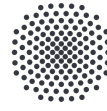




**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt**
German Aerospace Center



University of Stuttgart
Germany

Masterarbeit

Top-Hat Strahlformung für ein Laserdioden-Array

Top-Hat beam shaping for a laserdiode array

Vorgelegt von

Nick Gorell

Fakultät 8: Mathematik und Physik

Matrikelnr.: 3424078

Prüfer

Prof. Dr. Harald Giessen

4. Physikalisches Institut

Universität Stuttgart

und

Prof. Dr. Peter Michler

Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG)

Universität Stuttgart

Betreuer

Dr. Birgit Weichelt

Institut für Technische Physik

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)

30. April 2025

Eidesstattliche Erklärung

Gemäß der Prüfungsordnung der Universität Stuttgart für den Masterstudiengang Physik vom 31. Juli 2015 versichere ich, dass

1. ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst habe,
2. ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
3. die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist, und
4. das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

.....

Ort, Datum, Unterschrift

Kurzzusammenfassung

Top-Hat Strahlformung für ein Laserdioden-Array

Um der zunehmenden Anzahl an Weltraumschrott entgegenzuwirken, werden je nach Größe des Objekts verschiedene Methoden entwickelt [1, 2]. Ein laserbasiertes Konzept hat dabei besonders kleine Weltraumschrottteile (im Zentimeterbereich) im Visier. Die großen Leistungen, die für eine erfolgreiche Materialbearbeitung eines Ziels benötigt werden, können allerdings nicht aus einer einzelnen Laserquelle stammen. Daher wird ein Ansatz verfolgt, der den Zusammenschluss vieler einzelner Emittter mittels kohärenten Kopplung über ein gemeinsames Teleskop, nutzt [3]. Im Fernfeld des Systems ergibt sich so ein Intensitätsmaximum, welches ausreichend Leistung liefert, um auf ein Ziel einwirken zu können. Die Effizienz dieses Systems ist maßgeblich von dem Füllfaktor abhängig mit dem die einzelnen Emittter das Sendeteleskop ausfüllen. Des Weiteren beeinflusst ebenso die Intensitätsverteilung der einzelnen Emittter die Effizienz des Systems. Beide Parameter werden unter der Verwendung eines Top-Hat Profils der Einzelemittter maximiert, was dementsprechend auch ein Maximum der erzielbaren Effizienz zur Folge hat. Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher, einen Laserstrahl mit möglichst homogener Top-Hat Intensitätsverteilung und hoher Flankensteilheit zu generieren. Dazu wurde ein refraktives System bestehend aus zwei asphärischen Linsen ausgelegt. Eine mathematische Relation der Eingangskoordinate eines Strahls bzgl. seiner Ausgangskoordinate wurde mittels geometrischer Optik hergeleitet. Diese Bedingung wurde anschließend in Zemax integriert, welches die asphärischen Oberflächen optimiert. Eine geometrische sowie wellenoptische Auswertung der Ergebnisse in Zemax zeigt einen qualitativ hochwertigen Top-Hat mit einer Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,969$. Die Sensibilität des Systems hinsichtlich diverser Toleranzen wurde untersucht und zeigt eine besondere Empfindlichkeit des Systems gegenüber Justagetoleranzen. Durch Verwendung geeigneter optomechanischer Elemente, lässt sich diese Abweichung auf ein Minimum reduzieren, sodass eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,961$ erreicht werden kann. Die angestrebte Verwendung des Strahlformers in einem Array zur kohärenten Kopplung ist Motivation zur weiteren Analyse der resultierenden Intensitätsverteilung. Dazu wurde die Fernfeldverteilung eines theoretischen Arrays berechnet und eine Bewertung bzgl. des PIB-Werts (Power-in-the-Bucket) vorgenommen. Diese zeigt lediglich eine relative Abweichung des ausgelegten Top-Hats um 0,65% von dem PIB-Werts eines idealen Top-Hats.

Außerdem wurde ein 3D gedruckter Strahlformer realisiert, der auf die Endfläche einer Faser gedruckt wurde. Die Simulation des Systems prognostiziert eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,965$. Die 3D gedruckte Optik wurde hergestellt und experimentell vermessen, zeigt allerdings eine deutlich abweichende Intensitätsverteilung. Mögliche Toleranzen und Abweichungen vom Design wurden untersucht, eine eindeutige Ursache der Diskrepanz muss jedoch in weiteren Arbeiten nachfolgend zu dieser Arbeit abschließend geklärt werden. Aufgrund der gemessenen Intensitätsverteilung wird ein abweichender Strahldurchmesser als Hauptursache vermutet. Zur Analyse dieser Theorie wurden weitere Designs ausgelegt, welche sich noch im Fertigungsprozess befinden.

Schlagwörter: Top-Hat, Laserstrahlformung, 3D gedruckte Optiken, Zemax, Weltraumschrott, Kohärente Kopplung

Abstract

Top-Hat beam shaping for a laserdiode array

To counter the rising threat of debris induced damage in space, several different techniques are being developed [1, 2]. One of which is a laser-based system targeting particles in the cm-range. For an efficient alteration of the particles orbit, a sufficient amount of power needs to be delivered. However, this cannot be achieved by a single source, so multiple single emitters are deployed in a common telescope to deliver the necessary intensity. This can only be achieved by coherently coupling all of the single emitters, such that they interfere constructively in the target plane [3]. The resulting main peak efficiency is, among other, influenced by the filling factor of the single emitters regarding the aperture of their common telescope. As all the single emitters are supposed to be identical, they will form a hexagonal array, if the emitters are all assumed to be round. The size of a single emitter therefore plays a crucial role in the resulting efficiency. Another important factor is the intensity profile of the single emitter. A simple gaussian distribution will deliver an inferior efficiency in comparison to a Top-Hat distribution.

Therefore, the goal of this thesis is to maximize the systems efficiency, by developing a mostly even and as large as possible Top-Hat intensity distribution. For this a refractive system consisting of two aspheric lenses was developed. First, a mathematical derivation delivered a relation between the input and output coordinate for each ray entering the system. Next, this relation was implemented in Zemax to optimize the aspheric surfaces.

The resulting intensity distribution shows a Top-Hat profile with an uniformity of $U_{\text{RMS}} = 0,969$. To estimate the influence of different parameters, a tolerance analysis was performed in Zemax. This analysis shows a significant sensibility of the system regarding the alignment of the optical elements. The uncertainties resulting from the manufacture process however, can be neglected. If some tight alignment tolerances are applied, given for example by commercially available stages, the resulting Top-Hat still reaches a uniformity of $U_{\text{RMS}} = 0,961$, showing that it should be possible to create the desired distribution experimentally. Since the distribution is supposed to be employed in an array, the Top-Hat was further investigated using its far field distribution. This resulted in a marginal smaller power in the bucket (PIB) value, which is defined as the amount of power in the central lobe of the far field distribution. Comparing the resulting PIB value with that of a perfect Top-Hat distribution yields a deviation of only 0,65%. The size of the optical elements, which are given because of the size requirements of the source, make the manufacturing of the lenses difficult. A classical production using cutting and polishing is not impossible, although very difficult and therefore highly costly. Consequently a production via photolithography is aspired. The advantage is, that the system can be directly implemented in a micro lens array. A precise alignment has to be taken care of nonetheless.

Finally, a possibility to realize a Top-Hat intensity distribution was investigated, employing 3D printed optics. For this a small aspheric lens was 3D printed onto the end surface of a fiber endcap using a QuantumX with IP-S as material. The aspheric surface was again designed using Zemax beforehand and resulted in an uniformity of $U_{\text{RMS}} = 0,965$. A tolerance analysis was also carried out, resulting in a high sensitivity of the system regarding the processing of the fiber endcap. Nevertheless, a stable Top-Hat distribution could be

produced with a minimal uniformity of $U_{\text{RMS}} = 0,844$. The experimental examination resulted, however, in a strong deviation from the simulated results. So far no explanation could be found to describe this behavior. A large intensity peak in the middle of the distribution suggests, that the beam size at the aspheric surface may be not as intended. To verify this, additional designs with different beam sizes are currently being manufactured and will be subject of further investigation.

Keywords: Top-Hat, Laser beam shaping, 3D printed optics, Zemax, Space debris, Coherent beam combining

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	VII
Abbildungsverzeichnis	VIII
Tabellenverzeichnis	XI
Symbole und Akronyme	XIII
1. Einleitung	1
2. Stand der Technik	3
2.1. Kohärente Kopplung	6
2.2. Grundlagen der Laserstrahlformung	8
2.2.1. Möglichkeiten und Limitierungen	8
2.2.1.1. Refraktive Strahlformung	9
2.2.1.2. Sonstige	9
2.2.1.3. Limitierungen der Laserstrahlformung	10
2.2.2. Mathematische Beschreibung	11
2.3. Zusammenfassung und Motivation	13
3. Experimentalteil	15
3.1. Aufbau	15
3.2. Laserstrahlcharakterisierung	16
3.3. Fasern	19
4. Top-Hat Strahlformer	23
4.1. Simulation	23
4.1.1. Systemaufbau in Zemax	23
4.1.2. Ergebnisse der Optimierung	25
4.1.3. Toleranzanalyse	30
4.2. Analyse	37
4.3. Fazit und Ausblick	40
5. 3D gedruckter Strahlformer	43
5.1. Simulation	43
5.2. Ergebnisse und Diskussion	52
5.3. Fazit und Ausblick	58
6. Fazit und Ausblick	61
A. Codes	63
Referenzen	66

Abbildungsverzeichnis

2.1. Schematisches Prinzip zur Entfernung von Weltraumschrott	3
2.2. Beugungsfunktion in der Zielebene für einen perfekten Top-Hat mit optimalem Füllfaktor	4
2.3. Array-Beugungsfunktion zusammen mit der Einzelemitter-Beugungsfunktion	5
2.4. PIB-Wert im Verhältnis zum Füllfaktor	5
2.5. Beugungsfunktionen für verschiedene Einzelemitter-Profile	6
2.6. Schematisches Prinzip einer MOPA Konfiguration	7
2.7. Schematisches Prinzip eines Systems zur Laserstrahlformung	8
2.8. Verschiedene Systemausführungen für einen Top-Hat Strahlformer	11
2.9. Schematische Darstellung des Systems zur Strahlumformung zur Einführung wichtiger Parameter	12
3.1. MOPA Aufbau mit Fasereinkopplung und Strahlformung	16
3.2. Strahlprofile der Quelle zur Bestimmung der NA	17
3.3. Die in Tab. 3.1 gefundenen Strahldurchmesser sind für ihre jeweilige Position aufgetragen. Zur Bestimmung des Divergenzwinkels wurde ein linearer Fit angelegt.	18
3.4. Strahlradien zur Bestimmung des M^2 -Faktors	19
3.5. Schematische Darstellung einer gebogenen Faser	20
3.6. Verwendetes Faserarray der Firma Fiberbridge	21
3.7. Messskala des verwendeten Cleavers	22
4.1. Prinzipieller Aufbau des kompletten Strahlformers wie er in Zemax simuliert wurde	23
4.2. Oberflächenprofil der ersten Kollimationslinse	25
4.3. Oberflächenprofile der zwei Linsen, welche zur Strahlformung verwendet werden sollen	26
4.4. Intensitätsverteilung in der Zielebene nach der Optimierung der asphärischen Flächen.	26
4.5. Beispielhaftes Top-Hat Profil, anhand dessen die zur Bewertung nötigen Größen eingeführt werden sollen.	27
4.6. POP Ergebnisse der Intensitätsverteilung	28
4.7. POP Ergebnisse der Phasenverteilung	29
4.8. Vergleich der geometrischen Analyse mit der wellenoptischen für unterschiedliche β	30
4.9. Ergebnisse der Toleranzanalyse für unterschiedliche Justagetoleranzen	32
4.10. Ergebnisse der Toleranzanalyse für das Verschieben der ersten Kollimationslinse	33
4.11. Ergebnisse der Toleranzanalyse für unterschiedliche enge Justagetoleranzen	34
4.12. Ergebnisse der Toleranzanalyse für unterschiedliche Herstellungstoleranzen	35
4.13. Ergebnisse der Toleranzanalyse für abweichende Länge der Faserendkappe	36
4.14. Ergebnisse der Toleranzanalyse für alle Toleranzen	37
4.15. Intensitätsverteilung der Fouriertransformation verschiedener Top-Hats	38
4.16. 3D Darstellung der kombinierten Intensitätsverteilung	39

4.17. Veranschaulichung der Implementierung des entwickelten Strahlformers in einem Mikrolinsenarray.	40
5.1. Prinzipieller Aufbau des Faser Strahlformers	44
5.2. Intensitätsverteilung in der Zielebene nach geometrischer Optimierung der asphärischen Fläche.	44
5.3. Querschnitt der 3D gedruckten Linsenoberfläche nach der Optimierung . . .	45
5.4. POP Ergebnisse der Intensitätsverteilung für einen Faserstrahlformer	46
5.5. Ergebnisse der Toleranzanalyse für einen Faserstrahlformer für unterschiedliche Justagetoleranzen	48
5.6. Ergebnisse der Toleranzanalyse für einen Faserstrahlformer für eine Verkipfung der Faser Endkappe	49
5.7. Ergebnisse der Toleranzanalyse für einen Faserstrahlformer für unterschiedliche Herstellungstoleranzen	50
5.8. Ergebnisse der Toleranzanalyse für einen Faserstrahlformer für eine abweichende Länge der Endkappe	51
5.9. Ergebnisse der Toleranzanalyse für einen Faserstrahlformer für Herstellungs- und Justagetoleranzen	52
5.10. Aufnahme des 3D gedruckten Strahlformers in der Draufsicht unter einem Mikroskop.	53
5.11. Mikroskopische Aufnahme der Faserendkappe. Vom linken Bildrand führt die LMA-Faser ein, an der die Endkappe angespleißt ist. Am rechten Ende ist, leicht gelblich gefärbt, die 3D gedruckte Linse zu erkennen.	53
5.12. Gemessene Intensitätsverteilung nach dem 3D gedruckten Faser Strahlformer	54
5.13. Querschnitt der simulierten Intensitätsverteilung hinter der Zielebene bei einem Abstand von 20,3 mm zur Faser	55
5.14. Querschnitt der simulierten Intensitätsverteilung mit einem kleineren Strahldurchmesser an der asphärischen Oberfläche.	55
5.15. Querschnitt des gemessenen und designeten Profils der gedruckten asphärischen Fläche	56
5.16. Intensitätsprofile für verschiedene Zielebenen und angepassten asphärischen Komponenten des 3D gedruckten Faser Strahlformers	57

Tabellenverzeichnis

3.1. Übersicht der Strahldurchmesser an unterschiedlichen Positionen für x - und y -Richtung.	16
3.2. Übersicht der bestimmten Fit Parameter zur Berechnung des M^2 -Faktors. .	19
4.1. Übersicht der Parameter der asphärischen Flächen für die drei Linsen. . . .	25
5.1. Übersicht der Parameter der asphärischen Fläche des Faser Strahlformers. .	45
5.2. Übersicht der Parameter der asphärischen Flächen für den designten Strahlformer und den gemessenen.	57

Symbole and Akronyme

Symbole

Lateinische Symbole

$\vec{E}$	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$	Elektrische Feldstärke
$\vec{r}$		Positionsvektor
F		Fouriertransformation
k	$\frac{1}{\text{m}}$	Wellenzahl
A	m	Radius der Subapertur
B	m	Abstand der Subaperturen (Gitterkonstante)
N		Anzahl der hexagonalen Schichten
n		Brechungsindex
r_0	m	1/e ² -Radius des Eingangsstrahls
y_0	m	1/e ² -Radius des Ausgangsstrahls
f	m	Brennweite
I	W/m ²	Intensität
I_0	W/m ²	Anfangsintensität
J_ν		Besselfunktion ν -ter Ordnung
x	m	Koordinate
u		Feldverteilung
r	m	Radiale Eingangscoordinate
D	m	Abstand der Ausgangsapertur
r_{max}	m	Maximaler Radius der für die Strahlformung verwendet wird
R	m	Radiale Ausgangscoordinate
R_{max}	m	Top-Hat Radius
I_{out}	W/m ²	Ausgangsintensität
E_A	J	Eingangsenergie
E_B	J	Ausgangsenergie
z_i	m	Positionen auf der optischen Achse
M^2		Parameter zur Bewertung der Strahlqualität
z_R	m	Rayleigh Länge
r_c	m	Faserkerndurchmesser
z	m	Pfeiltiefe (engl.: Sag)
c	$\frac{1}{\text{m}}$	Krümmung
a	m	Top-Hat Radius
V_{RMS}		Relative RMS Varianz
U_{RMS}		Relative RMS Uniformität

Griechische Symbole

λ	m	Wellenlänge
Θ	deg	Winkelcoordinate
σ	m	1/e ² -Radius

α	deg	Ein- bzw. Ausfallswinkel
β		Strahlformungsparameter
ρ	m	Radiale Koordinate (in Zylinderkoordinaten)
φ	deg	Winkelkoordinate
ω	m	Strahlradius
ω_0	m	Strahlradius an der Strahltaile
ϑ	deg	Divergenzwinkel
σ		Standardabweichung
α_i	m^{i-1}	Asphärische Koeffizienten
κ		Konische Konstante

Akronyme

- BS** Strahlteiler, engl.: Beam splitter. [6](#)
- DBR** Bragg-Spiegel, engl.: distributed Bragg reflector. [15](#)
- DOE** diffraktives optisches Element. [9](#)
- GRIN** Gradient index. [10](#)
- HOM** Moden höherer Ordnung, engl.: Higher order modes. [20](#)
- LMA-Faser** Faser mit großem Modenfelddurchmesser, engl.: Large mode area fiber. [15](#), [18–22](#), [34](#), [43](#), [52](#), [53](#), [X](#)
- LOCSET** Locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging. [7](#)
- MFD** Modenfelddurchmesser. [19–21](#)
- MFE** Merit Function Editor. [24](#)
- MLA** Mikrolinsenarray. [39–41](#)
- MO** Master Oszillator. [6](#), [7](#)
- MOPA** Master Oscillator Power Amplifier. [6](#), [7](#), [15](#), [16](#)
- MTC** Monte Carlo Simulation. [31](#), [36](#)
- NA** Numerische Apertur. [16](#), [18](#), [20](#), [21](#), [23](#)
- PANDA** polarisationserhaltend und absorptionsreduzierend, engl.: polarization-maintaining AND Absorption-reducing. [22](#)
- PBS** Polarisierender Strahlteiler, engl.: polarizing beam splitter. [15](#)
- PD** Photodiode. [7](#)
- PIB-Wert** Power in the bucket Wert. [4–6](#), [37–39](#), [41](#), [61](#)
- PM** polarisationserhaltend, engl.: polarization-maintaining. [21](#), [22](#), [52](#)
- POP** Physical optics propagation. [23](#), [27](#), [28](#), [32–37](#), [45](#), [46](#), [48–52](#), [57](#)
- PTV** Peak-to-Valley (Value). [27](#)
- RANG** Ray angle (Zemax Optimierungs-Operand). [25](#)
- REAY** Real ray y-coordinates (Zemax Optimierungs-Operand). [25](#)
- RMS** Root Mean Square. [27](#), [XIII](#)
- SM** Grundmode, engl.: single mode. [15](#), [19](#)
- SPGD** Stochastic parallel-gradient-descend. [7](#)
- TPA** Trapezverstärker, engl.: tapered amplifier. [7](#), [15](#)
- TPP** Zwei Photonen Polymerisation, engl.: Two photon polymerization. [43](#), [58](#)
- ZPL** Zemax Programming Language. [63](#)

1. Einleitung

Weltraumschrott stellt eine zunehmende Bedrohung für Satelliten dar. Die Anzahl der Trümmer und Schrottteile im Erdorbit nimmt stetig zu [4] und ist ein Problem für den sicheren Betrieb von Satelliten. Je nach Größe der Trümmerteile gibt es unterschiedliche Ansätze die Anzahl an Objekten zu verringern [1, 2], um katastrophale Lawineneffekte zu verhindern bzw. zu verzögern. Größere Objekte können beispielsweise in einen Friedhofsorbit verbracht werden, aber auch kleinere Objekte im Zentimeterbereich stellen eine große Gefahr dar. Aufgrund der geringen Größe dieser Teilchen ist die Umlaufbahn allerdings nur schwer zu beeinflussen. Eine Möglichkeit liefern laserbasierte Ansätze. Dabei wird Laser Ablation genutzt, um einen Impulsübertrag auf ein Teilchen vorzunehmen und es so abzubremesen. Dadurch kann der Orbit des Teilchens entsprechend angepasst werden, sodass die Lebenszeit signifikant verkürzt wird und die Teilchen letztendlich in der Erdatmosphäre verglühen.

Zur Realisierung eines solchen laserbasierten Ansatzes wird ein Laser benötigt, welcher eine hohe Intensität auf das Ziel bringen kann. Die dafür benötigte Energie kann nach dem heutigen Stand der Technik nicht aus einer einzelnen Laserquelle geliefert werden. Grund dafür sind Limitierungen in der Größe des aktiven Mediums, sowie thermische Effekte, die den Betrieb unmöglich machen. Stattdessen werden viele einzelne Emmitter eingesetzt, welche über ein gemeinsames Sendeteleskop auf das Ziel fokussiert werden [3, 5]. Um eine effektive Bearbeitung des Ziels zu gewährleisten, ist eine hohe Leistungsdichte nötig. Diese kann nur erreicht werden, indem die einzelnen Emmitter kohärent gekoppelt werden. Die resultierende Fernfeldverteilung bildet dann ein zentrales Maximum mit einer hohen Intensität aus. Die Intensitätsverteilung eines einzelnen Emitters hat dabei einen signifikanten Einfluss auf die Effizienz des Systems. Werden die einzelnen Subaperturen als rund angenommen, ergibt sich eine hexagonale Struktur des Arrays aus Einzelemittern, zur Erhöhung des Füllfaktors. Dieser wird durch die Größe der einzelnen Subaperturen beeinflusst und ist maßgeblich für die Effizienz des Systems verantwortlich.

Des Weiteren spielt die Form der Intensitätsverteilung der Einzelemitter eine Rolle. Bei einer gleichmäßig ausgeleuchteten Subaperture, einem Top-Hat (der Name kommt aufgrund der Ähnlichkeit der Verteilung mit der Form eines Zylinderhuts zustande), findet sich ein Maximum in der Effizienz. Ziel dieser Arbeit ist es daher einen möglichst homogenen Top-Hat mit hoher Flankensteilheit zur Erhöhung des Füllfaktors und der Effizienz des Gesamtsystems zu generieren.

Zunächst wird in Kapitel 2 auf den Stand der Technik eingegangen, sowie eine kurze Einführung in die Grundlagen der kohärenten Kopplung gegeben. Außerdem werden die Limitierungen der Strahlformung beleuchtet und eine mathematische Herleitung des verwendeten Systems wird eingeführt.

Der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau wird in Kapitel 3 beschrieben. Dort finden sich auch erste experimentelle Ergebnisse, die die Grundlage für die später folgende Simulation legen. Außerdem werden einige praktische Aspekte verwendeter Komponenten diskutiert.

Kapitel 4 befasst sich zunächst mit der Simulation und Optimierung eines refraktiven Strahlformers. Die Ergebnisse werden anschließend einer Toleranzanalyse unterzogen. Abschließend werden die Ergebnisse der Simulation hinsichtlich ihrer Effizienz weiter untersucht, indem das Kopplungsverhalten eines simulierten Arrays im Fernfeld analysiert wird.

Einen weiteren Ansatz Strahlformung zu betreiben wird in Kapitel 5 vorgestellt. Dabei wird eine 3D gedruckte Linse verwendet, die zunächst simuliert und optimiert und anschließend experimentell vermessen wird.

Abschließend rekapituliert Kapitel 6 die Ergebnisse dieser Arbeit und stellt einen Ausblick auf weitere Entwicklungen dar.

2. Stand der Technik

Das System, welches zur Realisierung eines laserbasierten Ansatzes zur Weltraumschrottentfernung verwendet werden soll, besteht aus den gekachelten Einzelemittern und Sendeteleskop und ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Das Array bestehend aus den Einzelemittern wird über ein gemeinsames Teleskop auf ein Ziel gerichtet. In der Fokusebene des Teleskop befindet sich das Ziel. Das Beugungsbild in der Zielebene besitzt ein zentrales Maximum hoher Intensität, mit dem das Ziel bearbeitet werden kann. Im Folgenden wird angenommen, dass die identischen Emitter existieren und auch bereits kohärent gekoppelt sind.

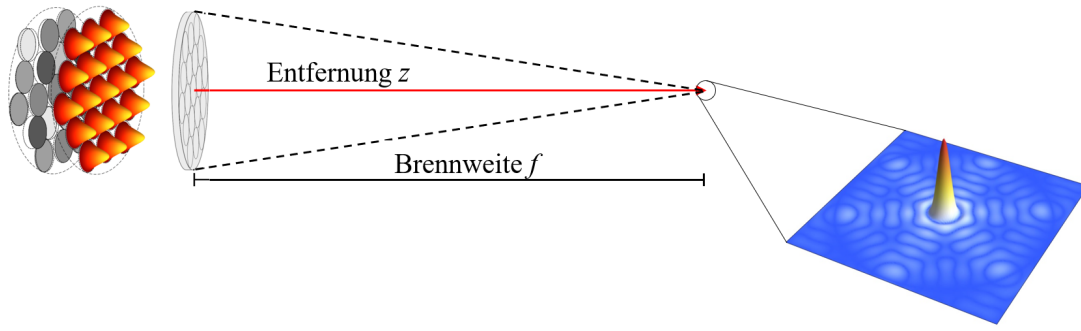


Abbildung 2.1.: Schematisches Prinzip zur Entfernung von Weltraumschrott. Mehrere kohärent gekoppelte Emitter werden durch ein gemeinsames Teleskop auf ein Ziel gerichtet. In der Zielebene ergibt sich ein Beugungsbild mit einem zentralen Intensitätsmaximum.

Mathematisch ist das Problem durch eine reine Propagation von dem Teleskop zur Zielebene definiert. Das elektrische Feld E am Teleskop ist durch die Summe der einzelnen Emitter gegeben,

$$E_{\text{tele}}(\vec{r}) = \sum_{\text{Positions}} E_{\text{single}}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{Position}}), \quad (2.1)$$

wobei $\vec{r}_{\text{Position}}$ die Mitte der jeweiligen Subapertur ist. Um die Apertur des Sendeteleskops optimal zu füllen, sollen die einzelnen Emitter eine runde Subapertur besitzen. Dies führt zu einer hexagonalen Anordnung der einzelnen Emitter innerhalb des Teleskops. Die Propagation zur Zielebene kann durch eine Fourier Transformation beschrieben werden,

$$\begin{aligned} E_{\text{target}}(\vec{\Theta}) &= \frac{i}{\lambda} \sum_{\text{Positions}} e^{-ik\vec{\Theta} \cdot \vec{r}_{\text{Position}}} \cdot \int e^{-ik\vec{\Theta} \cdot \vec{r}} \cdot E_{\text{single}}(\vec{r}) d\vec{r} \\ &= \frac{i}{\lambda} F_{\text{lat.}}(\Theta_x, \Theta_y) \cdot F_{\text{em.}}(\Theta_x, \Theta_y), \end{aligned} \quad (2.2)$$

welche wiederum in die Beugungsfunktion des hexagonalen Arrays und die Beugungsfunktion der Einzelemitter separiert werden kann. Hierbei ist λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts und $k = 2\pi/\lambda$ die entsprechende Wellenzahl. $F_{\text{lat.}}$ bezeichnet die Fouriertransformation

tion des Gitters (engl.: lattice) und $F_{\text{em.}}$ die Fouriertransformation eines einzelnen Emitters. $\Theta_{x/y}$ ist die jeweilige Koordinate im Fourier-Raum. Für das Array mit der Gitterkonstante B lässt sich die Beugungsfunktion analytisch zu

$$F_{\text{lat.}}(\Theta_x, \Theta_y) = \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{N}{2} \rfloor} \sum_{m=0}^{N-n} \left[2 \cos(mkB\Theta_x) - \delta_{m0} \right] \left[2 \cos(\sqrt{3}nkB\Theta_y) - \delta_{n0} \right] \\ + \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{N-1}{2} \rfloor} \sum_{m=1}^{N-n} 2 \cos\left(\frac{(2m-1)}{2}kB\Theta_x\right) 2 \cos\left(\frac{(2n+1)}{2}\sqrt{3}kB\Theta_y\right) \quad (2.3)$$

bestimmen [3]. N bezeichnet die Anzahl der Schichten des hexagonalen Arrays und δ_{ij} ist das Kronecker-Delta.

Zur Bestimmung der Intensitätsverteilung im Ziel muss die Beugungsfunktion eines Einzelemitters bestimmt werden. Dabei gibt es zwei Effekte, die maßgeblich die Effektivität des Systems beeinflussen. Zum Einen beeinflusst der Füllfaktor das System. Wie bereits in Gl. (2.2) gezeigt, handelt es sich bei der Beugungsfunktion des Einzelemitters um die Fouriertransformation der jeweiligen Einzelemitterverteilung. Der Füllfaktor ist abhängig von der Größe des Profils eines Einzelemitters. Wird zunächst ein idealer Top-Hat angenommen ergibt sich abhängig von dem Verhältnis des Radius einer Subapertur A und des Gitterabstands B eine unterschiedliche Zielverteilung. Für die Annahme eines perfekten Füllfaktors, $A = B/2$, lässt sich die in Abb. 2.2 gezeigte Verteilung finden. Ein einzelner Peak ist mittig zu erkennen. Kleinere Peaks in einer hexagonalen Anordnung lassen sich ebenfalls erkennen, allerdings findet sich die meiste Intensität in dem zentralen Maximum. Es kann nun ein Power in the bucket Wert (PIB-Wert) definiert werden. Dieser beinhaltet

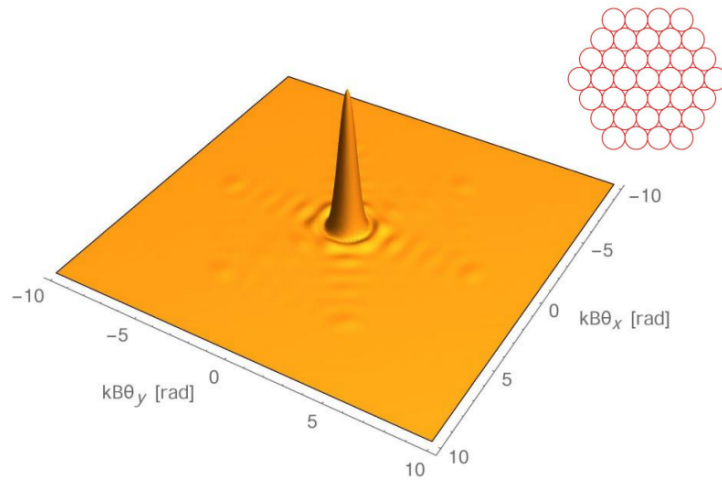


Abbildung 2.2.: Resultierende Intensitätsverteilung in der Zielebene. Mittig ergibt sich ein zentraler Peak, einzelne kleine Peaks höherer Ordnung mit wesentlich geringerer Intensität sind ebenfalls erkennbar. Aus [3]

die Leistung innerhalb eines Radius, der durch das erste Minima zwischen der 0. Ordnung und dem ersten Beugungsring, definiert ist. Für einen idealen Top-Hat mit maximalem Füllfaktor ergibt sich ein PIB-Wert von etwa 75%, da nur wenig Licht in höhere Ordnungen gestreut wird.

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.3 erkennbar. In grau ist die Beugungsfunktion des Arrays nach Gl. (2.3) dargestellt und in rot die Beugungsfunktion eines einzelnen Emitters mit perfekter Top-Hat-Verteilung und optimalen Füllfaktor. Die Nullstellen

der Einzelemitter-Beugungsfunktion stimmt fast perfekt mit den Maxima der Array-Beugungsfunktion überein. Damit wird jede Streuung in die höheren Ordnungen effektiv unterdrückt.

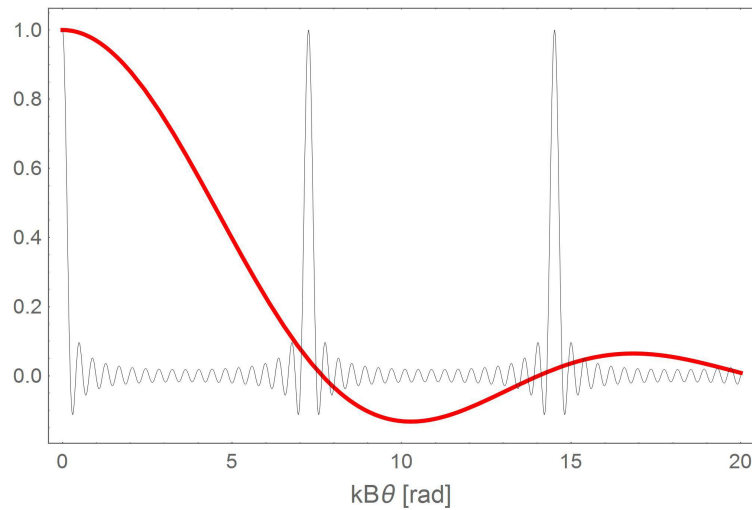


Abbildung 2.3.: In grau ist die Array-Beugungsfunktion gezeigt und in rot die eines einzelnen Emitters. Die Nullstellen der Beugungsfunktion der einzelnen Emitter liegen nah an den Maxima der Beugungsfunktion des Arrays. Aus [3]

Wird nun allerdings der Füllfaktor verringert, also das Verhältnis A/B , so verringert sich auch der PIB-Wert. In Abb. 2.4 ist der PIB-Wert im Verhältnis zu A/B dargestellt. Im Idealfall eines optimalen Füllfaktors, $A = B/2$, liegt der PIB-Wert bei 75%. Er kann für niedrige Füllfaktoren allerdings auf Werte unter 20% absinken.

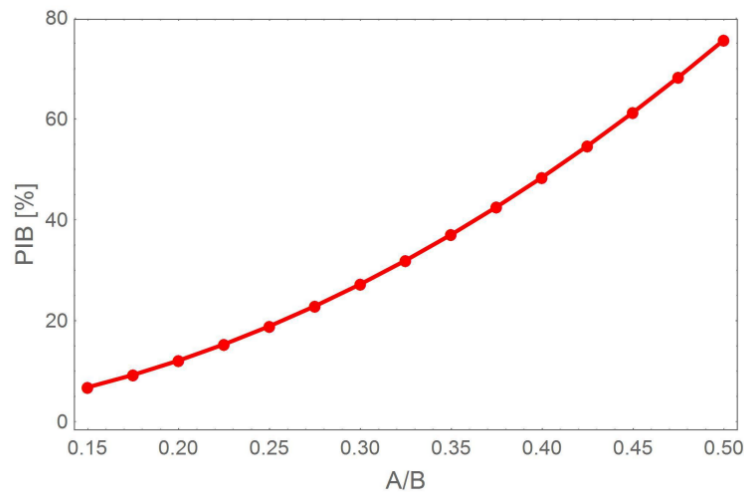


Abbildung 2.4.: PIB-Wert aufgetragen gegenüber dem Verhältnis A/B . Ein deutlicher Verlust der Effektivität ist für abnehmendes Verhältnis A/B und damit abnehmenden Füllfaktor zu erkennen. Aus [3]

Ein anderer Parameter, der die Effektivität bzw. den PIB-Wert maßgeblich beeinflusst, ist die Intensitätsverteilung des Einzelemitters. Für drei verschiedene Profile wurde die jeweilige Beugungsfunktion vergleichend in Abb. 2.5 dargestellt. Dabei handelt es sich neben dem

zuvor erwähnten perfekten Top-Hat-Profil um zwei Gauß-Profile mit unterschiedlichem $1/e^2$ -Radius σ . Die Beugungsfunktion wird für kleinere σ breiter, wodurch sich auch die Nullstellen verschieben. Dadurch können höhere Ordnungen nicht mehr so effektiv unterdrückt werden. Der PIB-Wert verringert sich somit von den bereits erwähnten 75% für $\sigma = \infty$ auf 70% für $\sigma = A$ und auf 36% für $\sigma = A/2$.

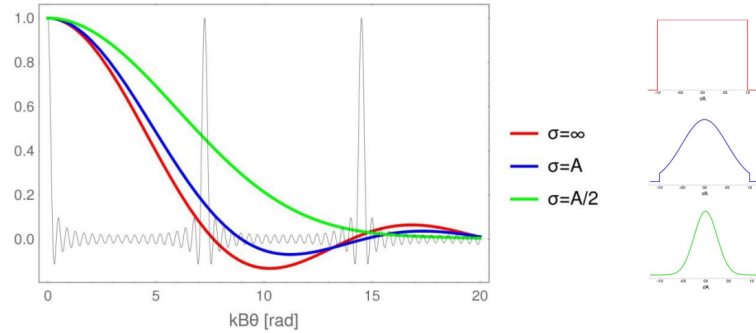


Abbildung 2.5.: Beugungsfunktionen für verschiedene Einzelemitter Profile. Neben dem perfekten Top-Hat werden auch zwei Gauß-Profile verglichen. Mit kleiner werdenden Radius σ der Gauß-Profile weitet sich die Beugungsfunktion, wodurch die Nullstellen verschoben werden und die Unterdrückung weiterer Maxima nicht mehr so effektiv stattfinden kann. Aus [3]

Diese zwei Parameter, Füllfaktor und Intensitätsprofil eines Einzelemitters, verdeutlichen die Notwendigkeit eine möglichst homogene Top-Hat-Intensitätsverteilung mit hoher Flankensteilheit zu verwenden, um die Systemeffizienz zu erhöhen.

2.1. Kohärente Kopplung

Bisher wurde eine existierende kohärente Kopplung angenommen. Diese zu erreichen ist allerdings nicht trivial. Kohärente Kopplung bezeichnet die Überlagerung und konstruktive Interferenz mehrerer Strahlen, wodurch die Leistung effektiv gesteigert werden kann. Als Voraussetzung für die kohärente Kopplung muss daher Kohärenz der einzelnen Strahlen gegeben sein und die relative Phasenabweichung zwischen den Strahlen möglichst gering gehalten werden. Eine Möglichkeit dies umzusetzen ist über eine sogenannte Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) Systemstruktur gegeben, welche in Abb. 2.6 schematisch dargestellt ist. Bei dieser wird eine gemeinsame Laserquelle (Master Oszillator (MO)) in N Kanäle aufgeteilt, welche die gleichen Eigenschaften besitzen. Jeder Kanal besitzt einen Phasenmodulator, der die jeweilige Phase aktiv steuern kann. Anschließend folgt ein Verstärker, bevor die einzelnen Kanäle wieder kombiniert werden.

Die Kombination kann beispielsweise über ein Array aus gleichgerichteten Kanälen erfolgen oder über ein diffraktives Element [6]. Werden die Kanäle über eine Array kombiniert, wie es in dieser Arbeit vorgesehen ist, so ist es prinzipiell ausreichend die Fernfeldverteilung des Arrays zu betrachten. Dort bildet sich ein zentrales Beugungsmaximum aus. Wie zu Beginn von Kapitel 2 bereits erläutert, ist dabei insbesondere der Füllfaktor für die Effizienz von Bedeutung. Eine andere Art von Kombination nutzt eine gemeinsame Apertur. Dabei werden die Strahlen aus den Kanälen überlagert, beispielsweise mit einem Strahlteiler (BS) oder einem segmentiertem Strahlteiler [7]. Nachteil dieser Variante ist das aufwendige Justieren der einzelnen Strahlen für eine große Anzahl an Kanälen.

Im Idealfall erhöht sich so mit der kohärenten Kopplung die Leistung um den Faktor N [8]. Neben der Strahlkombination ist die Phasenkontrolle der einzelnen Emitter ein elemen-

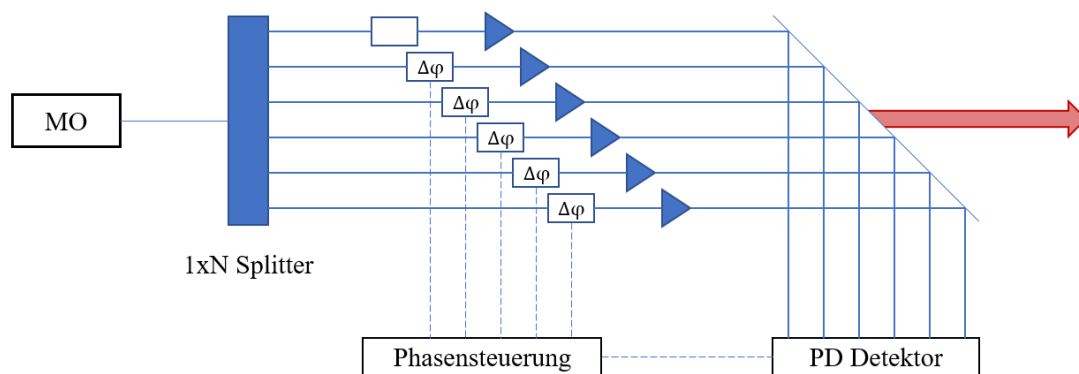


Abbildung 2.6.: Schematisches Prinzip einer MOPA Konfiguration. Ein einzelner MO wird in N Kanäle aufgespalten, welche jeweils verstärkt und anschließend wieder kombiniert werden. Ein kleiner Anteil jedes Kanals wird von einer Photodiode (PD) gemessen. Eine anschließende Phasensteuerung kann nun die Phase der einzelnen Kanäle ansteuern, sodass kohärente Kopplung möglich ist. Einer der Kanäle dient als Phasenreferenz und wird daher nicht von der Phasenregelung angesteuert.

tarer Bestandteil der kohärenten Kopplung. Da bei der MOPA Konfiguration alle Kanäle von der gleichen Quelle versorgt sind, sind sie bereits kohärent. Allerdings wird durch jeden Verstärker ein gewisser Phasenversatz mitgegeben, welcher korrigiert werden muss. Die Korrektur erfolgt über die direkte Ansteuerung der Verstärker [9]. Für diese werden sogenannte Trapezverstärker (TPA) verwendet [6, 10]. Diese Halbleiterverstärker bestehen aus zwei verschiedenen Segmenten (Ridge und Taper), welche elektrisch angesteuert werden können. Durch Anpassung des Stroms am Ridge-Segment kann die Phase jedes einzelnen Kanals über einen bestimmten Bereich angesteuert werden. Die TPA sind außerdem sehr kompakt und können hohe Leistungen im Multiwattbereich liefern [11], was eine vergleichsweise einfache Skalierung ermöglicht. So können eine Hand voll an Verstärkern zu einem Modul zusammengefasst werden. Innerhalb eines Moduls können die Strahlen dann bereits kombiniert und in eine Faser eingekoppelt werden. Die Fasern aus den unterschiedlichen Modulen können anschließend kompakt und flexibel in einem Array wieder kombiniert werden, um eine gekachelte Apertur zu ermöglichen. Zur Modulation der einzelnen Kanäle gibt es verschiedene Ansätze. Das LOCSET (Locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging) Verfahren moduliert die einzelnen Kanäle aktiv. Jeder Kanal bekommt eine leicht unterschiedliche Phase, wobei ein Kanal nicht moduliert wird, da er als Referenz dient. Eine Photodiode misst anschließend das Ausgangssignal. Unter Kenntnis der Modulationsfrequenz kann nun das Signal optimiert werden. Eine andere Möglichkeit zur Regelung ist durch das SPGD (stochastic parallel-gradient-descend) Verfahren gegeben. Dabei werden die Kanäle mit zufälligen Phasen moduliert. Das mit einer Photodiode gemessene Ausgangssignal kann so über einen Algorithmus optimiert werden.

Neben diesen systemtechnischen Aspekten ist es außerdem wichtig für die kohärente Kopplung, dass die einzelnen Kanäle eine ebene Phasenfront besitzen. Dies ist besonders relevant für diese Arbeit, da jede optische Komponente die Phase eines Strahls beeinflusst. Dieser Effekt muss daher in die Strahlformung miteinbezogen werden, um die Möglichkeit zur kohärenten Kopplung zu bewahren.

2.2. Grundlagen der Laserstrahlformung

Dieses Kapitel führt in die Grundlagen der Laserstrahlformung ein und gibt einen Überblick über bereits etablierte Methoden. Laserstrahlformung bezeichnet im Allgemeinen die Umverteilung der Intensitätsverteilung sowie der Phasenverteilung eines Laserstrahls. Die Form des Laserstrahls wird dabei durch dessen Intensitätsverteilung definiert. Das grundsätzliche schematische Prinzip eines Systems zur Strahlformung ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Intensitätsverteilung eines einfallenden, meist gaußförmigen, Strahls wird mit Hilfe eines optischen Systems umverteilt, sodass in einer Zielebene die gewünschte Verteilung von Intensität und Phase realisiert werden kann.

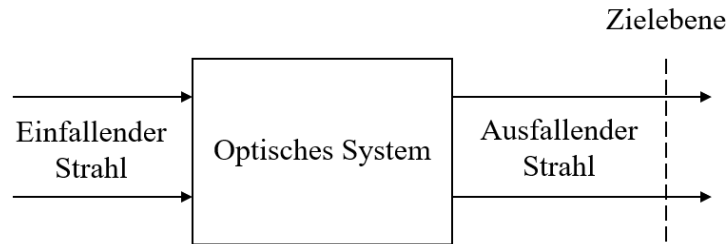


Abbildung 2.7.: Schematisches Prinzip eines Systems zur Laserstrahlformung. Ein einfallender Strahl wird durch ein optisches System so geformt, dass eine beliebige Ausgangsverteilung in einer Zielebene realisiert wird.

Zu den beliebtesten Strahlprofilen im Kontext der Laserstrahlformung gehört das Gauß-Profil, sowie der Top-Hat. Das Gauß-Profil ist in grundmodigen Lasern gegeben und findet daher, sowie aufgrund der relativ leichten mathematischen Handhabung eine Verwendung im Kontext der Laserstrahlformung. Das Top-Hat-Profil liefert viele praktische Anwendungsmöglichkeiten. Aufgrund der homogenen Intensitätsverteilung wird beispielsweise ein zu bearbeitendes Material gleichmäßig erwärmt. Ablationsprozesse können so präziser gesteuert werden. Daher werden Top-Hat Strahlen in der Materialbearbeitung zum Laserschweißen [12, 13] oder der additiven Fertigung [14] verwendet. Auch finden sich Anwendungen im Bereich der Metrologie, wie zum Beispiel in Mikroskopen [15] oder für Lidar Anwendungen [16].

2.2.1. Möglichkeiten und Limitierungen

Es existieren verschiedene Möglichkeiten ein Strahlformungssystem zu realisieren. Abhängig von Komplexität und Zielvorgaben, gilt es im Einzelfall zu entscheiden, welche Variante die geeignetste ist. Im Folgenden sollen verschiedene Möglichkeiten kurz beleuchtet werden. Dabei wird in der Regel das Beispiel einer Transformation eines Gauß-Profils in ein Top-Hat-Profils verwendet, es lässt sich aber jede Möglichkeit auch auf andere Formen anwenden.

Als besonders einfache, schnelle und kostengünstige Methode bietet es sich an, den Strahl räumlich zu beschneiden. Dies hat jedoch den offensichtlichen Nachteil, dass die Effizienz extrem niedrig ist und gerade bei hohen Leistungen, thermische Effekte eine signifikante Rolle spielen können. Ähnliche Probleme ergeben sich, wenn nur bestimmte Bereiche durch Transmission abgeschwächt werden. Um die Effizienz zu erhöhen, können anderer Systeme verwendet werden, welche im Allgemeinen jedoch komplexer und/oder teurer sind.

2.2.1.1. Refraktive Strahlformung

Eines dieser Systeme basiert auf dem Prinzip der Refraktion oder Brechung. Grundlegendes physikalisches Prinzip ist in diesem Fall das Gesetz von Snell

$$n_1 \cdot \sin(\alpha_1) = n_2 \cdot \sin(\alpha_2), \quad (2.4)$$

wobei $n_{1,2}$ der Brechungsindex des einfallenden bzw. austretenden Mediums ist und $\alpha_{1,2}$ der jeweilige Winkel, unter dem der Strahl auf die Grenzfläche trifft. Die einfachste Form eines refraktiven Strahlformers wäre eine einfache Linse. Dabei wird allerdings nicht die Form, sondern nur die Größe des Strahls angepasst. Werden statt sphärischen Oberflächen andere Formen, wie beispielsweise asphärische, verwendet, kann die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls umgeformt werden. Dabei werden außerdem Verluste minimiert, da der gesamte Strahl genutzt werden kann.

Asphären

Ein Strahlformer, der auf asphärischen Flächen basiert wurde 1965 zum ersten Mal von Kreuzer [17] patentiert. Das System nutzt geometrische Optik und basiert auf zwei Asphären, welche plan-konkav oder plan-konvex sein können. Die erste Asphäre dient der Strahlaufweitung sowie der Umverteilung der Intensität bzw. Phase. Die zweite Asphärische Linse übernimmt die Aufgabe der Kollimation und der Phasenkorrektur, sodass am Ende eine ebene Wellenfront erreicht wird. Die spezielle, gewünschte Ausgangsverteilung wird über Anpassung der asphärischen Fläche, unter Berücksichtigung der konstanten optischen Weglänge, erreicht. Eine mathematische Herleitung für die Transformation eines Gauß-Profils in ein Top-Hat-Profil findet sich in Kapitel 2.2.2 und kann des weiteren in [17] als auch in [18] ausführlich nachgelesen werden. Neben einem System welches zwei Elemente nutzt, gibt es auch Systeme, die nur ein Element verwenden [19]. Kommerziell verfügbare Systeme zur Laserstrahlformung, wie beispielsweise der π Shaper der Firma AdlOptica GmbH, verwenden ein refraktives System bestehend aus zwei asphärischen Linsen [20].

Powell-Linsen

Als Spezialfall einer asphärischen Linse, haben sich Powell Linsen zur Erzeugung von Top-Hat Profilen etabliert. Auch Sie nutzen eine oder mehrere asphärische Flächen. Zunächst zur einfachen Erzeugung einer Laserlinie gedacht [21] folgte auch eine Variante zur Erzeugung eines Top-Hats [22]. Powell Linsen wirken ähnlich wie zylindrische Linsen, die entsprechend den Strahl nur in einer Achse Formen können, wodurch die Verwendung von zwei Linsen notwendig ist. Der resultierende Strahl ist im Gegensatz zum vorherigen System allerdings stark divergent und zusätzliche Optiken sind zur Kollimierung nötig.

2.2.1.2. Sonstige

Diffraktive Strahlformung

Diffraktive Strahlformer nutzen zur Umverteilung der Intensitätsverteilung eines Laserstrahls den Effekt der Diffraction oder Beugung, im Gegensatz zur Refraktion. Diese sogenannten diffraktive optische Elemente (DOEs) bestehen meist aus mikrostrukturierten Oberflächen, um Phase und Intensität eines Strahls, der durch diese propagiert, zu verändern [23–25]. Gegenüber refraktiven Strahlformern bieten sie mehr Möglichkeiten für die Ausgangsverteilung, da praktisch alle Formen realisierbar sind. Außerdem sind sie kostengünstiger und platzsparender, da in der Regel nur ein einzelnes Element benötigt wird.

Allerdings sind diese Elemente besonders sensibel gegenüber Wellenlängenveränderungen des Eingangsstrahls sowie dessen Ausrichtung.

Reflektive Strahlformung

Ebenso existiert die Möglichkeit eine Formung des Laserstrahls durch reflektive Elemente vorzunehmen. Malyak [26] nutzt zwei Spiegel, deren Oberfläche so strukturiert ist, dass die gewünschte Ausgangsverteilung erreicht wird. Auch ist es so möglich nicht rotations-symmetrische Verteilungen zu erreichen. Um einen möglichst geringen Winkel auf der Spiegeloberfläche zu erreichen, muss der axiale Versatz der beiden Spiegel möglichst klein gewählt werden, was eine gewisse Größe des Systems voraussetzt.

Natürlich existieren noch weitere Möglichkeiten um Laserstrahlformung zu betreiben. Alle im Detail zu behandeln würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Zu erwähnen sind noch Strahlformung mittels GRIN-Linsen [27] und Faser Ätzen [28].

2.2.1.3. Limitierungen der Laserstrahlformung

Laserstrahlformung wird limitiert durch die Heisenbergsche Unschärferelation. Die Anwendung dieser führt auf einen dimensionslosen Parameter [23]

$$\beta = \frac{2\sqrt{2\pi}r_0y_0}{f\lambda}, \quad (2.5)$$

welcher ein Maß dafür ist, wie gut Strahlformung durchgeführt werden kann. Hier ist r_0 der $1/e^2$ -Radius des Eingangsstrahls, y_0 der $1/e^2$ -Radius des Ausgangsstrahls, λ ist die Wellenlänge und f die Brennweite des Systems, bzw. die Entfernung zur Zielebene sollte das System keinen wohldefinierten Fokus besitzen. Für einfache (rotationssymmetrische) Ein- und Ausgangsgeometrien kann zur groben Orientierung β in drei Bereiche eingeteilt werden. Für $\beta < 4$ ist quasi keine Strahlformung möglich, da Beugungseffekte dominieren. Für $4 < \beta < 32$ sind Beugungseffekte immer noch relevant und sollten in den Designprozess miteinbezogen werden. Ist $\beta > 32$ sind Beugungseffekte vernachlässigbar und geometrische Optik kann für das Design verwendet werden. Diese Werte können sich je nach angestrebter Geometrie auch unterscheiden.

Beugung als maßgebliche Limitierung zeigt sich insbesondere bei der Propagation des Strahlprofils, sowie bei der Verwendung von Aperturen. Eine beliebige Verteilung in der Zielebene kann erreicht werden, allerdings hat diese nur eine gewisse Tiefenunschärfe, was bedeutet, dass sich das Profil mit zunehmender Entfernung von der Zielebene verändert. Um bei dem Beispiels eines Top-Hats zu bleiben, kann eine perfekte Stufenfunktion grundsätzlich nicht erreicht werden. Eine beliebig genaue Annäherung wäre, ohne die Problematik der Herstellung, theoretisch möglich. Diese Verteilung wäre allerdings nur in der Zielebene vorhanden. Eine gleichmäßig ausgestrahlte, runde Apertur bildet sich im Fernfeld zu einer Airy Verteilung der Form [29]

$$I(x) = I_0 \left[\frac{J_1(x)}{x} \right]^2 \quad (2.6)$$

aus. Dabei ist $J_1(x)$ die Besselfunktion 1. Ordnung. Für andere Ausgangsverteilungen kann das optische Feld $u(r, D)$ als Funktion der radialen Koordinate r und des Abstands D von

der Ausgangsapertur mit Hilfe des Kirchhoffschen Beugungsintegrals [23]

$$u(r, D) = e^{i\varphi} \int_0^{R_{\max}} u_0(\rho) J_0\left(\frac{k\rho r}{D}\right) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2D}\right) \rho d\rho \quad (2.7)$$

beschrieben werden, unter der Annahme, dass der Strahl kollimiert und rotationssymmetrisch ist. Dabei ist $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl des Lichts, $R_{\max}$ ist der Radius der Ausgangsapertur, $J_0(x)$ ist die Besselfunktion 0. Ordnung und φ ein zusätzlicher Phasenterm. Verschiedene Ausgangsverteilungen $u_0(\rho)$, wie beispielsweise die Fermi-Dirac-Verteilung, verhalten sich entsprechend unterschiedlich [30, 31]. Bei weniger steilen Flanken sind die Propagationscharakteristiken daher besser, wobei es zu Verlusten in der Uniformität kommt. Hierbei muss stets ein Kompromiss gefunden werden. Auch die Größe der Apertur hat einen Einfluss auf die Strahlpropagation, weshalb darauf geachtet werden sollte, dass der Durchmesser der Ausgangsapertur etwa 30% größer ist als der Strahldurchmesser [30].

2.2.2. Mathematische Beschreibung

Das System, welches zur Strahlformung in dieser Arbeit genutzt werden soll, nutzt das Prinzip der Refraktion und besteht aus zwei Asphären. Ein solches System lässt sich auf zwei verschiedene Arten realisieren. Beide Varianten sind in Abb. 2.8 dargestellt. Die sogenannte Galileo Konfiguration nutzt eine plan-konkave und eine plan-konvexe asphärische Linse. Die zweite Variante, die sogenannte Kepler Konfiguration, nutzt zwei plan-konvexe asphärische Linsen und generiert einen Fokus zwischen ihnen. Beide Varianten folgen den selben mathematischen Grundlagen. Diese können ausführlich in [17] oder in [18] nachgeschlagen werden und behandeln ebenfalls den Fall eines Top-Hat Strahlformers.

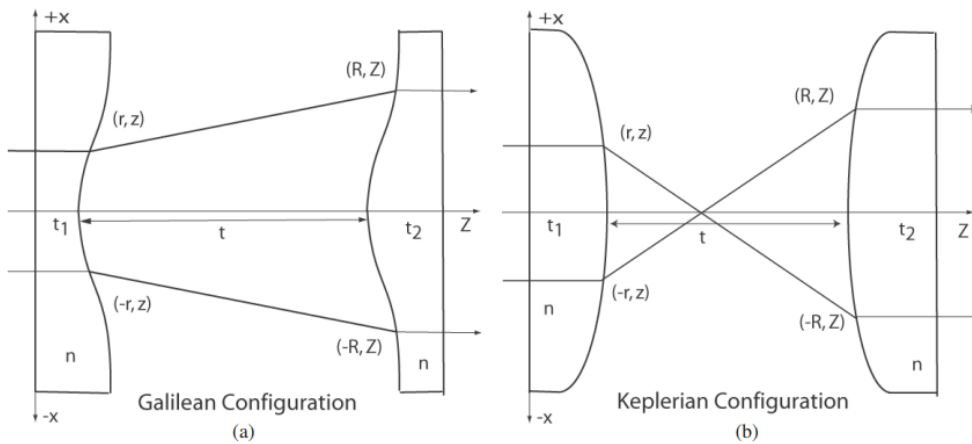


Abbildung 2.8.: Verschiedene Systemausführungen für einen refraktiven Top-Hat Strahlformer. (a) zeigt die Galileo Konfiguration und (b) die Kepler Konfiguration. Aus [30]

Die folgende mathematische Herleitung eines Strahlformers basiert auf der ursprünglichen Arbeit Kreuzers [17]. Zunächst wird das grundsätzliche Problem eingeführt, welches zur Behandlung des Top-Hat Strahlformers verwendet wird. Dabei wird von einer Eingangsverteilung in Gauß-Form ausgegangen, welche durch ein optisches System so umverteilt wird, dass eine gleichmäßige Verteilung auf der Zielebene entsteht. Das Problem wird strahlenoptisch behandelt. In Abb. 2.9 ist das System schematisch dargestellt.

In Abb. 2.9 bezeichnet r den radialen Abstand der Eingangsverteilung zur optischen Achse, r_0 ist der $1/e^2$ Radius der zugehörigen Gaußverteilung und $r_{\max}$ beschreibt den maximalen Abstand von der optischen Achse, für den noch eine Umverteilung stattfindet. Entsprechend

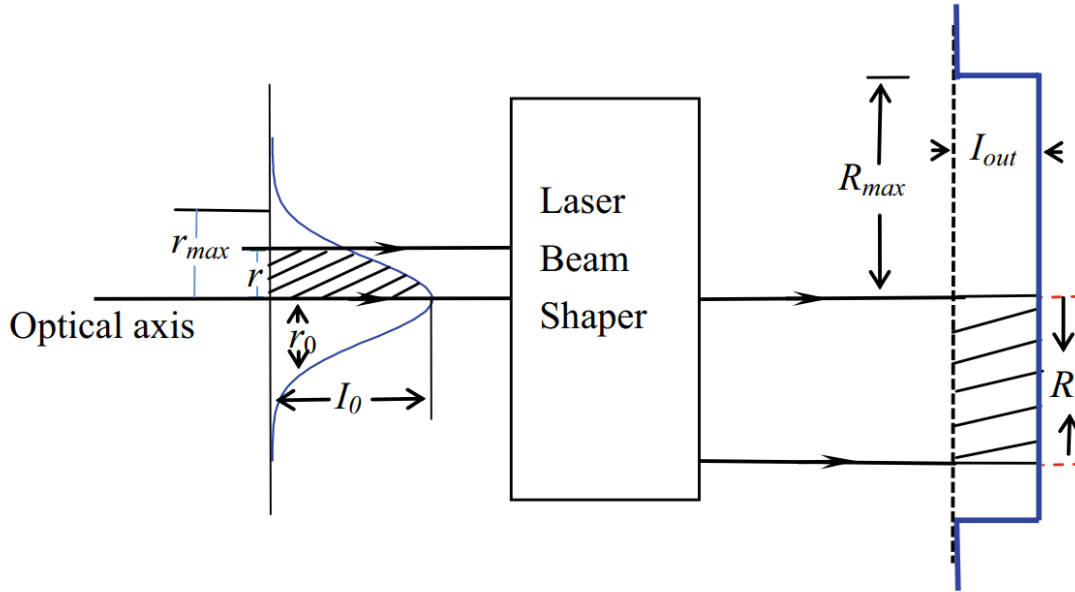


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung des Systems zur Strahlumformung zur Einführung wichtiger Parameter. Die Intensitätsverteilung einer gaußförmigen Eingangsverteilung wird durch ein optisches System so umverteilt, dass in der Zielebene die gewünschte Intensitätsverteilung, in diesem Fall ein Top-Hat, entsteht. Aus [18]

bezeichnet R den radialen Abstand zur optischen Achse der Ausgangsverteilung, $R_{\max}$ den Radius des Top-Hat Zylinders und I_0 bzw. I_{out} die Intensitäten der Eingangs- bzw. Ausgangsverteilungen. Nun soll eine Beziehung $R(r)$ zwischen der Eingangs- und der Ausgangskoordinate hergestellt werden. Dazu wird die Energieerhaltung herangezogen. Es wird angenommen, dass es sich hierbei um ein verlustfreies System handelt. Außerdem wird mit einer rotationssymmetrischen Gauß-Eingangsverteilung der Form

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \quad (2.8)$$

gerechnet, was zu einer ebenfalls rotationssymmetrischen Ausgangsverteilung, einem zylindrischen Top-Hat mit Radius $R_{\max}$ und Intensität I_{out} , führen soll. Zunächst wird ein beliebiger Strahl mit Eingangs- und Ausgangskoordinate r und R betrachtet. Die Eingangsenergie E_A (linke schraffierte Fläche in Abb. 2.9) muss dabei gleich der Ausgangsenergie E_B sein (rechte schraffierte Fläche in Abb. 2.9). E_A und E_B lassen sich mittels Integration bestimmen.

$$\begin{aligned} E_A &= \int_V I(r) dV \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^R I(r) r dr d\varphi \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^R I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) r dr d\varphi \\ &= \frac{1}{2} \pi I_0 r_0^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2R^2}{r_0^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Berechnung der Ausgangsverteilung kann auf die gleiche Weise durchgeführt werden. Dabei handelt es sich um die Energie innerhalb eines Kreises

$$E_B = \int_0^R I_{\text{out}} 2\pi R dR = \pi I_{\text{out}} R^2, \quad (2.10)$$

da das System rotationssymmetrisch behandelt wird. Die beiden Ausdrücke für E_A in Gl. (2.9) und E_B in Gl. (2.10) werden nun gleichgestellt, unter der Annahme, dass das System keine Verluste besitzt. Dies führt auf einen Ausdruck für R^2

$$R^2 = \frac{1}{2I_{\text{out}}} I_0 r_0^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \right] \quad (2.11)$$

Diese Beziehung muss für alle beliebigen Werte von r gelten, insbesondere muss auch die Gesamtenergie erhalten sein. Durch Umstellen von Gl. (2.11) kann I_{out} für r_{max} und R_{max} ermittelt werden

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{2R_{\text{max}}} I_0 r_0^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2r_{\text{max}}^2}{r_0^2}\right) \right]. \quad (2.12)$$

Einsetzen von Gl. (2.12) in Gl. (2.11), führt zu Gleichung

$$R(r) = R_{\text{max}} \cdot \sqrt{\frac{1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{2r_{\text{max}}^2}{r_0^2}\right)}}, \quad (2.13)$$

welche die Ausgangskoordinate mit der Eingangskoordinate verbindet. Gl. (2.13) wird in Kapitel 4 verwendet, um das Top-Hat-Profil zu simulieren und optimieren. Streng genommen hat Gl. (2.13) zwei Lösungen mit unterschiedlichem Vorzeichen. Beide stellen eine Lösung des Systems dar. Im Falle eines positiven Vorzeichens handelt es sich um eine Galileo Konfiguration, für ein negatives Vorzeichen liegt das System in einer Kepler Konfiguration vor.

Die asphärische Form wird durch das Simulationsprogramm optimiert. Eine mathematische Lösung dieser ist an dieser Stelle daher nicht nötig. Eine ausführliche Herleitung findet sich beispielsweise in [17] oder [23].

2.3. Zusammenfassung und Motivation

Laser basierte Systeme zur Beseitigung von Weltraumschrott sind eine herausfordernde, aber theoretisch machbare Lösung für ein immer größer werdendes Problem. Aufgrund der Anforderungen an ein solches System, werden mehrere Einzelemitter verwendet, die über ein gemeinsames Teleskop auf ein Ziel gerichtet werden. Unter Voraussetzung der kohärenten Kopplung, ist die Effizienz mit der ein solches System arbeitet abhängig von der Fernfeldverteilung F_{em} der einzelnen Emitter. Eine möglichst homogene Top-Hat Intensitätsverteilung liefert dabei die höchste Effizienz. Daher ist die zentrale Forschungsfrage dieser Arbeit, wie eine solche Verteilung mit einer ebenen Phasenfront hergestellt werden kann.

Dazu wurde zunächst grundsätzliche Möglichkeiten und Limitierungen der Laserstrahlformung diskutiert. Anschließend wurde für ein refraktives System eine Bedingung Gl. (2.13) zur Erzeugung eines Top-Hats hergeleitet. Diese wird anschließend die Basis einer Simula-

tion liefern mit der ein System zur Strahlformung für den vorliegenden Anwendungsfall entwickelt werden kann.

3. Experimentaltteil

3.1. Aufbau

Der experimentelle Aufbau folgt dem Prinzip des MOPA-Aufbaus wie er in Kapitel 2.1 bereits eingeführt wurde. Abb. 3.1 veranschaulicht den prinzipiellen Aufbau. Ein DBR-Laser von Thorlabs mit einer zentralen Wellenlänge von $\lambda = 1064\text{ nm}$ dient als Masteroszillator. Der Strahl der Laserdiode wird über eine Single Mode (SM) Faser in einen TPA Verstärker eingekoppelt und dort verstärkt. Anschließend durchläuft der Strahl einen optischen Faraday Isolator, um den TPA vor Rückreflexen zu schützen. Der aus dem TPA emittierte Strahl ist asymmetrisch, was eine weitere Strahlanpassung erfordert. Um den Strahl sowohl zu kollimieren, als auch zu zirkularisieren, wird eine Asphäre (AHL10-08 von Asphericon) und eine Zylinderlinse (CLB-2020-70P von Optosigma) verwendet. Die Verwendung einer $\lambda/2$ -Platte und eines PBS erlaubt es, die eingekoppelte Leistung zu regulieren. Der vom PBS reflektierte Strahl wird aktuell nicht benötigt, kann aber zur Diagnostik verwendet werden. Im späteren Verlauf kann dieser Strahl beispielsweise als Phasenreferenz dienen. Anschließend wird der Strahl in eine Standard SM Faser eingekoppelt. Diese Faser kann nun für die Experimente verwendet werden, indem der Strahl in eine Large Mode Area Faser (LMA-Faser) (Passive 20/400 PM) eingekoppelt wird. Die SM Faser soll in einem späteren Schritt zu einem Splitter geführt werden, welcher dann weitere TPAs versorgt, die anschließend jeweils in eine LMA-Faser eingekoppelt und zu einem Faserarray geführt werden. Der hier beschriebene Aufbau dient demnach einer Vorverstärkung.

Die Einkopplung in die LMA-Faser erfolgt per Freistrah, da nur die blanke Faser vorliegt. Der Strahl aus der SM Faser wird zunächst kollimiert und anschließend mit einer asphärischen Linse mit 40 mm Brennweite in die Faser eingekoppelt. Nach erfolgreicher Einkopplung kann am anderen Ende der Faser Messungen vorgenommen werden. An dieser Stelle wird später dann auch die Strahlformung stattfinden.

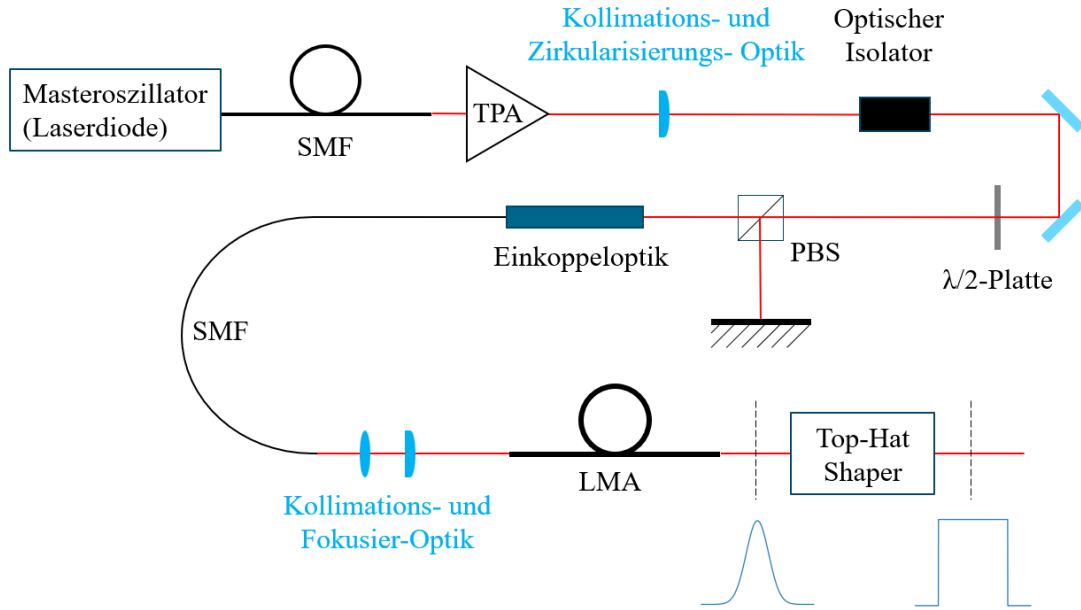


Abbildung 3.1.: Prinzipieller experimenteller Aufbau der MOPA Konfiguration mit Strahlanpassung und anschließender Fasereinkopplung und Strahlformung. Die eingekoppelte Leistung kann über die $\lambda/2$ -Platte reguliert werden.

3.2. Laserstrahlcharakterisierung

Zur Vorbereitung der Simulation muss die verwendete Quelle zunächst untersucht werden, um sie anschließend korrekt in die Simulation zu implementieren. Dazu wurde nach dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Aufbau ein BeamMap2 der Firma DataRay Inc. aufgestellt. Der BeamMap2 nutzt die Knife edge Methode um Strahlprofile aufzunehmen. Sie besitzt mehrere rotierende Scheiben, auf denen Spalten zur Bestimmung des Strahlprofils liegen. Die Scheiben sind an unterschiedlichen Positionen z_i positioniert, sodass auch Propagationscharakteristiken untersucht werden können. Dies wird genutzt um die Numerische Apertur (NA) der verwendeten Quelle zu bestimmen, indem die Profilgröße an unterschiedlichen Positionen ausgewertet wird. Ergebnisse der Messung sind für die x -Richtung in Abb. 3.2, zusammen mit der jeweiligen Position z_i und dem jeweiligen Strahldurchmesser, dargestellt. Tab. 3.1 fasst nochmal alle Strahldurchmesser an den verschiedenen Positionen, sowie für x - und y -Richtung zusammen.

Tabelle 3.1.: Übersicht der Strahldurchmesser an unterschiedlichen Positionen für x - und y -Richtung.

Position	x -Durchmesser [μm]	y -Durchmesser [μm]
z_1	1057,9	1042,9
z_2	1113,0	1102,5
z_3	1241,7	1225,2
z_4	1358,6	1359,8

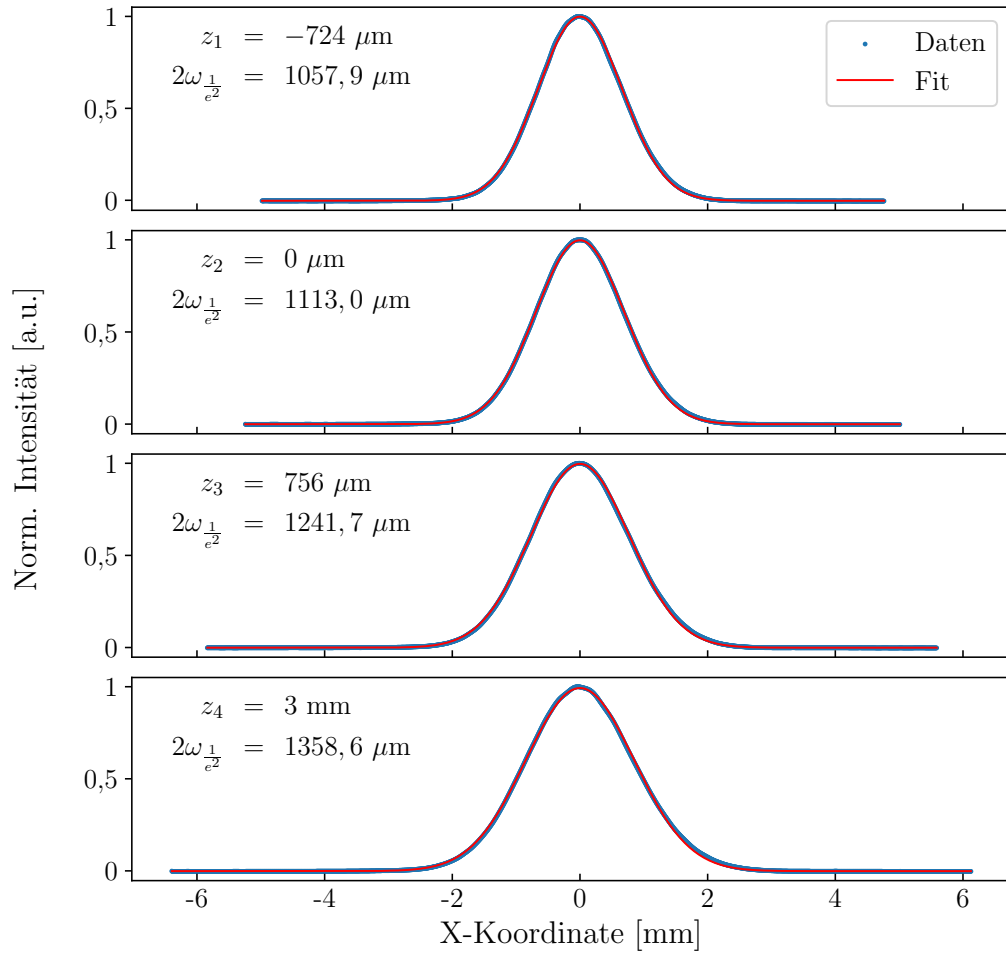


Abbildung 3.2.: Querschnitt der Strahlprofile an unterschiedlichen Positionen. Anhand dieser kann die Divergenz des emittierten Strahls berechnet werden. Dargestellt ist nur eine Achse. z_i bezeichnet die Positionen der unterschiedlichen Knives relativ zur Kamera. Außerdem sind die jeweiligen $1/e^2$ -Durchmesser angegeben.

In Abb. 3.3 sind außerdem die Strahldurchmesser aus Tab. 3.1 gegen die jeweilige Position aufgetragen. An diese Daten wird ein linearer Fit gelegt, deren Steigung dem Divergenzwinkel entspricht.

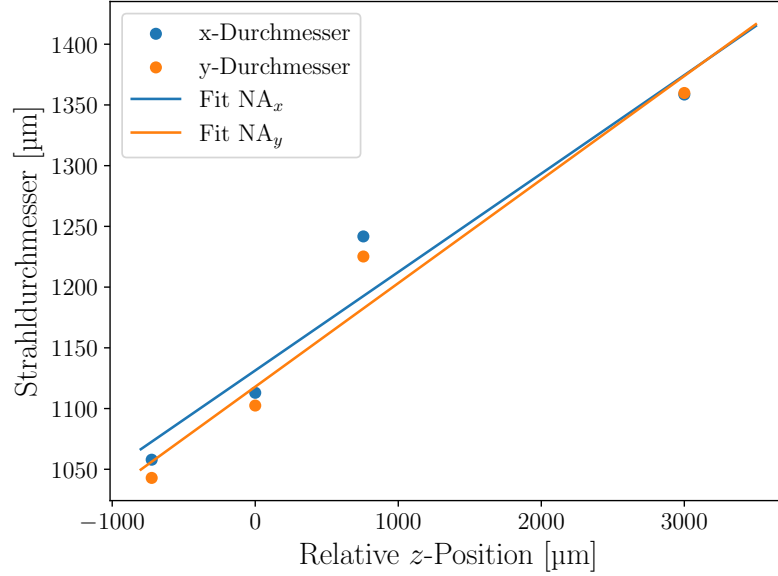


Abbildung 3.3.: Die in Tab. 3.1 gefundenen Strahldurchmesser sind für ihre jeweilige Position aufgetragen. Zur Bestimmung des Divergenzwinkels wurde ein linearer Fit angelegt.

Dies führt zu einem unterschiedlichen Divergenzwinkel in x - und y -Richtung von $\vartheta_x = 4,7^\circ$ bzw. einer NA von $NA_x = 0,041$ in x -Richtung und $\vartheta_y = 4,9^\circ$ bzw. $NA_y = 0,043$ in y -Richtung. Zusammen mit der Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$, resultiert dies in einem Strahlradius an der Taille von $\omega_{0,x} = \frac{\lambda}{\pi \cdot \tan(\vartheta_x/2)} = 8,25 \text{ µm}$ bzw. $\omega_{0,y} = 7,92 \text{ µm}$, was gut mit dem Modenfelddurchmesser der verwendeten Faser übereinstimmt, siehe dazu Kapitel 3.3.

Des weiteren wurde die Strahlqualität des aus der LMA-Faser kommenden Strahls mittels M^2 Messungen untersucht. Die Messung wurde mit einem BeamSquared der Firma Ophir durchgeführt. Der Strahl aus der LMA-Faser wird zunächst mittels einer Asphäre kollimiert und anschließend zur Strahlachse des Geräts justiert. Innerhalb des Messgeräts befindet sich eine Linse, welche den Strahl fokussiert. Außerdem lässt sich die Strecke hinter der Linse über motorisierte Linearachsen variieren, wodurch Bilder an verschiedenen Positionen des Strahls aufgenommen werden können. Anhand dieser Bilder wird der Strahldurchmesser nach der 4σ -Methode ausgewertet, wobei σ die Standardabweichung der Verteilung ist. Für die M^2 Messung müssen mehrere Strahlradien um den Fokus herum aufgenommen werden. Damit ISO 11146 Konformität erreicht wird, müssen mindestens 10 Messpunkte aufgenommen werden, von denen etwa die Hälfte innerhalb der Rayleigh-Länge $z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ liegen müssen und die andere Hälfte innerhalb von etwa $2z_R$. Das Gerät nimmt diese Einstellungen selbstständig vor. Die Strahldurchmesser sind für unterschiedliche Positionen entlang der Strahlachse z für die x - und y -Richtung in Abb. 3.4 dargestellt. Außerdem ist ein hyperbolischer Fit der Form

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 + \vartheta^2(z - z_0)^2 \quad (3.1)$$

zur Bestimmung des M^2 -Faktors angelegt. Dabei ist ϑ der Divergenzwinkel und z_0 eine Nullpunktverschiebung auf der optischen Achse.

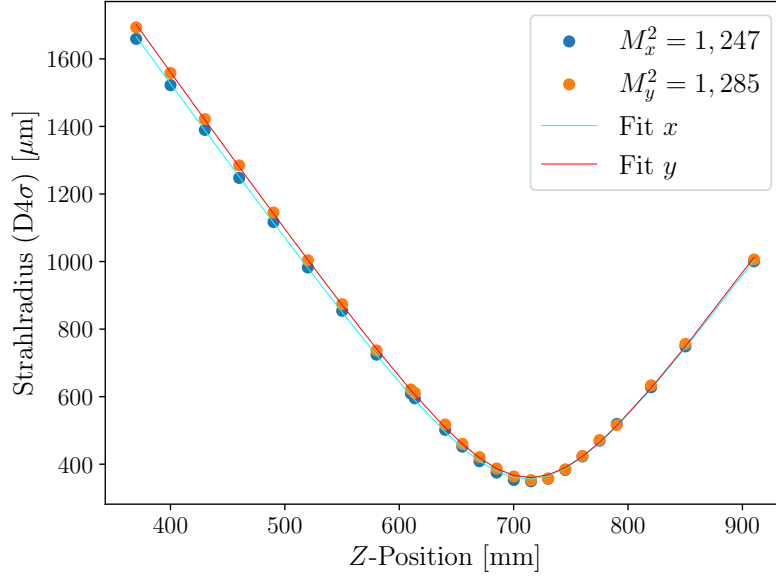


Abbildung 3.4.: Messung der Strahlqualität des Laserstrahls nach der LMA-Faser. Aufgetragen sind die Strahlradien in x - und y -Richtung des Laserstrahls für verschiedene Positionen um den Fokus. Außerdem ist ein Fit zur Bestimmung des M^2 -Faktors mit aufgetragen.

Die Fits liefern die in Tab. 3.2 aufgelisteten Kenndaten.

Tabelle 3.2.: Übersicht der bestimmten Fit Parameter zur Berechnung des M^2 -Faktors.

Richtung	ω_0 [μm]	ϑ [deg]	z_0 [mm]
x	355,8	4,75	712,6
y	360,4	4,83	714,3

Diese werden zur Berechnung des M^2 -Faktors mit dem Brechungsindex des umgebenden Mediums n (wird für Luft als 1 angenommen) und der Wellenlänge λ über die Gleichung

$$M^2 = \frac{\omega_0 \vartheta \pi n}{4\lambda} \quad (3.2)$$

verwendet und resultieren in einer Strahlqualität von $M_x^2 = 1,25$ bzw. $M_y^2 = 1,29$. Dies zeigt, dass kein rein grundmodiges Strahlprofil vorliegt. Die Strahlqualität ist allerdings noch gut genug, um zur Strahlformung verwendet werden zu können.

3.3. Fasern

Der oben beschriebene Aufbau ist für hohe Leistungen ausgelegt. Entsprechend können keine Standard SM Fasern verwendet werden, da diese für hohe Leistungsdichten nicht geeignet sind. Aus diesem Grund müssen hochleistungstaugliche Fasern eingesetzt werden. In diesem Fall werden sogenannte LMA-Fasern genutzt. Diese Fasern haben einen größeren Modenfelddurchmesser (MFD) als herkömmliche Fasern. Der MFD gibt die Größe ($1/e^2$ -Durchmesser) des Strahls an der Faserendfläche an. Er ist in der Regel etwas größer als der Kerndurchmesser. Dadurch kann die Leistungsdichte und damit nichtlineare Effekte, wie der optische Kerr-Effekt oder stimulierte Brillouin- oder Raman-Streuung [32], sowie

Beschädigungen der Faser effektiv reduziert bzw. verhindert werden. Eine Möglichkeit, einen größeren MFD zu erreichen, ist den Kerndurchmesser zu erhöhen. Dies erfordert allerdings die NA zu verringern, indem die Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel der Faser verringert wird, damit sich keine höheren Moden ausbilden. Die Differenz des Brechungsindex lässt sich allerdings nicht beliebig verringern. Daher besitzen die hier verwendeten LMA-Fasern ein sogenanntes few-mode Design, welches neben der Propagation der Grundmode auch die Propagation einiger Moden höherer Ordnung (HOM) ermöglicht [33].

Für den Strahlformer wird allerdings zwingend ein grundmodiges Profil benötigt, weshalb höheren Moden rausgefiltert werden müssen. Dies kann durch Biegung der Faser erreicht werden [32, 34]. Dadurch werden bewusst Verluste in der Faser induziert, welche allerdings für höhere Moden deutlich größer sind [33, 35], wodurch diese rausgefiltert werden. Grund dafür ist die teilweise Propagation der HOM innerhalb des Mantels aufgrund evaneszenter Wellen.

Letztendlich kann so alleine die Grundmode propagieren. Damit der Effekt spürbar ist, muss die Propagationslänge innerhalb der Faser groß genug sein und der Biegeradius klein genug gewählt werden. In diesem Fall ist eine Länge von > 1 m und ein Biegeradius von etwa 8 cm ausreichend. Auf einen kleineren Biegeradius sollte nach Möglichkeit verzichtet werden, da ansonsten ebenso die Verluste für die Grundmode zu hoch werden und die mechanische Belastung der Faser zu groß wird. Die Biegung führt außerdem zu einer Veränderung des Brechungsindexprofils innerhalb der Faser, weshalb es zu einer Deformation der Grundmode im Biegungsbereich kommt [36], wie in Abb. 3.5 dargestellt. Dies lässt sich allerdings durch ein etwas längeres (einige 10 cm) gerades Stück der Faser nach der Biegung und einem sanften Übergang zwischen gebogenem und geradem Bereich der Faser minimieren.

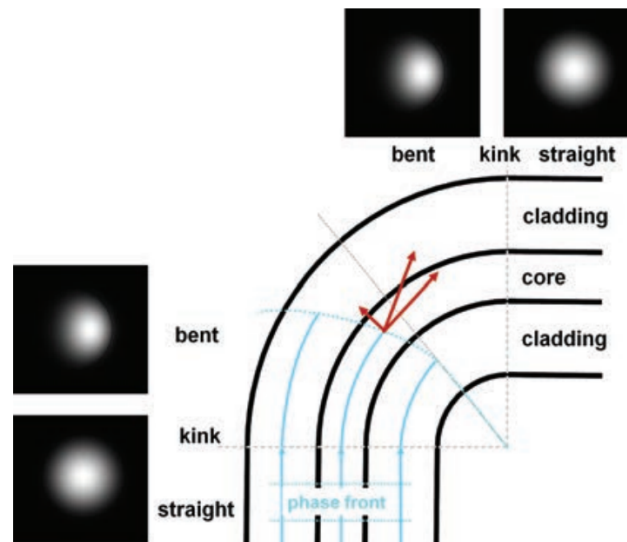


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung einer gebogenen Faser. Die blau gepunktete Linie deutet die Phasenfront an. Die Intensitätsverteilungen stellen die Deformation der Mode dar, die aufgrund der Biegung zustande kommt. Aus [32]

Der hier zu entwickelnde Strahlformer soll für ein bereits vorliegendes Faserarray der Firma Fiberbridge ausgelegt werden. Wie in Abb. 3.6 zu erkennen, besteht das Faserarray aus 19 einzelnen LMA-Fasern, welche an eine gemeinsame Endkappe gespleißt sind. Sie sind in einer hexagonalen Struktur angelegt und haben untereinander einen Abstand

(engl.: pitch) von 2 mm, wodurch die Dimensionen, insbesondere der Durchmesser, der zu entwickelnden Linsen eingeschränkt sind.

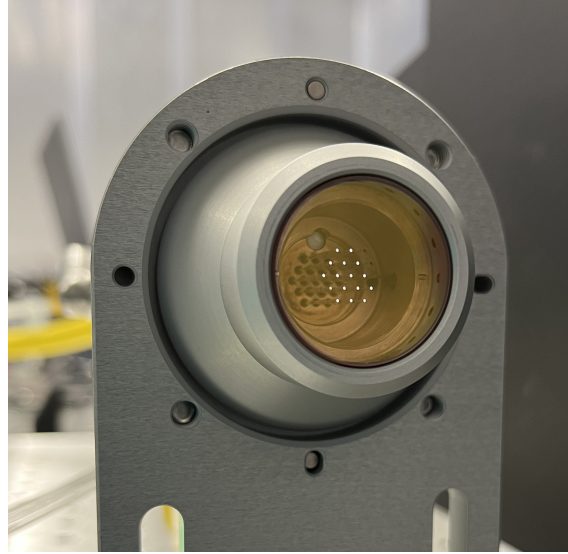


Abbildung 3.6.: Hexagonales Faserarray der Firma Fiberbridge. Die 19 LMA-Faser sind an eine gemeinsame Endkappe mit einem Abstand von 2 mm untereinander gespleißt.

Die verwendeten LMA-Fasern sind Passive 20/400-PM (polarisationserhaltend (PM)) Fasern. Sie besitzen eine nominelle NA von $NA = 0,065 \pm 0,005$ und haben einen Kerndurchmesser von $(20,0 \pm 1,5) \mu\text{m}$. Der zu erwartende MFD lässt sich mit der empirischen Marcuse Gleichung für Stufenindex Fasern [37]

$$\text{MFD} = 2r_c \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (3.3)$$

zu $17,3 \mu\text{m}$ berechnen. Dabei ist r_c der Kerndurchmesser der Faser, und $V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \cdot NA$. Der Unterschied der angegebenen NA zu der gemessenen lässt sich über die verschiedenen Berechnungsmethoden erklären. Die angegebene NA wird über die Brechungsindexdifferenz

$$NA = \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2} \quad (3.4)$$

des Kerns n_{core} und des Mantels (engl.: clad) n_{clad} der Faser berechnet, während die gemessene eine effektive NA ist, welche zur Bestimmung den $1/e^2$ -Radius des emittierten Strahls nutzt.

Spleißen und Cleaven

Um eine möglichst einfache Ein- und Auskopplung aus der LMA-Faser zu gewährleisten, muss stets auf eine glatte und saubere Bruchstelle geachtet werden. Um diesen Bruch herbeizuführen wird ein Cleaver LDC400 der Firma Vytran verwendet. Beim Cleaven ist insbesondere auf eine glatte und defektfreie Bruchstelle zu achten, sowie der Winkel der Bruchstelle gegenüber der Faser. Dieser sollte möglichst gering gehalten werden. Je größer die Abweichung einer dieser Parameter ist, desto schwieriger wird die Einkopplung und das emittierte Strahlprofil wird verzerrt. Der Cleaver verwendet eine Diamantklinge und axialen Zug um die Faser zu Cleaven. Der Winkel unter dem der Bruch stattfindet ist statistischen Abweichungen unterlegen und kann zwischen ca. 0° und $2,0^\circ$ liegen. Auch die Oberfläche an der Bruchstelle kann durch falsche Parameter beschädigt werden oder

Verunreinigungen aufweisen. Die PANDAs (Polarization-maintaining AND Absorption-reducing) der verwendeten PM-LMA-Faser können beim Bruchprozess ausreißen, weshalb auf eine geeignete Zugspannung geachtet werden muss. Der Cleaver selbst verfügt über keine eigene Diagnostik. Deshalb muss der Bruch mittels eines Spleißgeräts Fujikura FSM100P+ untersucht werden. Dieses kann die Verkippung der Endfläche gegenüber der Faser auf bis zu $0,1^\circ$ genau bestimmen. Außerdem kann die Endfläche betrachtet werden, um die Oberflächenqualität abzuschätzen. Das Spleißgerät wird außerdem verwendet, um Endkappen an die LMA-Faser zu spleißen. Die Endkappe führt zu einer Strahlaufweitung, sodass die Leistungsdichte an der Endfacette verringert wird. Das Faserarray aus Abb. 3.6 wird für das Prototyping und die Vermessung der Quelle nicht verwendet. Am Ende einer LMA-Faser soll daher eine 3 mm lange Endkappe angespleißt werden, welche aus einem kernlosen Stück Faser aus Quarzglas besteht. Dazu wird zunächst ein längeres Stück dieser kernlosen Faser an die LMA-Faser angespleißt und anschließend 3 mm von der Spleißstelle entfernt erneut ein Cleave durchgeführt. Die Bestimmung der Länge erfolgt über eine an den Cleaver angebrachte Skala, wie in Abb. 3.7 zu erkennen. Allerdings ist diese Messmethode sehr fehlerbehaftet, weshalb die tatsächliche Länge der Endkappe auf $(3,0 \pm 0,2)$ mm geschätzt wird. Diese Abweichung ließe sich allerdings mit geeigneten Messmethoden noch verringern.

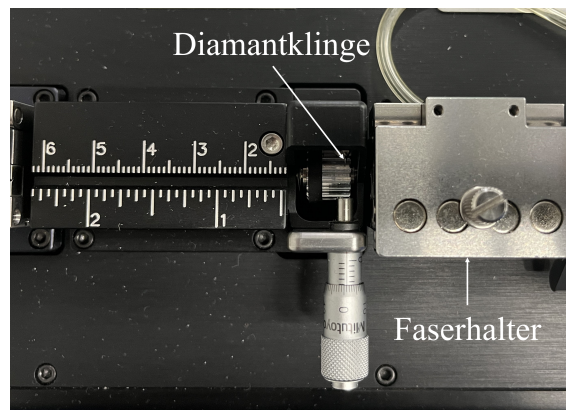


Abbildung 3.7.: Verwendeter Cleaver LDC400 der Firma Vytran. Links von der Klinge befindet sich eine an dem Gerät angebrachte Längenskala, die zur Bestimmung der Länge der Endkappe genutzt wurde.

Der Spleißprozess ist ebenfalls einigen Toleranzen unterlegen. Das verwendete Gerät kann die Verkippung der einzelnen Fasern gegenüber der z -Achse auf $0,1^\circ$ genau angeben. Der laterale Versatz der Fasern gegenüber einander wird auf $0,1 \mu\text{m}$ genau angegeben.

4. Top-Hat Strahlformer

4.1. Simulation

Die Simulation des Strahlformers, sowie die Optimierung der Linsenflächen wurde mit dem Optikdesignprogramm Zemax durchgeführt. Im Folgenden soll eine kurze Einführung in das Programm eine Übersicht geben, bevor auf die Ergebnisse der Simulation eingegangen wird.

4.1.1. Systemaufbau in Zemax

Zemax wird genutzt, um diverse Probleme der Optik, wie Beleuchtung, Bildgebende Verfahren oder auch Lasersysteme, zu simulieren. Es ist eine sehr umfangreiche Software, weshalb an dieser Stelle nur auf die für diese Arbeit relevanten Aspekte eingegangen werden soll. Das Programm verfügt über eine Vielzahl an Analysis-, Optimierungs- und Toleranz-Optionen. Das optische System wird von Grund auf aufgebaut, indem einzelne optische Flächen, Abstände, Dimensionen etc. definiert werden. Das hier behandelte System besteht aus vier optischen Elementen wie in Abb. 4.1 dargestellt.

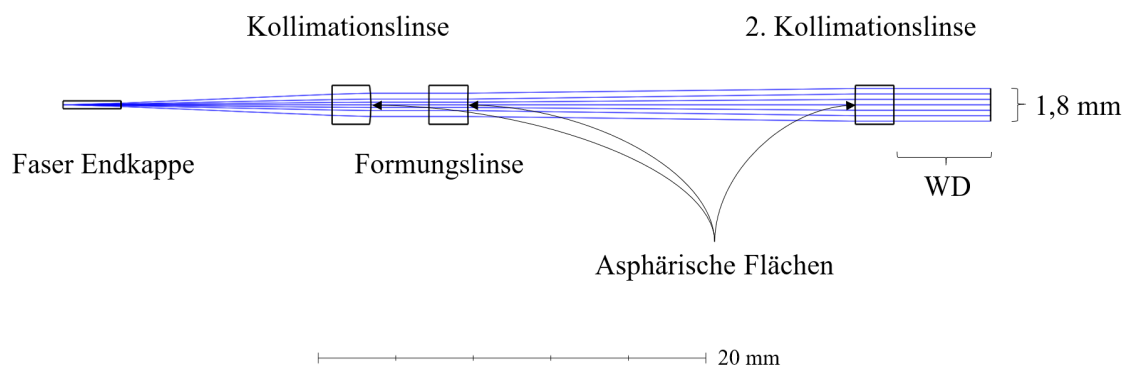


Abbildung 4.1.: Prinzipieller Aufbau des kompletten Strahlformers wie er in Zemax simuliert wurde. Strahlpropagation von links nach rechts. Der Strahl verläuft zunächst durch eine Faser Endkappe bevor er auf eine erste Kollimationslinse trifft. Anschließend wird die Intensitätsverteilung umverteilt und die letzten Linse kollimiert den Strahl erneut.

Zunächst muss die Quelle definiert werden. Da es sich hierbei um einen aus einer Faser kommenden Laserstrahl handelt, wird die Quelle mit entsprechender NA und Intensitätsverteilung definiert. Die NA wurde in Kapitel 3 experimentell ermittelt und ergibt sich zu $NA_x = 0,041$ bzw. $NA_y = 0,043$. Die Intensitätsverteilung kann als gaußförmig angenommen werden. Die Optimierung findet mittels geometrischer Optik statt. In diesem Fall lässt das System nur rotationssymmetrisch behandeln. Daher wird eine NA von 0,042 angenommen. Die später folgende Analyse mit der „Physical optics propagation (POP)“ verwendet die korrekte NA in beiden Achsen.

Direkt hinter der Quelle befindet sich die Faserendkappe mit einer Länge von 3 mm. Danach

folgt die erste Kollimationslinse. Aufgrund der späteren Verwendung in einem Array liegt der Durchmesser dieser und auch der folgenden Linsen bei 2 mm. Der Abstand zwischen Faser Endkappe und erster Linse ist variable. Dadurch kann insbesondere die Größe des Strahls angepasst werden, welcher geformt werden soll. Nach der Kollimationslinse folgt die Formungslinse, welche die tatsächliche Umverteilung der Intensitätsverteilung vornimmt. Der Abstand zwischen erster und zweiter Linse ist frei wählbar, da der Strahl zwischen ihnen kollimiert ist. Im Sinne der Übersichtlichkeit und Kompaktheit ist dieser Abstand klein gewählt. Die letzte Linse dient der Phasenkorrektur bzw. der Kollimation. Für kohärente Kopplung ist eine ebene Phase nötig, die durch diese Linse erreicht werden soll. Der Abstand der letzten beiden Linsen zueinander hat einen signifikanten Einfluss auf die Qualität des Ergebnisses. Dieser Abstand wird daher als Variable gesetzt und ebenfalls im Rahmen der Optimierung angepasst. Rechts in Abb. 4.1 findet sich die Zielebene auf der der Top-Hat realisiert werden soll. Auch ihr Abstand zur letzten Linse besitzt einen erheblichen Einfluss auf die Strahlformung. Je weiter die Zielebene entfernt ist, desto schwieriger ist es grundsätzlich Strahlformung durchzuführen. Es sei auf Kapitel 2.2.1 und insbesondere Gl. (2.5) verwiesen. Ein für die Anwendung brauchbarer und realistischer Abstand sind 5 mm. Damit ergibt sich nach Gl. (2.5) ein Faktor von $\beta \approx 452$, demzufolge geometrische Optik für das Design verwendet werden kann.

Alle drei Linsen besitzen eine plane und eine asphärische Fläche und sollen aus Quarzglas (Fused silica) bestehen. Die asphärische Oberfläche kann mit

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + \kappa)c^2r^2}} + \sum_{i=1}^N \alpha_i r^i \quad (4.1)$$

beschrieben werden. Dabei ist c die Krümmung, κ die konische Konstante, r die radiale Koordinate und α_i die asphärischen Koeffizienten. Neben dem eben erwähnten Abstand ist die Aufgabe der Optimierung die drei asphärischen Flächen, insbesondere c , κ und α_i jeweils so anzupassen, dass ein Top-Hat geformt werden kann. Im Idealfall hätte dieser einen Durchmesser von genau 2 mm, um einen maximalen Füllfaktor zu erreichen. Da dies aber aufgrund der Aperturen der Linsen nicht möglich ist muss ein Kompromiss gefunden werden, um den Durchmesser möglichst groß, aber die Einflüsse der Apertur möglichst gering zu halten. Daher wird ein Füllfaktor von 90% angestrebt, was einem Durchmesser in der Zielebene von 1,8 mm entspricht.

Optimierung

Optimierungen lassen sich in Zemax über den sogenannten 'Merit Function Editor (MFE)' einstellen. Dabei gibt es zahlreiche Möglichkeiten um diverse Parameter des Systems auszuwerten bzw. anzupassen. In diesem Fall wird die Bedingung Gl. (2.13) eingepflegt, indem sämtlichen Strahlen in dem System die entsprechenden Ausgangskoordinaten zugewiesen werden. Dies muss für jeden Strahl einzeln geschehen. Ein Skript zur Implementierung der Gleichung und Erstellung der Merit-Funktion findet sich in Code A.1 im Anhang und basiert auf einem Tutorial (Zemax Knowledgebase Artikel [38]). Es wurde entsprechend angepasst, um das hier vorliegende System besser zu optimieren. Neben der Implementation von Gl. (2.13) sorgt es auch für die Kollimation nach der letzten Linse und legt diverse Grenzen, wie zum Beispiel minimale Glasdicke, fest. Anzumerken ist, dass die Kollimation durch die erste Linse nicht mit diesem Skript abgedeckt ist. Dafür ist ein separates Skript nötig, welches aber prinzipiell gleich aufgebaut ist wie der Abschnitt der Kollimation in Code A.1. Grund dafür ist, dass in Zemax der jeweils zur Anpassung gewünschte Parameter variabel gesetzt werden muss. Da aber bei der ersten Kollimation die anderen Asphären nicht angepasst werden müssen und ebenso die erste Kollimation bei der Optimierung für

den Top-Hat nicht, muss die gesamte Optimierung in zwei Schritten erfolgen. Das Skript schreibt nun eine Merit-Funktion mit Hilfe von Operanden und weist jedem Strahl eine Zielcoordinate (REAY) und Zielwinkel (RANG) zu. Die Merit-Funktion gibt die Abweichung des Systems vom Zielsystem an. Sie wird von Zemax ausgerechnet und versucht die Abweichung zu minimieren, in dem die variablen Parameter angepasst werden. Mit dieser Optimierungsroutine werden nun Abstände und asphärische Flächen optimiert werden.

4.1.2. Ergebnisse der Optimierung

Das optimierte System ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die asphärischen Komponenten sind zur Übersicht in Tab. 4.1 zusammengefasst. Der Abstand zwischen der Endkappe und der ersten Kollimationslinse beträgt etwa 10,6 mm, sodass eine $1/e^2$ -Strahlradius von etwa $580 \mu\text{m}$ auf die Formungslinse trifft. Zwischen der Formungs- und Korrektur-Linse liegt ein Abstand von 20 mm.

Tabelle 4.1.: Übersicht der Parameter der asphärischen Flächen für die drei Linsen.

	Kollimationslinse	Formungslinse	Korrekturlinse
Radius $R = \frac{1}{c}$ [mm]	4,828	0,090	0,101
κ	-1,896	-1,006	-1,008
α_2 [1/mm]	-0,183	-5,504	-4,933
α_4 [1/mm ³]	$7,751 \cdot 10^{-4}$	0,967	0,920
α_6 [1/mm ⁵]	$-1,831 \cdot 10^{-5}$	-0,326	-0,341
α_8 [1/mm ⁷]	$-1,846 \cdot 10^{-6}$	0,122	0,139
α_{10} [1/mm ⁹]	0	-0,027	-0,042

Zur besseren Veranschaulichung der Asphärischen Oberflächen sind Querschnitte der Flächen in Abb. 4.2 und 4.3 dargestellt. Blau eingefärbt ist das optisch dichtere Medium.

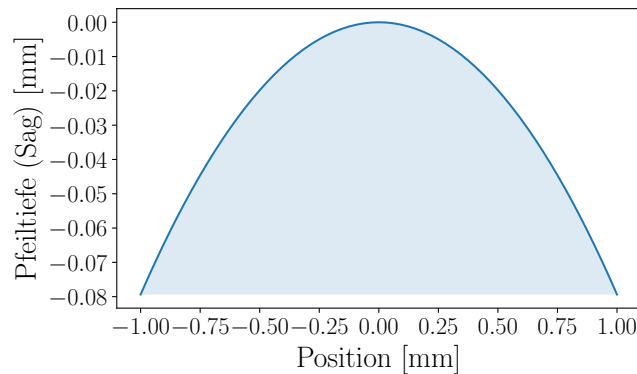


Abbildung 4.2.: Oberflächenprofil der ersten Kollimationslinse. Blau eingefärbt ist das Medium mit der optisch höheren Dichte.

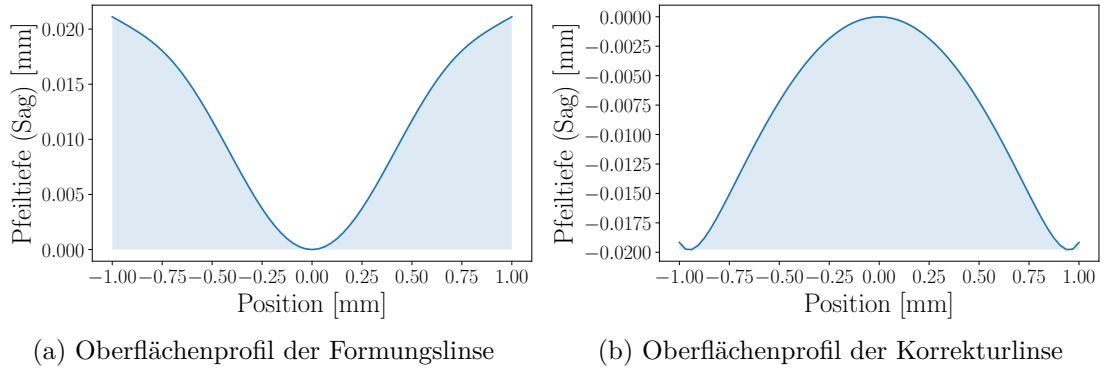


Abbildung 4.3.: Oberflächenprofile der zwei Linsen, welche zur Strahlformung verwendet werden sollen. (a) Zeigt das Oberflächenprofil der Formungslinse und (b) das Oberflächenprofil der Korrekturlinse.

Wird nun eine geometrische Analyse durchgeführt, indem Strahlen durch das System geführt und an den optimierten Flächen gebrochen werden, resultiert in der Zielebene die in Abb. 4.4 dargestellte Verteilung eines Top-Hats.

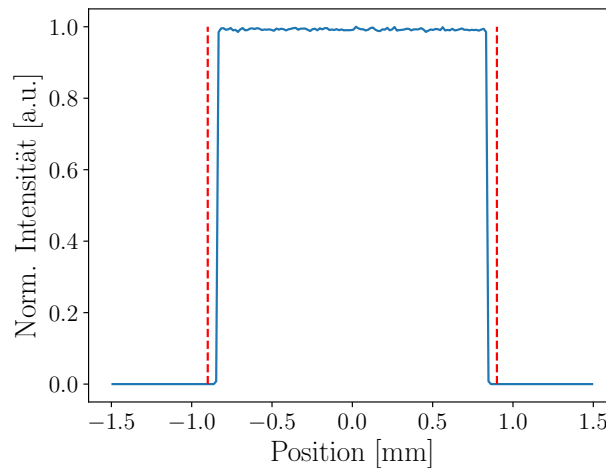


Abbildung 4.4.: Intensitätsverteilung in der Zielebene nach der Optimierung der asphärischen Flächen.

Die erwartete rechteckige Form ist eindeutig zu erkennen, die Flanken sind sehr steil und klar definiert. Die leichten Unebenheiten auf dem Profil folgen lediglich aus der endlichen Menge an Strahlen, die zur Berechnung der Intensitätsverteilung genutzt wurden. Sie können, auf Kosten der Rechenzeit, beliebig erhöht werden und würden die Verteilung weiter glätten. Aus diesem Grund wird auf eine Bewertung nach Abb. 4.5 verzichtet, wie sie im folgenden Abschnitt eingeführt wird. Die roten gestrichelten Linien in Abb. 4.4 zeigen den gewünschten Durchmesser von 1,8 mm an. Offensichtlich ist die erzeugte Verteilung minimal kleiner als gewünscht. Dennoch wird das System so belassen. Grund dafür sind Beugungseffekte der Linsenaperturen, welche in dieser geometrischen Analyse nicht berücksichtigt sind. Wird der Radius weiter erhöht, werden diese Beugungseffekte stärker und erschweren die Strahlformung.

Dies zeigt bereits ein Problem der geometrischen Analyse auf. Sie kann reale Strahlen nur bedingt repräsentieren. Ein realer Strahl kann beispielsweise nicht perfekt kollimiert werden, im Vergleich zu einem Strahl der über Vektoren beschrieben wird. Um die Einflüsse

der Wellennatur des Lichts zu untersuchen, bietet Zemax die Option „Physical optics propagation (POP)“ an. Hierbei wird die Möglichkeit zur Selbstinterferenz geboten. In POP werden Wellenfronten durch das System propagiert. Der Strahl wird dabei durch ein Array von Punkten simuliert. An jedem optischen Übergang wird eine Transferfunktion berechnet und so können auch Effekte wie Beugung simuliert werden. Im Allgemeinen ist POP genauer was die Intensitäts- und Phasenverteilung eines Strahls angeht. Aus diesem Grund wird das System weiter mit POP untersucht.

POP Ergebnisse

Zur Bewertung und zum Vergleich der verschiedenen Top-Hat Profile wird eine Bewertung nach [39] genutzt. Dafür werden die in Abb. 4.5 eingeführten Größen verwendet.

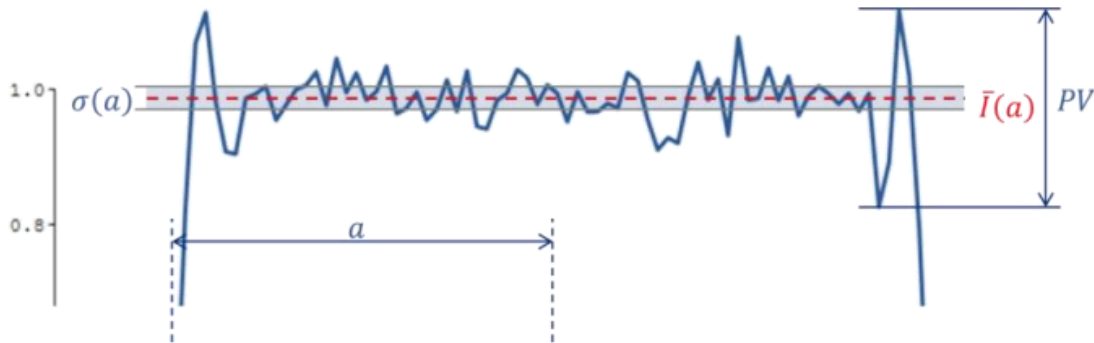


Abbildung 4.5.: Beispielhaftes Top-Hat Profil, anhand dessen die zur Bewertung nötigen Größen eingeführt werden sollen. Aus [39].

a bezeichnet hier den Radius des Profils, $\bar{I}(a)$ die durchschnittliche Intensität innerhalb des Radius a und die zugehörige Standardabweichung $\sigma(a)$. Außerdem ist auch noch der Peak-to-Valley (PTV) Wert eingezeichnet, welcher alternativ zur Bewertung des Top-Hats herangezogen werden kann. Für diese Arbeit wird zur Bewertung die relative RMS Uniformität U_{RMS} genutzt, welche sich mit Hilfe der relativen RMS Varianz V_{RMS} berechnen lässt. V_{RMS} berechnet sich mit

$$V_{\text{RMS}}(a) = \frac{\sigma(a)}{\bar{I}(a)} \quad (4.2)$$

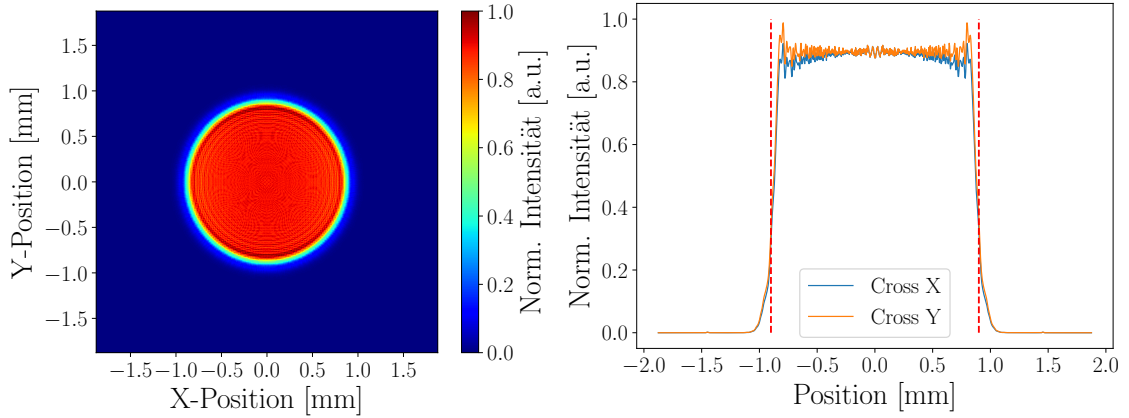
und damit die RMS Uniformität zu

$$U_{\text{RMS}}(a) = 1 - V_{\text{RMS}}. \quad (4.3)$$

Für einen perfekten Top-Hat würde sich somit $U_{\text{RMS}} = 1$ ergeben. Anschließend kann ein sinnvolles Limit gesetzt werden über welchem die Verteilung als Top-Hat angenommen werden kann, beispielsweise 90%.

Für das System ergibt sich die in Abb. 4.6 dargestellte Intensitätsverteilung des Top-Hats als Falschfarben Plot, sowie die Querschnitte in X - und Y -Richtung. Eine runde Top-Hat Verteilung ist zu erkennen, welche über steile Flanken und ein ebenes Plateau verfügt. Die roten gestrichelten Linien in Abb. 4.6b deuten erneut den gezielten Durchmesser von 1,8 mm an. Dieser wurde, wie bereits im geometrischen Fall leicht unterschritten. Allerdings lassen sich auch kleine Ausläufer am Rand der Verteilung erkennen, die bis zu 2 mm breit sind. Beugungsringe sind ebenfalls zu erkennen. Dies ist eine Folge der Wellenoptik des Lichts und folgt aus der runden Apertur der Linsen, ein Effekt der mit

geometrischer Optik nicht beobachtet werden kann. Außerdem ist deutlich zu erkennen, dass sich die Intensitätsverteilung in X - und Y -Richtung unterscheidet. Dies folgt, wie in Kapitel 3 erwähnt, aus der Tatsache, dass der Strahl aus der Faser asymmetrisch ist. Anwendung der mit Gl. (4.3) eingeführten Bewertung des Top-Hats, liefert eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,969$. Die Effizienz der Strahlformung beläuft sich laut POP-Analyse auf 99,2%.



(a) Falschfarben Plot der Intensitätsverteilung

(b) Querschnitt in X - und Y -Richtung.

Abbildung 4.6.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil in der Zielebene. Beugungsringe sind deutlich erkennbar. (b) zeigt einen Querschnitt in X - und Y -Richtung der Verteilung in (a). Die rote gestrichelte Linie zeigt den Zieldurchmesser an.

Desweiteren kann die Phase untersucht werden. In Abb. 4.7 ist das entsprechende Phasenprofil in der Zielebene dargestellt. Es ist über den Großteil des Profils konstant, was notwendig für die später angestrebte kohärente Kopplung ist. Über den Rand des Top-Hats hinweg, ist ein Phasensprung bei einem Radius von etwas über 1 mm erkennbar. Zwischen 1 mm und 0,9 mm Radius nimmt die Phase kontinuierlich ab. In diesem Bereich ist immer noch ein wenig Intensität vorhanden. Aufgrund der abweichenden Phase, kann aber nicht damit gerechnet werden, dass dieser Anteil zur Kohärenten Kopplung und damit zur Gesamteffizienz des Systems beitragen kann. Wird dieser Anteil daher subtrahiert, ist mit einer Gesamteffizienz des Strahlformers für den gewünschten Anwendungsfall von 95,4% zu rechnen.

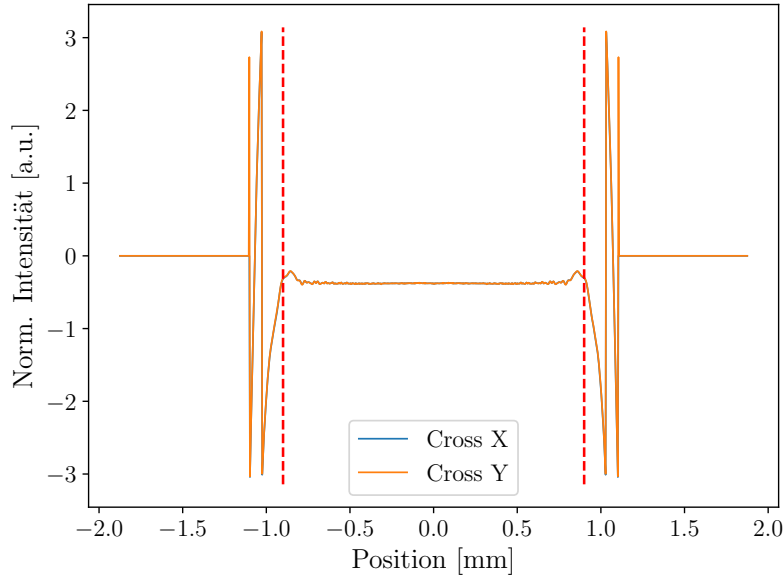


Abbildung 4.7.: Querschnitt der Phasenverteilung in der Zielebene. Die Phasenfront ist über das Top-Hat-Profil konstant.

Die Schwankungen der Phase innerhalb des Radius beläuft sich auf ca. 0,26 rad und liegt damit bei $< \lambda/20$, was eine Kopplungseffizienz von mehr als 90% ermöglichen sollte [3].

An dieser Stelle kann der Einfluss des β -Parameters gut beobachtet werden. Für die hier vorliegenden $\beta \approx 452$ findet sich eine gute Übereinstimmung zwischen den geometrischen Ergebnissen und den wellenoptischen. Wird ein kleinerer β -Parameter angenommen, ergeben sich die in Abb. 4.8 gezeigten Verteilungen. Abb. 4.8a und 4.8b zeigen die wellenoptischen Verteilungen, welche mit den geometrischen aus Abb. 4.8c und 4.8d für unterschiedliche β , $\beta \approx 45$ und $\beta \approx 4,5$, verglichen werden. Während die geometrischen Ergebnisse wie erwünscht eine Top-Hat Verteilung zeigen, weicht die wellenoptische Verteilung mit abnehmendem β zunehmend ab.

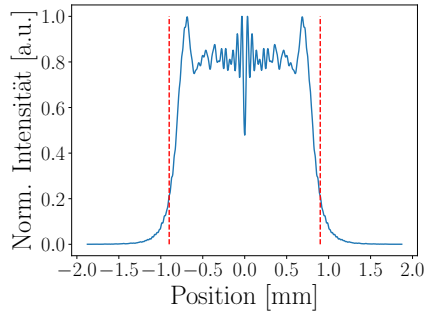
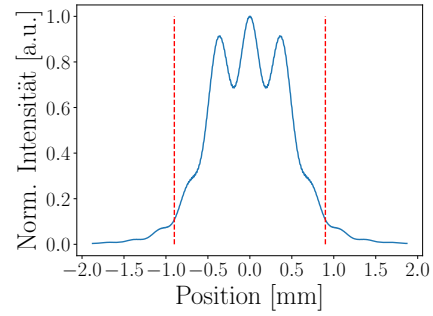
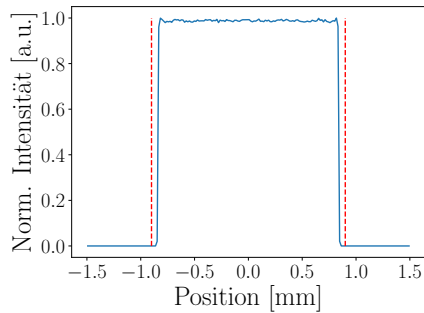
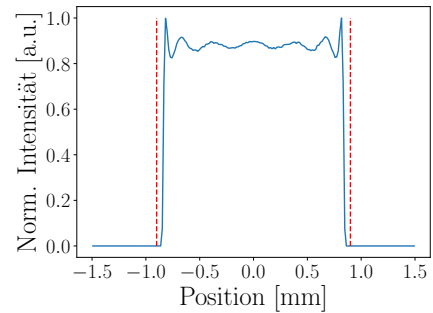
(a) Wellenoptische Verteilung mit $\beta \approx 45$.(b) Wellenoptische Verteilung mit $\beta \approx 4, 5$.(c) Geometrische Verteilung mit $\beta \approx 45$.(d) Geometrische Verteilung mit $\beta \approx 4, 5$.

Abbildung 4.8.: Vergleich der wellenoptischen und geometrischen Verteilung für unterschiedliche β . Mit abnehmendem β weicht das Ergebnis der geometrischen Optik weiter von der tatsächlichen ab und kann daher nicht verwendet werden, um Strahlformung durchzuführen. Die rot gestrichelte Linie zeigt den gewünschten Durchmesser von 1,8 mm an.

In diesem Fall wurde ein geringerer β -Parameter erreicht, indem lediglich der Abstand zur Zielebene verzehn- bzw. verhundertfacht wurde. Aus den wellenoptischen Profilen aus Abb. 4.8 lässt sich außerdem erkennen, wie der Strahl nach dem System propagiert. Zunächst bilden sich die Beugungsringe am Rand des Top-Hats stärker aus und auch in der Mitte der Verteilung lassen sich zusätzliche Peaks erkennen. Für $\beta \approx 45$ ist dennoch die grundsätzliche Top-Hat Form erkennbar. Nimmt β weiter ab, und in diesem Fall die Propagationsdistanz weiter zu, werden Beugungseffekte immer deutlicher spürbar, sodass eine Strahlformung nicht mehr möglich ist. Das gewünschte Top-Hat-Profil ist nicht mehr zu erkennen. Bei weiterer Propagation des Strahls ergibt sich die Fernfeldverteilung der Verteilung. Diese wird erwartet, sich ähnlich wie eine Airy-Verteilung zu verhalten. All diese Effekte folgen aus dem Kirchhoffschen Beugungsintegral Gl. (2.7) und können nicht verhindert werden.

4.1.3. Toleranzanalyse

Um eine Aussage hinsichtlich der Fertigbarkeit und der Sensitivität einzelner Parameter der simulierten asphärischen Linsen auf die Top-Hat Strahlformung treffen zu können, wurde eine Toleranzanalyse in Zemax durchgeführt. Mit dieser können diverse Parameter, wie beispielsweise Krümmung, Durchmesser, Oberflächenqualität oder auch Unsicherheiten wie Verkipfung oder Versatz, angepasst und simuliert werden. Die Analyse nutzt geometrische Optik zu Auswertung. Die unterschiedlichen Toleranzen werden mit Hilfe von Operanden definiert und können nach unterschiedlichen Kriterien ausgewertet werden. In diesem Fall

wird die Merit-Funktion selbst als Kriterium dienen, da sie dafür verantwortlich ist den Top-Hat zu generieren und daher auch ein Maß für die Qualität des Top-Hats ist. Die Toleranzanalyse geht von einem Produktionsprozess mit hoher Präzision aus.

Das vorliegende System besitzt viele Freiheitsgrade. Jedes der vier Elemente (Endkappe und drei Linsen) ist verschiedenen Herstellungs- und Justage-Toleranzen ausgesetzt. So kann jedes Element verkippt und versetzt werden und Abstände können abweichen. Jede Oberfläche weist Unebenheiten, Abweichungen vom Design und zusätzliche Verkipfung auf. Der Brechungsindex des verwendeten Materials kann variieren und die Dicke der Linsen kann sich unterscheiden.

Zunächst sollen nur Justagetoleranzen betrachtet werden. Das heißt es wird eine perfekte Fertigung der Linsen angenommen. Das System ist rotationssymmetrisch, daher sind die folgenden Toleranzen gleichermaßen in X - und Y - Richtung definiert. Die Toleranzen, denen die Endkappe unterliegt, wurden bereits in Kapitel 3.3 diskutiert. Die Verkipfung der Endkappe wird auf bis zu $0,1^\circ$ genau bestimmt, der laterale Versatz auf bis zu $0,1\text{ }\mu\text{m}$. Für den lateralen Versatz der anderen optischen Elemente wird $\pm 100\text{ }\mu\text{m}$ angenommen. Die Verkipfung wird auf $0,1^\circ$ genau geschätzt.

Unter der Berücksichtigung dieser Toleranzen, wurde eine Monte Carlo Simulation (MTC) in Zemax durchgeführt. Dabei werden alle angegebenen Toleranzen zufällig innerhalb der gegebenen Grenzen normalverteilt und das System ausgewertet. Abb. 4.9a zeigt die resultierende Intensitätsverteilung in der Zielebene für die schlechteste Performance, also höchste Merit-Funktion, der Monte Carlo Analyse. Das Ergebnis weicht deutlich von dem Design des Top-Hats ab. Zusätzliche Beugungseffekte sind erkennbar und die kreisförmige Form ist deformiert, was vermutlich auf die in unterschiedliche Richtungen verschobenen Aperturen zurückzuführen ist. Außerdem ist eine Verschiebung des Intensitätsmaximums in den äußeren Bereich des Top-Hats zu erkennen. Für diese Verteilung ergibt sich eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,717$. Insgesamt lässt sich die Top-Hat Form in Abb. 4.9b noch erkennen, wobei der Einfluss der Toleranzen signifikant ist. Ein Blick auf die Phase der Verteilung in Abb. 4.9c zeigt, dass auch die Phase deutlich gestört ist. In der Mitte der Verteilung liegt eine ebene Phasenfront vor, allerdings ist der Radius dieser mit $0,1\text{ mm}$ sehr viel geringer. Darüber hinaus nimmt die Phase kontinuierlich ab, bzw. zu. Ab einem Radius von etwa 1 mm nimmt die Phase eine chaotische Charakteristik an, was sich allerdings auf Aliasing zurückführen lässt. Die Gesamteffizienz des Systems beläuft sich unter Berücksichtigung dieser Toleranzen auf $86,3\%$, wobei der Großteil für kohärente Kopplung nicht genutzt werden kann.

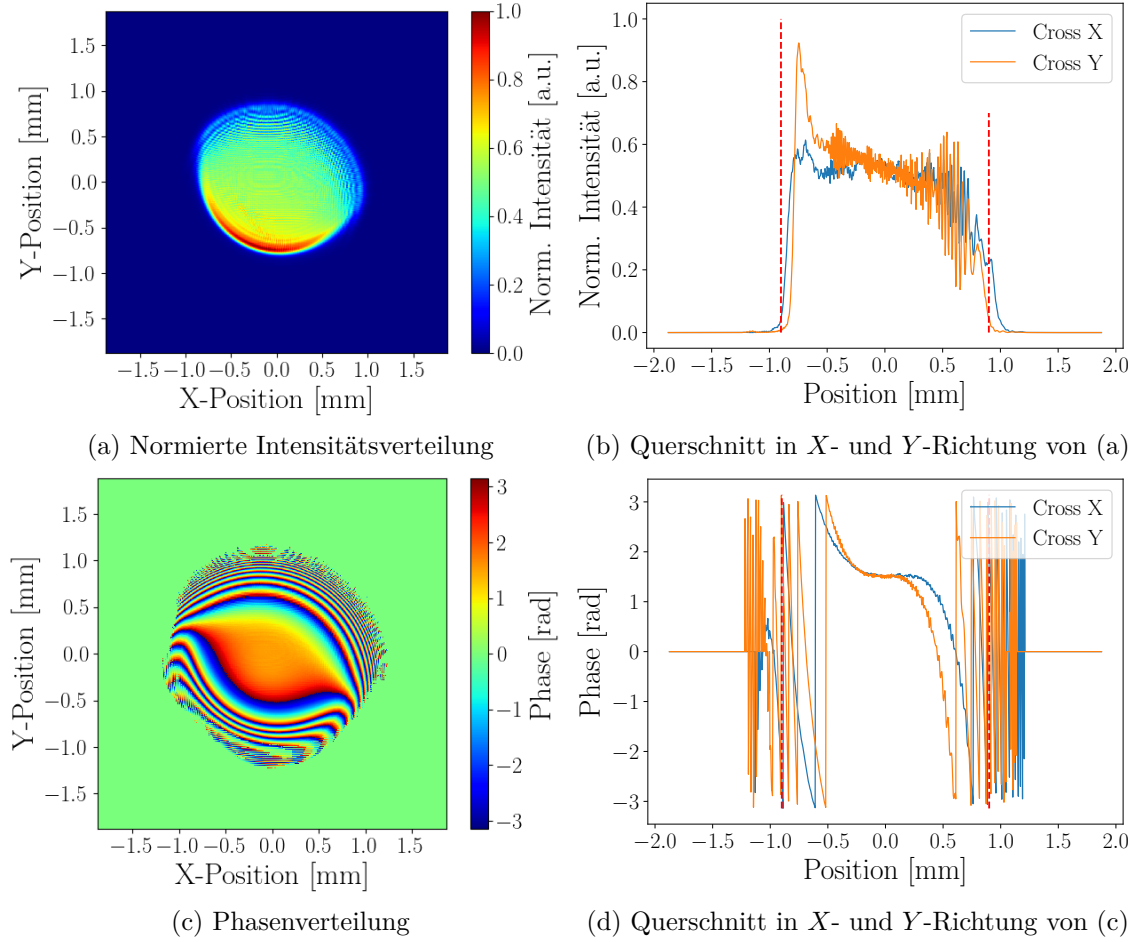


Abbildung 4.9.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene unter Berücksichtigung der Justagetoleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet. Gezeigt ist die schlechteste Performance der Monte Carlo Analyse.

Die Monte Carlo Analyse gibt außerdem an, welche der angegebenen Toleranzen den größten Einfluss auf die Intensitätsverteilung hat. Dieser wird von einem Versatz der ersten Kollimationslinsen gegenüber der optischen Achse verursacht. Wird ausschließlich diese um $100\,\mu\text{m}$ versetzt, resultiert dies in den in Abb. 4.10 gezeigten Verteilungen, mit einer Uniformität der Intensitätsverteilung von $U_{\text{RMS}} = 0,870$. Die Verteilung zeigt ähnliche Veränderungen wie die aus der Monte Carlo Analyse. Allerdings ist die runde Form noch deutlich zu erkennen. Das Intensitätsmaximum wird durch den Versatz in den äußeren Bereich verschoben. Die Verzerrung der Phase in Abb. 4.10c findet hauptsächlich in X -Richtung statt. Zwar lässt sich auch hier ein kleines Plateau mit ebener Phasenfront finden, aber der Großteil des Strahls ist für kohärente Kopplung nicht geeignet.

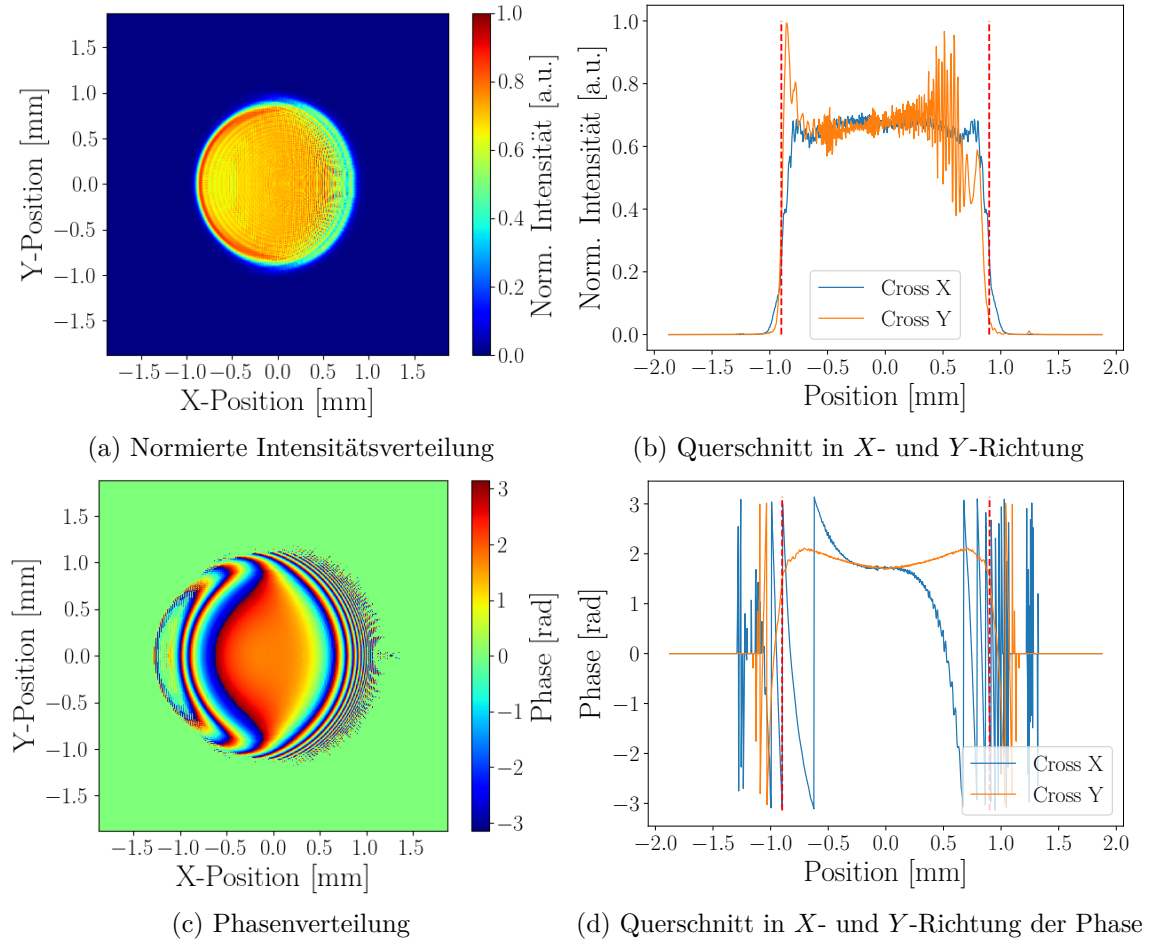


Abbildung 4.10.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene unter Berücksichtigung eines Versatzes der ersten Kollimationslinse um $100\ \mu\text{m}$. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von $0,9\text{ mm}$ angedeutet.

Daher gilt es, die Justagetoleranzen im Experiment so eng wie möglich zu halten. Die Abstände der einzelnen Elemente untereinander fallen hingegen nicht so stark ins Gewicht. Lediglich der Abstand zwischen Endkappe und erster Kollimationslinse, sowie der Abstand zwischen der Formungslinse und der zweiten Kollimationslinse sind von Relevanz, da diese nicht frei wählbar sind. Der Einfluss der Beiden ist im Vergleich zu den Toleranzen der einzelnen optischen Elementen aber vernachlässigbar.

Werden außerdem engere Justagetoleranzen angenommen, indem die maximal mögliche Auflösung kommerziell erhältlicher Stages verwendet werden, ergeben sich nach erneuter Analyse die in Abb. 4.11 dargestellten Ergebnisse. Dabei wurde eine Verkipfung der Elemente von $0,001^\circ$, ein lateraler Versatz von $0,5\ \mu\text{m}$, sowie ein axialer Versatz von $0,7\ \mu\text{m}$ verwendet. Lediglich die Toleranzen bezüglich der Endkappe bleiben bestehen. Diese Werte ergeben sich beispielsweise aus der maximal möglichen Auflösung einer MBT401D Stage von Thorlabs.

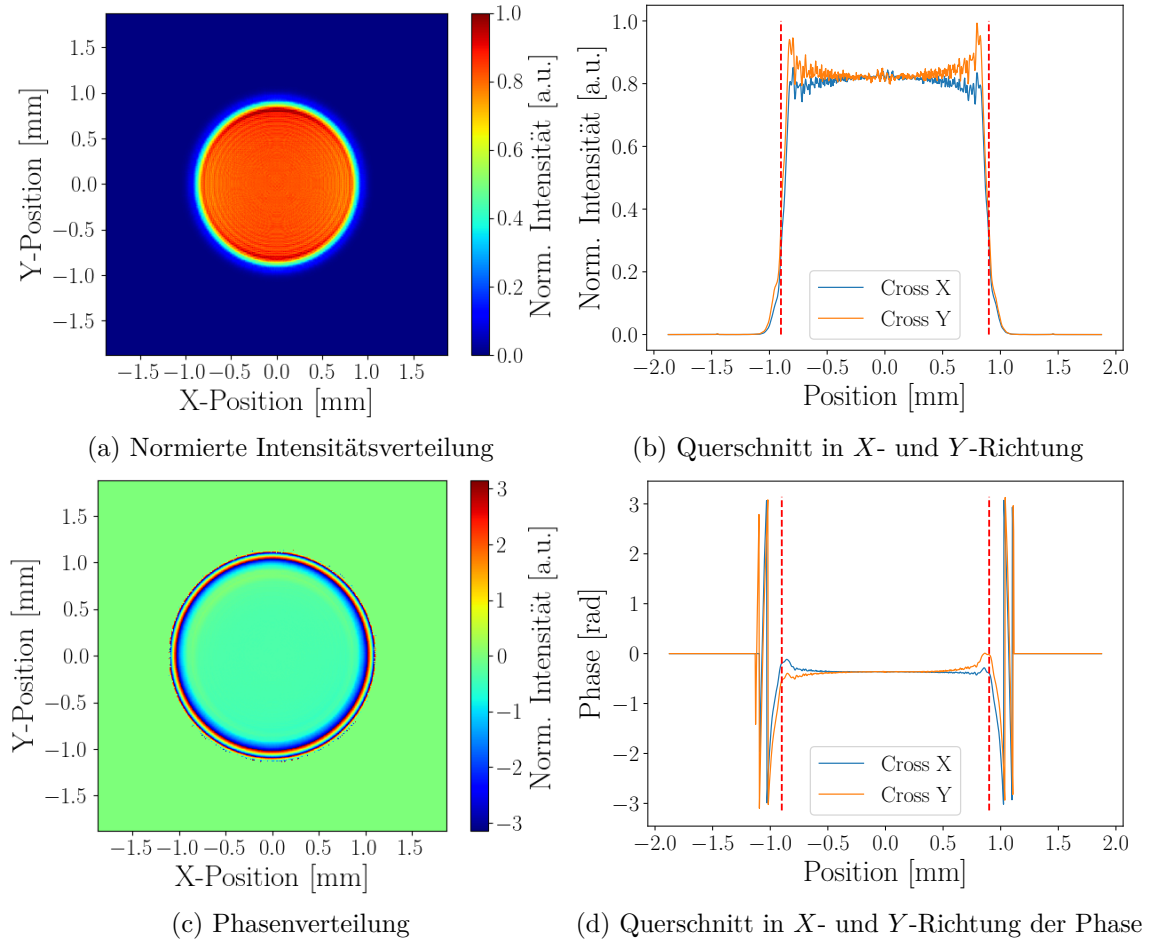


Abbildung 4.11.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene unter Berücksichtigung der engen Justagetoleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet. Gezeigt ist die schlechteste Performance der Monte Carlo Analyse.

Diese deutlich engeren Toleranzen resultieren in einer Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,961$ und zeigen, dass obwohl das System sehr sensibel auf Justagefehler reagiert, es durchaus möglich ist das System so zu justieren, dass der designte Top-Hat entstehen kann. Sowohl Intensitätsverteilung, als auch die Phasenverteilung stimmen mit dem Design überein. Lediglich eine leichte Verkipfung der Phase in Y-Richtung lässt sich beobachten. Da dies wiederum einen Einfluss auf die kohärente Kopplung hat wird der Phasenfehler abgeschätzt. Die Abweichungen sind in der Größenordnung von $\lambda/8$, was immer noch eine Kopplungseffizienz von 70 - 80% erwarten lässt. In diesem Fall wird der größte Einfluss durch die Verkipfung der Endkappe gestellt, welcher allerdings in dem später verwendeten Faserarray kleiner ausfallen wird, sodass eine höhere Uniformität und kleinerer Phasenfehler erwartet wird.

Für die Herstellung wird ein hochpräziser Fertigungsprozess angenommen. Dabei sind Oberflächenunebenheiten von $10 \text{ \AA}$, Dickenvariation von $\pm 10 \mu\text{m}$, Verkipfungen der asphärischen Flächen von $0,017^\circ$ sowie Indexvariationen von 0,0005 angenommen. Als einzige Ausnahme von diesen Werten findet sich hier die Endkappe. Diese wird manuell an die LMA-Faser angespleißt und unterliegt daher höheren Fehlertoleranzen. Die Dicke der Endkappe wird auf $\pm 0,2 \text{ mm}$ geschätzt. Außerdem ergibt sich durch den verwendeten Cleaver eine mögliche Verkipfung der Endfläche der Faser um $\pm 0,1^\circ$. Gleichmaßen wird

hier eine Monte Carlo Analyse durchgeführt, wobei erneut das Ergebnis der schlechtesten Performance ausgewertet wird. Diese ist in Abb. 4.12 dargestellt und resultiert in einer etwas niedrigeren Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,962$ und in einer leicht gesenkten Gesamteffizienz von 99,1%. Die Verteilung weicht nur minimal vom Design ab. Die Form ist erhalten geblieben und auch das Plateau sowie die Flanken zeigen einen ähnlichen Verlauf wie im Design. Auch die Phasenverteilung stimmt mit dem Design überein.

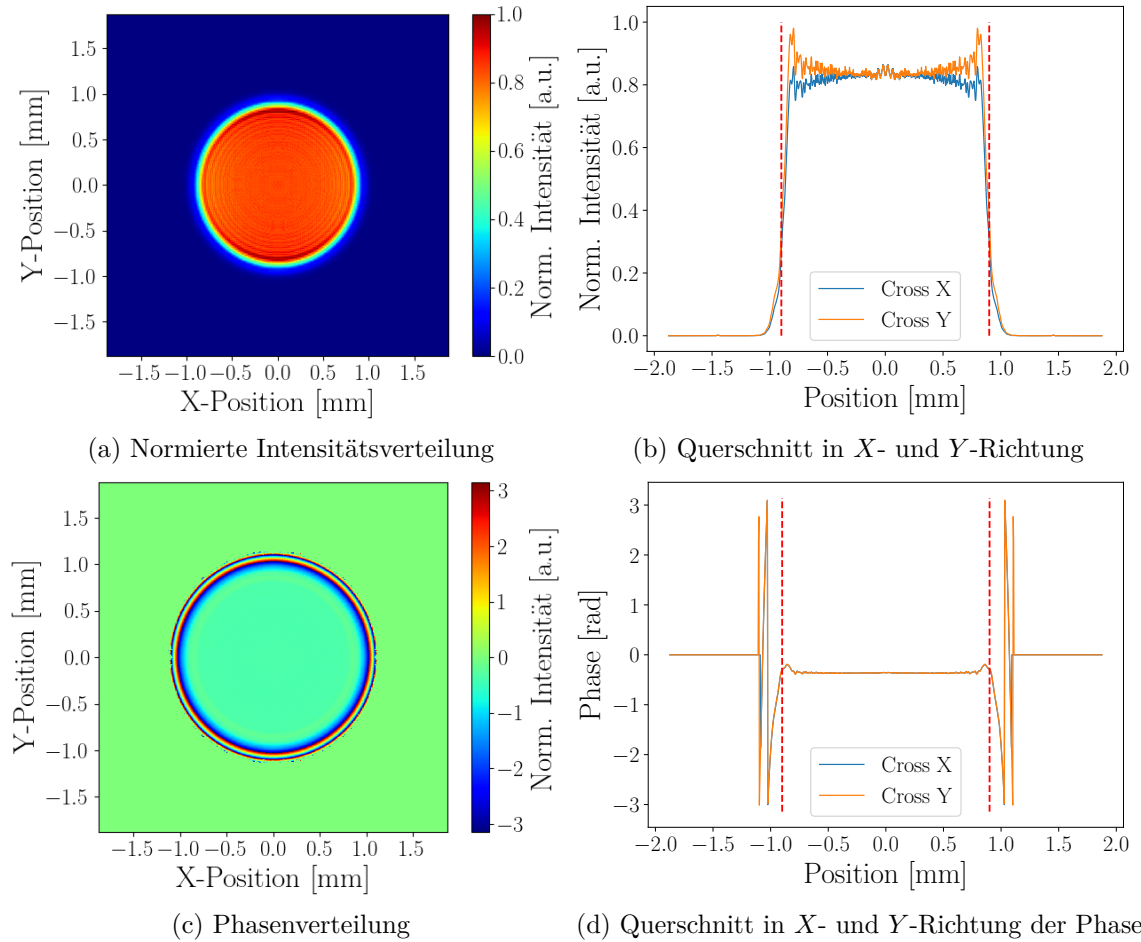


Abbildung 4.12.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene unter Berücksichtigung der Herstellungstoleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet. Gezeigt ist die schlechteste Performance der Monte Carlo Analyse.

Den größten Einfluss auf die Performance hat in diesem Fall die Länge der Endkappe. Insbesondere durch eine zu lange Endkappe verschlechtert sich die Performance des Systems. Eine längere Endkappe verändert die angelegte Strahlgröße an dem Strahlformer, wodurch die Strahlumverteilung in die äußeren bzw. inneren Bereiche des Top-Hats in zu hohem Maße stattfinden kann. Da die Monte-Carlo Analyse bereits einen verschwindend kleinen Einfluss der Herstellung gezeigt hat, wird der Einfluss der Länge der Endkappe als ebenfalls verschwindend gering eingeschätzt. Wird diese im Einzelnen betrachtet, ergibt sich die in Abb. 4.13 gezeigte Intensitätsverteilung mit einer Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,959$.

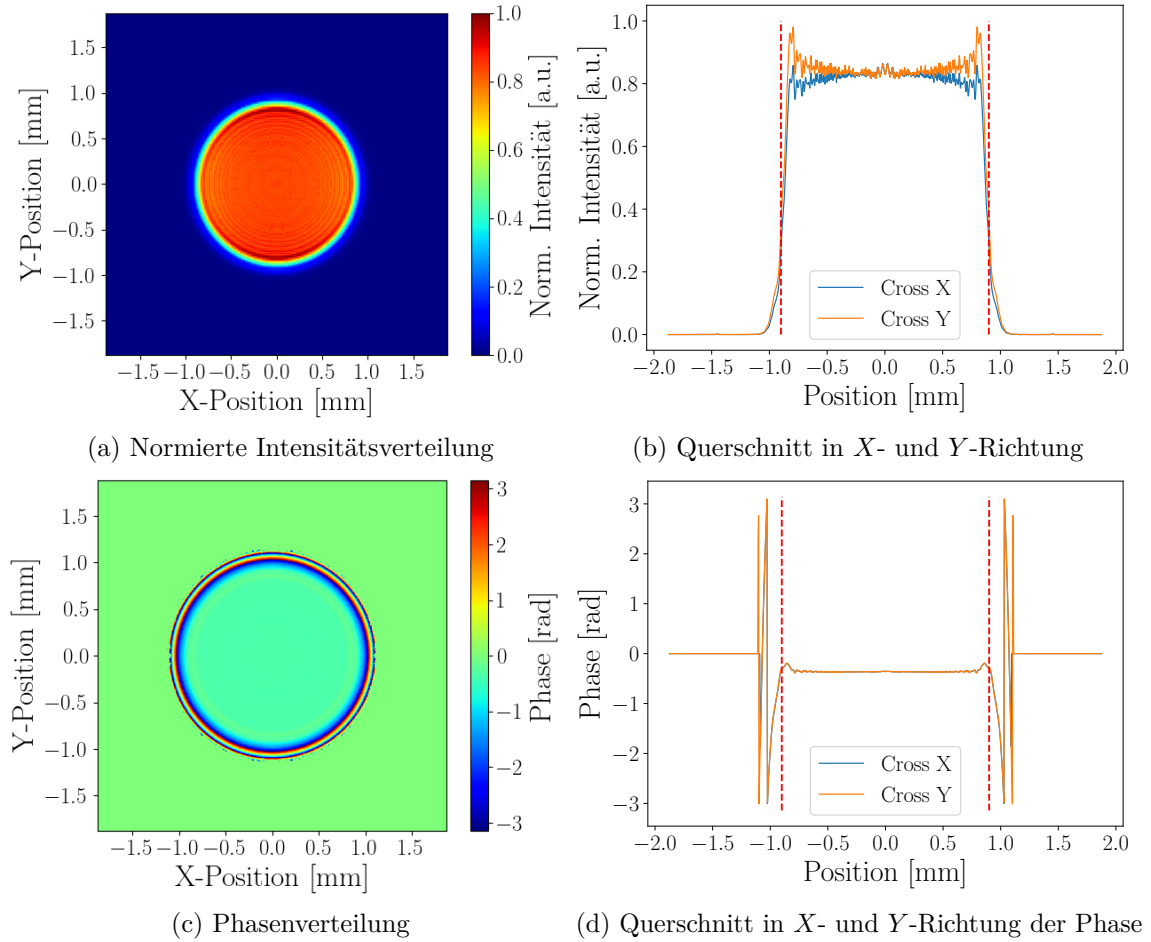


Abbildung 4.13.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene mit einer abweichenden Länge der Endkappe. Es ergeben sich kaum Unterschiede zur ursprünglichen Verteilung aus Abb. 4.6. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Der Einfluss der Toleranz ist wie erwartet kaum wahrzunehmen. Dennoch sollte auf eine gute Verarbeitung der Endkappe geachtet werden. Die Verwendung des Faserarrays aus Abb. 3.6 grenzt diese Toleranz in der späteren Entwicklung weiter ein. Der Einfluss der anderen Toleranzen ist mindestens um den Faktor 2 kleiner als die Länge der Endkappe. Die Abweichungen vom Design aufgrund der Herstellung der optischen Elemente kann daher vernachlässigt werden.

Werden alle Toleranzen, Herstellung und Justage, zusammen in einer MTC Analyse verwendet, ergibt sich die Intensitäts- und Phasenverteilung aus Abb. 4.14 mit $U_{\text{RMS}} = 0,676$ und einer Gesamteffizienz von 95,9%. Die Verteilung ähnelt der der Justagefehler, was erneut die Vernachlässigbarkeit der Herstellungstoleranzen unterstreicht. Das Intensitätsmaximum ist erneut an den Rand des Top-Hats verschoben. Allerdings hat sich in diesem Fall die runde Form bewahrt. Auch die Phasenverteilung verhält sich ähnlich. Der Bereich mit einer ebenen Wellenfront fällt allerdings etwas größer aus.

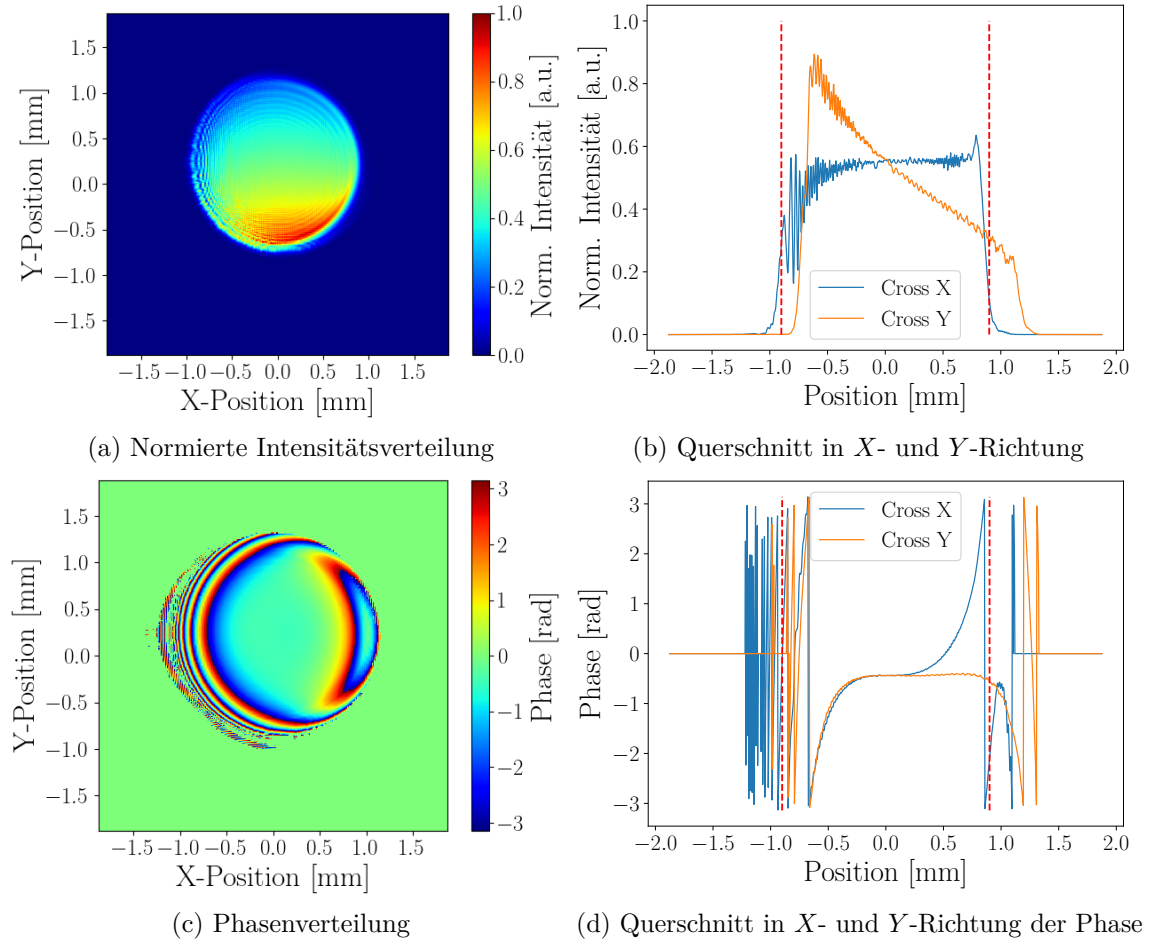


Abbildung 4.14.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für sämtliche Toleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Anzunehmen ist, dass unter Berücksichtigung der engeren Justagetoleranzen sich auch die Ergebnisse für alle Toleranzen weiter dem designten System annähern, sodass eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} > 0,9$ und eine ebene Phasenfront mit Abweichungen $< \lambda/8$ erreicht werden kann.

Dennoch gestaltet sich die Herstellung eines Top-Hats insgesamt als schwierig, besonders aufgrund der Sensibilität gegenüber Justagefehler. Eine sorgfältige und möglichst präzise Justage muss gewährleistet sein, um erfolgreich Strahlformung durchzuführen.

4.2. Analyse

Der so entstandene Top-Hat kann weiter untersucht werden um ein PIB-Wert analog zu Kapitel 2 zu bestimmen. Dazu wird die Fouriertransformation der resultierenden Verteilung benötigt. Diese kann über eine sphärische, positive, dünne Linse ermittelt werden, welche in den Strahlengang nach der Strahlformung gesetzt wird. In Zemax kann eine solche perfekte Linse mittels einer sogenannten „Paraxialen Oberfläche“ simuliert werden. Im Fokus dieser Linse ergibt sich die Fouriertransformation der Ausgangsverteilung [29]. Diese lässt sich mit der analytischen Funktion der Beugungsfunktion des Arrays Gl. (2.3) multiplizieren, um die finale Intensitätsverteilung und den PIB-Wert zu bestimmen. Für die Berechnung des Arrays wurde $N = 2$ Ebenen des Hexagons bzw. 19 einzelne Emittoren angenommen,

wie es im vorliegenden Faserarray der Fall ist. Die Berechnung wurde in einem Python Skript implementiert und resultiert für den in Abb. 4.6 gezeigten Top-Hat in der in Abb. 4.15 gezeigten Intensitätsverteilung. Abb. 4.15 zeigt außerdem die Beugungsfunktion des Arrays, sowie die Fouriertransformationen zweier idealer Top-Hats mit den Radien 0,9 mm und 1 mm. Das Produkt der Beugungsfunktion des Arrays und der Einzelemittter Beugungsfunktion Gl. (2.2) ist in Abb. 4.16 dargestellt und dient zur weiteren Berechnung des PIB-Werts. Dabei wurde eine perfekte Kopplungseffizienz angenommen.

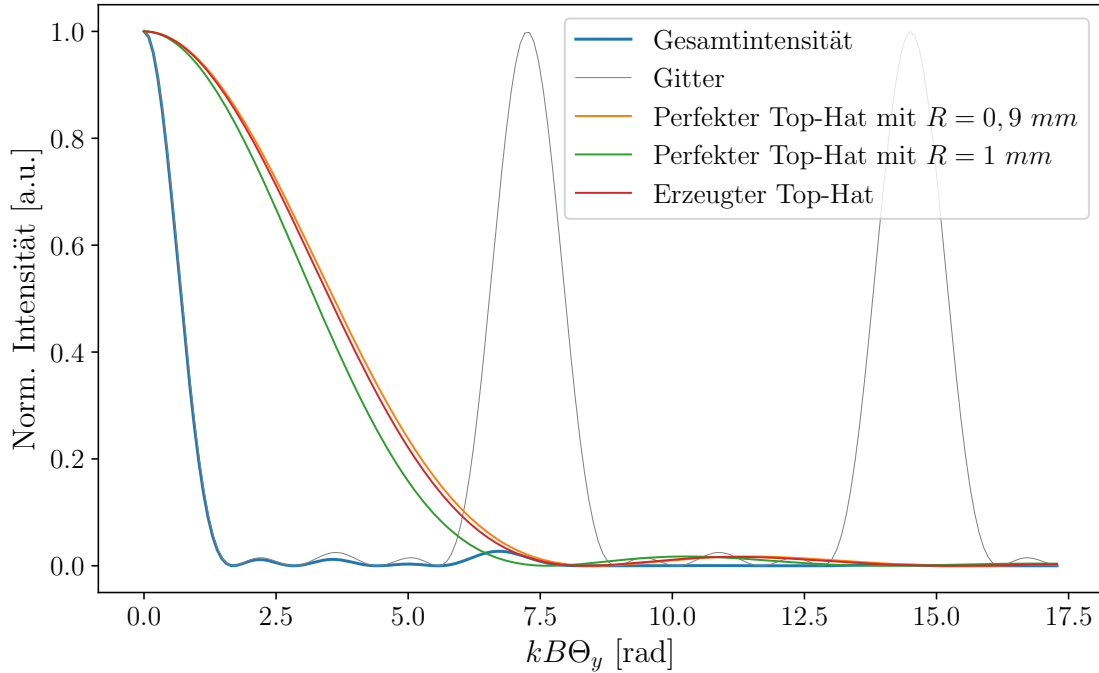


Abbildung 4.15.: Querschnitt der Fouriertransformation des Top-Hats in der Fokusebene einer perfekten Linse. Außerdem ist der Querschnitt der Beugungsfunktion des Arrays gezeigt, sowie zum Vergleich die Fouriertransformationen von zwei perfekten Top-Hats mit unterschiedlichem Radius. Die blaue Kurve zeigt im Querschnitt das Produkt der Beugungsfunktion und der Einzelemittterfunktion aus Abb. 4.16 und stellt die finale Intensitätsverteilung in der Zielebene dar.

In Abb. 4.16 ist ein Hauptmaximum mit Beugungsring zu erkennen, welches eine deutlich höhere Intensität besitzt, als die Nebenmaxima. Diese liegen in einer hexagonalen Anordnung um das Hauptmaximum. Zur Bestimmung des PIB-Werts wurde der Radius des ersten Minimums der Verteilung aus Abb. 4.16 bestimmt und die Leistung innerhalb des Hauptmaximums mit der Gesamtleistung der Emitter verglichen. Die Leistungsanteile innerhalb der Nebenmaxima und des Beugungsrings verringern den PIB-Wert.

Aus Abb. 4.15 ist bereits ersichtlich, dass der hier erzeugte Top-Hat eine leicht bessere Performance bietet, als sein perfektes Gegenstück mit demselben Radius, da die Fouriertransformation der erzeugten Verteilung ein wenig schmaler ist. Die berechneten PIB-Werte sind mit 66,1% für den erzeugten Top-Hat auch deutlich höher als die 61,6% PIB-Wert für einen perfekten Top-Hat mit 0,9 mm. Die große Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass Teile der resultierenden Intensitätsverteilung einen Radius von 0,9 mm übertreffen und somit der Füllfaktor minimal erhöht wird. Ein eigentlich positiver Effekt, der allerdings bei einem Blick auf zuvor diskutierte Phase, wieder negiert werden kann. Die Intensität die außerhalb des 0,9 mm-Radius liegt, hat eine Phase die deutlich von der des restlichen Strahls abweicht. Daher ist davon auszugehen, dass dieser Anteil nicht zur kohärenten Kopplung

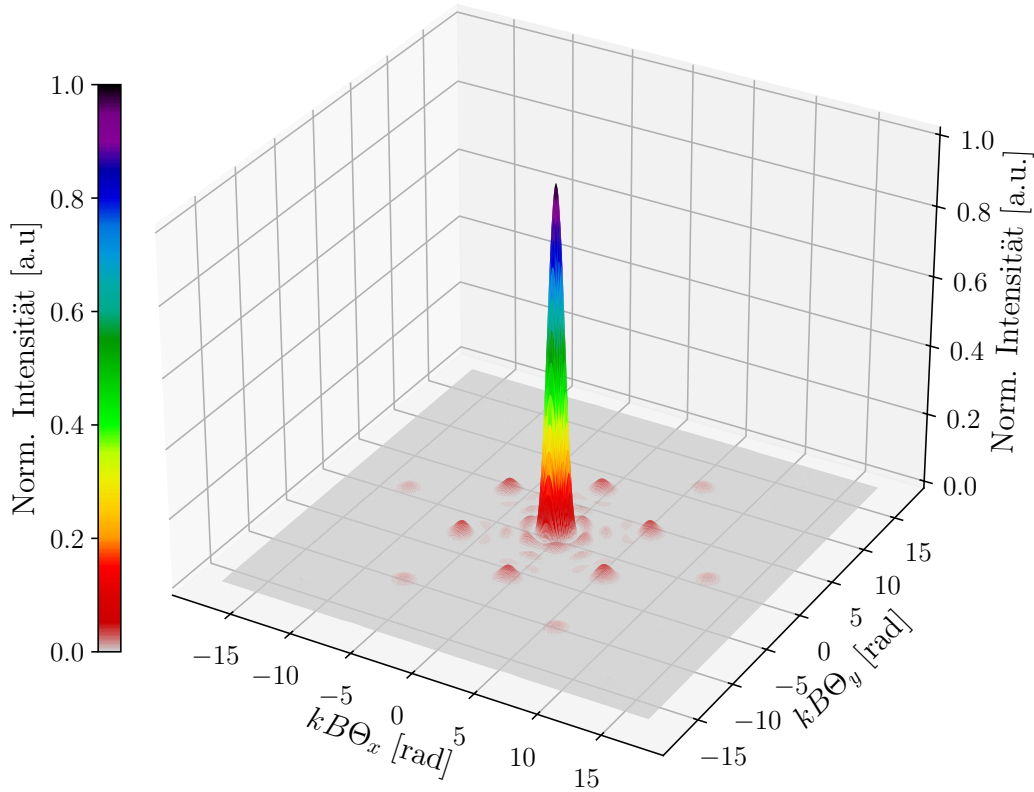


Abbildung 4.16.: 3D Darstellung der kombinierten Intensitätsverteilung. Neben dem Hauptmaximum, welches für den PIB-Wert maßgeblich ist, sind kleine Nebenmaxima in einer hexagonalen Anordnung, sowie Beugungsringe zu erkennen.

beitragen kann. Wird dieser Anteil subtrahiert, ergibt sich ein PIB-Wert von 61,2% für den erzeugten Top-Hat. Damit ist der hier hergestellte Top-Hat minimal schlechter, als im idealen Fall. Nutzt man den PIB-Wert als charakteristische Größe eines Top-Hats so liegt die relative Abweichung der Verteilung aus Abb. 4.6 zu einem perfekten Top-Hat bei 0,65%.

Unter Berücksichtigung aller Toleranzen, mit den engen Justagetoleranzen, kann das System analog untersucht werden. Dabei ergibt sich ein leicht verringerter PIB-Wert von 61,0% und damit eine relative Abweichung vom Idealfall von 0,97%.

Für die hier dargestellte Auswertung mittels des PIB-Werts, ist die Voraussetzung, dass das System in einem Array vorliegt. Die Linsen wurden so designt, um in einem Array mit 2 mm Abstand implementiert werden zu können, siehe Kapitel 3. Das gesamte System mit der Implementierung der Linsen in einem Mikrolinsenarray (MLA) ist in Abb. 4.17 veranschaulicht.

Aufgrund des geringen Durchmessers der designten Linsen und der damit kleinen zu be-

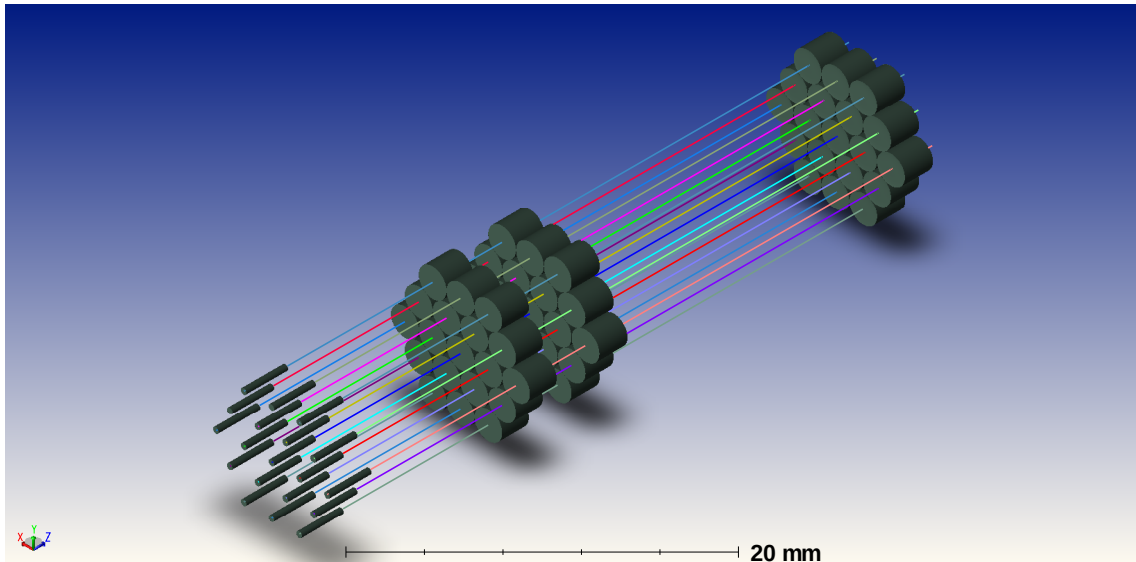


Abbildung 4.17.: Veranschaulichung der Implementierung des entwickelten Strahlformers in einem Mikrolinsenarray.

arbeitenden Fläche, gestalten sich klassische Herstellungsverfahren als schwierig. Besonders die konkave Oberfläche mit einer Pfeiltiefe von ca. $20\text{ }\mu\text{m}$ bedingt besondere Anforderungen an die zu verwendenden Werkzeuge. Es existieren Hersteller die dazu prinzipiell in der Lage sind (bspw. Asphericon), allerdings wäre die Herstellung mit langen Lieferzeiten und hohen Kosten verbunden. Alternativ kann das designte System direkt in ein MLA integriert und hergestellt werden. Verschieden Firmen existieren, die in der Lage sind MLA's zu produzieren. Die folgenden Parameter beschreiben die Herstellungsmöglichkeiten der Firma *aps microoptics*. Deren Herstellungsverfahren beruht auf Fotolithografie. Hierbei sind Linsendurchmesser von $10\text{ }\mu\text{m}$ bis $4000\text{ }\mu\text{m}$ und Pfeiltiefen von etwa $40\text{ }\mu\text{m}$ realisierbar. Neben asphärischen Oberflächen sind außerdem positive, negative und sphärische Oberflächen herstellbar. Auch verschiedenen Materialien, unter anderem Quarzglas, sind bearbeitbar. Die Oberflächenunebenheit wird auf weniger als $10\text{ }\text{\AA}$ definiert. Innerhalb des Arrays lassen sich die individuellen Linsen auf bis zu $0,2\text{ }\mu\text{m}$ genau positionieren. Die MLA's sind in unterschiedlichen Größen verfügbar. Ein hexagonales Array mit 19 einzelnen Linsen ist dabei herstellungstechnisch nicht weniger anspruchsvoll als ein Array mit mehr Linsen. Daher kann bereits ein größeres Array hergestellt werden, um eine Verwendung in einer weiteren Entwicklungsstufe des Lasersystems mit potentiell mehr Emittlern zu ermöglichen.

Die MLA's unterliegen den gleichen Justagetoleranzen wie die einzelnen Linsen. Zusätzlich unterliegen sie der Positionstoleranz innerhalb des Linsenarrays. Um diesen Einfluss auf den Strahlformer abzuschätzen, muss die Toleranzanalyse dahingehend erweitert werden.

4.3. Fazit und Ausblick

Die Bedingung Gl. (2.13) wurde erfolgreich in Zemax zur Herstellung eines Top-Hats implementiert. Das System nutzt zwei asphärische Linsen, um Strahlformung durchzuführen. Eine Analyse des Systems mittels geometrischer Optik zeigt eine hohe Übereinstimmung des resultierenden Strahlprofils mit dem Zieldesign. Auch wellenoptisch zeigt das System eine hohe Übereinstimmung mit der Zielverteilung, trotz leichter Beugungseffekte. Diese verringern die Qualität des Top-Hats allerdings nur gering. Anschließend wurde eine Toleranzanalyse durchgeführt bei der Herstellungs- und Justage-Toleranzen des Systems

untersucht wurden. Dabei hat sich eine besondere Sensibilität gegenüber der Justage der einzelnen optischen Elemente gezeigt, während sich die Abweichungen, die sich durch die Herstellung ergeben, vernachlässigen lassen.

Analog zu Kapitel 2 wurde ein theoretischer PIB-Wert des hergestellten Top-Hats ermittelt. Dieser weicht nur leicht, um 0,65%, von dem eines perfekten Top-Hats mit entsprechendem Radius ab. Auch unter Berücksichtigung der verschiedenen Toleranzen ergibt sich immer noch ein PIB-Wert von 61,0% und damit lediglich eine Abweichung von 0,97% vom Idealfall. Diese Auswertung zeigt, dass obwohl ein guter Top-Hat erzeugt wurde, eine weitere Erhöhung des Füllfaktors nötig ist, um die Effizienz weiter zu erhöhen.

In einem nächsten Schritt muss das hier gezeigte System hergestellt und experimentell verifiziert werden. Aufgrund der kleinen Dimensionen der designten Linsen ist eine Herstellung, insbesondere der konkaven Oberfläche, mit klassischen Herstellungsverfahren schwierig. Da diese Linsen in einem späteren Schritt in einem Array integriert werden sollen, bietet es sich daher an das System wie in Abb. 4.17 gezeigt, in einem MLA herzustellen. Die Dimensionen und Oberflächen sind für eine photolithographische Herstellung nicht problematisch.

Um den Füllfaktor weiter zu erhöhen, kann nach einer erfolgreichen experimentellen Verifizierung die Strahlform weiter angepasst werden. Ein hexagonales Strahlprofil würde beispielsweise diese Möglichkeit bieten. Aufgrund der fehlenden Rotationssymmetrie lässt sich ein solches Profil allerdings nicht analog herstellen und andere Techniken müssen angewandt werden als in dieser Arbeit. Dazu sind in der Regel Freiformflächen nötig. Ein solches System wurde bereits demonstriert [40].

Der vorliegende Strahlformer nutzt eine Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ aufgrund der breiten Verfügbarkeit von Hochleistungs-Lasern und -Verstärkern in diesem Bereich. Ein weitere Entwicklungsschritt sieht eine Verschiebung in den Wellenlängenbereich von 1550 nm vor, da diese Wellenlänge wesentlich augensicherer ist und so mögliche Schäden durch ungeplante Streuung verhindert werden können. Dazu müsste das Design leicht angepasst werden. Aufgrund der höheren Wellenlänge ist auch ein kleinerer β -Parameter zu erwarten, was wiederum in einer geringeren Qualität des Top-Hats resultieren wird. Abgesehen davon kann die Auslegung des vorliegenden Systems ohne großen Aufwand auf andere Wellenlängen angepasst werden. Lediglich die asphärischen Flächen müssen neu optimiert werden.

5. 3D gedruckter Strahlformer

Eine weitere Möglichkeit ein Top-Hat Profil zu generieren, die in dieser Arbeit untersucht wurde, ist eine Linse, welche direkt auf die Facette einer Faser Endkappe per 3D-Druck gedruckt ist. Diese Variante spart einiges an Material und Platz, ist leichter und schneller zu produzieren, und kann außerdem präzise auf die Faser aufgedruckt werden [41]. So können beispielsweise Fehler beim Spleißen korrigiert werden. In dieser Arbeit soll nur eine Faser untersucht werden, aber es ist auch möglich auf die gemeinsame Endkappe eines Faserarrays zu drucken.

3D gedruckte Optiken finden immer häufiger Verwendung. Ihre schnelle und leichte Herstellung sowie die Möglichkeit Formen herzustellen, welche mit konventionellen Herstellungsverfahren nicht realisierbar sind, bieten viele Möglichkeiten. Verschiedene Drucktechniken und Materialien haben sich mittlerweile etabliert, jede mit ihren eigenen Vor- und Nachteilen. So können beispielsweise Fasern, Waveguides oder Linsen mittels 3D-Druck hergestellt werden [42]. Als besonders relevante Methode für diese Arbeit, soll der 3D-Druck mittels Photopolymerisation genauer erläutert werden. Dabei wird ein photosensitives Material Laserlicht ausgesetzt, welches dadurch aushärtet. So können Schicht für Schicht Strukturen erstellt werden. Als besondere Form dieser Technik, wird bei der Zwei Photonen Polymerisation (TPP) eine besonders hohe Photonendichte für die Photopolymerisation vorausgesetzt, um den nichtlinearen Prozess der Zwei-Photon-Absorption zu ermöglichen. Diese hohe Dichte wird nur im Fokus eines Laserstrahls erreicht, wodurch sehr hohe Auflösungen und kleine Strukturen realisierbar sind. Mit dieser Methode können Auflösungen von etwa 150 nm erreicht werden [42]. Das ermöglicht die leichte Integration von 3D gedruckten Optiken in verschiedenen Bereichen, wie beispielsweise die Integration in Faserkomponenten. Eine Reihe von verschiedenen Polymeren, mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften [43], stehen zur Verfügung. Einer der Nachteile dieser Methode bzw. der verwendeten Materialien ist die irreversible Beschädigung der gedruckten optischen Komponenten durch zu hohe Leistungen [44]. Für den angestrebten Leistungsbereich von mehreren hundert Watt pro LMA-Faser ist diese Limitierung momentan noch herausfordernd. Nichtsdestotrotz lässt sich das Prinzip auch bei geringeren Leistungen validieren. In einem späteren Entwicklungsschritt, wäre eine Möglichkeit diese Limitierung zu umgehen, die Verwendung von 3D gedrucktem Glas (fused silica) [45].

5.1. Simulation

Das System nutzt ebenfalls refraktive Strahlformung und ist ähnlich aufgebaut wie das System aus Kapitel 4. Es wurde dieselbe Quelle verwendet. Am Ende einer LMA-Faser wird eine 3 mm lange Endkappe aus Quarzglas angebracht. Auf der Endfacette dieser Endkappe befindet sich die 3D gedruckte Linse. Eine schematische Darstellung des Systems ist in Abb. 5.1 gezeigt. Das Ziel ist erneut eine ca. 1,8 mm breite Top-Hat Verteilung in einem Arbeitsabstand von etwa 13 mm. Ein deutlich kleinerer Arbeitsabstand benötigt eine größere Steigungen der asphärischen Linse für die Strahlformung, welche allerdings fehleranfälliger in der Produktion sind. Auf der anderen Seite erschwert ein zu großer Abstand die Strahlformung ebenfalls. Grund dafür sind Beugungseffekte die bei der Propagation auftreten können. Im Gegensatz zum System aus Kapitel 4 wird hier auf eine Kollimation

verzichtet.

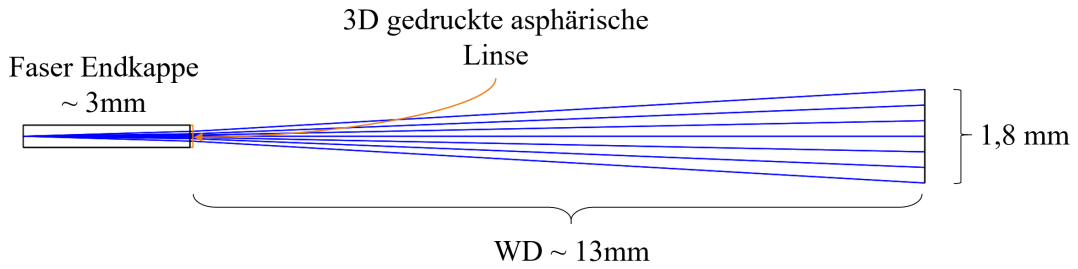


Abbildung 5.1.: Prinzipieller Aufbau des Strahlformers, welcher auf die Endfacette einer Endkappe aufgedruckt werden soll. In Orange ist die in diesem Maßstab schwer zu erkennende gedruckte asphärische Linse zu sehen.

Die Merit-Funktion wurde erneut mit Code [A.1](#) erstellt und diesmal nur die asphärische Fläche und die Dicke der gedruckten Schicht als Parameter angepasst.

Abb. [5.2](#) zeigt die Intensitätsverteilung der geometrischen Analyse. Erneut ist ein Top-Hat Profil zu erkennen. Dieses ist allerdings etwas kleiner als die gewünschten 1,8mm und auch die Flanken sind nicht so steil wie zuvor. Die Größe des Top-Hats kann angepasst werden, indem der Arbeitsabstand weiter vergrößert wird. Dies hat allerdings negative Auswirkungen auf die Homogenität des Profils, welche durch ein erneutes Design der Linse verringert werden können. Es gilt stets abzuwägen zwischen Größe und Homogenität. Die aus der Optimierung resultierenden asphärischen Parameter sind in Tab. [5.1](#) festgehalten. Ein Querschnitt des Linsenprofils ist in Abb. [5.3](#) dargestellt.

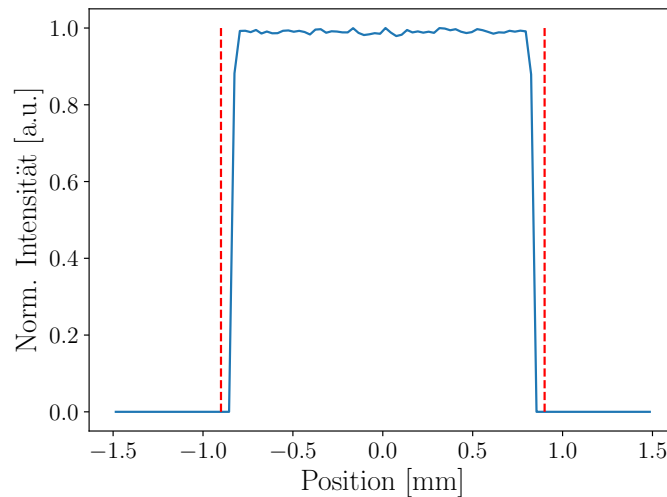


Abbildung 5.2.: Intensitätsverteilung in der Zielebene nach geometrischer Optimierung der asphärischen Fläche.

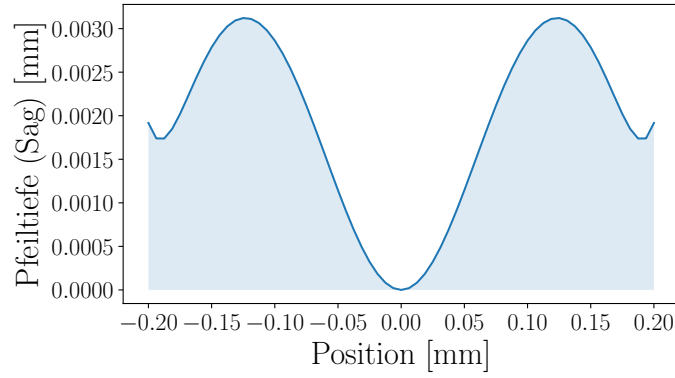


Abbildung 5.3.: Querschnitt der 3D gedruckten Linsenoberfläche nach der Optimierung. Blau eingefärbt ist das Medium mit optisch höheren Dichte. Die zugehörigen asphärischen Komponenten sind in Tab. 5.1 festgehalten.

Tabelle 5.1.: Übersicht der Parameter der asphärischen Fläche des Faser Strahlformers.

Radius $R = \frac{1}{c}$ [mm]	0,197
κ	-3,133
α_2 [1/mm]	-2,005
α_4 [1/mm ³]	$3,290 \cdot 10^{-1}$
α_6 [1/mm ⁵]	$3,220 \cdot 10^2$
α_8 [1/mm ⁷]	$-9,655 \cdot 10^3$
α_{10} [1/mm ⁹]	$1,252 \cdot 10^5$

Auch hier lässt sich eine Analyse mittels POP durchführen. Die Ergebnisse der Intensitätsverteilung sind in Abb. 5.4a und die der Phase in Abb. 5.4c dargestellt. Zu erwähnen ist, dass für dieses System der β -Parameter verändert ist. Mit den gegebenen Daten lässt sich dieser nach Gl. (2.5) zu $\beta_{\text{FS}} \approx 24$ berechnen. Da ein sehr viel kleinerer Strahl geformt werden soll, liegt der Wert für dieses System deutlich unter dem des Strahlformers mit mehreren optischen Elementen. Daher ist zu erwarten, dass Beugungseffekte eine signifikant größere Rolle spielen und die Strahlformung im Allgemeinen schwieriger durchzuführen sein wird.

Das Intensitätsprofil weist eine deutliche Top-Hat Form auf, die auch näher an der spezifizierten Größe liegt als die geometrischen Ergebnisse. Die Uniformität liegt bei $U_{\text{RMS}} = 0,965$. Außerdem ist nur ein Beugungsring zu erkennen und die Strahlformung hat entgegen der Annahme gut funktioniert.

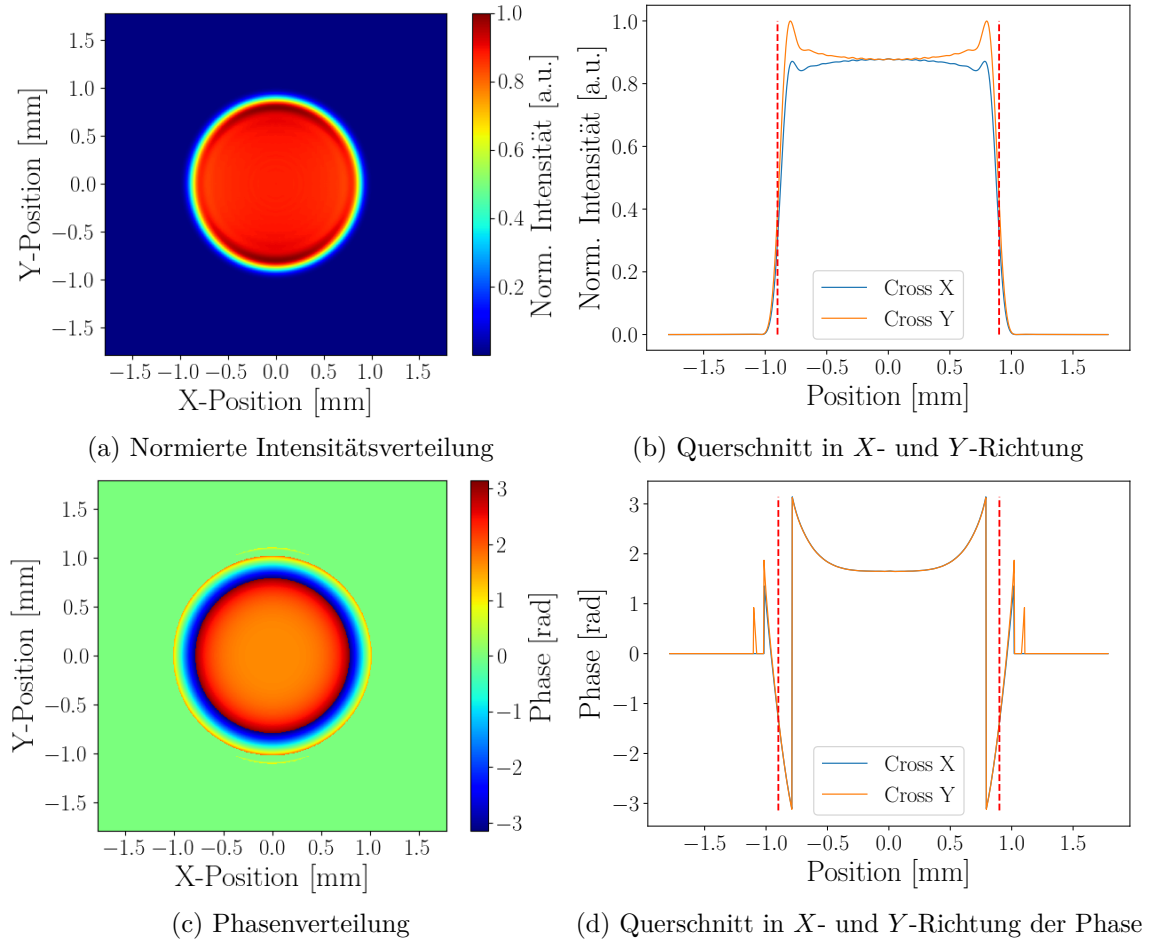


Abbildung 5.4.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer. Das Profil zeigt steile Flanken und ein ebenes Plateau. (b) zeigt einen Querschnitt in X- und Y-Richtung der Verteilung in (a). Die rote gestrichelte Linie in (b) und (d) zeigt den Zieldurchmesser von 0,9 mm an.

Die Phasenverteilung zeigt im Gegensatz zum System aus Kapitel 4 eine starke Veränderung. In der Mitte der Verteilung aus Abb. 5.4c ist sie zwar konstant, allerdings nur über einen kleinen Bereich. Mit zunehmenden Radius nimmt die Phase weiter zu. Die Abweichung findet aufgrund der Tatsache statt, dass in diesem Design keine Phasenkorrektur in Form einer entsprechend ausgelegten Kollimationslinse stattgefunden hat. Kohärente Kopplung wird hierdurch erschwert und könnte höchstens durch eine Phasenkorrektur erreicht werden. Für diesen Test, der die prinzipielle Top-Hat Strahlformung mittels einer 3D gedruckter Linse zeigen soll, ist dies aber zunächst unerheblich.

Das System, wie es hier simuliert wurde, hat für das 3D gedruckte Material IP-S [43] verwendet. Es wurde außerdem noch mit OrmoComp [43] und Fused silica simuliert. Die Ergebnisse ähneln sich sehr und sind daher, sowie aus Gründen der Übersichtlichkeit, nicht dargestellt. Die Ergebnisse für Ormocomp und IP-S unterscheiden sich kaum, da beide einen ähnlichen Brechungsindex besitzen (IP-S mit 1,50 und Ormocomp mit 1,51, jeweils bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$) und liefern beide eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,965$. Fused Silica liefert trotz des deutlich niedrigeren Brechungsindex von 1,45 bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ebenfalls eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,965$.

Toleranzanalyse

Die Toleranzen wurden ähnlich definiert wie im vorherigen System. Da es sich auch hier um ein rotationssymmetrisches System handelt, werden erneut alle folgenden Toleranzen in X - und Y -Richtung gleichermaßen definiert. Zu den Herstellungstoleranzen gehören die Länge der Endkappe, die Dicke der gedruckten Linse, Abweichungen im Brechungsindex von IP-S, Oberflächenunebenheiten, sowie Verkippen der Faserendfläche und der gedruckten asphärischen Fläche. Die Toleranzen der Endkappe wurden bereits in Kapitel 3.3 diskutiert. Sie belaufen sich auf $\pm 0,2$ mm für die Länge der Endkappe. Die Toleranz der Dicke der gedruckten Linse wird auf 3300 nm geschätzt und ergibt sich aus den Gerätespezifikationen des Druckers. Mit dem verwendeten Drucker QuantumX von Nanoscribe GmbH ist eine Positioniergenauigkeit von $0,1 \mu\text{m}$ erreichbar. Das verwendete Material IP-S ist ein breit verwendetes kommerzielles Produkt mit einer nur geringen Indexschwankung von ungefähr 0,01. Aufgrund des verwendeten Geräts und des Materials wird eine Oberflächenunebenheit von $0,01 \mu\text{m}$ erwartet. Die Verkippen der Faserendfläche wird durch die Qualität des Cleaves der Faser auf bis zu $0,1^\circ$ genau bestimmt. Mit Verkippen der asphärischen Fläche ist eine zusätzliche Verkippen zur Faserendfläche gemeint, welche aus dem Druck selbst resultieren kann. Diese wird als sehr gering eingeschätzt und beträgt daher nur $0,017^\circ$, welcher ein Standardwert für hoch präzise Optiken ist.

In diesem System sind weniger Elemente vorhanden, als im vorherigen Kapitel. Daher gehören hier nur der laterale Versatz der gedruckten Linse gegenüber der Endkappe, der laterale Versatz der Endkappe gegenüber der Quelle, und eine Verkippen der Endkappe gegenüber der optischen Achse zu den Justagetoleranzen. Die letzten beiden Toleranzen resultieren aus möglichen Unsicherheiten beim Spleißprozess, welcher zu einem lateralen Versatz von $0,1 \mu\text{m}$ und einer Verkippen von $0,1^\circ$ führt. Die Positioniergenauigkeit des QuantumX beträgt $0,1 \mu\text{m}$.

Das System unter Berücksichtigung aller Justagetoleranzen ist in Abb. 5.5 dargestellt. Dabei handelt es sich um ein Ergebnis der Monte Carlo Analyse, welches die schlechteste Performance aufweist und erneut die Merit-Funktion als Kriterium verwendet. Hierbei ergibt sich eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,910$. Die runde Form der Intensitätsverteilung bleibt erhalten, allerdings bildet sich eine leichte Steigung im Plateau des Top-Hats aus, wodurch das Intensitätsmaximum an den Rand des Top-Hats verschoben wird. Die Phase des Strahls bleibt weitestgehend unberührt von den Justagefehlern.

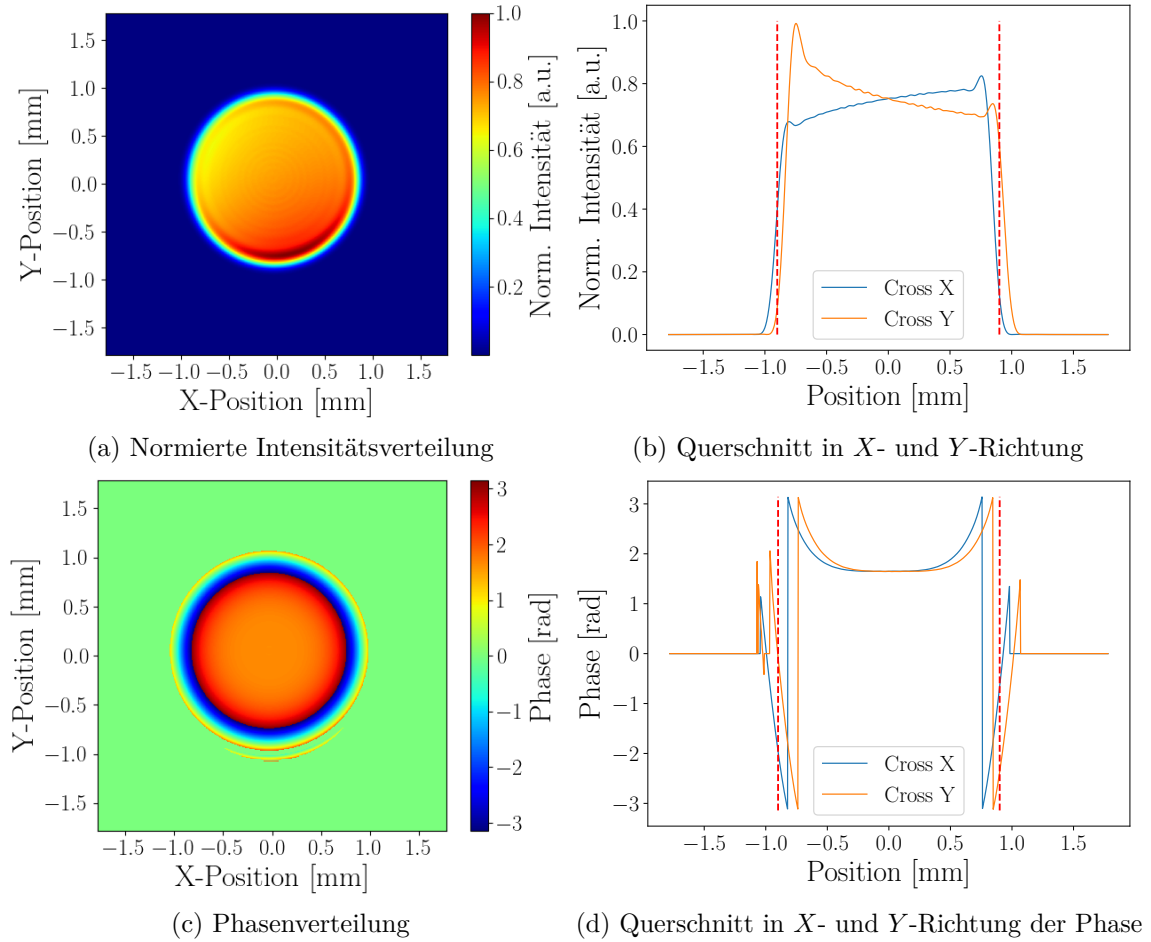


Abbildung 5.5.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer unter Berücksichtigung der Justagetoleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9mm angedeutet.

Die Monte Carlo Analyse identifiziert außerdem die Toleranzen, die den größten Einfluss auf die Systemperformance haben. In diesem Fall ist das die Verkipfung der Endkappe gegenüber der optischen Achse. Wird ausschließlich diese Toleranz betrachtet, ergibt sich für eine maximale Auslenkung von $0,1^\circ$ die in Abb. 5.6 gezeigte Verteilung mit $U_{\text{RMS}} = 0,915$. Die Ergebnisse ähneln erwartungsgemäß sehr denen aus Abb. 5.5 und unterstreichen den großen Einfluss den die Verkipfung der Endkappe auf das System hat, da der Einfluss der anderen Toleranzen offensichtlich klein ausfällt.

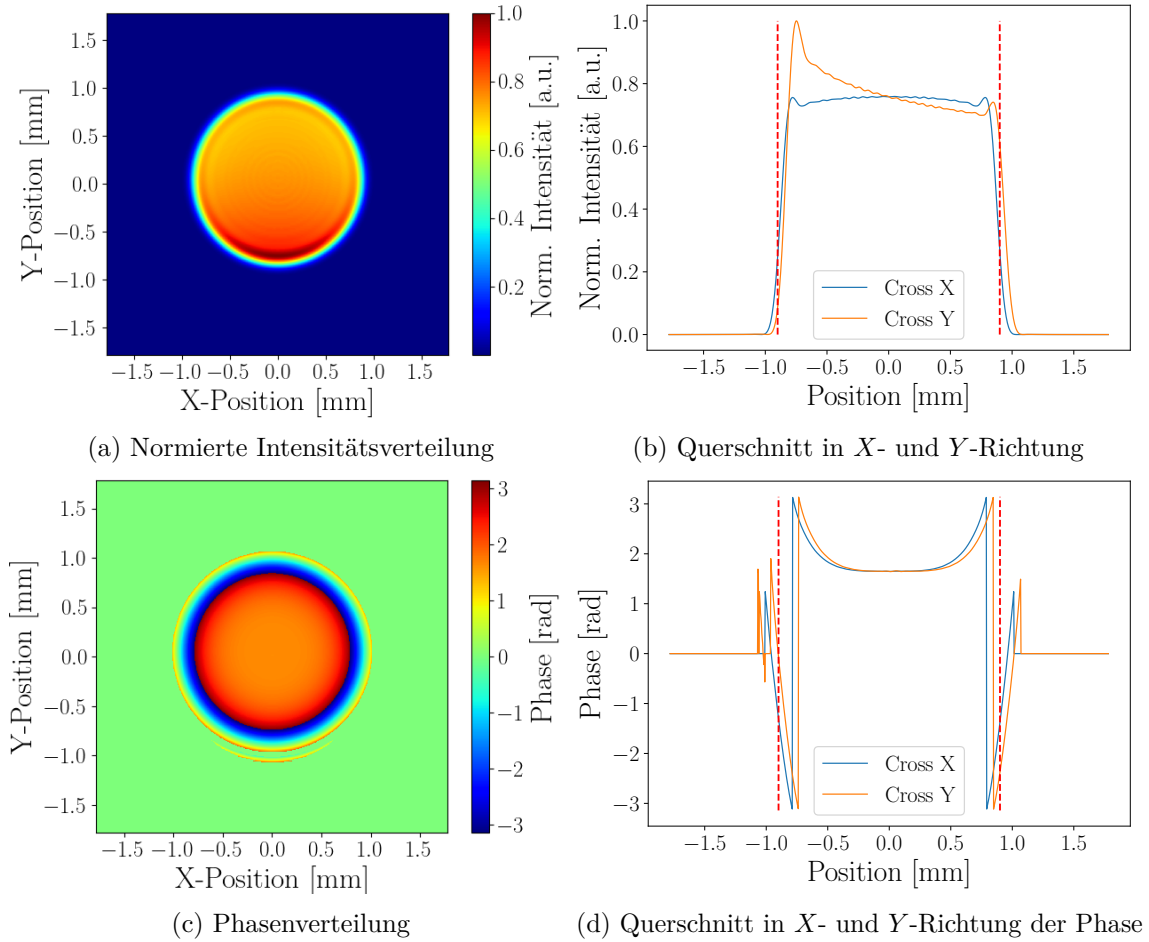


Abbildung 5.6.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer unter ausschließlicher Berücksichtigung der Verkippung der Endkappe. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Abb. 5.7 stellt die schlechteste Performance der Monte Carlo Analyse für die Herstellungstoleranzen dar. Statt einer gleichmäßigen Verteilung, finden sich hier mehr Anteile der Intensität im Randbereich des Top-Hats, sodass ein Ring-Profil entsteht. Dies hat einen negativen Einfluss auf die Uniformität, welche sich in diesem Fall zu $U_{\text{RMS}} = 0,868$ ergibt. Die Phasenverteilung zeigt im Gegensatz zum Design lediglich einen zusätzlichen Phasensprung weit außerhalb des relevanten Radius. Als relevanteste Toleranz der Herstellung wurde die Länge der Endkappe identifiziert. Besonders eine zu lange Endkappe, was gleichbedeutend ist mit einem zu großen Strahldurchmesser an der asphärischen Fläche, hat einen großen Einfluss auf die Intensitätsverteilung.

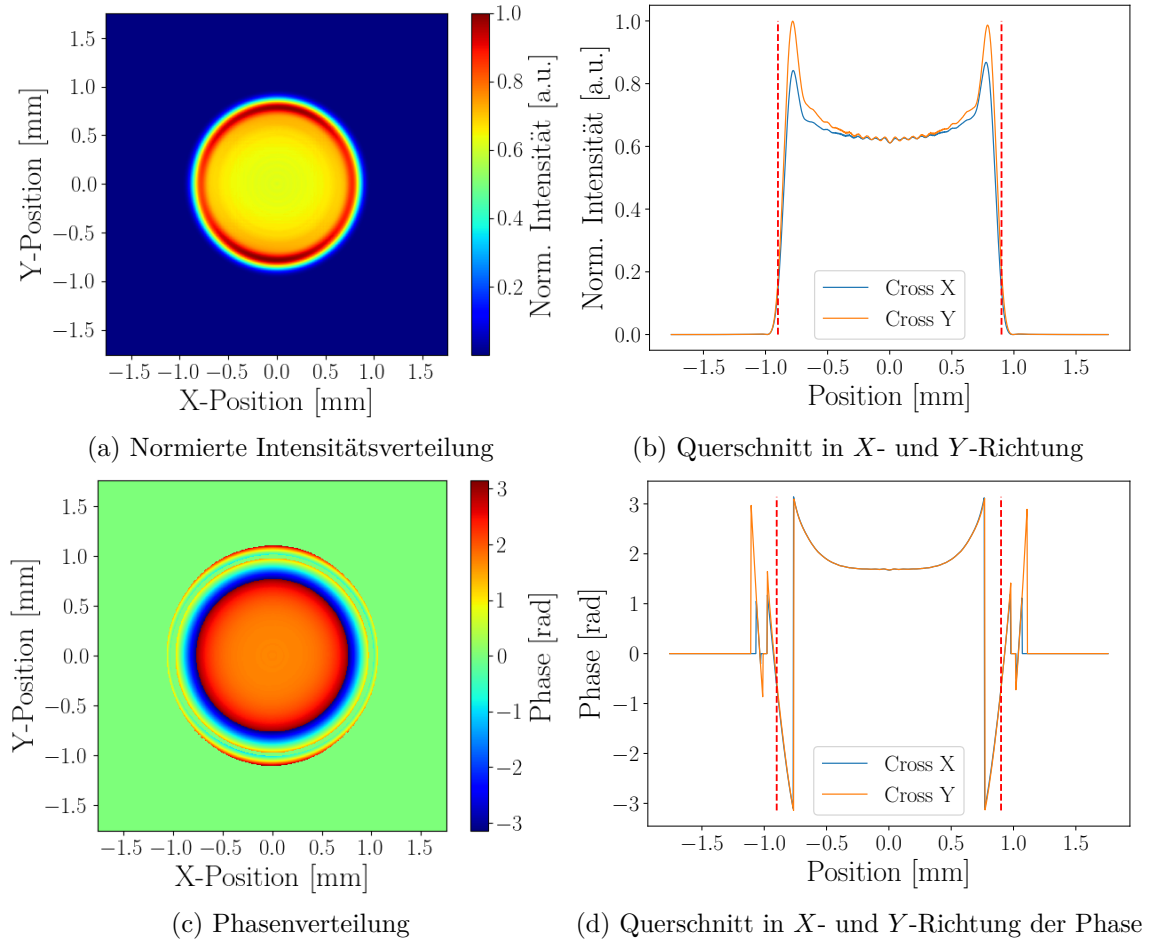


Abbildung 5.7.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer unter Berücksichtigung der Herstellungstoleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Bei alleiniger Betrachtung dieser Toleranz, mit einer Länge der Endkappe von 3,2 mm, kann die Intensitätsverteilung in Abb. 5.8 mit $U_{\text{RMS}} = 0,861$ gefunden werden. Die Intensitäts- sowie Phasenverteilung sind den Verteilungen aus Abb. 5.7 erneut sehr ähnlich und können diese daher gut erklären. Der bereits erwähnte, zu große Strahldurchmesser an der asphärischen Fläche sorgt dafür, dass zu viele Anteile des Strahls nach außen verteilt werden, welche in der Mitte des Top-Hats hätten bleiben sollen. Das Resultat ist eine Ringstruktur. Die Uniformität fällt in diesem Fall sogar kleiner aus, als die Uniformität unter Berücksichtigungen aller Toleranzen, da in diesem Fall eine maximale Abweichung der Länge der Endkappe verwendet wurde. Bei der Berücksichtigung aller Herstellungstoleranzen wird die Abweichung normalverteilt, sodass in diesem Fall keine maximale Abweichung vorliegt.

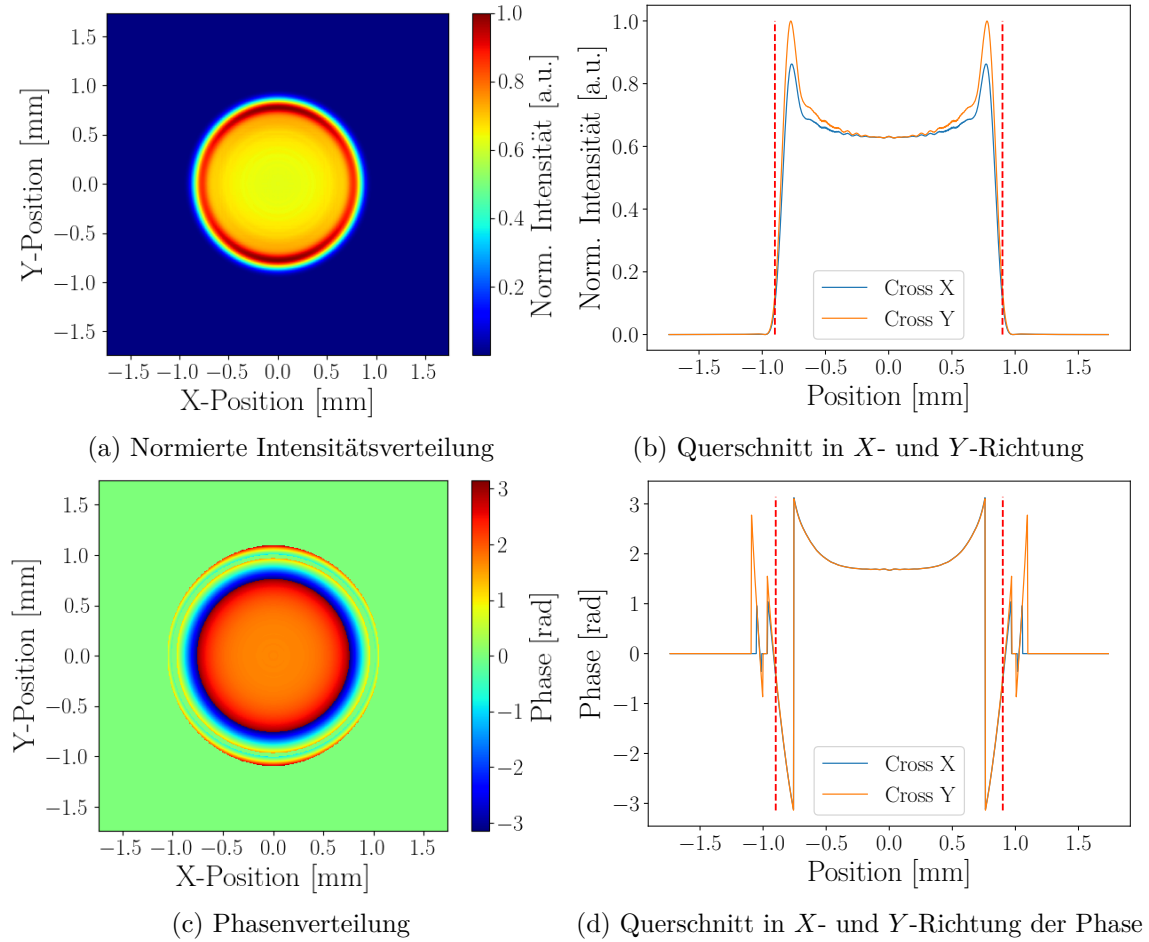


Abbildung 5.8.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer unter abweichender Länge der Endkappe. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Werden alle Toleranzen, Justage und Herstellung, zusammen betrachtet, folgt eine Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,844$ mit der in Abb. 5.9 gezeigten Verteilung. In diesem Fall sind sowohl die Verkippung der Endkappe, als auch eine abweichende Länge dieser deutlich zu erkennen. Die Intensität verteilt sich in den Randbereich des Top-Hats, sodass ein Ring entsteht. Außerdem ist auf einer Seite ein eindeutiges Intensitätsmaximum zu erkennen. Die Phasenverteilung bleibt von den unterschiedlichen Toleranzen innerhalb des Radius von 0,9 mm unbeeinflusst. Lediglich außerhalb dieses Radius sind Phasensprünge unterschiedlicher Magnitude zu beobachten.

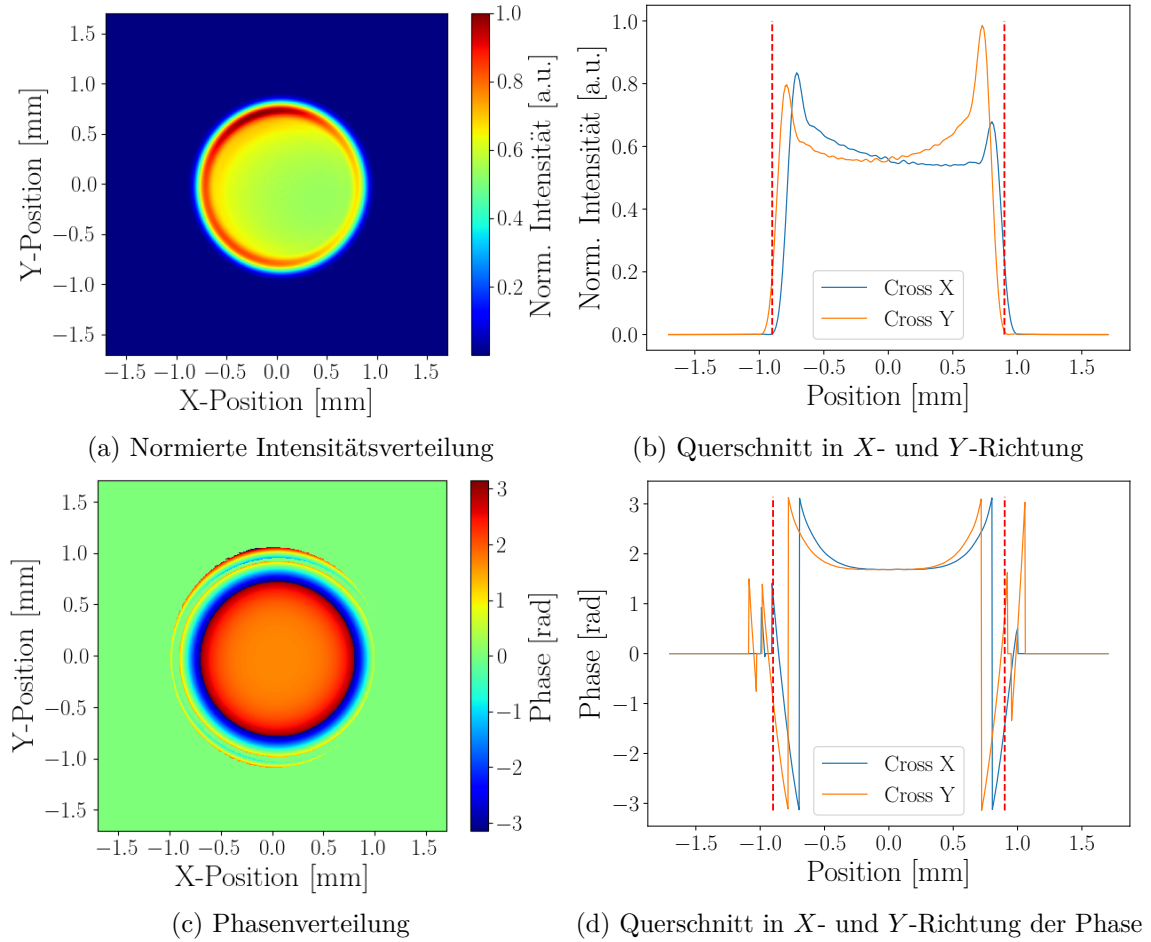


Abbildung 5.9.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil ((a), (b)) sowie Phase ((c), (d)) der Verteilung in der Zielebene für einen 3D gedruckten Faser-Strahlformer unter Berücksichtigung aller Toleranzen. In (b) und (d) ist mit der rot gestrichelten Linie der Zielradius von 0,9 mm angedeutet.

Die Uniformität der Herstellungstoleranzen liegt deutlich unter der der Justagetoleranzen. In beiden Fällen lässt sich die Verarbeitung der Endkappe als größten Einfluss identifizieren, wobei die Länge der Endkappe am signifikantesten ist. Innerhalb der definierten Toleranzen ist es durchaus möglich einen Top-Hat zu generieren, auch wenn mit einer relativ niedrigen Uniformität und einem abweichendem Intensitätsanteil im Randbereich gerechnet werden muss. Um diese Abweichung zu minimieren muss insbesondere auf die Verarbeitung der Endkappe geachtet werden. Eine Messung der Länge nach der in Kapitel 3 erläuterten Methode erweist sich daher als problematisch. Die Toleranzen denen der 3D-Druck unterliegt sind hingegen vernachlässigbar.

5.2. Ergebnisse und Diskussion

Eine 400/20-PM LMA-Faser mit einer Länge von einigen Metern, wurde zunächst an beiden Enden geclaved, um eine saubere Endfläche für Einkopplung und Spleiß zu haben. An einem der Enden wurde eine ca. 3 mm lange Endkappe aus Quarzglas (FG400LA von Thorlabs) angespleißt. Die Spleißstelle stellt eine zusätzliche Fehlerquelle dar, an der Verluste/Deformationen auftreten können. Der Spleiß wurde durchgeführt mit einem FSM100P+ Gerät von Fujikura. Die Ausrichtung erfolgte am Fasermantel. Da bei der

Endkappe keine Kernstruktur vorhanden ist, sind Positionsfehler für den Spleiß selbst nicht relevant, jedoch sorgt wie bereits diskutiert, ein Versatz für eine Abweichung vom Design, weshalb dieser minimiert wurde. Neben einem möglichst geringen Winkel der Faserendfläche wurde außerdem darauf geachtet, dass sich kein sichtbaren Defekte, wie beispielsweise Blasen, im Bereich des Spleiß ausgebildet haben. Die so vorbereitete Faser wurde am 4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart mit einem QuantumX der Firma Nanoscribe GmbH und IP-S als Material bedruckt. Eine mikroskopische Aufnahme der geruckten Linse auf der Faser ist in Abb. 5.10 und 5.11 dargestellt.

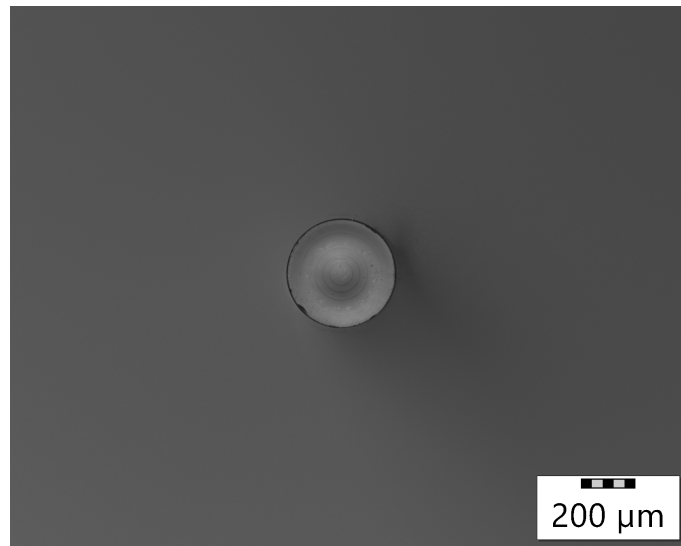


Abbildung 5.10.: Aufnahme des 3D gedruckten Strahlformers in der Draufsicht unter einem Mikroskop.

Neben leichten Beschädigungen am Rand der gedruckten Linse ist in Abb. 5.11 auch eine leichte Verkipfung der Endkappe gegenüber der LMA-Faser zu erkennen.



Abbildung 5.11.: Mikroskopische Aufnahme der Faserendkappe. Vom linken Bildrand führt die LMA-Faser ein, an der die Endkappe angespleißt ist. Am rechten Ende ist, leicht gelblich gefärbt, die 3D gedruckte Linse zu erkennen.

Der Einbau und Einkopplung der Faser erfolgte nach Kapitel 3. Der ausgekoppelte Strahl wurde anschließend mit einer Thorlabs Beam Kamera BC210CV/M aufgenommen. Aufgrund der dimensional Abmessungen der Kamera war es nicht möglich die 13 mm Arbeitsabstand genau zu treffen, weshalb die folgenden Daten in 20,3 mm Entfernung aufgenommen wurden. Eine Aufnahme der resultierenden Intensitätsverteilung ist in Abb. 5.12 dargestellt.

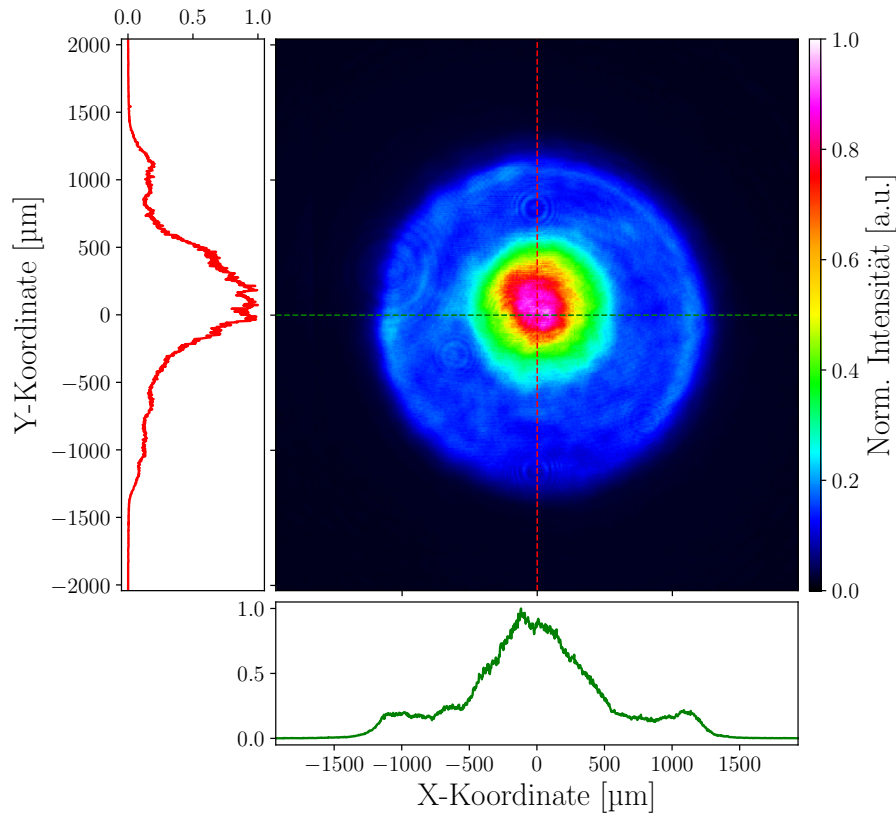


Abbildung 5.12.: Gemessene Intensitätsverteilung des Strahls in einer Entfernung von 20,3 mm vom Faserende. Am Rande der Verteilung ist eine gewisse Redistribution zu erkennen, allerdings ist keine Top-Hat-Verteilung zustande gekommen. Rote und grüne Kurven zeigen jeweils den Querschnitt der Verteilung in X- und Y-Richtung an.

Wie aus Abb. 5.12 ersichtlich wird, weicht die gemessene Verteilung stark von der simulierten ab. Ein Top-Hat Profil ist nicht zu erkennen. Stattdessen zeigt sich in der Mitte der Verteilung ein in etwa gaußförmiges Intensitätsmaximum. Dies deutet darauf hin, dass die Strahlumverteilung nicht bzw. in zu geringem Maße stattgefunden hat. Grund dafür kann beispielsweise ein zu kleiner Strahldurchmesser an der Faserendfläche sein. Allerdings ist auch erkennbar, dass neben dem Hauptmaximum Intensität vorliegt, welche sich gleichmäßig bis zum Rand der Verteilung erstreckt. Darüber hinaus fällt die Intensität steil ab, eine Eigenschaft die auch in der Simulation vorliegt. Der Durchmesser der gemessenen Verteilung von etwa 2,5 mm stimmt mit dem simulierten von etwa 1,8 mm nicht überein. Mit dem unterschiedlichen Arbeitsabstand und der divergenten Eigenschaften des Systems lässt sich diese Diskrepanz leicht erklären. Wird die Simulation des Systems mit einem größeren Arbeitsabstand durchgeführt, ergibt sich der in Abb. 5.13 gezeigte Querschnitt der Intensitätsverteilung. Der Radius dieser Verteilung stimmt mit etwa 2,6 mm gut mit den Messergebnissen überein. Außerdem ist ersichtlich, dass der größere Arbeitsabstand keinen Einfluss auf die Strahlform hat und damit keine Ursache für die abweichende gemessene Form der Intensitätsverteilung sein kann.

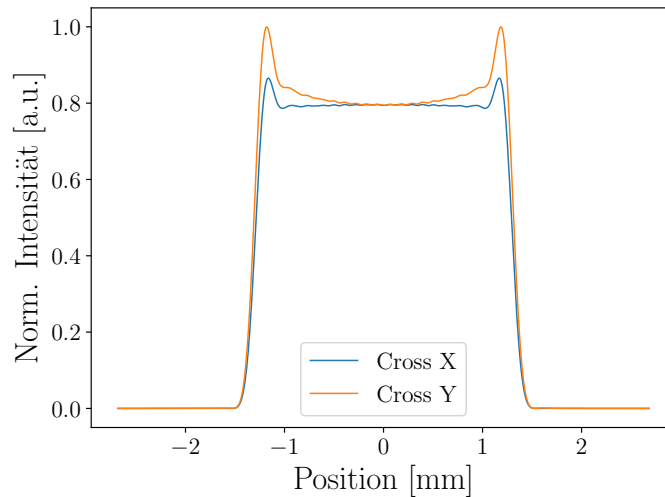


Abbildung 5.13.: Querschnitt in X-Richtung der simulierten Intensitätsverteilung hinter der Zielebene bei einem Abstand von 20,3 mm zur Faser. Die Top-Hat Verteilung ist nach wie vor eindeutig zu erkennen.

Die Toleranzanalyse hat bereits sämtliche Unsicherheiten in der Justage und Herstellung beleuchtet. Keine der untersuchten Toleranzen zeigte einen Einfluss, der eine Erklärung für die gemessene Intensitätsverteilung liefern könnte. Dort wurde auch der Einfluss eines zu großen Strahldurchmessers diskutiert. Ein zu großer Strahldurchmesser sorgt für eine Ring-Struktur. Diese kann hier nicht beobachtet werden, allerdings würde der gegenteilige Effekt, durch einen zu kleinen Strahldurchmesser, für einen zu großen Intensitätsanteil innerhalb des Top-Hats sorgen. Abb. 5.14 visualisiert diesen Einfluss, indem im Gegensatz zur Toleranzanalyse, eine zu kurze Endkappe mit 2,5 mm verwendet wurde. Dies resultiert in einem etwa 16% kleineren Strahldurchmesser an der asphärischen Fläche. Das Intensitätsprofil zeigt das erwartete Verhalten. Ein Intensitätsmaximum bildet sich in der Mitte der Verteilung aus. Abb. 5.14 ist erneut für einen Abstand von 20,3 mm simuliert.

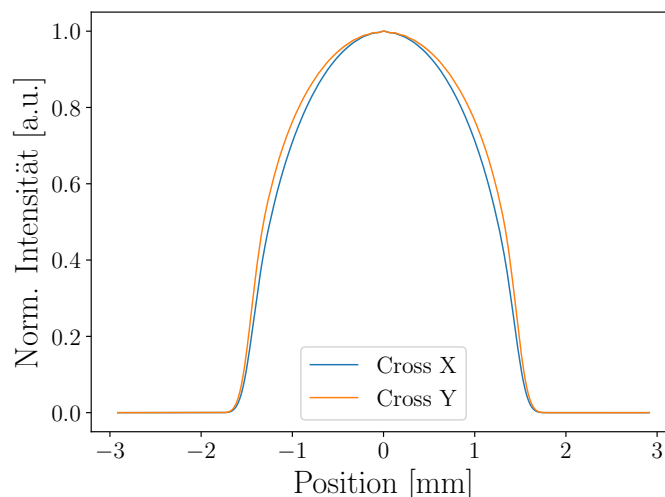


Abbildung 5.14.: Querschnitt der simulierten Intensitätsverteilung mit einem kleineren Strahldurchmesser an der asphärischen Oberfläche.

Diese Kurve kann in etwa das Hauptmaximum aus Abb. 5.12 widerspiegeln, allerdings sind die beobachteten Ränder und die vorhandene Intensität über das Maximum hinaus

in der Simulation nicht zu erkennen. Ein zu kleiner Strahldurchmesser kann daher eine Ursache der abweichenden Intensitätsverteilung sein, andere Effekte müssen allerdings ebenfalls in Betracht gezogen werden.

Ein weiterer Einfluss der diskutiert werden kann, ist die verwendete Faser, insbesondere ihre Auslegung. Wie in Kapitel 3 erleutert, lässt sich der Modeninhalte innerhalb der Faser durch Biegungen beeinflussen. Um diesen Einfluss auf den resultierenden Strahl zu untersuchen, wurde die Faser mit verschiedenen Radien gewickelt. Durch kleinere Radien können die Verluste höherer Moden gesteigert werden. Dies hatte allerdings keinen Einfluss auf die gemessene Intensitätsverteilung.

Das gedruckte Profil selbst, kann eine Fehlerquelle darstellen. Abweichungen vom Design oder Defekte können in einer anderen Ausgangsverteilung resultieren. Die Oberfläche der gedruckten Linse wurde mittels Weißlichtinterferometrie (Wyko NT9100) vermessen. Ein Querschnitt ist in Abb. 5.15 dargestellt. Zum Vergleich ist ebenfalls das designte Profil eingezeichnet.

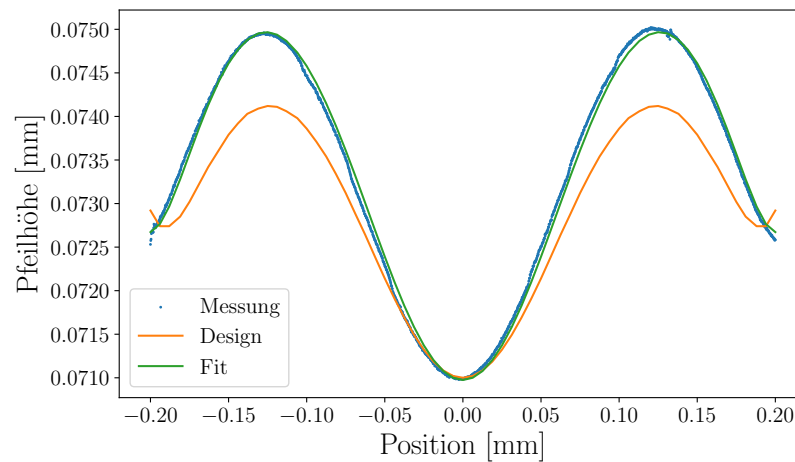


Abbildung 5.15.: Querschnitt des gemessenen und designten Profils der gedruckten asphärischen Fläche. Eine leichte Abweichung des gemessenen Profils vom Design ist erkennbar. An die gemessenen Daten ist ein Fit angelegt der genutzt wird, um den Einfluss der Abweichung in der Simulation zu untersuchen.

Das gemessene Profil weicht leicht von dem designten ab. Vor allem die Maxima sind deutlich höher als im Design vorgesehen. Die dadurch größere Steigung im mittleren Bereich, könnte die Umverteilung maßgeblich beeinflussen. Außerdem ist eine größere Steigung anfälliger für Fehler im 3D-Druck (Stufeneffekt), allerdings lassen sich hier keine Fehlstellen identifizieren. Die Mittendicke der gedruckten Linse kann nicht mit der Weißlichtinterferometrie bestimmt werden. Um die Designs besser vergleichen zu können, wurde daher eine korrekte Höhe der gedruckten Fläche von $71\text{ }\mu\text{m}$ angenommen. Der Einfluss dieser Höhe fällt außerdem nur geringfügig ins Gewicht, wie aus der Toleranzanalyse ersichtlich ist. Um den Einfluss des abweichenden Profils weiter zu untersuchen, wurde ein asphärischer Fit an die Daten gelegt, um so deren asphärische Komponenten zu bestimmen. Damit kann erneut eine Simulation durchgeführt werden, um zu klären, ob die Abweichung der Asphärischen Fläche eine Erklärung für die abweichende Verteilung in Abb. 5.12 ist. Der Fit ist ebenfalls in Abb. 5.15 eingezeichnet und liefert eine hohe Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die resultierenden asphärischen Komponenten sind in Tab. 5.2 festgehalten und wurden anschließend in Zemax eingepflegt.

Tabelle 5.2.: Übersicht der Parameter der asphärischen Flächen für den designten Strahlformer und den gemessenen.

	Parameter Fit	Parameter Design
Radius $R = \frac{1}{c}$ [mm]	0,179	0,197
k	-2,929	-3,133
α_2 [1/mm]	-2,130	-2,005
α_4 [1/mm ³]	$2,961 \cdot 10^{-1}$	-2,005
α_6 [1/mm ⁵]	$3,126 \cdot 10^2$	$3,220 \cdot 10^2$
α_8 [1/mm ⁷]	$-9,283 \cdot 10^3$	$-9,655 \cdot 10^3$
α_{10} [1/mm ⁹]	$1,143 \cdot 10^5$	$1,252 \cdot 10^5$

Abb. 5.16 zeigt eine erneute Analyse mittels POP. Die Intensitätsverteilung in der ursprünglichen Zielebene von 13 mm und der tatsächlichen Zielebene von 20,3 mm zeigen beide signifikante Veränderungen mit den neuen asphärischen Komponenten. Am Rand hat sich ein eindeutiger Ring ausgebildet. Die Uniformität sinkt auf $U_{\text{RMS}} = 0,795$ für einen Arbeitsabstand von 20,3 mm und auf $U_{\text{RMS}} = 0,833$ für 13 mm. Nichts desto trotz kann diese Veränderung auch nicht die Abweichung der Messung in Abb. 5.12 erklären. Ausgehend von dieser Simulation wird eine zusätzliche Verteilung in den Randbereich des Top-Hats erwartet werden. Da dies aber nicht der Fall ist, sondern eher das Gegenteil, kann auch diese Abweichung die Ergebnisse nicht erklären.

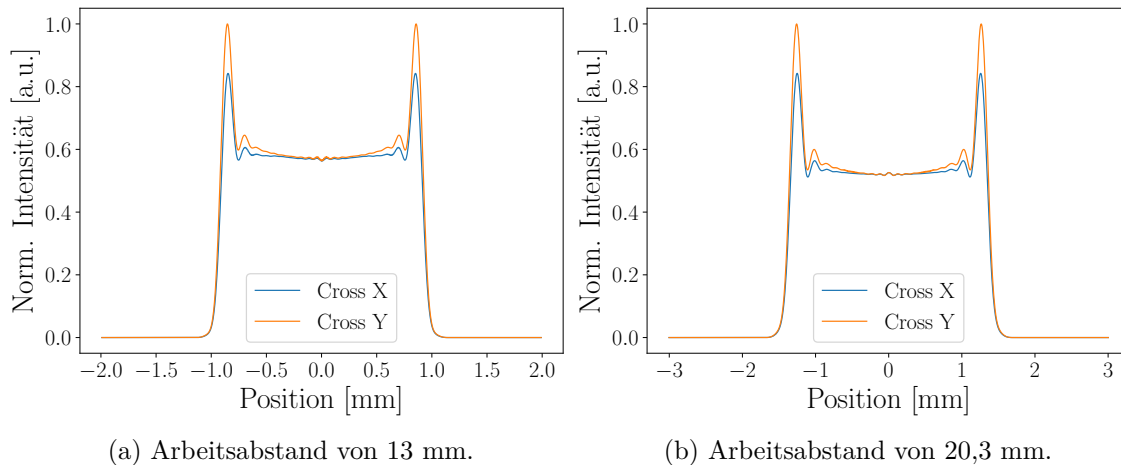


Abbildung 5.16.: Nach POP berechnetes Intensitätsprofil in zwei verschiedenen Ebenen hinter dem 3D gedruckten Faser Strahlformer. Zur Simulation wurden neue asphärische Koeffizienten verwendet, welche sich aus den gemessenen Profildaten ergeben.

Vor diesem Hintergrund können weitere Designs angefertigt werden, die mögliche Fehlerquellen ausschließen sollen. Da ein Großteil der abweichenden Intensitätsverteilung auf ein zu kleines Strahlprofil hinweist, kann beispielsweise die Strahlgröße verkleinert bzw. auch vergrößert werden, die in Zemax verwendet wurde, um den Top-Hat zu optimieren. So könnte der Einfluss des Strahldurchmessers experimentell verifiziert werden. Eventuell ist auch kein neues Design nötig. Wie gezeigt, hat eine zu kurze Endkappe ebenfalls einen kleineren Strahldurchmesser zur Folge. Eine präziser Herstellung könnte für die korrekte Größe sorgen. Eine exakte Länge von 3 mm ist dennoch schwierig zu erreichen. Es könnte sich daher lohnen, die Endkappe nach dem Spleißprozess zunächst genau zu vermessen und anschließend das Design leicht anzupassen, bevor die Linse aufgedruckt wird.

5.3. Fazit und Ausblick

Eine asphärische Linse wurde designt, welche mittels 3D-Druck auf die Endfacette einer Faser gedruckt wurde. Der Optimierungsprozess folgt dem selben Prinzip wie im vorherigen Kapitel. Die Simulation liefert einen Top-Hat mit $U_{\text{RMS}} = 0,965$ in der Zielebene, welcher allerdings nicht kollimiert ist. Eine Toleranzanalyse wurde durchgeführt, welche eine besondere Sensibilität gegenüber der Verkippung der Endkappe sowie deren Länge zeigt. Die Uniformität kann dabei nur über $U_{\text{RMS}} = 0,844$ gehalten werden. Der designte Strahlformer wurde am 4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart mit einem QuantumX gedruckt. Eine anschließende Untersuchung zeigt eine deutliche Abweichung der tatsächlichen Intensitätsverteilung von der simulierten. Diese Abweichung kann nicht mit den diversen Toleranzen erklärt werden, weshalb weitere Untersuchungen durchgeführt wurden, um die Ursache zu ermitteln. Mittels Weißlichtinterferometrie wurde ein leichter Unterschied zwischen designer und gemessener asphärischer Fläche festgestellt, welche die gemessenen Abweichungen allerdings nicht erklären kann. Weitere Designs mit abweichendem Strahldurchmesser können entwickelt werden, um mehr Daten zu sammeln und die Validität der Simulation zu untersuchen.

Unabhängig von der abweichenden Verteilung kann in einem späteren Schritt das System erweitert werden, indem eine Kollimations-/Phasenkorrektur-Linse in der Zielebene hinzugefügt wird, welche den Strahl kollimiert bzw. für eine ebene Phasenfront sorgt. Damit wäre wieder kohärente Kopplung möglich. Zwar ist die Platz- und Materialersparnis in diesem Fall nicht mehr so groß, allerdings wäre es immer noch eine deutliche Verbesserung gegenüber dem bisherigen System.

Wie bereits erwähnt, lässt sich das Design mit Hinblick auf die Leistungsskalierung verbessern, indem statt Polymeren Glas (fused silica) verwendet wird. Glas hat außerdem bessere thermische, mechanische und chemische Eigenschaften als Polymere [46]. Zur Zeit steht das Drucken von Glas noch vor einigen Problemen, die erst überwunden werden müssen. Aktuelle Ansätze verfolgen klassische additive Fertigung mittels Extrusion [47], welche aber mit vergleichsweise geringer Auflösung und Oberflächenqualität zu kämpfen haben. Auch lassen sich so kleinere Objekte im μm Bereich, aufgrund der hohen Viskosität von Glas und der damit verbundenen hohen benötigten Temperaturen, nur schwierig herstellen. Mit pulverbasiertem Laserschmelzen lassen sich ebenfalls komplexe Strukturen aus Glas realisieren [48]. Allerdings sind die so hergestellten Strukturen in ihrem aktuellen Entwicklungsstand in ihren optischen und mechanischen Eigenschaften nicht brauchbar für optische Anwendungen. Sowohl Fertigung mittels Extrusion als auch Laserschmelzen, gehören zu den direkten Techniken der additiven Fertigung. Indirekte Techniken basieren alle auf der Verwendung eines Photopolymers als Ausgangsmaterial. Im Gegensatz zu den direkten, kann der Herstellungsprozess auch bei Raumtemperatur stattfinden, allerdings benötigen sie zwingend eine Form von Nachbearbeitung wie beispielsweise Sintern [49]. Dabei wird die gedruckte Struktur erwärmt und so ihre Eigenschaften verändert. Zum Drucken der Struktur können unterschiedliche Techniken zum Einsatz kommen [45, 50], wie zum Beispiel die bereits erwähnte Zwei Photonen Polymerisation. Damit ein Endprodukt aus Glas entsteht, werden in den Polymeren Glas-Nanopartikel eingebracht. Beim Sintern werden die organischen Anteile entfernt, sodass nur noch das Glas überbleibt. Die Polymere üben dabei eine stützende Funktion aus. Um alle Anteile zu entfernen und gleichzeitig eine stabile Struktur aus Glas ohne Brüche oder sonstigen Defekten herzustellen, muss der Sinterprozess sehr präzise gesteuert werden. Weitere Probleme bei der Herstellung von 3D gedrucktem Glas ergeben sich vor allem in der Herstellungszeit, der niedrigen Präzision, Stufeneffekte und die Nachbehandlung der Strukturen. Generell macht es die Härte und Sprödigkeit von Glas schwer, komplexe und präzise Strukturen herzustellen und zu prozessieren. In dem Bereich wird viel geforscht und beispielsweise kann der

Stufeneffekt durch Graustufen-Drucken verringert, und die Auflösung erhöht werden [51]. In naher Zukunft sollte es entsprechend möglich sein hochpräzise, 3D gedruckte Linsen in der hier präsentierten Größenordnung aus Glas herzustellen, was eine Anwendung für Hochleistungslaser ermöglicht.

6. Fazit und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit der Entwicklung eines Systems zur Laserstrahlformung, um ein Top-Hat förmiges Intensitätsprofil zu generieren. Dazu wurde ein System entwickelt, welches aus zwei asphärischen Linsen besteht. Die Linsen haben einen Durchmesser von 2 mm, damit sie später problemlos in ein Array integriert werden können. Zur Bestimmung der asphärischen Flächen wurde zunächst eine mathematische Bedingung Gl. (2.13) hergeleitet, die die einfallenden Strahlen einer Ausgangskoordinate zuweisen. Diese Bedingung wurde anschließend in dem Optikdesignprogramm Zemax implementiert und die asphärischen Flächen dahingehend optimiert. Die geometrische Auswertung dieses Systems zeigt ein exzellentes Strahlprofil, welches ein perfekten Top-Hat widerspiegelt. Allerdings lässt sich ein realistischer Laserstrahl nicht vollständig mittels geometrischer Optik beschreiben, weshalb das System weiter untersucht wurde. Hierbei kam eine wellenoptische Analyse zum Einsatz, die eine leichte Abweichung der Intensitätsverteilung gegenüber der geometrischen Auswertung zeigt. Nichtsdestotrotz zeigt auch diese Intensitätsverteilung eine gute Top-Hat Form mit einer Uniformität von $U_{\text{RMS}} = 0,969$. Um das System hinsichtlich der Stabilität auf diverse Parameteranpassungen zu untersuchen wurde eine ausführliche Toleranzanalyse durchgeführt. Dabei wurden insbesondere Herstellungs- und Justagetoleranzen untersucht. Die Toleranzanalyse hat gezeigt, dass die Herstellungstoleranzen vernachlässigbar sind, sofern ein hochpräziser Fertigungsprozess stattfindet. Gegenüber Justagetoleranzen hingegen zeigt sich das System als sehr empfindlich. Die Uniformität sinkt unter Beachtung dieser deutlich auf $U_{\text{RMS}} = 0,717$. Wird eine präzisere Justage angenommen, indem die maximale Auflösung kommerziell erhältlicher Stages verwendet wird, lässt sich die Uniformität hingegen wieder auf $U_{\text{RMS}} = 0,961$ steigern. Dies zeigt, dass es durchaus möglich ist den designten Top-Hat Strahlformer experimentell umzusetzen.

Da die entstehende Verteilung in einem Array aus identischen Emittlern verwendet werden soll, wurde weiter das Beugungsverhalten der Verteilung untersucht. Mittels Gl. (2.2) konnte so ein PIB-Wert der Verteilung bestimmt werden. Dieser weicht unter Berücksichtigung der entstandenen Phasenverteilung, nur etwa 0,65% von dem eines idealen Top-Hats mit identischem Radius ab.

Die Herstellung des designten Systems gestaltet sich aufgrund der Größe der Linsen mit klassischen Herstellungsverfahren als schwierig. Besonders die konkave Oberfläche der Formungslinse benötigt die Entwicklung neuer Werkzeuge um entsprechend Material abzutragen. Daher wird eine Herstellung mittels Photolithographie angestrebt. Mit dieser Methode kann das System außerdem direkt als Mikrolinsenarray mit beliebig vielen Linsen hergestellt werden. Anschließend muss das System aufgebaut und vermessen werden. Dabei ist auf eine möglichst präzise Justage zu achten.

In einem weiteren Entwicklungsschritt kann versucht werden, den Füllfaktor weiter zu erhöhen. Ein möglicher Ansatz dafür wäre die Herstellung eines hexagonalen Top-Hats. Dazu kann zunächst der Einfluss einer hexagonalen Apertur auf das System untersucht werden. Anschließend wird ein neues Design der Linsenoberflächen vorgenommen. Aufgrund der fehlenden Rotationssymmetrie müssen hierbei Freiformflächen statt asphärischen Flächen verwendet werden.

Eine weitere Möglichkeit ein Top-Hat Profil zu erzeugen wurde in dieser Arbeit untersucht, indem 3D gedruckte Optiken verwendet wurde. Das System ist miniaturisiert worden, indem die asphärische Linse direkt auf die Endfacette einer Faser gedruckt wurde. Die

Simulation der Linse erfolgte ebenfalls auf Basis der Bedingung Gl. (2.13) und resultiert in einer Top-Hat Verteilung mit $U_{\text{RMS}} = 0,965$. Auch hier wurde eine Toleranzanalyse durchgeführt, die eine besondere Sensibilität gegenüber der Verarbeitung der Endkappe zeigt, auf der die Linse gedruckt ist. Die Uniformität liegt unter Berücksichtigung aller Toleranzen bei $U_{\text{RMS}} = 0,844$ und zeigt, dass das System etwas stabiler ist, als das System aus mehreren Linsen. Die so designte Linse wurde am 4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart mit einem QuantumX der Firma Nanoscribe gedruckt. Die anschließende Messung der resultierenden Intensitätsverteilung zeigt eine starke Abweichung vom Design. Die Intensitätsverteilung zeigt ein zentrales Maximum mit hoher Intensität umgeben von einem Ring geringerer Intensität. Die Ursache für die Abweichung konnte nicht abschließend geklärt werden. Aufgrund der gemessenen Verteilung wird vermutet, dass der Strahldurchmesser an der asphärischen Fläche vom Design abweicht und die Umverteilung der Intensität daher nicht ausreichend stattgefunden hat. Daher müssen weitere Designs mit unterschiedlichem Strahldurchmesser produziert werden, um diesen Einfluss zu untersuchen und die Plausibilität der Simulation zu verifizieren. Das System mit dem 3D gedruckten Strahlformer besitzt keine Kollimationslinse. Daher ist der Strahl divergent und die Phase nicht eben. Um daher kohärente Kopplung mit diesem Systemansatz zu ermöglichen, ist es notwendig eine weitere Kollimation- bzw. Phasenkorrektur-Linse in der Zielebene zu integrieren.

A. Codes

Code A.1: ZPL Code zur Generierung der Merit-Funktion mit anschließender Optimierung

```
1 ! Updated for OpticStudio 15by Alissa Wersal 8/3/2015
2 ! This macro creates Merit Function that generates ray targets neccesary to
3 ! optimize Gaussian to Top hap beam homogenizer
4 ! Adapted for TopHat Shaper by Nick Gorell 2024
5
6 CLOSEWINDOW      # Run macro in quite mode (no text output window)
7 DELETETMFO ALL   # Delete the current MF
8
9 W = 0.587        # Gaussian INPUT beam waist
10 K = 0.9          # Output beam radius
11 sample = 80     # Pupil sampling
12
13 SYSP 202, 1, 1.064 #Set wavelength number 1to 1064nm
14
15 SYSP 12, 1       # Set Gaussian apodization in the system property. Unneccesary for
    ↳ optimization, but needed for analysis using geometrical rays
16
17 apod_factor = 1
18 SYSP 13, apod_factor # Set the system apodization factor so that the 1/e^2
    ↳ intensity point is at the waist W.
19
20 ## Top-Hat shaper:
21 FOR I, 1, sample, 1
22 INSERTMFO I      # Insert operand
23 SETOPERAND I, 11, "REAY" # Set operand type to REAY
24 SETOPERAND I, 9, 1  # Set the weight to 1
25
26 norm_pupil_coord = I/sample
27
28 X = norm_pupil_coord*W*SQRT(apod_factor) # Un-normalized pupil coordinate.
    ↳ Factor has to be adjusted to the apodization factor: factor=SQRT(
    ↳ apodization)
29
30 S = K*SQRT((1-EXPE(-2*POWR(X,2)/POWR(W,2)))/(1-EXPE(-2*POWR(K,2)/POWR(W,2))))
    ↳ # Same as the equation from Kreuzer etc. NOT the equation from the
    ↳ Knowledgebase article
31
32 SETOPERAND I, 8, S # Set target, + for Galilean design, - for
    ↳ Keplerian
33 SETOPERAND I, 7, norm_pupil_coord # Set Py column of the operand
34 SETOPERAND I, 2, NSUR() # Specify the image surface for the REAY
    ↳ value calculation
35
36 NEXT
37
38 ## Collimation:
39 FOR I, sample+1, 2*sample, 1
40 INSERTMFO I      # Insert operand
```

```

41 SETOPERAND I, 11, "RANG"           # Set operand type RANG
42 SETOPERAND I, 9, 1                 # Set weight
43 norm_pupil_coord = (I-sample)/sample
44 SETOPERAND I, 8, 0                 # Set target
45 SETOPERAND I, 7, norm_pupil_coord  # Set Py
46 SETOPERAND I, 2, NSUR()            # Specify surface for calculation
47 NEXT
48
49 ##Boundaries:
50 start_bound = 2*sample+1
51
52 INSERTMFO start_bound
53 SETOPERAND start_bound, 11, "DMFS" # Dont't know why, wizard does it like this
54
55 FOR Surf, 1, NSUR()-1, 1           # Loop over all surfaces (except Image)
56 #Minimum air
57 INSERTMFO start_bound+1           # Insert operand
58 SETOPERAND start_bound+1, 11, "MNCA" # Set operand type
59 SETOPERAND start_bound+1, 9, 1      # Set weight to 1
60 SETOPERAND start_bound+1, 8, 0      # Set target <----- Edit here
61 SETOPERAND start_bound+1, 2, Surf   # Set int1 value to surface
62 SETOPERAND start_bound+1, 3, Surf   # Set int2 value to surface
63
64 #Maximum air
65 INSERTMFO start_bound+2
66 SETOPERAND start_bound+2, 11, "MXCA"
67 SETOPERAND start_bound+2, 9, 1
68 SETOPERAND start_bound+2, 8, 20     # <----- Edit here
69 SETOPERAND start_bound+2, 2, Surf
70 SETOPERAND start_bound+2, 3, Surf
71
72 #Minimum edge air
73 INSERTMFO start_bound+3
74 SETOPERAND start_bound+3, 11, "MNEA"
75 SETOPERAND start_bound+3, 9, 1
76 SETOPERAND start_bound+3, 8, 0      # <----- Edit here
77 SETOPERAND start_bound+3, 2, Surf
78 SETOPERAND start_bound+3, 3, Surf
79
80 #Minimum glass
81 INSERTMFO start_bound+4
82 SETOPERAND start_bound+4, 11, "MNCG"
83 SETOPERAND start_bound+4, 9, 1
84 SETOPERAND start_bound+4, 8, 0      # <----- Edit here
85 SETOPERAND start_bound+4, 2, Surf
86 SETOPERAND start_bound+4, 3, Surf
87
88 #Maximum glass
89 INSERTMFO start_bound+5
90 SETOPERAND start_bound+5, 11, "MXCG"
91 SETOPERAND start_bound+5, 9, 1
92 SETOPERAND start_bound+5, 8, 5      # <----- Edit here
93 SETOPERAND start_bound+5, 2, Surf
94 SETOPERAND start_bound+5, 3, Surf
95
96 #Minimum edge glass
97 INSERTMFO start_bound+6

```

```
98 SETOPERAND start_bound+6, 11, "MNEG"
99 SETOPERAND start_bound+6, 9, 1
100 SETOPERAND start_bound+6, 8, 1      # <----- Edit here
101 SETOPERAND start_bound+6, 2, Surf
102 SETOPERAND start_bound+6, 3, Surf
103 NEXT
104
105 OPTIMIZE
106 UPDATE ALL # Update all windows
107 END
```


Referenzen

- [1] United Nations Office for Outer Space Affairs. Space debris mitigation guidelines of the committee on the peaceful uses of outer space. In *International Space Law*, pages 89–93. United Nations, 2018. [I](#), [III](#), [1](#)
- [2] IADC Observation Campaigns. Inter-agency space debris coordination committee. *43rd Session of UNCOPUOS S&T SC*, 2006. [I](#), [III](#), [1](#)
- [3] Jürgen Kästel and Jochen Speiser. Laser-based space debris removal: design guidelines for coherent coupling power transmission. 10 2016. [I](#), [III](#), [1](#), [4](#), [5](#), [6](#), [29](#)
- [4] National Research Council. *Limiting Future Collision Risk to Spacecraft: An Assessment of NASA's Meteoroid and Orbital Debris Programs*. The National Academies Press, Washington, DC, 2011. [1](#)
- [5] Bruno Esmiller, Christophe Jacqueland, Hans-Albert Eckel, and Edwin Wnuk. Space debris removal by ground-based lasers: main conclusions of the european project cleanspace. *Appl. Opt.*, 53(31):I45–I54, Nov 2014. [1](#)
- [6] Philipp Albrodt. *Coherent beam combining of high-brightness tapered semiconductor optical amplifiers*. Theses, Université Paris-Saclay, January 2020. [6](#), [7](#)
- [7] Christopher Aleshire, Arno Klenke, Michael Mueller, Henning Starka, Andreas Tuennermann, and Jens Limpert. Simplification strategies for segmented-mirror splitters in multicore fiber CBC systems. In Liang Dong, editor, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 11260. SPIE, 2020. CRIS-Team Scopus Importer:2023-04-20. [6](#)
- [8] A. Brignon. *Coherent Laser Beam Combining*. Wiley, 2013. [6](#)
- [9] Mai K. Pham. Kohärente kopplung von laserdioden, Mai 2023. [7](#)
- [10] P. Crump, G. Blume, D. Feise, M. Elattar, A. Ginolas, J. Fricke, A. Maaßdorf, G. Tränkle, K. Paschke, P. Albrodt, J. Hamperl, P. Georges, and G. Lucas-Leclin. Single-pass tapered semiconductor optical amplifiers and modules for efficient coherent beam combining. In Alexey A. Belyanin and Peter M. Snowton, editors, *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XX*, volume 11705, page 117050M. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2021. [7](#)
- [11] Bernd Sumpf, K.-H Hasler, Pawel Adamiec, F. Bugge, J. Fricke, Peter Ressel, Hans Wenzel, Götz Erbert, and Günther Tränkle. 1060 nm dbr tapered lasers with 12 w output power and a nearly diffraction limited beam quality. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 7230:72301E1–8, 02 2009. [7](#)
- [12] Ahmad Reshad Bakhtari, Huseyin Kursad Sezer, Olcay Ersel Canyurt, Oğulcan Eren, Mussadiq Shah, and Sundar Marimuthu. A review on laser beam shaping application in laser-powder bed fusion. *Advanced Engineering Materials*, 26(14):2302013, 2024. [8](#)

- [13] Anna Möhl, Sebastian Kaldun, Clemens Kunz, Frank A. Müller, Ulrike Fuchs, and Stephan Gräf. Tailored focal beam shaping and its application in laser material processing. *Journal of Laser Applications*, 31(4):042019, 11 2019. [8](#)
- [14] Jiang Bi, Liukun Wu, Shide Li, Zhuoyun Yang, Xiangdong Jia, Mikhail Dmitrievich Starostenkov, and Guojiang Dong. Beam shaping technology and its application in metal laser additive manufacturing: A review. *Journal of Materials Research and Technology*, 26:4606–4628, 2023. [8](#)
- [15] Alexander Laskin, Peter Kaiser, Vadim Laskin, and Aleksei Ostrun. Laser beam shaping for biomedical microscopy techniques. In Jürgen Popp, Valery V. Tuchin, Dennis L. Matthews, and Francesco S. Pavone, editors, *Biophotonics: Photonic Solutions for Better Health Care V*, volume 9887 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 98872E, April 2016. [8](#)
- [16] Shuo Zhang, Baiyang Wu, Yong Bi, and Weinan Gao. A method of realizing adaptive uniform illumination by pyramid prism for pa-lidar. *Micromachines*, 15(10), 2024. [8](#)
- [17] Justin L. Kreuzer. Coherent light optical system yielding an output beam of desired intensity distribution at a desired equiphase surface, November 1969. [9](#), [11](#), [13](#)
- [18] Hua Qin and Xin Pang. Novel method to design laser beam shaping lenses using pso techniques. *Applied Physics B*, 125, 12 2018. [9](#), [11](#), [12](#)
- [19] S. Zhang, G. Neil, and M. Shinn. Single-element laser beam shaper for uniform flat-top profiles. *Opt. Express*, 11(16):1942–1948, Aug 2003. [9](#)
- [20] Alexander Laskin and Vadim Laskin. Variable beam shaping with using the same field mapping refractive beam shaper. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, pages 9–, 02 2012. [9](#)
- [21] I. Powell. Design of a laser beam line expander. *Appl. Opt.*, 26(17):3705–3709, Sep 1987. [9](#)
- [22] Francis. Cayer. Rectangular flat-top beam shaper, Juli 2008. [9](#)
- [23] F.M. Dickey and S.C. Holswade. *Laser Beam Shaping: Theory and Techniques*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis, 2000. [9](#), [10](#), [11](#), [13](#)
- [24] Louis S. Weichman, Fred M. Dickey, and Richard N. Shagam. Beam-shaping element for compact fiber injection systems. In Richard Scheps, editor, *Solid State Lasers IX*, volume 3929, pages 176 – 184. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2000.
- [25] Shlomit Katz, Natan Kaplan, and Israel Grossinger. Using diffractive optical elements: Does for beam shaping - fundamentals and applications. *Laser Technik Journal*, 15:29–32, 10 2018. [9](#)
- [26] Phillip H. Malyak. Two-mirror unobscured optical system for reshaping the irradiance distribution of a laser beam. *Applied optics*, 31 22, 1992. [10](#)
- [27] David Shealy and Shao-Hua Chao. Design of grin laser beam shaping system. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 5525, 09 2004. [10](#)

- [28] Mona Mayeh and Faramarz Farahi. Laser beam shaping and mode conversion in optical fibers. *Photonic Sensors*, 1:187–198, 2011. [10](#)
- [29] J.W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill physical and quantum electronics series. W. H. Freeman, 2005. [10](#), [37](#)
- [30] David Shealy and John Hoffnagle. Laser beam shaping profiles and propagation. *Applied optics*, 45/21:5118–5131, 08 2006. [11](#)
- [31] John A. Hoffnagle and C. Michael Jefferson. Design and performance of a refractive optical system that converts a gaussian to a flattop beam. *Appl. Opt.*, 39(30):5488–5499, Oct 2000. [11](#)
- [32] Moritz Vogel. *Specialty Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery*. Doctoral thesis, Universität Stuttgart, München, 2014. [19](#), [20](#)
- [33] Stephan Wielandy. Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality. *Opt. Express*, 15(23):15402–15409, Nov 2007. [20](#)
- [34] Ming-Jun Li, Xin Chen, Anping Liu, Stuart Gray, Ji Wang, Donnell T. Walton, and Luis A. Zenteno. Limit of effective area for single-mode operation in step-index large mode area laser fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 27(15):3010–3016, 2009. [20](#)
- [35] Clemence Jollivet, Bryce Samson, Lasse Leick, Lawrence Shah, Martin Richardson, and axel schulzgen. Comparative study of light propagation and single-mode operation in large-mode area fibers designed for 2- μ m laser applications. *Optical Engineering*, 54, 01 2015. [20](#)
- [36] John M. Fini. Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area. *Opt. Express*, 14(1):69–81, Jan 2006. [20](#)
- [37] D. Marcuse. Loss analysis of single-mode fiber splices. *Bell System Technical Journal*, 56(5):703–718, 1977. [21](#)
- [38] Nam-Hyong Kim. How to design a gaussian to top hat beam shaper. <https://support.zemax.com/hc/en-us/articles/1500005489161-How-to-design-a-Gaussian-to-Top-Hat-beam-shaper>, 2021. [Online; aufgerufen am 4. April 2025]. [24](#)
- [39] Ulrike Fuchs, Anna Möhl, and Sven Wickenhagen. Gauss to top-hat beam shaping with aspheres. 03 2016. [27](#)
- [40] Callum Wreford, Gilles Diederich, Paul Harrison, Paul Graham, and Natalia Trela-McDonald. Beam combination system for coherent combination of high power fiber arrays. In Harro Ackermann and Willy L. Bohn, editors, *High Power Lasers: Technology and Systems, Platforms, Effects VI*, volume 12739, page 1273902. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2023. [41](#)
- [41] Ksenia Weber, Simon Thiele, Mario Hentschel, Alois Herkommer, and Harald Giessen. Positional accuracy of 3d printed quantum emitter fiber couplers. *Advanced Quantum Technologies*, 7(11):2400135, 2024. [43](#)
- [42] Hongwei Gao, Jia An, Chee Kai Chua, David Bourell, Che-Nan Kuo, and Dawn T.H. Tan. 3d printed optics and photonics: Processes, materials and applications. *Materials Today*, 69:107–132, 2023. [43](#)

- [43] Michael Schmid, Dominik Ludescher, and Harald Giessen. Optical properties of photoresists for femtosecond 3d printing: refractive index, extinction, luminescence-dose dependence, aging, heat treatment and comparison between 1-photon and 2-photon exposure. *Opt. Mater. Express*, 9(12):4564–4577, Dec 2019. [43](#), [46](#)
- [44] Sebastian Klein, Pavel Ruchka, Thomas Klumpp, Nils Bartels, Tobias Steinle, and Harald Giessen. Effects of high-power laser radiation on polymers for 3d printing micro-optics. *Opt. Mater. Express*, 13(12):3653–3666, Dec 2023. [43](#)
- [45] Han Zhang, Long Huang, Mingyue Tan, Shaoqing Zhao, Hua Liu, Zifeng Lu, Jinhuan Li, and Zhongzhu Liang. Overview of 3d-printed silica glass. *Micromachines*, 13(1), 2022. [43](#), [58](#)
- [46] Heidi Ottevaere, Royall Cox, H. Herzig, T. Miyashita, K. Naessens, M.R. Taghizadeh, Reinhard Voelkel, H. Woo, and Hugo Thienpont. Review article: Comparing glass and plastic refractive microlenses fabricated with different technologies. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 8, 07 2006. [58](#)
- [47] Chunxin Liu, Taras Oriekhov, Cherrie Lee, Clarissa M. Harvey, and Michael Fokine. Rapid fabrication of silica microlens arrays via glass 3d printing. *3D Printing and Additive Manufacturing*, 11(2):460–466, 2024. [58](#)
- [48] Chenxing Xin, Zheng Li, Liang Hao, and Yan Li. A comprehensive review on additive manufacturing of glass: Recent progress and future outlook. *Materials and Design*, 227:111736, 2023. [58](#)
- [49] Frederik Kotz-Helmer, Karl Arnold, Werner Bauer, Dieter Schild, Nico Keller, Kai Sachsenheimer, Tobias Nargang, Christiane Richter, Dorothea Helmer, and Bastian Rapp. Three-dimensional printing of transparent fused silica glass. *Nature*, 544:337–339, 04 2017. [58](#)
- [50] Ziyong Li, Yanwen Jia, Ke Duan, Ran Xiao, Jingyu Qiao, Shuyu Liang, Shixiang Wang, Juzheng Chen, Hao Wu, Yang Lu, and Xiewen Wen. One-photon three-dimensional printed fused silica glass with sub-micron features. *Nature Communications*, 15(1):1–12, December 2024. [58](#)
- [51] Leander Siegle, Simon Ristok, and Harald Giessen. Complex aspherical singlet and doublet microoptics by grayscale 3d printing. *Opt. Express*, 31(3):4179–4189, Jan 2023. [59](#)