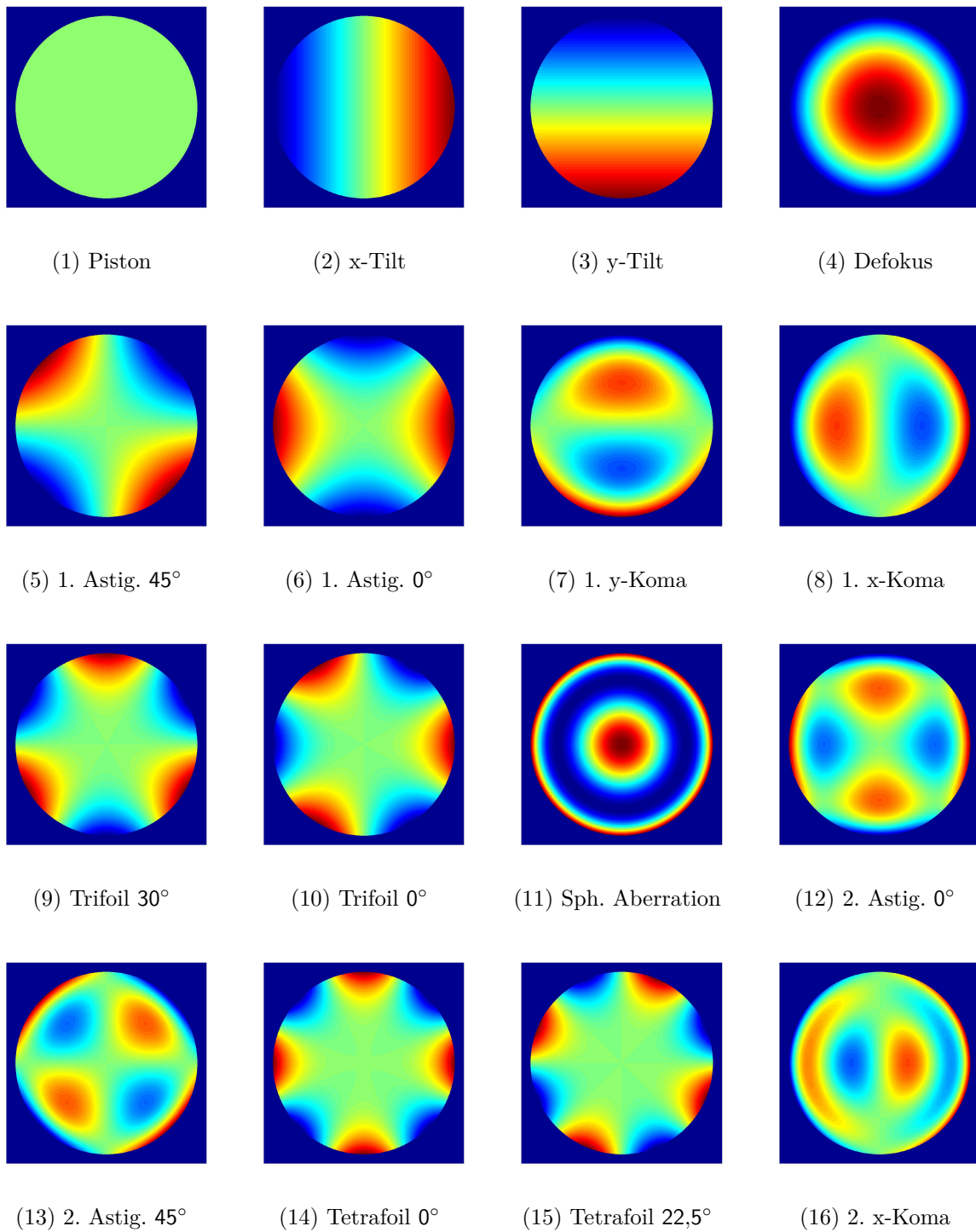


Abbildung 84: Zweidimensionaler Plot der ersten 16 Zernike-Polynome

Die 3D-Plots der ersten 16 Zernike-Polynome sind in Abbildung 85 dargestellt. Es gilt die gleiche Normierung, die auch in Abbildung 84 verwendet wurde.

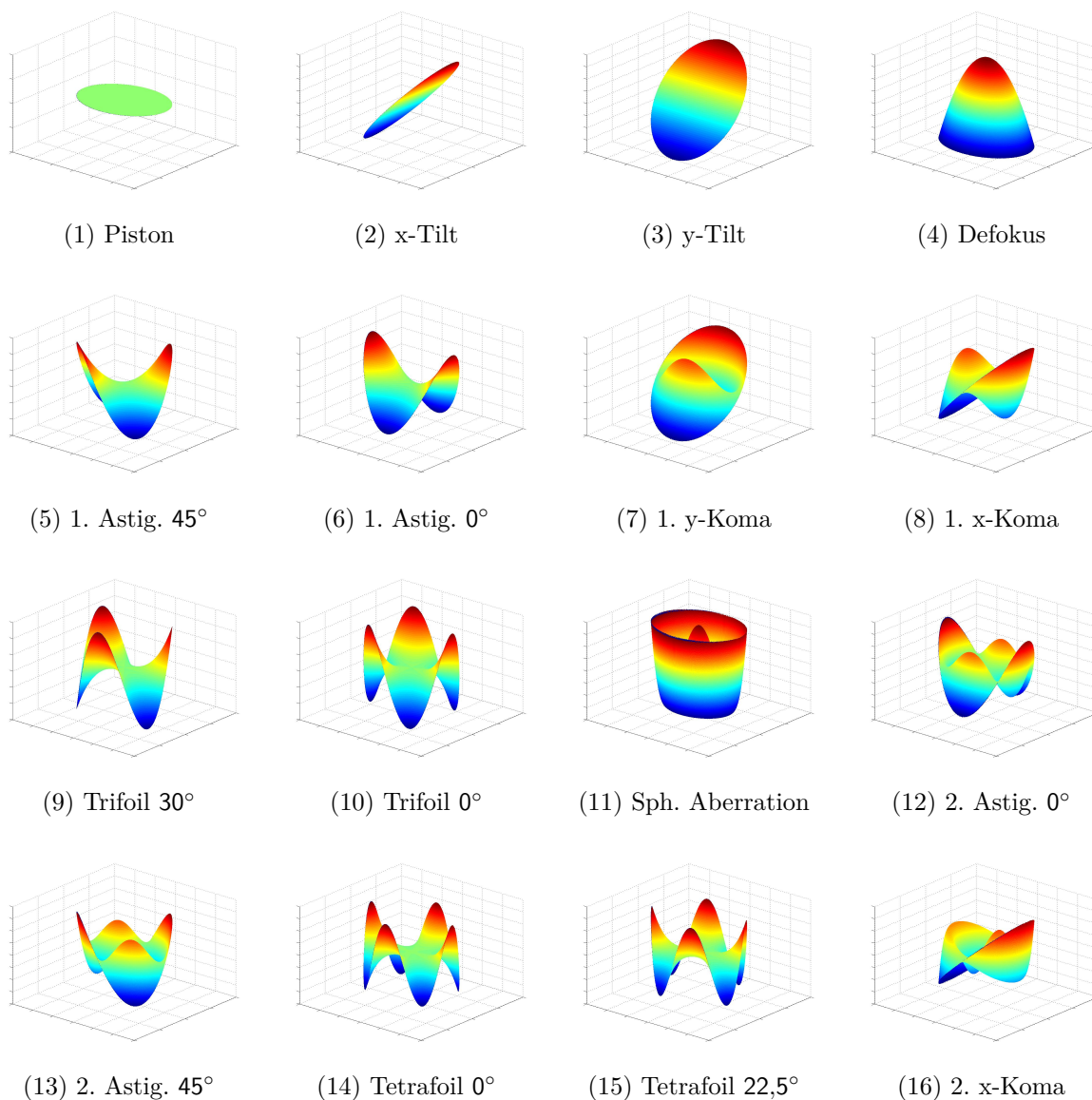


Abbildung 85: Dreidimensionaler Plot der ersten 16 Zernike-Polynome

Abbildung 86 zeigt die Punktbildfunktionen (PSFs) der entsprechenden Zernike-Polynome aus Abbildung 84 und 85. Die Punktbildfunktion stellt dabei das Betragsquadrat der Fourier-Transformierten der Pupillenfunktion Ae^{iW} mit Amplitude A konstant (z.B. normiert auf 1) und entsprechender Wellenaberration W (als Phase dargestellt) dar.

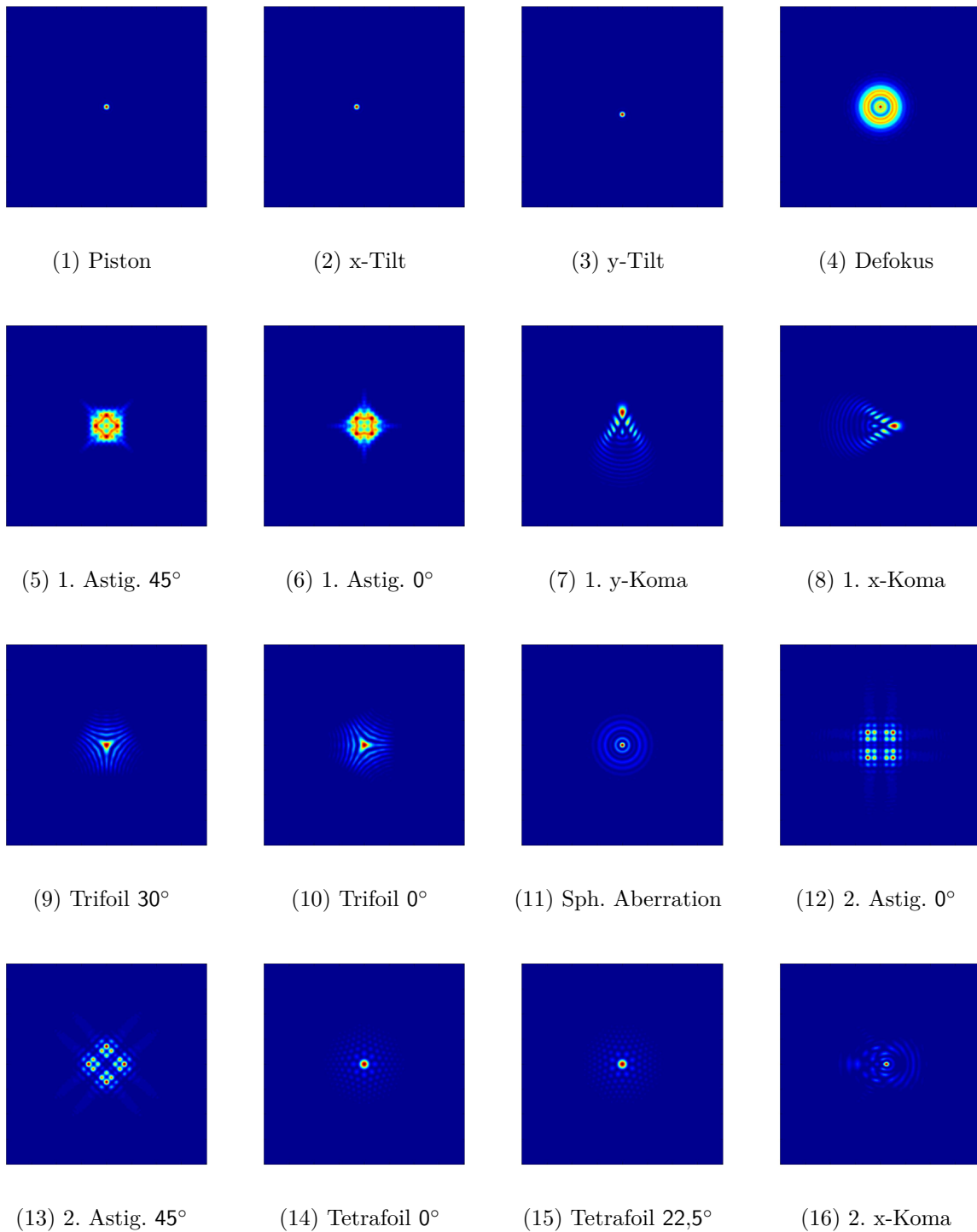


Abbildung 86: Punktbildfunktionen (PSFs) der ersten 16 Zernike-Polynome bei einem Wellenfrontfehler der zu fokussierenden Wellenfront von $0,5\lambda$.

B.3 Vollständige mathematische Beschreibung Rotationskörper

In diesem Kapitel wird die vollständige mathematische Beschreibung der Rotationshyperbel vollzogen und die wesentlichen Rechenschritte aufgezeigt. Für den Kegel wurde dies schon im Abschnitt 4.2.1 getan.

B.3.1 Rotationshyperbel

Nach Lothar Papula [Papu09a, S. 234 ff.] ist die Hyperbel als die Menge aller Punkte P einer Ebene definiert, für die die Differenz der Abstände der Punkte zu zwei festen Punkten im Raum, den sogenannten Brennpunkten F_1 und F_2 , konstant ist, sodass gilt:

$$|\overline{F_1P} - \overline{F_2P}| = \text{const} = 2a. \quad (\text{B.84})$$

Dabei beschreibt $2a$ die reelle Achse der Hyperbel bzw. den Abstand zwischen ihren Scheitelpunkten. Für die Rotationshyperbel liegt der erste Brennpunkt bei $F_1(-b,0)$ und der zweite Brennpunkt bei $F_2(0,g)$. Daraus lässt sich nachfolgende Gleichung ableiten und die Rotationshyperbelgleichung aufstellen:

$$x^2 + (y - g)^2 = (\sqrt{(x + b)^2 + y^2} - 2a)^2 \quad (\text{B.85})$$

$$x^2 + y^2 - 2gy + g^2 = x^2 + 2bx + b^2 + y^2 - 2(2a)\sqrt{(x + b)^2 + y^2} + (2a)^2 \quad (\text{B.86})$$

$$- 2gy - 2bx + g^2 - b^2 - (2a)^2 = -2(2a)\sqrt{(x + b)^2 + y^2} \quad (\text{B.87})$$

mit der Bedingung $2a = g - b$, welche eine 90° -Umlenkung am Punkt $P(0,0)$ zwischen den beiden Brennpunkten realisiert, folgt:

$$- 2gy - 2bx + g^2 - b^2 - (g - b)^2 = -2(g - b)\sqrt{(x + b)^2 + y^2} \quad (\text{B.88})$$

$$- 2gy - 2bx + 2gb - 2b^2 = -2(g - b)\sqrt{(x + b)^2 + y^2} \quad (\text{B.89})$$

$$- gy - b(x + b - g) = -(g - b)\sqrt{(x + b)^2 + y^2} \quad (\text{B.90})$$

quadrieren der Gleichung:

$$(-gy - b(x + b - g))^2 = (g - b)^2((x + b)^2 + y^2) \quad (\text{B.91})$$

$$g^2y^2 + 2gby(x + b - g) + b^2(x + b - g)^2 = (g - b)^2(x + b)^2 + g^2y^2 - 2gby^2 + b^2y^2 \quad (\text{B.92})$$

$$2gby(x + b - g) + b^2(x + b - g)^2 = (g - b)^2(x + b)^2 - 2gby^2 + b^2y^2 \quad (\text{B.93})$$

$$by^2(2g - b) + 2gby(x + b - g) = (g - b)^2(x + b)^2 - b^2(x + b - g)^2 \quad (\text{B.94})$$

$$by^2(2g-b) + 2gby(x+b-g) = (g-b)^2(x+b)^2 - b^2(x+b)^2 + 2gb^2(x+b) - g^2b^2 \quad (\text{B.95})$$

$$by^2(2g-b) + 2gby(x+b-g) = ((g-2b)g(x+b)^2 + 2gb^2(x+b) - g^2b^2) \quad (\text{B.96})$$

$$b^2(y^2(2g-b)^2 + 2gy(2g-b)(x+b-g)) = (g-2b)gb(2g-b)(x+b)^2 + 2gb^3(2g-b)(x+b) - (2g-b)g^2b^3 \quad (\text{B.97})$$

erweitert mit $g^2b^2(x+b-g)^2$:

$$b^2(y^2(2g-b)^2 + 2gy(2g-b)(x+b-g) + g^2(x+b-g)^2) = (g-2b)gb(2g-b)(x+b)^2 + 2gb^3(2g-b)(x+b) - (2g-b)g^2b^3 + g^2b^2(x+b-g)^2 \quad (\text{B.98})$$

$$b^2(y(2g-b) + g(x+b-g))^2 = gb((g-2b)(2g-b)(x+b)^2 + 2b^2(2g-b)(x+b) - (2g-b)gb^2 + gb(x+b-g)^2) \quad (\text{B.99})$$

$$b(y(2g-b) + g(x+b-g)) = \pm \sqrt{gb((g-2b)(2g-b)(x+b)^2 + 2b^2(2g-b)(x+b) - (2g-b)gb^2 + gb(x+b-g)^2)} \quad (\text{B.100})$$

$$b(2g-b)y = -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g-2b)(2g-b)(x+b)^2 + 2b^2(2g-b)(x+b) - (2g-b)gb^2 + gb((x+b)^2 - 2g(x+b) + g^2))} \quad (\text{B.101})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g^2 - 2gb + b^2)2(x+b)^2 + (4gb^2 - 2b^3)(x+b) - (2g-b)gb^2 - 2gb^2(x+b) + g^3b)} \quad (\text{B.102})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g-b)^2(x+b)^2 + (2gb - b^2 - g^2)2b(x+b) - (2g-b)gb^2 + g^3b)} \quad (\text{B.103})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g-b)^2(x+b)^2 - (g-b)^22b(x+b) - (2g-b)gb^2 + g^3b)} \quad (\text{B.104})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g-b)^2(x+b)^2 - (g-b)^22b(x+b) - gb(2gb - b^2 - g^2))} \quad (\text{B.105})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm \sqrt{gb((g-b)^2(x+b)^2 - (g-b)^22b(x+b) + gb(g-b)^2)} \quad (\text{B.106})$$

$$= -gb(x+b-g) \pm (g-b)\sqrt{gb(2(x+b)^2 - 2b(x+b) + gb)} \quad (\text{B.107})$$

$$(2g-b)y = -g(x+b-g) \pm \left(\frac{g}{b} - 1\right)\sqrt{gb(2(x+b)^2 - 2b(x+b) + gb)} \quad (\text{B.108})$$

$$y = \frac{-g(x + b - g) \pm \left(\frac{g}{b} - 1\right) \sqrt{gb(2(x + b)^2 - 2b(x + b) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.109})$$

interessant ist nur der Hyperbelast, der den Nullpunkt $(x, y) = (0, 0)$ enthält:

$$y = \frac{-g(x + b - g) + \left(\frac{g}{b} - 1\right) \sqrt{gb(2(x + b)^2 - 2b(x + b) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.110})$$

aus $b = \frac{gf}{(g+f)}$ folgen folgende Definitionen:

$$\frac{g}{b} - 1 = \frac{g}{f}; \quad b - g = -\frac{g^2}{(g+f)}; \quad 2g - b = \frac{g(2g+f)}{(g+f)} \quad (\text{B.111})$$

durch einsetzen dieser, folgt:

$$y = \frac{-g\left(x - \frac{g^2}{(g+f)}\right) + \frac{g}{f} \sqrt{gb(2(x + b)^2 - 2b(x + b) + gb)}}{\frac{g(2g+f)}{(g+f)}} \quad (\text{B.112})$$

$$= \frac{\frac{g^3}{g+f} - gx + \frac{g}{f} \sqrt{gb(2(x + b)^2 - 2b(x + b) + gb)}}{\frac{g(2g+f)}{(g+f)}} \quad (\text{B.113})$$

$$= \frac{g^2 - (g+f)x + \frac{(g+f)}{f} \sqrt{2gbx^2 + 2gb^2x + g^2b^2}}{2g+f} \quad (\text{B.114})$$

mit $b = \frac{gf}{(g+f)}$ folgt:

$$y = \frac{g^2 - (g+f)x + \frac{(g+f)}{f} \sqrt{\frac{2g^2f}{(g+f)}x^2 + \frac{2g^3f^2}{(g+f)^2}x + \frac{g^4f^2}{(g+f)^2}}}{2g+f} \quad (\text{B.115})$$

$$= \frac{g^2 - (g+f)x + g \sqrt{\frac{2(g+f)}{f}x^2 + 2gx + g^2}}{2g+f} \quad (\text{B.116})$$

Übergang auf das Zylinderkoordinatensystem liefert, da $x = r - f$ und $y = z + g$:

$$z = -g + \frac{g^2 - (g+f)(r-f) + g \sqrt{\frac{2(g+f)}{f}(r-f)^2 + 2g(r-f) + g^2}}{2g+f} \quad (\text{B.117})$$

$$= \frac{-g^2 - gf - (g+f)(r-f) + g \sqrt{\frac{2(g+f)}{f}(r-f)^2 + 2g(r-f) + g^2}}{2g+f} \quad (\text{B.118})$$

$$= \frac{-g(g+f) - (g+f)(r-f) + g \sqrt{\frac{2(g+f)}{f}(r-f)^2 + 2g(r-f) + g^2}}{2g+f} \quad (\text{B.119})$$

$$= \frac{(g+f)(-g+f-r) + \frac{g}{f} \sqrt{2f(g+f)(r-f)^2 + 2gf^2(r-f) + g^2f^2}}{2g+f} \quad (\text{B.120})$$

$$= \frac{(g+f)(-g+f-r) + (g+f)\frac{1}{f}\sqrt{\frac{g^2f}{(g+f)}(2(r-f)^2 + 2\frac{gf}{(g+f)}(r-f) + \frac{g^2f}{(g+f)})}}{2g+f} \quad (\text{B.121})$$

$$\frac{z}{(g+f)} = \frac{-g - (r-f) + \frac{1}{f}\sqrt{\frac{g^2f}{(g+f)}(2(r-f)^2 + 2\frac{gf}{(g+f)}(r-f) + \frac{g^2f}{(g+f)})}}{2g+f} \quad (\text{B.122})$$

$$= \frac{-g - (r-f) + \frac{1}{f}\sqrt{\frac{g^2f}{(g+f)}(2(r-f)^2 + 2\frac{gf}{(g+f)}(r-f) + \frac{g^2f}{(g+f)})}}{2(g+f) - f} \quad (\text{B.123})$$

$$z = \frac{-g - (r-f) + \frac{1}{f}\sqrt{\frac{g^2f}{(g+f)}(2(r-f)^2 + 2\frac{gf}{(g+f)}(r-f) + \frac{g^2f}{(g+f)})}}{2 - \frac{f}{(g+f)}} \quad (\text{B.124})$$

$$= \frac{-g^2 - g(r-f) + \frac{g}{f}\sqrt{\frac{g^2f}{(g+f)}(2(r-f)^2 + 2\frac{gf}{(g+f)}(r-f) + \frac{g^2f}{(g+f)})}}{2g - \frac{gf}{(g+f)}} \quad (\text{B.125})$$

mit $\frac{gf}{(g+f)} = b$ folgt:

$$z = \frac{-g^2 - g(r-f) + \frac{g}{f}\sqrt{gb(2(r-f)^2 + 2b(r-f) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.126})$$

$$= \frac{-2g^2 - gb + gb + g^2 - gr + gf + \frac{g}{f}\sqrt{gb(2(r-f)^2 + 2b(r-f) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.127})$$

$$= \frac{-(2g - b)g + g(g+f - b - r) + \frac{g}{f}\sqrt{gb(2(r-f)^2 + 2b(r-f) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.128})$$

$$= -g + \frac{g(g+f - b - r) + \frac{g}{f}\sqrt{gb(2(r-f)^2 + 2b(r-f) + gb)}}{2g - b} \quad (\text{B.129})$$

C Anhang III

Anhang III umfasst Abhandlungen zu Themen aus dem Kapitel 5: **CGH-basierter modularer Wellenfrontsensor**.

C.1 Brennpunkt eines Parabolspiegels

Der Brennpunkt einer Parabel [Papu09a, S. 237 f.] beziehungsweise des rotationssymmetrischen Parabolspiegels entlang der y -Achse kann als der Punkt bezeichnet werden, durch den alle parallel zur y -Achse verlaufenden Strahlen, die an der Parabel reflektiert werden, verlaufen. Dabei gilt Einfallswinkel = Ausfallswinkel und demnach auch $\beta = 90^\circ - \alpha$. Bei der Betrachtung des Dreiecks welches zwischen P_1 , P_2 und dem Schnittpunkt des Einfallslot mit der y -Achse aufgespannt wird können nachfolgende Größen abgeleitet werden: Der Winkel zwischen Einfallslot und y -Achse entspricht dem Einfallswinkel α . Da bei P_1 ein 90° -Winkel vorliegt folgt aufgrund der Winkelsumme von 180° in Dreiecken, dass bei P_2 der Winkel β ist. Da im Dreieck welches zwischen P_1 , P_2 und F aufgespannt ist zwei gleiche Winkel vorliegen, muss es gleichschenkelig sein. Demnach gilt der geometrische Zusammenhang, dass die Strecke $\overline{P_1F}$ gleich der Strecke $\overline{P_2F}$ ist [Papu09b, S. 121 f.]. Abbildung 87 zeigt alle wichtigen Parameter der Parabel zur Berechnung der Brennweite f .

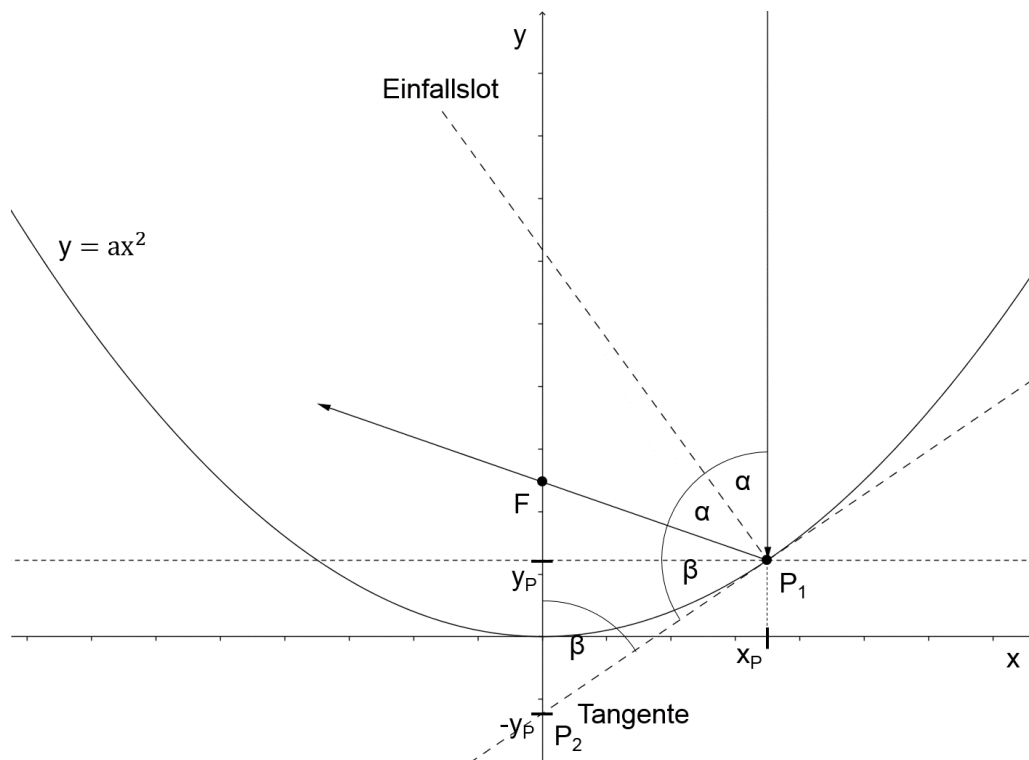


Abbildung 87: Geometrischer Zusammenhang Parabolspiegel

Die Parabelgleichung in ihrer allgemeinen Form lautet (mit a gleich der Steigung der Parabel):

$$y = ax^2, \quad (a \neq 0). \quad (\text{C.130})$$

Der Brennpunkt der Parabel liegt bei $(0, f)$ und die beiden Geraden $\overline{P_1F}$ und $\overline{P_2F}$ können wie folgt definiert werden (mit dem Wertepaar x_P und y_P):

$$\overline{P_1F} = \sqrt{x_P^2 + (y_P - f)^2}, \quad (\text{C.131})$$

$$\overline{P_2F} = y_P + f. \quad (\text{C.132})$$

Setzt man diese gleich, ergibt sich der in Gleichung C.133d ersichtliche Zusammenhang.

$$\sqrt{x_P^2 + (y_P - f)^2} = y_P + f \quad (\text{C.133a})$$

$$x_P^2 + y_P^2 - 2fy_P + f^2 = y_P^2 + 2fy_P + f^2 \quad (\text{C.133b})$$

$$x_P^2 = 4fy_P \quad (\text{C.133c})$$

$$y_P = \frac{x_P^2}{4f} \quad (\text{C.133d})$$

Mit $y_P = ax_P^2$ folgt dann:

$$ax_P^2 = \frac{x_P^2}{4f} \quad (\text{C.134})$$

$$a = \frac{1}{4f} \Leftrightarrow f = \frac{1}{4a} \quad (\text{C.135})$$

Demnach liegt der Brennpunkt der Parabel an Position $(0, \frac{1}{4a})$.

C.2 Verschiedene CGH-Designs für den modalen Wellenfrontsensor

Für das Design des CGHs wurden verschiedene Varianten designt und simuliert. Abbildung 88 zeigt vier unterschiedliche Designs, die abhängig von der Stärke der ins CGH geprägten Phasenfunktion eine unterschiedliche Phasenverteilung aufweisen. Dabei steht schwarz für die Phasenstufe 0 bzw. weiß für π .

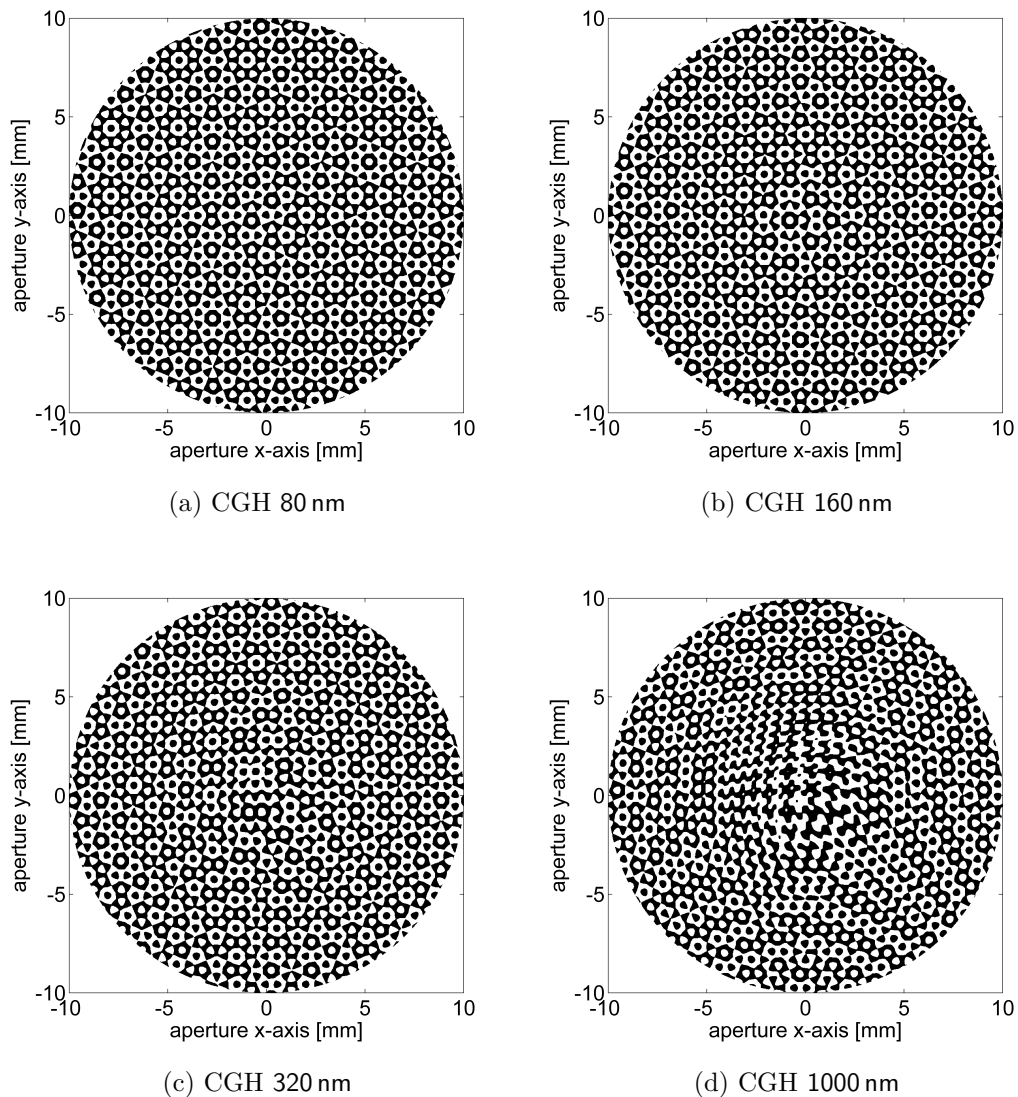


Abbildung 88: Die Stärke der ins CGH geprägten Phasenfunktion hängt stark von dem vorher definierten Messbereich beziehungsweise des Messvolumens des Sensors ab. (a)–(d) zeigt die simulierten CGH-Strukturen der Messvolumina mit halber Kantenlänge zwischen 80 nm und 1000 nm.

Literaturverzeichnis

- [Abbe73] E. Abbe. *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*. Archiv für mikroskopische Anatomie, 9, S. 413–468, 1873.
- [Acke07] G. K. Ackermann und J. Eichler. *Holography: A Practical Approach*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [Acte12] ACTEGA Terra GmbH. *TerraGloss® UV Lacke*. Produktbroschüre. ACTEGA Terra GmbH, Lehrte, März 2012.
- [Acte17] ACTEGA Terra GmbH. *TerraGloss® UV Glanzlack G 8/372 L NVK*. Technisches Datenblatt. ACTEGA Terra GmbH, Lehrte, Juni 2017.
- [Albe17] L. Alber et al. *Focusing characteristics of a 4π parabolic mirror light-matter interface*. Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, 13(14), DOI: 10.1186/s41476-017-0043-y, 2017, S. 14.
- [alfa08] alfavision GmbH & Co. KG. *Modularer Messscanner*. DE202006016879U1, Gebrauchsmusterschrift. alfavision GmbH & Co. KG. Salzweg, 2008.
- [Ammo15] H. Ammo et al. *Outside System Connectivity*. International Technology Roadmap for Semiconductors 2.0, 2015.
- [Atki13] P. W. Atkins und J. de Paula. *Physikalische Chemie*. 5. Auflage. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2013.
- [Bald13] L. Baldwin. *Koaxiale Kleinwinkel-Dunkelfeld-Beleuchtungseinrichtung*. DE1 12004000329B4, Patentschrift. Electro Scientific Industries, Inc., Portland, 2013.
- [Bass79] F. G. Bass und I. M. Fuks. *Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces*. Pergamon Press Ltd., Oxford, 1979.
- [Baue08] N. Bauer. *Handbuch zur Industriellen Bildverarbeitung: Qualitätssicherung in der Praxis*. Fraunhofer IRB Verlag, Stuttgart, 2008.
- [Bead15] G. Beadie et al. *Refractive index measurements of poly(methyl methacrylate) (PMMA) from 0.4–1.6 μm* . Appl. Opt., 54(31), S. F139–F143, DOI: 10.1364/AO.54.00F139, 2015.
- [Bier00] T. Bierhoff, E. Griese und G. Mrozynski. *An Efficient Monte Carlo Based Ray Tracing Technique for the Characterization of Highly Multimode Dielectric Waveguides with Rough Surfaces*. Proceeding, 30th European Microwave Conference, S. 1–4, DOI: 10.1109/EUMA.2000.338739, Paris, 2000.

- [Bier01] T. Bierhoff et al. *Ray Tracing Technique and Its Verification for the Analysis of Highly Multimode Optical Waveguides with Rough Surfaces*. IEEE Transactions on Magnetics, 37(5), S. 3307–3310, DOI: 10.1109/20.952601, 2001.
- [Bier99] T. Bierhoff et al. *An Approach to Model Wave Propagation in Highly Multimode Optical Waveguides with Rough Surfaces*. Proceeding, X. International Symposium on Theoretical Electrical Engineering, Magdeburg, 1999.
- [BMBF10] Programmausschuss für das BMBF-Förderprogramm Optische Technologien. *Agenda Photonik 2020*. Programmausschuss für das BMBF-Förderprogramm Optische Technologien, Düsseldorf, 2010.
- [BMBF11] Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), Referat Photonik, Optische Technologien. *Photonik Forschung Deutschland: Licht mit Zukunft*. Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), Referat Photonik, Optische Technologien, Berlin, 2011.
- [Boot03] M. J. Booth. *Direct measurement of Zernike aberration modes with a modal wavefront sensor*. Proc. SPIE, 5162, 2003.
- [Born85] M. Born. *Optik: Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*. Nachdruck der 3. Auflage. Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 1985.
- [Born99] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics*. 7., erweiterte Auflage. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [Borr05] N. F. Borrelli. *Microoptics Technology*. Second Edition. Marcel Dekker, Inc., New York, 2005.
- [Bren93] K.-H. Brenner und W. Singer. *Light propagation through microlenses: a new simulation method*. Appl. Opt., 32(26), S. 4984–4988, DOI: 10.1364/AO.32.004984, 1993.
- [Bron01] I. N. Bronstein et al. *Taschenbuch der Mathematik*. 5., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, Frankfurt am Main, 2001.
- [Bron16] I. N. Bronstein et al. *Taschenbuch der Mathematik*. 10., überarbeitete Auflage. Verlag Europa-Lehrmittel, Nourney, Vollmer GmbH & Co. KG, Haan-Gruiten, 2016.
- [Brow66] B. R. Brown und A. W. Lohmann. *Complex Spatial Filtering with Binary Masks*. Appl. Opt., 5(6), S. 967–969, DOI: 10.1364/AO.5.000967, 1966.
- [Brow69] B. R. Brown und A. W. Lohmann. *Computer-generated Binary Holograms*. IBM Journal of Research und Development, 13(2), S. 160–168, DOI: 10.1147/rd.132.0160, 1969.

-
- [Butt13] H.-J. Butt, K. Graf und M. Kappl. *Physics and Chemistry of Interfaces*. Third, Revised and Enlarged Edition. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2013.
- [Cros13] D. Cross. *Fundamentals of Ray Tracing*. D. Cross, 2013.
- [Damm80] H. Dammann. *Optische Gitter – moderne Anwendungen*. Physik in unserer Zeit, 11(2), S. 83–91, DOI: 10.1002/piuz.19800110305, 1980.
- [Dema11] C. Demant, B. Streicher-Abel und A. Springhoff. *Industrielle Bildverarbeitung: Wie optische Qualitätskontrolle wirklich funktioniert*. 3., aktualisierte Auflage. Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 2011.
- [Dohl10] R. Dohlus. *Photonik: Physikalisch-technische Grundlagen der Lichtquellen, der Optik und des Lasers*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München, 2010.
- [Dong12] S. Dong et al. *Response analysis of holography-based modal wavefront sensor*. Appl. Opt., 51(9), S. 1318–1327, DOI: 10.1364/AO.51.001318, 2012.
- [Donn12] K. Donner. *Vorrichtung zur optischen Erfassung von Prüfobjekten*. EP2500 716A2, Europäische Patentanmeldung. alfavision GmbH & Co. KG. Salzweg, 2012.
- [Eber13] D. Eberlein et al. *Lichtwellenleiter-Technik*. 9., neu überarbeitete Auflage. expert verlag GmbH, Renningen, 2013.
- [Eich04] H.-J. Eichler et al. *Optik: Wellen- und Teilchenoptik*. 10. Auflage. Walter de Gruyter & Co., 2004.
- [Eign16] M. Eigner, U. August und M. Schmich. *Smarte Produkte erfordern ein Umdenken bei Produktstrukturen und Prozessen – Digitalisierung, Integration, Interdisziplinarität und Föderation*. Siemens PLM Software Inc., White Paper, 2016.
- [Evon14] Evonik Industries AG – Acrylic Polymers. *PLEXIGLAS® Film 99524*. Technisches Datenblatt. Evonik Industries AG – Acrylic Polymers, Darmstadt, September 2014.
- [Fert10] M. Fertig und K.-H. Brenner. *Vector wave propagation method*. J. Opt. Soc. Am. A, 27(4), S. 709–717, DOI: 10.1364/JOSAA.27.000709, 2010.
- [Film17] Filmetrics, Inc. *Profilm3D – 3D Optical Profiler*. Technisches Datenblatt. Filmetrics, Inc., San Diego, Juli 2017.
- [Fran13] J. Franke. *Räumliche elektronische Baugruppen (3D-MID) – Werkstoffe, Herstellung, Montage und Anwendungen für spritzgegossene Schaltungsträger*. Carl Hanser Verlag, München, 2013.
-

- [Gabo48] D. Gabor. *Introduction to Wavefront Sensors*. Nature, 161, S. 777–778, DOI: 10.1038/161777a0, 1948.
- [Gäßl08] J. Gäßler, C. Konz und H. Richter. *Vorrichtung mit einem Feldspiegel zum optischen Prüfen einer Oberfläche*. DE102007022831A1, Offenlegungsschrift. IOSS intelligente optische Sensoren & Systeme GmbH, Radolfzell, 2008.
- [Gear95] J. M. Geary. *Introduction to Wavefront Sensors*. SPIE Tutorial Texts in Optical Engineering, TT18, DOI: 10.1117/3.179559, 1995.
- [Geor00] O. Georg. *Telekommunikationstechnik – Handbuch für Praxis und Lehre*. 2., überarbeitete und erweiterte Auflage. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2000.
- [Gheb08] F. Ghebremichael, G. P. Anderson und K. S. Gurley. *Holography-based wavefront sensing*. Appl. Opt., 27(4), S. A62–A69, DOI: 10.1364/AO.47.000A62, 2008.
- [Good85] J. W. Goodman. *Statistical Optics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1985.
- [Good96] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Second Edition. The McGraw-Hill Companies, Inc., New York, 1996.
- [Grie03] E. Griese. *Modeling of Highly Multimode Waveguides for Time-Domain Simulation*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 9(2), S. 433–442, DOI: 10.1109/JSTQE.2003.812486, 2003.
- [Grie99] E. Griese. *Parallel Optical Interconnects for High Performance Printed Circuit Boards*. Proceedings, 6th International Conference on Parallel Interconnects, S. 173–183, DOI: 10.1109/PI.1999.806410, Anchorage, 1999.
- [Gros03] R. Gross. *Physik III – Optik und Quantenphänomene – Vorlesungskript zur Vorlesung im WS 2002/2003*. 4., bearbeitete und erweiterte Auflage. Walther-Meissner-Institut – Bayerische Akademie der Wissenschaften und Lehrstuhl für Technische Physik (E23) – Technische Universität München, 2003.
- [Hadl92] G. R. Hadley. *Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators*. Opt. Lett., 17(20), S. 1426–1428, DOI: 10.1364/OL.17.001426, 1992.
- [Hafe03] H. Haferkorn. *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4., bearbeitete und erweiterte Auflage. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2003.
- [Hari02] P. Hariharan. *Basics of Holography*. Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, São Paulo, 2002.

-
- [Heid18] Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH. *DWL 66⁺ – The Ultimate Lithography Research Tool*. Technisches Datenblatt. Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH, Heidelberg, März 2018.
- [Hipp88] H. Hippenmeyer. *Optische Abtastvorrichtung mit telezentrischer Zeilenkamera*. EP0281750A2, Europäische Patentanmeldung. Erwin Sick GmbH Optik-Elektronik, Waldkirch, 1988.
- [Hoff15] G.-A. Hoffmann und L. Overmeyer. *Conditioning of flexible substrates for the application of polymer optical waveguides*. Proceeding, Symposium on Automated Systems und Technologies (AST), St. Petersburg, 2015.
- [Hoff16] G.-A. Hoffmann et al. *Conditioning of Surface Energy and Spray Application of Optical Waveguides for Integrated Intelligent Systems*. Proceeding, 3rd International Conference on System-Integrated Intelligence (SysInt), DOI: 10.1016/j.protcy.2016.08.023, Paderborn, 2016.
- [Hoff17] G.-A. Hoffmann et al. *Improving partial wetting resolution on flexible substrates for application of polymer optical waveguides*. Optical Engineering, 56(10), 103109, DOI: 10.1117/1.OE.56.10.103109, 2017.
- [HOLO15] HOLOEYE Photonics AG. *PLUTO Phase Only Spatial Light Modulators*. Benutzerhandbuch. HOLOEYE Photonics AG, 2015.
- [InPh09] Initiative Photonik. *Photonik 2020: Memorandum zur Zukunft der Optischen Technologien in Deutschland*. Initiative Photonik, 2009.
- [IOSS07] IOSS intelligente optische Sensoren & Systeme GmbH. *Vorrichtung zum optischen Erfassen von Störungen an Körpern aus transparentem Material mit wenigstens einer ebenen Grenzfläche optischer Güte*. DE202006017496U 1, Gebrauchsmusterschrift. IOSS intelligente optische Sensoren & Systeme GmbH, Radolfzell, 2007.
- [Jahn01] J. Jahns. *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München, Wien, 2001.
- [Jäne14] Jänecke + Schneemann Druckfarben GmbH. *UV Supraflex Lacke – UV Supraflex varnishes*. Technisches Datenblatt. Jänecke + Schneemann Druckfarben GmbH, Sehnde/Höver, März 2014.
- [JDS05] JDS Uniphase Corporation. *Helium-Neon Laser Heads 1100 Series*. Technisches Datenblatt. JDS Uniphase Corporation, 2005.
- [Kess06] R. W. Kessler. *Prozessanalytik: Strategien und Fallbeispiele aus der industriellen Praxis*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2006.
- [Kidg93] M. J. Kidger. *Use of Levenberg-Marquardt (damped least-squares) optimization method in lens design*. Optical Engineering, 32(8), S. 1731–1739, DOI: 10.1117/12.145076, 1993.
-

- [KLA14] KLA-Tencor Corporation. *Development Series Stylus Profilers*. Technisches Datenblatt. KLA-Tencor Corporation, Milpitas, August 2014.
- [Kong16] F. Kong und F. Lambert. *Improvements to the modal holographic wavefront sensor*. Appl. Opt., 55(13), S. 3615–3625, DOI: 10.1364/AO.55.003615, 2016.
- [Kühl11] D. Kühlke. *Optik: Grundlagen und Anwendungen*. 3., überarbeitete, erweiterte Auflage. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, Frankfurt am Main, 2011.
- [Li12] J. Li und P. Picart. *Digital Holography*. ISTE Ltd und John Wiley & Sons, Inc., London, Hoboken, 2012.
- [Lin13] X. Lin et al. *Low-cost board-to-board optical interconnects using molded polymer waveguide with 45 degree mirrors and inkjet-printed micro-lenses as proximity vertical coupler*. Opt. Express, 21(1), S. 60–69, DOI: 10.1364/OE.21.000060, 2013.
- [Lind94] N. Lindlein, P. Habel und J. Schwider. *RAYTRACE 5.0: Ein ray tracing Programm zur Analyse und zum Design optischer Systeme*. Benutzerhandbuch. Lehrstuhl für Optik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Juni 1994.
- [Lind96] N. Lindlein. *Analyse und Optimierung diffraktiver optischer Systeme*. Dissertation. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 1996.
- [Litf05] G. Litfin. *Technische Optik in der Praxis*. 3., aktualisierte und erweiterte Auflage. Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [Liu13] C. Liu et al. *Modal wavefront sensor employing stratified computer-generated holographic elements*. Optics und Lasers in Engineering, 51(11), S. 1265–1271, DOI: 10.1016/j.optlaseng.2013.05.003, 2013.
- [Lohm08] A. W. Lohmann. *A Pre-History of Computer-Generated Holography*. Optics & Photonics News, 19(2), S. 36–47, DOI: 10.1364/OPN.19.2.000036, 2008.
- [Lumi17] Lumileds Holding B.V. *LUXEON Rebel Color line – High flux and efficacy on industry’s most widely used color LED platform*. Technisches Datenblatt. Lumileds Holding B.V., Amsterdam, August 2017.
- [Maiw09] R. Maiwald et al. *Stylus ion trap for enhanced access and sensing*. Nat. Phys., 5, S. 551–554, DOI: 10.1038/nphys1311, 2009.
- [Mala07] D. Malacara. *Optical Shop Testing*. 3. Auflage. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.

- [Mali65] I. H. Malitson. *Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica*. J. Opt. Soc. Am., 55(10), S. 1205–1209, DOI: 10.1364/JOSA.55.001205, 1965.
- [Mara07] A. A. Maradudin. *Light Scattering and Nanoscale Surface Roughness*. Springer Science+Business Media, LLC, New York, 2007.
- [Merc16] Merck Performance Materials GmbH. *AZ[®] MiRTM 701 Series – Positive Tone Photoresists*. Technisches Datenblatt. Merck Performance Materials GmbH, Wiesbaden, März 2016.
- [Mesc06] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. 23., überarbeitete Auflage. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2006.
- [Micr12a] micro resist technology GmbH. *Negative Tone Photoresists EpoClad*. Technisches Datenblatt. micro resist technology GmbH, Berlin, Januar 2012.
- [Micr12b] micro resist technology GmbH. *Negative Tone Photoresists EpoCore*. Technisches Datenblatt. micro resist technology GmbH, Berlin, Januar 2012.
- [Micr13] MicroChemicals GmbH. *Belackungsverfahren für Fotolacke*. Anwendungshinweise. MicroChemicals GmbH, Ulm, November 2013.
- [Micr14] MicroChemicals GmbH. *MicroChemicals[®] – Unsere Produkte*. Technisches Datenblatt. MicroChemicals GmbH, Ulm, 2014.
- [Milg72] L. O. A. Milgard und U. P. T. Sjölin. *Verfahren zum Nachweis von Oberflächenfehlern*. DE2152510A1, Offenlegungsschrift. Rederiaktiebolaget Nordstjernan, Stockholm, 1972.
- [Mori03] H. Moritz. *Lexikon der Bildverarbeitung*. 1. Auflage. Mühlig, VDE VERLAG GMBH, Berlin, 2003.
- [Nano16] Nanoscribe GmbH. *Micro-Optics*. Application Note. Nanoscribe GmbH, Eggenstein-Leopoldshafen, Februar 2016.
- [Nano17] Nanosurf AG. *Flex-Bio – Versatile Research AFM System for Life Science*. Technisches Datenblatt. Nanosurf AG, Liestal, 2017.
- [Naum14] H. Naumann und G. Schröder. *Handbuch Bauelemente der Optik: Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik*. 7., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Carl Hanser Verlag, München, Wien, 2014.
- [Neil00] M. A. A. Neil, M. J. Booth und T. Wilson. *New modal wave-front sensor: a theoretical analysis*. J. Opt. Soc. Am. A, 17(6), S. 1098–1107, DOI: 10.1364/JOSAA.17.001098, 2000.
- [Noll76] R. J. Noll. *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*. J. Opt. Soc. Am., 66(3), S. 207–211, DOI: 10.1364/JOSA.66.000207, 1976.

- [Nunn59] M. Nunn und C. G. Wynne. *Lens Design by Electronic Digital Computer: II*. Proc. Phys. Soc., 74(3), S. 316–329, DOI: 10.1088/0370-1328/74/3/310, 1959.
- [Ogil89] J. A. Ogilvy und J. R. Foster. *Rough surfaces: gaussian or exponential statistics?* Journal of Physics D: Appl. Phys., 22(9), S. 1243–1251, DOI: 10.1088/0022-3727/22/9/001, 1989.
- [Oliv11] O. G. de Oliveria und D. W. de Lima Monteiro. *Optimization of the Hartmann-Shack microlens array*. Optics und Lasers in Engineering, 49(4), S. 521–525, DOI: 10.1016/j.optlaseng.2011.01.002, 2011.
- [Ophi15] Ophir-Spiricon, LLC. *190-1100nm USB Silicon CCD Cameras*. Technisches Datenblatt. Ophir-Spiricon, LLC, Logan, Februar 2015.
- [Ophi16] Ophir-Spiricon, LLC. *BeamGage[®] – User Guide – Laser Beam Analyzer*. Benutzerhandbuch. Ophir-Spiricon, LLC, Logan, Juni 2016.
- [Ophi18] Ophir-Spiricon, LLC. *Beam Expanders Microscope Objectives*. Technisches Datenblatt. Ophir-Spiricon, LLC, Logan, Januar 2018.
- [OPTO15] OPTOCRAFT GmbH. *Lösungen für Optiken und optische Systeme*. Marktübersicht. OPTOCRAFT GmbH, Erlangen, August 2015.
- [Oxfo06] Oxford Instruments plc. *PlasmlabSystem100 – Modular Cluster System*. Systemhandbuch. Oxford Instruments plc, Abingdon, November 2006.
- [Papu09a] L. Papula. *Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler – Band 1*. 12., überarbeitete und erweiterte Auflage. Vieweg+Teubner Verlag, GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2009.
- [Papu09b] L. Papula. *Mathematische Formelsammlung für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. 10., überarbeitete und erweiterte Auflage. Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2009.
- [Pedr05] E. Pedrotti et al. *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. 3., überarbeitete und aktualisierte Auflage. Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [Perr10] S. Perrot. *Beleuchtung ist das A und O! Auswahl der geeigneten Beleuchtung für Anwendungen in der industriellen Bildverarbeitung*. 3. Ausgabe. Optik & Photonik, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Oktober 2010.
- [Phot18] Photonfocus AG. *MV1-D1312-100-G2*. Technisches Datenblatt. Photonfocus AG, Lachen, März 2018.

- [Phys18a] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *PIHera Piezokreuztisch – Hochpräziser XY-Nanopositionierer mit variablen Stellwegen – P-620.2 – P-629.2*. Technisches Datenblatt. Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, Karlsruhe, April 2018.
- [Phys18b] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *PIHera Vertikaler Präzisionspositionierer – Variabel in Stellweg und Achskonfiguration – P-620.Z – P-622.Z*. Technisches Datenblatt. Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, Karlsruhe, April 2018.
- [Plat01] B. C. Platt und R. Shack. *History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing*. Journal of Refractive Surgery, 17(5), S. S573–S577, 2001.
- [Poly17] Polytec GmbH. *TopMap μ .Lab – Optische Profilometer mit Nanometer-Auflösung*. Technisches Datenblatt. Polytec GmbH, Waldbronn, Mai 2017.
- [Reit15] T. Reitberger et al. *Aerosol Jet Printing of Optical Waveguides*. Proceeding, 38th International Spring Seminar on Electronics Technology, Eger, 2015.
- [Rich17] H. A. Richard, B. Schramm und T. Zipsner. *Additive Fertigung von Bauteilen und Strukturen*. Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2017.
- [Rose15] K. Rose, S. Eldridge und L. Chapin. *The Internet of Things: An Overview*. The Internet Society (ISOC), 2015.
- [Rüßm15] M. Rüßmann et al. *Industry 4.0: The Future of Productivity and Growth in Manufacturing Industries*. The Boston Consulting Group, Inc., 2015.
- [Sale08] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008.
- [Schm13] U. Schmidt. *Professionelle Videotechnik: Grundlagen, Filmtechnik, Fernsehtechnik, Geräte- und Studioteknik in SD, HD, DI, 3D*. 6. Auflage. Springer-Verlag GmbH, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [Scho17] Schott AG. *Optisches Glas – Datenblätter*. Technisches Datenblatt. Schott AG, Mainz, Januar 2017.
- [Schr07] G. Schröder und H. Treiber. *Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen*. 10., erweiterte Auflage. Vogel Industrie Medien GmbH & Co. KG, Würzburg, 2007.
- [Schu98] R. Schuhmann und T. Thöniß. *Telezentrische Systeme für die optische Meß- und Prüftechnik*. Technisches Messen 65(4), R. Oldenbourg Verlag, München, 1998.

- [Sell71] W. Sellmeier. *Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen*. Ann. Phys., 219(6), S. 272–282, DOI: 10.1002/andp.18712190612, 1871.
- [Sill99] H. Hentschel und M. Müller. *Telezentrische Objektive für die industrielle Bildverarbeitung: eine Einführung für den Anwender*. Sill Optics GmbH & Co. KG, Wendelstein, 1999.
- [Sond15] M. Sondermann und G. Leuchs. *Photon-Atom Coupling with Parabolic Mirrors*. Engineering the Atom-Photon Interaction: Controlling Fundamental Processes with Photons, Atoms and Solids, Springer International Publishing, S. 75–98, DOI: 10.1007/978-3-319-19231-4_3, 2015.
- [STEMM09] STEMMER IMAGING GmbH. *DALSA Spyder 2*. Technisches Datenblatt. STEMMER IMAGING GmbH, Puchheim, Juni 2009.
- [STEMM16] STEMMER IMAGING GmbH. *Das Handbuch der Bildverarbeitung*. STEMMER IMAGING GmbH, Puchheim, 2016.
- [Stro10] P. Strohbach. *The fast quartic solver*. Journal of Computational und Applied Mathematics, 234(10), S. 3007–3024, DOI: 10.1016/j.cam.2010.04.015, 2010.
- [Teki11] T. Tekin. *Review of Packaging of Optoelectronic, Photonic, and MEMS Components*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 17(3), S. 704–719, DOI: 10.1109/JSTQE.2011.2113171, 2011.
- [Thom99] T. R. Thomas. *Rough Surfaces*. Second Edition. Imperial College Press, London, 1999.
- [Tronn54] A. W. Tronnier. *Photographic objective comprising four lens members separated by air spaces and enclosing the diaphragm*. US2673491A, Amerikanische Patentanmeldung. Voigtländer AG, Braunschweig, 1954.
- [Turn14] V. Turner et al. *The Digital universe of Opportunities: Rich Data and the Increasing Value of the Internet of Things*. EMC Corporation, White Paper, 2014.
- [VDI16] VDI Verein Deutscher Ingenieure e.V. – Fachbereich Produktionstechnik und Fertigungsverfahren. *Handlungsfelder – Additive Fertigungsverfahren*. VDI Verein Deutscher Ingenieure e.V. – Fachbereich Produktionstechnik und Fertigungsverfahren, April 2016.
- [Wein98] A. Weinert. *Kunststofflichtwellenleiter: Grundlagen, Komponenten, Installation*. Siemens AG, Berlin und München, 1998.
- [Wern17] M. Werner. *Nachrichtentechnik – Eine Einführung für alle Studiengänge*. 8., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Wiesbaden, 2017.

- [Wyan72] J. C. Wyant und V. P. Bennett. *Using computer-generated holograms to test aspheric wavefronts*. Appl. Opt., 11(12), S. 2833–2839, DOI: 10.1364/AO.11.002833, 1972.
- [Wyan92] J. C. Wyant und K. Creath. *Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology*. Applied Optics und Optical Engineering, Vol. XI, Academic Press, Inc., 1992.
- [Wynn59] C. G. Wynne. *Lens Design by Electronic Digital Computer: I*. Proc. Phys. Soc., 73(5), S. 777–787, DOI: 10.1088/0370-1328/73/5/310, 1959.
- [Zeit15] J. Zeitler, C. Fischer und J. Franke. *Integrated Design Methods for Computer-Aided Development of Spatial Opto-Mechatronic Assemblies*. Proceeding, Wissenschafts- und IndustrieForum - Intelligente Technische Systeme, Paderborn, 2015.
- [Zink64] H. Zinken. *Ueber die Berechnung der Bildkrümmung bei optischen Apparaten*. Ann. Phys., 198(8), S. 563–574, DOI: 10.1002/andp.18641980804, 1864.

Eigene Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

- [Albe18] L. Alber et al. *High resolution isotropic particle localization with a monolithic 4π parabolic mirror*. Verhandlungen, 82. DPG-Jahrestagung, Erlangen, 2018.
- [Back17] C. Backhaus, F. Loosen und N. Lindlein. *Effiziente Berechnung der Impulsantwort zeitabhängiger Signale in gedruckten Polymer Optischen Wellenleitern (POWs)*. Proceeding, 118. DGaO-Jahrestagung, Dresden, 2017.
- [Back18] C. Backhaus et al. *Anwendung von Beam-Propagation-Method und Wave-Propagation-Method zur Simulation innovativ gedruckter Lichtwellenleiter*. Proceeding, 119. DGaO-Jahrestagung, Aalen, 2018.
- [Dehn14] H. Dehne, F. Loosen und N. Lindlein. *Simulation der Vorläuferpulse bei Fokussierung ultrakurzer optischer Laserpulse*. Proceeding, 115. DGaO-Jahrestagung, Karlsruhe, 2014.
- [Deim17] M. Deiml et al. *Test of a remote sensing Michelson-interferometer for temperature Measurements in the Mesosphere on a REXUS Rocket*. Proceeding, 23. ESA Symposium on European ROCKET & BALLON programmes und related research, Visby, 2017.
- [Fran17] J. Franke et al. *Modellbildung und Simulation optischer Komponenten auf opto-mechatronischen Baugruppen zur Abbildung charakteristischer Kenngrößen*. Folgeantrag für die DFG-Förderkennzeichen FR 2899/16-1 und LI 1612/6-1, 2017.
- [Frie15] S. Fries, F. Loosen und N. Lindlein. *Simulations of the secondary maxima of highly focused ultrashort optical pulses in the focal point*. Proceeding, 116. DGaO-Jahrestagung, Brünn, 2015.
- [Frie16] S. Fries, F. Loosen und N. Lindlein. *Systematic investigation of the effect of aberration on ultrashort optical pulses focused by an aplanatic lens*. Proceeding, 5th doctoral students conference on optics (DoKDoK), Oppurg, 2016.
- [Kauf17] M. Kaufmann et al. *A miniaturized satellite payload hosting a spatial heterodyne spectrometer for remote sensing of atmospheric temperature*. Proceeding, 11. IAA Symposium on Small Satellites for Earth Observation, Berlin, 2017.
- [Kauf18] M. Kaufmann et al. *A highly miniaturized satellite payload based on a spatial heterodyne spectrometer for atmospheric temperature measurements in the mesosphere and lower thermosphere*. Atmos. Meas. Tech., Discussions, S. 1–19, DOI: 10.5194/amt-2017-437, 2018.

- [Lind13] N. Lindlein, F. Loosen und W. Iff. *Entwicklung optischer 3D-Scanner für die Inline-Vermessung – Simulation und Design der optischen Funktion von 3D-Scannern – Zwischenbericht*. Lehrstuhl für Optik, Information und Photonik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), Erlangen, 2013.
- [Lind15a] N. Lindlein, W. Iff und F. Loosen. *RAYTRACE User Manual*. Benutzerhandbuch. Institut für Optik, Information und Photonik (IOIP), Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), Erlangen, Februar 2015.
- [Lind15b] N. Lindlein, F. Loosen und S. Fries. *Systematic investigation of the principal and first secondary maxima of ultrashort optical pulses focused by a high numerical aperture aplanatic lens*. Proceeding, SPIE Optical Systems Design 2015 - Computational Optics Conference, DOI: 10.1117/12.2191277, Jena, 2015.
- [Lind15c] N. Lindlein, F. Loosen und W. Iff. *Entwicklung optischer 3D-Scanner für die Inline-Vermessung – Simulation und Design der optischen Funktion von 3D-Scannern – Abschlussbericht*. Lehrstuhl für Optik, Information und Photonik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), Erlangen, 2015.
- [Loos14] F. Loosen et al. *Telezentrischer Linienscanner auf Basis eines Ringflächen spiegels zur Oberflächenanalyse von Bauteilen*. Proceeding, 115. DGaO-Jahrestagung, Karlsruhe, 2014.
- [Loos15a] F. Loosen, N. Lindlein und K. Donner. *A telecentric line scanning system: requirements in the macroscopic and microscopic regime*. Proceeding, 116. DGaO-Jahrestagung, Brunn, 2015.
- [Loos15b] F. Loosen et al. *Concepts for the design and optimization process of printed polymer-based optical waveguides (scattering processes)*. Proceeding, 4th doctoral students conference on optics (DoKDoK), Eisenach, 2015.
- [Loos16a] F. Loosen, N. Lindlein und K. Donner. *Telecentric line scanning system based on a ring surface mirror for inline processes*. Advanced Optical Technologies. 5(3), ISSN (Online) 2192-8584, ISSN (Print) 2192-8576, DOI: 10.1515/aot-2016-0010, 2016.
- [Loos16b] F. Loosen et al. *Design and simulation rules for printed optical waveguides with implemented scattering methods in CAD and raytracing software*. Proceeding, 117. DGaO-Jahrestagung, Hannover, 2016.

- [Loos16c] F. Loosen et al. *Implementation of a Scattering Method for Rough Surfaces in a Raytracing Software linked with a CAD (Computer-Aided Design) Toolbox*. Proceeding, FiO (Frontiers in Optics) 2016 – 100th OSA Annual Meeting, DOI: 10.1364/FIO.2016.FW3H.2, Rochester, 2016.
- [Loos17] F. Loosen et al. *Approach for the production chain of printed polymer optical waveguides—an overview*. Appl. Opt., 56(31), S. 8607–8617, DOI: 10.1364/AO.56.008607, 2017.
- [Loos18a] F. Loosen et al. *A Holography-Based Modal Wavefront Sensor for the Precise Positioning of a Light Emitter Using a High-Resolution Computer-Generated Hologram*. IEEE Photonics Journal, 10(1), ISSN (Online) 1943-0655, ISSN (Print) 1943-0655, S. 1–11, DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2799383, 2018.
- [Loos18b] F. Loosen et al. *Simulationen zur Erfassung der Güte gedruckter Polymer Optischer Wellenleiter (POWs) bei Variation signifikanter Charakteristika*. Proceeding, 119. DGaO-Jahrestagung, Aalen, 2018.
- [Lore17] L. Lorenz et al. *Optical Beam Propagation and Ray Tracing Simulation of Interruption-Free Asymmetric Multimode Bus-Couplers*. Journal of Microelectronics und Electronic Packaging, 14(1), DOI: 10.4071/imaps.530, 2017.
- [Reit17] T. Reitberger et al. *Important Parameters of Printed Polymer Optical Waveguides (POWs) in Simulation and Fabrication*. Proceedings Volume 10098, Physics und Simulation of Optoelectronic Devices XXV, 100981B, SPIE Photonics West, DOI: 10.1117/12.2252520, 2017.
- [Steh17] J. Stehr et al. *Design und Herstellung eines CGH-basierten Modalen Wellenfrontensensors*. Proceeding, 118. DGaO-Jahrestagung, Dresden, 2017.
- [Wagn17] F. Wagner et al. *Spatial Herodyn-Spektrometer zur Temperaturmessung in der mittleren Atmosphäre*. Proceeding, 118. DGaO-Jahrestagung, Dresden, 2017.
- [Zeit16] J. Zeitler et al. *Computer-Aided Design and Simulation of Spatial Opto-Mechatronic Interconnect Devices*. Proceeding, 26th CIRP Design Conference, DOI: 10.1016/j.procir.2016.04.172, Stockholm, 2016.

Danksagung

Ganz herzlich möchte ich mich bei dem Leiter der Arbeitsgruppe ODEM (Optisches Design, Messtechnik und Mikrooptik), Herrn Prof. Dr. Norbert Lindlein, bedanken, da er es mir ermöglicht hat, meine Dissertation in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben. Darüber hinaus geht ein besonderer Dank an den Lehrstuhlinhaber Herrn Prof. Dr. Gerd Leuchs des Lehrstuhls für Optik – Institut für Optik, Information und Photonik (IOIP) – der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU) und gleichzeitigem Direktor bzw. Leiter der Abteilung Leuchs des Max-Planck-Instituts für die Physik des Lichts (MPL) in Erlangen für den wissenschaftlichen Background. Besonderen Dank möchte ich außerdem dem gesamten Team der Arbeitsgruppe (ehemalige und derzeitige Mitglieder) aussprechen, die mich bei meiner Arbeit mit ihrem umfassenden Wissen und ihren Erfahrungen im Bereich der Optik unterstützt haben. Besonders hervorzuheben sind dabei Frau Dr. Irina Harder, Frau Dr. Olga Lohse, Herr Dr. Klaus Mantel, Herr Dr. Vanusch Nercissian, meine ehemaligen Masterstudenten Carsten Backhaus (jetzt Kollege) und Johannes Stehr, mein wissenschaftlicher Mitarbeiter Christian Vögl sowie das ehemalige Arbeitsgruppenmitglied Herr Dr. Martin Collischon. Außerdem gilt ein Dank meinen Projektpartnern Frau Dipl.-Math. Karin Donner und Herrn Prof. Dr. Klaus Donner von der Firma alfavision GmbH & Co. KG für die Unterstützung bei dem gemeinsam durchgeführten Projekt sowie meinen DFG-Forschergruppenkollegen der Forschergruppe OPTAVER (Optische Aufbau- und Verbindungstechnik für baugruppenintegrierte Bussysteme) Herrn Jochen Zeitler, Herrn Thomas Reitberger, Herrn Gerd-Albert Hoffmann und Herrn Dr. Lukas Lorenz für die konstruktiven Gespräche am Telefon bei den monatlichen Telefonkonferenzen sowie den im Turnus stattfindenden Projekttreffen und allen anderen Mitgliedern im Institut (besonders Lucas Alber).

Der größte Dank geht aber an meine Eltern, die mich auf meinem bisherigen Werdegang in besonderem Maße unterstützt haben und ohne die dies alles nicht möglich gewesen wäre. Danke, dass ihr immer für mich da seid! Außerdem möchte ich noch meiner ganzen Familie (meinen Geschwistern, meinen Großeltern) und allen anderen Danke sagen, die mir auf dem Wege meiner Promotion in allen Belangen zur Seite standen. An letzter Stelle genannt, aber nicht am geringsten dem Werte nach, danke ich meiner Freundin Greta, die mich in der schwierigen Endphase meiner Promotion unterstützt und mir die fehlende Zweisamkeit verziehen hat. Weißt du eigentlich, wie lieb ich dich hab?

Das Kapitel über das Design und die Simulation Polymer-Optischer Wellenleiter (POWs) wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft e.V. (DFG) im Rahmen des Verbundprojekts OPTAVER (Optische Aufbau- und Verbindungstechnik für baugruppenintegrierte Bussysteme) unter dem Teilprojekt 6 – Integrierte Informationstechnik für die optische

Simulation und das funktions-/fertigungsgerechte Design räumlicher optomechatronischer Baugruppen – mit dem Förderkennzeichen LI 1612/6-1 durchgeführt.

Außerdem wurde der Abschnitt über das telezentrische Scansystem vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie im Rahmen des Zentralen Innovationsprogramms Mittelstand – ZIM-Kooperationsprojekt – Simulation und Design der optischen Funktion von 3D-Scannern in Kooperation mit der alfavision GmbH & Co. KG mit dem Förderkennzeichen KF2510602UW2 gefördert.

Das Projekt über den MWFS zur modalen Messung der Wellenfront bei Auslenkung eines Emitters, z.B. in einem Parabolspiegel, wurde in Kooperation mit der Arbeitsgruppe 4pi Photon Atom Coupling (4piPAC) des Max-Planck-Instituts für die Physik des Lichts durchgeführt.

Beiden Fördermittelgebern, den Kooperationspartnern und meinem Professor Herrn Prof. Dr. Norbert Lindlein danke ich nochmals auf diesem Wege.

*„Wie jede Blüte welkt und jede Jugend
Dem Alter weicht, blüht jede Lebensstufe,
Blüht jede Weisheit auch und jede Tugend
Zu ihrer Zeit und darf nicht ewig dauern.*

*Es muß das Herz bei jedem Lebensrufe
Bereit zum Abschied sein und Neubeginne,
Um sich in Tapferkeit und ohne Trauern
In andre, neue Bindungen zu geben.
Und jedem Anfang wohnt ein Zauber inne,
Der uns beschützt und der uns hilft, zu leben.*

*Wir sollen heiter Raum um Raum durchschreiten,
An keinem wie an einer Heimat hängen,
Der Weltgeist will nicht fesseln uns und engen,
Er will uns Stuf' um Stufe heben, weiten.
Kaum sind wir heimisch einem Lebenskreise
Und traulich eingewohnt, so droht Erschlaffen,
Nur wer bereit zu Aufbruch ist und Reise,
Mag lähmender Gewöhnung sich entrafen.*

*Es wird vielleicht auch noch die Todesstunde
Uns neuen Räumen jung entgegenenden,
Des Lebens Ruf an uns wird niemals enden...
Wohlan denn, Herz, nimm Abschied und gesunde!“*

Hermann Hesse (Stufen)