

Flexible Führung hochbrillanter Laserstrahlen mit optischen Fasern

Von der Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Christian Röhler

aus Spaichingen

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Berroth

Tag der mündlichen Prüfung: 07. Oktober 2020

Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart

2020

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Christian Röhler
Flexible Führung hochbrillanter Laser-
strahlen mit optischen Fasern

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Flexible Führung hochbrillanter Laserstrahlen mit optischen Fasern

von Dr.-Ing. Christian Röhrer
Universität Stuttgart



utzverlag München

Als Dissertation genehmigt
von der Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Berroth

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische
Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2020

D 93

Das Werk ist urheberrechtlich geschützt.
Sämtliche, auch auszugsweise Verwertungen bleiben vorbehalten.

Copyright © utzverlag GmbH 2020

ISBN 978-3-8316-4888-7

Printed in Germany

utzverlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Liste der verwendeten Symbole	7
Kurzfassung	11
Extended Abstract	15
1 Einleitung	17
1.1 Motivation und Zielsetzung	17
1.2 Strahlführung von cw-Grundmodestrahlung	18
1.2.1 Alternative Faserkonzepte	20
1.2.1.1 Low-NA Fasern	20
1.2.1.2 Multikernfasern	21
1.2.1.3 Leakage-Channel Fasern	21
1.2.1.4 Multi-Trench Fasern	23
1.2.1.5 Bragg-Fasern	24
1.2.2 Forschungsbedarf	25
1.3 Strahlführung von UKP-Strahlung in Hohlkernfasern	26
1.3.1 Photonische Kristallfasern	27
1.3.1.1 Photonische Bandlücke	27
1.3.1.2 Inhibited-Coupling	28
1.3.2 Forschungsbedarf	30
2 Untersuchungen zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern	32
2.1 Stand der Technik	32
2.2 Einfluss des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung	35
2.2.1 Überblick und Zielsetzung	35
2.2.1.1 Forschungsfrage	36
2.2.2 Numerische Simulationen	37
2.2.3 Experimentelle Untersuchungen	42
2.2.3.1 Einfluss des Modenüberlapps	43

2.2.3.2	Einfluss der Faserbiegung	47
2.2.3.3	Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung	49
2.2.4	Zusammenfassung	52
2.3	Limitierung der Faserlänge	54
2.3.1	Überblick und Zielsetzung	54
2.3.1.1	Coupled-Mode-Theorie	55
2.3.1.2	Forschungsfrage	57
2.3.2	Faserauslegung und Faserproduktion	58
2.3.2.1	Numerische Simulationen	58
2.3.2.2	Faserzug	61
2.3.2.3	Modenfeldadapter	63
2.3.2.4	Spleißverbindungen	66
2.3.3	Experimentelle Untersuchungen	67
2.3.3.1	Einfluss der Faserlänge	67
2.3.3.2	Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung	75
2.3.4	Zusammenfassung	79
3	Untersuchungen zur Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern	82
3.1	Stand der Technik	82
3.2	Überblick und Zielsetzung	84
3.2.1	Forschungsfrage	85
3.3	Theoretische Grundlagen	85
3.4	Numerische Simulationen	87
3.5	Experimentelle Untersuchungen	90
3.6	Zusammenfassung	98
4	Zusammenfassung und Ausblick	100
4.1	Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenin- dexfasern	100
4.2	Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern	102
	Literaturverzeichnis	104
	Danksagung	118

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Fit-Parameter aus Gl. 2.8	
A_{eff}	effektive Modenfläche	μm^2
B	Fit-Parameter aus Gl. 2.8	
$CCDR$	Verhältnis von Kern- zu Manteldurchmesser	
d_{12}	Kopplungskoeffizient zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11}	
d_{clad}	Manteldurchmesser	μm
d_{core}	Kerndurchmesser	μm
$d_{\mu\nu}$	Kopplungskoeffizient zwischen den Moden μ und ν	
D	globaler Kopplungskoeffizient	
$DOLP$	Polarisationsgrad der linearen Polarisation	%
f	Brennweite	mm
g_k	Modenüberlapp der radialsymmetrischen LP_{0k} -Mode mit dem einfallenden Gaußstrahl	%
g_r	Ramanverstärkungskoeffizient	m/W
I_N	resultierende Intensitätsverteilung im Nahfeld	W/m ²
I_F	resultierende Intensitätsverteilung im Fernfeld	W/m ²
$I_{k,N}$	Intensitätsverteilung der radialsymmetrischen LP_{0k} -Mode im Nahfeld	W/m ²
$I_{k,F}$	Intensitätsverteilung der radialsymmetrischen LP_{0k} -Mode im Fernfeld	W/m ²
$I_{\mu,N}$	Intensitätsverteilung der Mode μ im Nahfeld	W/m ²
$I_{\mu,F}$	Intensitätsverteilung der Mode μ im Fernfeld	W/m ²
k	Ordnung radialsymmetrischer LP_{0k} -Moden	
L	Faserlänge	m
L_b	Schwebungslänge	m
L_{eff}	effektive Faserlänge	m
m_{all}	Anzahl aller Moden	
m_{rad}	Anzahl der radialsymmetrischen LP_{0k} -Moden	
M	Müller-Matrix	

Symbol	Bedeutung	Einheit
M^2	Beugungsmaßzahl	
M_{nom}^2	Nominelle Beugungsmaßzahl	
n	Brechungsindex	
n_{core}	Brechungsindex des Faserkerns	
n_{eff}	Propagationskonstante	
$n_{\text{eff},\mu}$	Propagationskonstante der Mode μ	
N	Anzahl Spleißparameter	
NA	Numerische Apertur	
p	Erweiterung Gl. 1.1 unter Berücksichtigung des Polarisationszustands	
P_{μ}	Leistung der Mode μ	W
P_{ν}	Leistung der Mode ν	W
P_{SRS}	Schwelleistung von stimulierter Raman-Streuung	W
PER	Polarisations-Extinktionsverhältnis	dB
r_{bend}	Biegeradius	cm
S_0	Stokes-Parameter: Intensität	
S_1	Stokes-Parameter: linear polarisiert (horizontal/vertikal)	
S_2	Stokes-Parameter: linear polarisiert ($\pm 45^\circ$)	
S_3	Stokes-Parameter: zirkular polarisiert (links-/rechtsdrehend)	
\vec{S}	originärer Stokes-Vektor	
\vec{S}'	resultierender Stokes-Vektor	
V	V-Zahl	
w_0	Strahlradius auf der Faserendfläche	μm
z	Propagationslänge	m
z_{b}	Kopplungslänge	mm
α	Dämpfung	dB/km
α_k	Propagationsverluste der radialsymmetrischen LP_{0k} -Mode	dB/km
α_{μ}	Propagationsverluste der Mode μ	m^{-1}
δ	Phasenverschiebung	$^\circ$
δn_{eff}	Effektiver Brechzahlunterschied zwischen beiden orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden	
Δn_{eff}	Effektiver Brechzahlunterschied zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11}	

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\Delta n_{\text{eff},\mu\nu}$	Effektiver Brechzahlunterschied zwischen den Moden μ und ν	
θ	Winkel der schnellen Achse	°
λ	Vakuum-Wellenlänge	nm
χ	Azimuth-Winkel	°
ψ	Winkel der Elliptizität	°
ω	Raumfrequenz	mm ⁻¹

Abkürzung	Bedeutung
ASE	engl.: Amplified Spontaneous Emission (verstärkte spontane Emission)
<i>CCDR</i>	engl.: Core to Cladding Diameter Ratio (Verhältnis von Kern- zu Manteldurchmesser)
CW	engl.: Continuous Wave (Dauerstrich)
<i>DOLP</i>	engl.: Degree of Linear Polarization (Polarisationsgrad der linearen Polarisation)
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	engl.: Fast Fourier Transform (schnelle Fourier-Transformation)
FWHM	engl.: Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite)
HC	engl.: Hollow-Core (Hohlkern)
HOM	engl.: Higher-Order Mode (Mode höherer Ordnung)
IC	engl.: Inhibited-Coupling (unterdrückte Kopplung)
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge
LCF	engl.: Leakage Channel Fiber (Faser mit Verlustkanal)
MCVD	engl.: Modified Chemical Vapor Deposition (modifizierte chemische Gasphasenabscheidung)
<i>NA</i>	Numerische Apertur
PBG	engl.: Photonic Bandgap (photonische Bandlücke)
PBS	engl.: Polarizing Beamsplitter (polarisierender Strahlteiler)
PCF	engl.: Photonic Crystal Fiber (photonische Kristallfaser)
<i>PER</i>	engl.: Polarization Extinction Ratio (Polarisations-Extinktionsverhältnis)
PML	engl.: Perfectly Matched Layer (perfekt absorbierende Schicht)
SRS	Stimulierte Raman-Streuung
UKP	Ultrakurzpuls

Kurzfassung

Festkörperlaser mit beugungsbegrenzter Strahlqualität eröffnen durch ihre stetig steigende Ausgangsleistung kontinuierlich neue Anwendungsfelder in der Lasermaterialbearbeitung. In Hinblick auf den wachsenden Bedarf einer flexiblen Strahlführung von Festkörperlaserstrahlung gewinnen optische Glasfasern hierbei, bedingt durch ihre vergleichsweise niedrigen Kosten, hohe Zuverlässigkeit und Vielseitigkeit, in industriellen Systemen immer mehr an Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher verschiedene optische Glasfasern für Anwendungen im Dauerstrichbetrieb (CW), wie auch für ultrakurz gepulste (UKP) Strahlung, untersucht.

Für Anwendungen von cw-Lasern bis in den kW-Bereich wurde der Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern untersucht. Hierfür wurde die gesamte Entwicklungskette von der Faserauslegung über die Faserproduktion bis hin zur Fasercharakterisierung durchgeführt.

Im Bereich der Hohlkernfasern, wie sie typischerweise für die Übertragung von UKP-Strahlung verwendet werden, wurden Fasern bezüglich ihres polarisationserhaltenden Verhaltens analysiert, da die Polarisation einen entscheidenden Parameter für eine Vielzahl der Prozesse in der Mikromaterialbearbeitung darstellt.

Zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern wurde zu Beginn der Einfluss des Faserkerndurchmessers untersucht, um den minimal benötigten effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} , der zur Unterdrückung von Modenmischung notwendig ist, zu finden. Hierbei wurde gezeigt, dass es möglich ist, in Fasern mit Kerndurchmessern von bis zu $80\ \mu\text{m}$ bei einer numerischen Apertur (NA) von 0,111 über eine Faserlänge zwischen 5 und 10 m eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität (Beugungsmaßzahl $M^2 \approx 1,3$) beizubehalten. Dies entspricht beim größten Faserkerndurchmesser von $80\ \mu\text{m}$ einer effektiven Modenfläche von $2800\ \mu\text{m}^2$ bei einem Δn_{eff} von $0,5 \cdot 10^{-4}$. Der Einfluss der Einkopplung wurde zuerst theoretisch mit Hilfe numerischer Simulationen untersucht, bevor die Ergebnisse experimentell bestätigt wurden, indem die Strahlgröße des fokussierten Gaußstrahls auf der Faserfacette variiert wurde. Bei optimaler Einkopplung in die Faser, das heißt, der Überlapp zwischen einfallendem Strahl und LP_{01} -Grundmode der Faser ist maximal, konnte nach der

Faser die niedrigste Beugungsmaßzahl gemessen werden. Außerdem wurde gezeigt, dass die Strahlqualität nach der Faser selbst für Biegeradien der Faser bis hinab zu 2 cm kaum degradiert und so für alle untersuchten Fasern mit Kerndurchmessern zwischen 50 und 80 μm stets ein M^2 kleiner 1,5 gemessen werden konnte. Die Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung konnte experimentell für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 80 μm bei einer Länge von 10 m, welche lose auf dem Tisch platziert wurde (Biegeradius $r_{\text{bend}} \geq 25 \text{ cm}$), zu mehr als 60 kW ermittelt werden.

Um Limitierungen aufgrund thermisch induzierter Aberrationen zu umgehen, wie sie typischerweise bei transmissiven Optiken zur Freistrahleinkopplung auftreten, wurde zur weiteren Untersuchung des Grundmodestrahltransports in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern ein monolithischer Ansatz verwendet. Zur experimentellen Realisierung wurde ein cw-Grundmode-Faserlaser an die zu untersuchenden Transportfasern gespleißt, welche auf Basis der *Coupled-Mode*-Theorie hinsichtlich Faserdesign wie auch Faserproduktion optimiert wurden. Die hierfür notwendigen *Taper* wurden direkt während des Faserzugs in die Fasern implementiert und alle benötigten Spleißverbindungen wurden vorab entwickelt. Über eine Faserlänge von 100 m konnte auf diese Weise für Fasern mit Kerndurchmessern zwischen 30 und 60 μm bei einer NA von 0,22 die Erhaltung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ($M^2 \approx 1,3$) demonstriert werden. Mit steigender Faserlänge wurde eine graduelle Degradierung der Strahlqualität unabhängig vom Faserkerndurchmesser beobachtet. Für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm bei einer Länge von 380 m konnte trotzdem noch ein M^2 von 2,1 gezeigt werden. Die Hochleistungstauglichkeit des verwendeten monolithischen Ansatzes konnte demonstriert werden, indem ein Strahl mit einer Leistung von 1 kW über eine 100 m lange Faser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm übertragen werden konnte, bei einem M^2 des transmittierten Strahls von 1,3 und ohne dass stimulierte Raman-Streuung die Übertragung limitierte.

Zur Übertragung von UKP-Strahlung wurden zwei verschiedene Typen von Hohlkernfasern bezüglich ihres polarisationserhaltenden Verhaltens untersucht. Die verwendeten photonischen Kristallfasern nutzen „*Inhibited-Coupling*“ als Strahlführungsmechanismus, wobei die K-7C Faser ein Kagome-Gitter im Fasermantel besitzt, bei der sieben Fehlstellen den Faserkern mit hypozykloider Kernkontur bilden, und die T-8 Faser über einen tubularen Aufbau verfügt, bestehend aus acht Kapillaren im Fasermantel. Es konnte gezeigt werden, dass ein Unterschied der Propagationskonstanten beider orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Fasermode ($\delta n_{\text{eff}} \neq 0$) über die Propagation zu einer Phasenverschiebung führt. Dies kann umgangen

werden, wenn lediglich eine der beiden LP_{01} -Moden der Faser angeregt wird, indem die Orientierung der linearen Polarisation der in die Faser eingekoppelten Strahlung entweder parallel oder orthogonal zur Biegeebene ausgerichtet ist. Wird hingegen eine Mischung beider Polarisationszustände angeregt, führt dies über die Propagation zu einer Degradierung des linearen Polarisationszustands. Für beide Fasern steigt mit abnehmendem Biegeradius die Differenz beider Propagationskonstanten δn_{eff} an, wodurch die Phasenverschiebung zunimmt. Dieses Verhalten wurde theoretisch anhand numerischer Simulationen beschrieben und konnte abschließend mittels experimenteller Ergebnisse bestätigt werden. Es hat sich hierbei gezeigt, dass die Phasenverschiebung in der K-7C Faser etwa einen Faktor 5 höher ist als in der T-8 Faser, was in guter Übereinstimmung mit den numerischen Simulationen steht.

Extended Abstract

The steady increase of the output power of solid-state lasers which emit a diffraction-limited beam offers a variety of new application areas for laser materials processing. In view of the growing demand for flexible beam delivery systems optical fibers became increasingly important for industrial systems because of their comparatively low costs, high reliability, and versatility. Therefore, several optical fibers for applications with cw (continuous wave) as well as ultrafast lasers were investigated.

Fundamental-mode beam transport in highly multimode fibers was analyzed for applications of cw-lasers with kW-class output power. The whole chain of the development including design, production as well as characterization of the fibers was considered for this purpose.

Furthermore, hollow-core fibers as typically used for the delivery of beams from ultrafast lasers were investigated regarding their polarization-maintaining behavior, since it is known that the polarization can be a crucial parameter for micro materials processing.

The influence of the core diameter of highly multimode step-index fibers was investigated to determine the limit of the effective refractive index difference Δn_{eff} between the modes LP_{01} and LP_{11} which is required to suppress mode mixing. It could be shown that it is possible to maintain a nearly diffraction-limited beam quality (beam quality factor $M^2 \approx 1.3$) in 5 to 10 m long fibers with core diameters of up to 80 μm (numerical aperture $NA = 0.111$). At the maximum core diameter of 80 μm this corresponds to a Δn_{eff} of $0.5 \cdot 10^{-4}$ and an effective mode field area of 2800 μm^2 . The influence of the launching conditions of the beam into the fibers was theoretically evaluated using numerical simulations and verified experimentally by varying the size of the input beam on the fiber facet. Optimum launching is achieved when the overlap between the incident beam and the fundamental LP_{01} -mode of the fiber is maximum. In this case, the lowest beam quality factor after the propagation through the fiber could be measured. Additionally, it could be shown that fiber bends down to radii as small as 2 cm barely degrade the beam quality of the transmitted beam ($M^2 < 1.5$) for all investigated fibers with core diameters in the range between 50 and 80 μm . The threshold power of stimulated Raman

scattering could be measured to be more than 60 kW for a fiber with a core diameter of 80 μm and a length of 10 m which had been loosely placed on the table (bending radius $r_{\text{bend}} \geq 25$ cm).

To avoid the limitations of thermally induced aberrations, which are typically observed in transmissive free-space launching optics, a monolithic setup was used for further analysis of the fundamental-mode beam transport in highly multimode fibers. To this end, a cw fundamental-mode fiber laser was spliced onto the investigated delivery fibers which were optimized using the coupled-mode theory in terms of fiber design and fiber production. The needed fiber tapers were directly implemented during fiber drawing and all required splices were developed beforehand. For fibers with a length of 100 m and with core diameters ranging between 30 and 60 μm ($NA = 0.22$) a nearly diffraction-limited beam quality ($M^2 \approx 1.3$) could be maintained. With increasing fiber length, a gradual degradation of the beam quality independent of the core diameter was observed, but still an M^2 of 2.1 could be measured for a fiber with a core diameter of 60 μm and a length of 380 m. The high-power suitability of the monolithic approach was demonstrated by transmitting 1 kW of power through a 100 m long fiber with a core diameter of 60 μm without the onset of stimulated Raman scattering while still maintaining a nearly diffraction-limited beam quality ($M^2 \approx 1.3$).

Furthermore, with regard to the delivery of ultrafast laser beams, two different kinds of inhibited-coupling guiding hollow-core photonic crystal fibers were analyzed regarding their polarization maintaining behavior – a hypocycloid-shaped 7-cell fiber with a Kagome lattice (K-7C) and a fiber with a single-ring tubular lattice consisting of eight capillaries (T-8). It was shown that a mismatch of the propagation constants of both orthogonally polarized LP_{01} -modes ($\delta n_{\text{eff}} \neq 0$) leads to a phase shift. To circumvent this, it was found that only one of the LP_{01} -modes should be excited by orienting the linear polarization of the injected beam either parallel or perpendicular to the plane of bending. If a mixture of both modes is excited, this will lead to a degradation of the polarization state during propagation. For both kinds of fiber the difference between the propagation constants δn_{eff} of the orthogonally polarized LP_{01} -modes, and hence the induced phase shift, increases with diminishing bending radius. This effect was predicted theoretically and was corroborated using numerical simulations and experimental results. It was shown that the induced phase shift in the K-7C fiber is about 5 times higher as compared to the T-8 fiber which is in good agreement with the numerical simulations.

1 Einleitung

Ein großer Vorteil von Festkörperlasern für die industrielle Fertigung ist die Möglichkeit der flexiblen faserbasierten Strahlführung [1], da für Laserwellenlängen um $1\ \mu\text{m}$ das Material der Wahl – Quarzglas – niedrige Verluste aufweist [2]. Daher bietet die faserbasierte Strahlführung im Gegensatz zur Freistrahpropagation eine Vielzahl fertigungstechnischer und wirtschaftlicher Vorteile [1]. Hierzu gehören beispielsweise das Entfallen zusätzlicher Umlenkelemente, die einfache Integrierbarkeit in Roboteranlagen und damit einhergehend vielseitigere Bearbeitungsmöglichkeiten, eine erhöhte Sicherheit durch Vermeidung der Freistrahpropagation beim Strahltransport sowie eine flexible Ansteuerung und Auslastung der Prozesse und Anlagen. Deshalb ist die faserbasierte Strahlführung von Multimodestrahlung heutzutage vor allem in der Makromaterialbearbeitung weit verbreitet [1] und soll in Zukunft auch für Laser mit beugungsbegrenzter Strahlqualität – sowohl für cw-Strahlung (engl.: *Continuous Wave*) als auch für gepulste und ultrakurz gepulste (UKP) Laserstrahlung – ermöglicht werden.

1.1 Motivation und Zielsetzung

Der Grundstein der modernen Fasertechnologie wurde 1966 durch Kao *et al.* [3] gelegt, auch wenn bereits seit Mitte des 19. Jahrhunderts bekannt war, dass Licht über Totalreflexion innerhalb eines Wasserstrahls [4] oder innerhalb dünner Glaszylinder [5] geführt werden kann. Die Gruppe um Kao [3] identifizierte Absorption und Streuung an Verunreinigungen des Glases als Hauptverlustquelle, welche bis dato die Strahlführung erheblich beschränkt haben und zu Verlusten von einigen hundert Dezibel pro Kilometer führten. Die Reinheit des Glases konnte in den folgenden Jahren durch Entwicklung neuer Herstellungsmethoden – vor allem über die „*Modified Chemical Vapor Deposition*“ (MCVD) – deutlich erhöht werden [6, 7], wodurch bereits 1970 Verluste unter 20 dB/km demonstriert werden konnten [8]. Hierdurch begann der Siegeszug der optischen Glasfaser, welche aus vielen Bereichen, wie der optischen Nachrichtentechnik, Medizintechnik, Sensorik, Beleuchtungstechnik sowie der industriellen Lasertechnik, nicht mehr wegzudenken ist [9].

Durch kontinuierliche Weiterentwicklung innerhalb der nächsten zehn Jahre konnten die Verluste bei einer Wellenlänge von 1550 nm, welche typischerweise für die Nachrichtentechnik verwendet wird [2], um zwei weitere Größenordnungen auf lediglich 0,2 dB/km reduziert werden [10]. Die niedrigsten heute demonstrierten Verluste liegen bei 0,14 dB/km [11] und sind damit nur unwesentlich niedriger als noch vor vierzig Jahren, was für die Nachrichtentechnik noch Vorteile bringt, nicht aber für die Strahlführung in der industriellen Lasermaterialbearbeitung, wo die erforderlichen Übertragungsstrecken deutlich kürzer sind. Die Verluste konvergieren hierbei gegen die physikalischen Grenzen, welche auf Rayleigh-Streuung im Bereich kürzerer Wellenlängen [12] und Absorptionsbanden im infraroten Spektralbereich [13] zurückzuführen sind.

In Hinblick auf den wachsenden Bedarf für die flexible faserbasierte Führung hochbrillanter Laserstrahlung in der industriellen Fertigung wurden verschiedene optische Glaserfasern untersucht. Während im cw-Bereich heutzutage meist klassische Stufenindexfasern Anwendung finden, können diese nicht für die Übertragung von UKP-Strahlung verwendet werden, da die hierbei vorherrschenden Pulsspitzenleistungen weit über der Schadensschwelle von Quarzglas liegen [14]. Folglich darf die Strahlführung nicht in einem festen Faserkern stattfinden, sondern der Laserstrahl muss in einem Kern aus Luft oder Vakuum geführt werden. Daher wird generell, wie auch im Rahmen dieser Arbeit, zwischen der Strahlführung von cw-Strahlung und UKP-Strahlung differenziert, da unterschiedliche Strahlführungskonzepte verwendet werden und hierbei sowohl die Anforderungen als auch Herausforderungen gänzlich verschieden sind.

1.2 Strahlführung von cw-Grundmodestrahlung

Die faserbasierte Strahlführung von cw-Multimodestrahlung im Multi-kW-Bereich über Strecken bis zu 100 m ist heute in der Makrobearbeitung bereits Stand der Technik. Typische Anwendungen sind hierbei das Schneiden und Schweißen von Metallen [1]. Diese Prozesse werden auch in der Mikromaterialbearbeitung verwendet, da bedingt durch die hohe Brillanz des Lasers die benötigten hohen Intensitäten auf dem Werkstück erzielt werden können [15]. Hierdurch wird das Präzisionsschneiden und -schweißen von Metallen wie Aluminium, Kupfer oder Edelstahl realisiert [16]. Des Weiteren ermöglicht cw-Grundmodestrahlung auch Prozesse in der additiven Fertigung, wie das selektive Laserschmelzen (engl.: *Selective Laser Melting*) [17].

Um Grundmodestrahlung auch nach Propagation durch eine Transportfaser erhalten zu können, werden Singlemodefasern verwendet, welche nur diese eine Mode führen können und in der Regel Kerndurchmesser im Bereich zwischen 7 und 10 μm aufweisen [2]. Für die in typischen Materialbearbeitungsprozessen notwendige Laserleistung ist die Verwendung solcher Singlemodefasern allerdings auf Längen von wenigen Metern beschränkt [1], da bedingt durch die hier vorhandenen hohen Feldstärken gepaart mit großen Wechselwirkungslängen innerhalb der Faser nichtlineare Effekte die Strahlführung limitieren [18]. Gegeben durch die große spektrale Bandbreite typischer Hochleistungs-Faser- [19] oder Scheibenlaserstrahlung [20] ist stimulierte Raman-Streuung (SRS) der dominierende nichtlineare Effekt [21]. Hierbei sorgt inelastische Streuung an optischen Phononen für eine Stokes-Verschiebung und damit zu einem Energietransfer hin zu größeren Wellenlängen [18].

Zur Unterdrückung von SRS kann der spektrale Anteil, welcher anfangs durch spontane Raman-Streuung verursacht wird, gezielt gefiltert werden, bevor es zu stimulierter Raman-Streuung kommt. Dies geschieht beispielsweise über resonante Kopplung der Stokes-Welle in einen den Faserkern umgebenden hochbrechenden Ring [22] beziehungsweise in einen zweiten Faserkern, welcher helixförmig um den ersten angeordnet ist [23], oder durch ein in die Fasern eingeschriebenes lang-periodisches Gitter [24]. Da all diese Ansätze jedoch auch zu Verlusten für die Signalwellenlänge führen [25] und die Faser nur für genau eine Wellenlänge ausgelegt werden kann, ist es zu bevorzugen SRS komplett zu umgehen. Hierzu kann die Schwellleistung P_{SRS} von stimulierter Raman-Streuung über

$$P_{\text{SRS}} = \frac{16 \cdot A_{\text{eff}} \cdot p}{g_r \cdot L_{\text{eff}}} \quad (1.1)$$

berechnet werden [26], wo A_{eff} die effektive Modenfläche bezeichnet, welche als Flächenintegral des elektrischen Feldes über den gesamten Faserquerschnitt definiert ist [2], p erweitert die Gleichung unter Berücksichtigung des Polarisationszustands und ist 1 für polarisierte und 2 für unpolarisierte Strahlung [27], g_r ist der Ramanverstärkungskoeffizient, welcher für Quarzglas typischerweise im Bereich um $1 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$ liegt [28] und die effektive Faserlänge

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.2)$$

berücksichtigt den Abfall der Leistung bei Propagation durch eine Faser der Länge L aufgrund der Dämpfung α [18], wodurch die effektive Wechselwirkungslänge sinkt [2].

Zur Reduktion von SRS konnte von Ballato *et al.* [29] gezeigt werden, dass der Ramanverstärkungskoeffizient g_r durch gezielte Beimischung anderer Gläser auf die Hälfte gesenkt werden kann. Allerdings wird vermutet, dass es hierdurch trotzdem nicht möglich ist, SRS komplett zu umgehen [25]. Außerdem kann die Beimischung anderer Gläser zu höheren Verlusten oder ungleichmäßigeren Brechzahlprofilen führen.

Die Schwellleistung P_{SRS} hängt also maßgeblich vom Verhältnis aus effektiver Modenfläche A_{eff} und Faserlänge L ab. Wodurch sich anhand von Gl. 1.1 die Schwellleistung P_{SRS} für eine 100 m lange konventionelle singlemodige Stufenindexfaser zu etwa 100 W abschätzen lässt, ungenügend für die üblichen Fertigungsprozesse mit cw-Lasern. Folglich muss der Faserkerndurchmesser und damit die Modenfläche erhöht werden, um eine faserbasierte Strahlführung von Grundmodestrahlung über 100 m im Multi-kW-Bereich zu ermöglichen.

1.2.1 Alternative Faserkonzepte

Um dennoch eine hochleistungstaugliche und flexible Singlemode-Strahlführung über große Strecken realisieren zu können, werden alternative Faserkonzepte benötigt, welche eine Vergrößerung der Modenfläche und dadurch eine höhere SRS-Schwelle bei gleichzeitigem Singlemode-Betrieb ermöglichen. Diese Konzepte werden im Folgenden vorgestellt, wobei sich dieser Abschnitt auf die wichtigsten und vielversprechendsten Vertreter beschränkt. Ein zusammenfassender Vergleich aller alternativen Faserkonzepte, inklusive der konventionellen singlemodigen Stufenindexfaser und dem Lösungsansatz dieser Arbeit, ist in Tab. 1.1 in Abschnitt 1.2.2 zu finden.

1.2.1.1 Low-NA Fasern

Um eine Stufenindexfaser mit großer Modenfläche zu realisieren, welche lediglich eine Mode führt – also eine V -Zahl kleiner 2,405 [30] aufweist – muss die numerische Apertur (NA) der Faser reduziert werden, da die V -Zahl durch

$$V = \frac{\pi}{\lambda} \cdot d_{\text{core}} \cdot NA \quad (1.3)$$

definiert ist, wobei λ der verwendeten Wellenlänge in Vakuum und d_{core} dem Faserkerndurchmesser entspricht [31]. Die Reduzierung der NA ist jedoch nicht

beliebig möglich, denn zum einen ist dies mit dem MCVD-Verfahren, welches den Stand der Technik für Stufenindexfasern darstellt, heutzutage fertigungstechnisch auf eine minimale NA von etwa 0,03 beschränkt [32]. Zum anderen steigt mit sinkender NA die Biegeempfindlichkeit der Faser, weshalb sich eine minimale numerische Apertur von ca. 0,06 empfiehlt, um die Faser noch flexibel verlegen zu können [33]. Laut Gl. 1.3 entspricht dies einem maximalen Kerndurchmesser von etwa 14 μm . Im Vergleich zu den eingangs erwähnten Singlemodefasern mit Kerndurchmessern zwischen 7 und 10 μm [2], kann hiermit die SRS-Schwelle nur um einen Faktor von bis zu 3,5 erhöht werden.

1.2.1.2 Multikernfasern

Da also der Durchmesser des Kerns begrenzt ist, besteht ein weiterer Ansatz darin, die Anzahl der Kerne zu erhöhen, um hierdurch die Feldstärke in jedem einzelnen Kern zu reduzieren. Indem durch geeignetes Design die Felder der einzelnen Kerne evaneszent gekoppelt werden (vgl. Abb. 1.1), kann eine einzelne transversale Supermode geführt werden [34]. Solche Multikernfasern lassen sich über eine Kombination aus klassischem MCVD-Verfahren und der *Stack-and-Draw*-Methode herstellen [34]. Die so produzierten Multikernfasern sind jedoch komplexer in der Herstellung als vergleichbare konventionelle Stufenindexfasern [35] und bieten laut Vogel [36] gegenüber diesen keinen wesentlichen Vorteil für den Grundmodestrahtransport. Im Gegensatz zu Stufenindexfasern wird allerdings in Multikernfasern die Modenfläche durch Faserbiegungen kaum reduziert [34], was ansonsten zu einer niedrigeren SRS-Schwelle führen würde (vgl. Gl. 1.1).

1.2.1.3 Leakage-Channel Fasern

Neben der bereits beschriebenen Filterung von SRS, können Fasern auch so ausgelegt werden, dass unerwünschte Moden über die Propagation gefiltert werden, indem die Verluste aller Moden höherer Ordnung (HOMs) im Vergleich zur Grundmode deutlich erhöht sind [37]. Solche Fasern werden als asymptotisch singlemodig bezeichnet und als bekanntester Vertreter sind *Leakage-Channel* Fasern (LCFs) zu nennen [36]. Hierbei führen Löcher im Fasermantel (vgl. Abb. 1.2) dazu, dass der mittlere Brechungsindex im Mantel niedriger ist als der Brechungsindex im Faserkern, wodurch als Strahlführungsmechanismus eine modifizierte Form der Totalreflexion (engl.: *Modified Total Internal Reflection*) vorliegt [38]. Gleichzeitig sorgen Lücken zwischen den Löchern dafür, dass HOMs aus dem Kern gefiltert

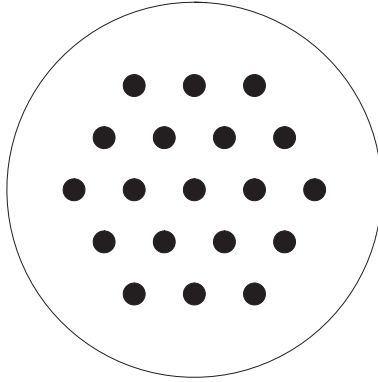


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Multikernfaser, bestehend aus 19 Kernen (basierend auf [34]).

werden [39]. Diese Filterung über das „Modensieb“ [38] kann zudem noch durch resonante Kopplung mit Moden im Mantel verstärkt werden [40].

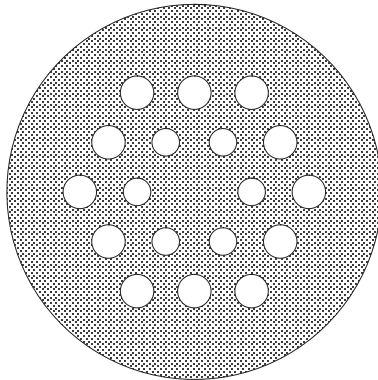


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Leakage-Channel Faser, bestehend aus 18 Löchern im Fasermantel (basierend auf [36]).

Wong *et al.* [41] konnten zu diesem Faserkonzept erstmalig eine mikrostrukturierte Faser mit Luftlöchern im Fasermantel demonstrieren, welche biege-resistent ist und nur die Grundmode effektiv führt. Das Einbringen der Löcher kann hierbei direkt über Ultraschallbohren [42] realisiert werden oder über die Stack-and-Draw-Methode [40], indem Glaskapillaren und Glasstäbe zusammengestapelt werden.

Auch die Herstellung von Fasern ohne Löcher ist möglich, indem die Löcher durch niedrigbrechendes Material ersetzt werden, wodurch die Reproduzierbarkeit in der Herstellung steigt und die Fasern einfacher geclavt, gespleißt oder getapert werden können [43].

1.2.1.4 Multi-Trench Fasern

Für die Filterung höherer Moden wird nicht zwangsweise das in LCFs verwendete Modensieb benötigt, denn in *Multi-Trench* Fasern reicht zur Unterdrückung von HOMs bereits eine resonante Kopplung von unerwünschten Moden im Faserkern mit Moden im Mantel aus [44]. In diesen Fasern besteht der Fasermantel aus alternierend niedrig- und hochbrechenden Schichten, wobei die hochbrechenden Bereiche die gleiche Brechzahl wie der Faserkern aufweisen (vgl. Abb. 1.3). Dieses radialsymmetrische Brechzahlprofil lässt sich mittels MCVD herstellen und bietet im Vergleich zu LCFs den Vorteil, dass die Propagationseigenschaften der Fasermoden keine Richtungsabhängigkeit der Faserbiegung aufweisen. Durch Optimierung des Faserdesigns können niedrige Verluste und ein Singlemode-Betrieb auch für gebogene Fasern realisiert werden [45].

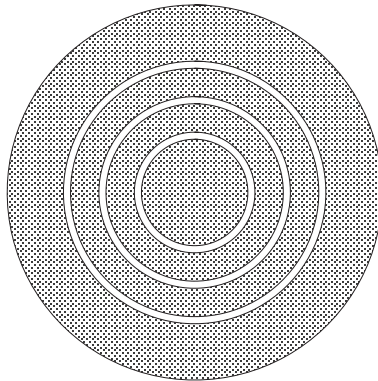


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Multi-Trench Faser, bestehend aus drei niedrigbrechenden Ringen im Fasermantel (basierend auf [45]).

1.2.1.5 Bragg-Fasern

Werden anstatt niedrigbrechender Ringe wie in Multi-Trench Fasern hochbrechende Ringe in den Fasermantel eingebracht (vgl. Abb. 1.4 (a)), eröffnet sich im Gegensatz zur Totalreflexion ein gänzlich neuer Strahlführungsmechanismus [46]. Ähnlich eines Halbleiters lassen sich auch in optischen Fasern verbotene Zustände generieren, so dass Licht einer bestimmten Wellenlänge lediglich im Faserkern, nicht aber im Fasermantel, geführt werden kann – die photonische Bandlücke (PBG) [47].

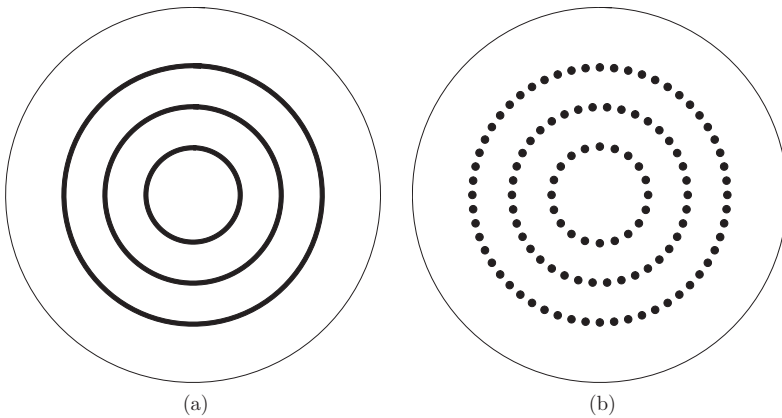


Abbildung 1.4: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus einer Bragg-Faser, bestehend aus drei hochbrechenden Ringen im Fasermantel (basierend auf [48]). (b) Schematische Darstellung des Aufbaus einer Pixelated Bragg-Faser, bestehend aus drei ringförmig angeordneten hochbrechenden Bereichen im Fasermantel (basierend auf [49]).

Die erste experimentelle Demonstration solch einer *Bragg-Faser* mit Singlemode-Propagation gelang Brechet *et al.* im Jahre 2000 [50]. Bragg-Fasern lassen sich im Gegensatz zu LCFs oder Multikernfasern standardmäßig durch das MCVD-Verfahren herstellen [48], wobei auch die Herstellung mittels alternativer Produktionsmethoden wie der *Powder-in-Tube*-Methode [51] demonstriert werden konnte. Im Laufe der Jahre wurden die Designs optimiert und die Modenfläche weiter vergrößert [52]. Die Verluste konnten auf wenige Dezibel pro Kilometer gesenkt werden [48], bei gleichzeitig niedriger Biegeempfindlichkeit in Bezug auf die Reduktion der Modenfläche im Vergleich zu Stufenindexfasern [53]. Auch eine Kombination aus Bragg-Faser und Filterung höherer Moden über ein Modensieb ist denkbar, wie in sogenannten „*Pixelated*“ Bragg-Fasern (vgl. Abb. 1.4 (b)) [49].

1.2.2 Forschungsbedarf

Es gibt also bereits eine Vielzahl an alternativen Faserkonzepten, allerdings sind diese, bedingt durch ihren meist komplexen Aufbau, teure Herstellung, verlustbehaftete Strahlführung und schwierige Implementierbarkeit in bestehende Systeme, ungeeignet für den Strahltransport von Hochleistungslaserstrahlung in Fertigungsanlagen. Ziel ist es daher, eine einfache, robuste und kostengünstige Lösung für die flexible Führung von hochbrillanter Hochleistungs-cw-Strahlung zu finden.

Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit der Grundmodestrahtransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern untersucht und die Ergebnisse sind in Kapitel 2 dargelegt. Wenn eine Faser mehr als eine Mode unterstützt und daher definitionsgemäß nicht mehr singlemodig ist, ist es trotzdem möglich, durch gezielte Anregung der Grundmode lediglich diese zu führen und hierdurch eine beugungsbegrenzte Strahlqualität beibehalten zu können [54], indem der Energieaustausch zwischen den Moden – die sogenannte Modenmischung – unterdrückt wird [36].

		Modenfläche	Biegeempfindlichkeit	Herstellung	Handhabung
Konventionell	Singlemodige Stufenindexfasern	○	●	●	●
Alternative Faserkonzepte	Low-NA Fasern	☉	☉	☉	●
	Multikernfasern	☉	☉	☉	☉
	Leakage-Channel Fasern	●	☉	☉	○
	Multi-Trench Fasern	●	☉	●	☉
	Bragg-Fasern	☉	●	●	☉
Lösungsansatz	Multimodige Stufenindexfasern	●	☉	●	●

Tabelle 1.1: Vergleich der unterschiedlichen Faserkonzepte bezüglich Modenfläche der geraden Faser, Biegeempfindlichkeit in Hinsicht auf Verluste und Reduktion der Modenfläche, Herstellung der *Preform* und der Faser sowie Handhabung der Faser (cleaven, spleißen oder tapern) (● = sehr gut, ◐ = gut, ☉ = befriedigend, ☹ = ausreichend, ○ = mangelhaft).

Wie Tab. 1.1 anschaulich zeigt, besitzt der Lösungsansatz dieser Arbeit gegenüber konventionellen Fasern als auch gegenüber alternativen Faserkonzepten, einige entscheidende Vorteile. Die Erhöhung der Modenfläche bei gleichzeitiger Erhaltung einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität, konnte bereits für hochgradig multimodige Stufenindexfasern mit Kerndurchmessern von mehreren zehn bis einigen hundert Mikrometern demonstriert werden (vgl. Abschnitt 2.1). Zur Vollständigkeit muss allerdings erwähnt werden, dass eine Biegung der Faser mit derart großen Kerndurchmessern in einer Reduktion der Modenfläche und damit in einer Verringerung der SRS-Schwelle resultiert. Allerdings führt die Faserbiegung hier, im Gegensatz zu den vorgestellten alternativen Faserkonzepten, zu keiner merklichen Erhöhung der Propagationsverluste.

Neben den allgemein niedrigen Verlusten besitzen Stufenindexfasern gegenüber anderen Faserkonzepten noch weitere Vorteile. Die niedrige Komplexität führt zu einem einfachen und gut kontrollierbaren Herstellungsprozess der Preform wie auch der Faser. Hieraus resultieren niedrige Kosten gepaart mit einer geringen Fehlerquote und einer hohen Designtreue. Ein letzter großer Vorteil ist, gerade wenn es um den Aufbau von Strahlführungssystemen geht, dass Stufenindexfasern beziehungsweise Vollmaterialfasern im Allgemeinen einfach mit Spleißverbindungen gefügt werden können. Dies ermöglicht den Aufbau vollmonolithischer Systeme, wie sie in Abschnitt 2.3 benötigt werden, und bietet eine einfache Implementierbarkeit in bereits bestehende Fertigungsanlagen.

1.3 Strahlführung von UKP-Strahlung in Hohlkernfasern

In der Lasermaterialbearbeitung eignen sich UKP-Laser bedingt durch ihre hohen Pulsspitzenleistungen und Pulsenergien für eine Vielzahl von Anwendungen und Materialien. Hierzu gehört unter anderem das Bohren von Löchern mit großem Aspektverhältnis, das Schneiden verschiedenster Materialien mit hoher Qualität und hohem Durchsatz oder die Strukturierung von Oberflächen [55–57]. Bedingt durch die hohen Pulsspitzenleistungen von UKP-Strahlung, welche einen soliden Kern aus Quarzglas unweigerlich zerstören würden [14], muss zur Strahlführung ein hohler Faserkern (HC) aus Luft oder Vakuum verwendet werden. Folglich kommt für Hohlkernfasern im Gegensatz zu Vollmaterialfasern Totalreflexion als Strahlführungsmechanismus nicht in Betracht. Es existieren allerdings zwei alternative Führungsmechanismen in sogenannten photonischen Kristallfasern (PCFs) mit hoh-

lem Faserkern – entweder ebenfalls unter Verwendung einer photonische Bandlücke wie in Bragg-Fasern oder über „*Inhibited-Coupling*“ (IC) [58].

1.3.1 Photonische Kristallfasern

Ein photonischer Kristall besteht im Gegensatz zu einem „klassischen“ Kristall nicht aus einer periodischen Anordnung an Atomen oder Molekülen, sondern aus periodisch angeordneten dielektrischen Schichten [47]. Photonische Kristalle gibt es in einer, zwei oder drei Dimensionen, wobei im Bereich der optischen Fasern lediglich ein- oder zweidimensionale Kristalle in Betracht kommen, da photonische Kristallfasern in Propagationsrichtung keine Kristallstruktur aufweisen. Der eindimensionale Fall entspricht hierbei der in Abschnitt 1.2.1.5 behandelten Bragg-Faser, lässt sich aber für Hohlkernfasern aufgrund des benötigten hohen Brechzahlunterschieds mittels MCVD nicht mit Quarzglas realisieren [59]. Daher wird für HC-PCFs mittels Stack-and-Draw-Methode [60] eine trianguläre Struktur bestehend aus hohlen Kanälen erzeugt, wodurch der benötigte hohe Brechzahlunterschied bei gleichzeitig hoher mechanischer Stabilität erzielt werden kann [59]. Zur Vollständigkeit soll hier noch erwähnt werden, dass die in Abschnitt 1.2.1.3 vorgestellten Leakage-Channel Fasern ebenfalls zur Gruppe der photonischen Kristallfasern gehören, auch wenn hierbei die Strahlung im festen Faserkern über modifizierte Totalreflexion geführt wird [38].

1.3.1.1 Photonische Bandlücke

Anfang der 90er Jahre entstand die Idee, dass es möglich sein muss, Licht in einem hohlen Kern einer Faser „gefangen“ zu halten [38]. Dieser Mechanismus in Form einer zweidimensionalen photonischen Bandlücke wurde 1995 von Birks *et al.* [61] theoretisch begründet. Die erste hergestellte photonische Kristallfaser [60] besaß noch einen festen Kern umgeben von 216 Löchern [39] und führte Licht über modifizierte Totalreflexion [62]. Ein Jahr nach dem experimentellen Nachweis einer „*Out-of-Plane*“ photonischen Bandlücke in einer zweidimensionalen PCF [63] gelang 1999 die erste Demonstration einer Hohlkernfaser (vgl. Abb. 1.5), in der das Licht bei bestimmten Wellenlängen in sogenannten Transmissionsbändern auf den hohlen Kern beschränkt geführt wird, mit Verlusten von einigen Dezibel pro Zentimeter [64].

Die Verluste wurden im Laufe der Jahre durch Erhöhung des Luft/Quarzglas-Verhältnisses [65] und Vergrößerung des Faserkerns [66] reduziert. Die niedrigsten

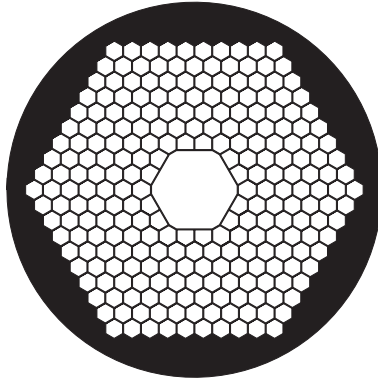


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung des Aufbaus einer PBG HC-PCF, bestehend aus einem hexagonalen Gitter im Fasermantel, bei dem 19 Fehlstellen den Faserkern bilden (basierend auf [67]).

bis heute demonstrierten Verluste einer PBG HC-PCF konnten bereits 2004 mit 1,7 dB/km bei einer Wellenlänge von 1565 nm und einer Bandbreite des Transmissionsbands von etwa 20 nm [67] gezeigt werden. In einer nachfolgenden Publikation [66] wurde über Verluste von 1,2 dB/km bei einer ähnlichen Struktur der Faser berichtet, allerdings ohne Angabe des spektralen Verhaltens, der Faserlänge oder der genauen Struktur. Begrenzend ist hierbei die Streuung an der rauen Glasoberfläche, hervorgerufen durch im Quarzglas eingefrorene Schwingungen (engl.: *Surface Capillary Waves*), welche während des Ziehprozesses entstehen [66].

1.3.1.2 Inhibited-Coupling

Parallel zu den Entwicklungen von Hohlkernfasern mit photonischer Bandlücke wurde 2002 von Benabid *et al.* [68] die Entdeckung gemacht, dass auch ohne Existenz einer Bandlücke in einer Faser mit Kagome-Gitter im Fasermantel eine Strahlführung im hohlen Faserkern möglich ist. Hierbei lässt sich die Transmission mit moderaten Verlusten über ein extrem breites Spektrum von mehreren Oktaven realisieren [69]. Beim Inhibited-Coupling genannten Strahlführungsmechanismus liegt eine Fehlanpassung des elektrischen Feldes in transversaler Richtung zwischen Kern- und Mantelmoden vor, wodurch deren Interaktion reduziert wird [70]. Durch eine hypozykloide Kontur des Faserkerns (vgl. Abb. 1.6) kann diese Fehlanpassung stark erhöht werden, indem der Überlapp zwischen Kern- und Mantelmoden weiter reduziert wird [71]. Hiermit war es möglich, die Verluste drastisch auf einen Wert

von 8,5 dB/km bei einer Wellenlänge von 1030 nm zu senken [72], was zwar noch leicht über den von Mangan *et al.* [67] berichteten Ergebnissen bei einer PBG HC-PCF liegt, die Breite des Transmissionsbands der IC HC-PCF ist mit 225 nm allerdings um eine Größenordnung höher [72].

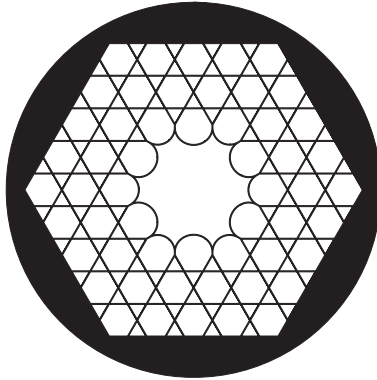


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des Aufbaus einer IC HC-PCF, bestehend aus einem Kagome-Gitter im Fasermantel, bei dem sieben Fehlstellen den Faserkernen mit hypozyklischer Kernkontur bilden (basierend auf [73]).

Neben einer Faser mit hypozyklischer Kernkontur und Kagome-Gitter im Mantel wurde von Pryamikov *et al.* [74] ein weiteres Design vorgeschlagen, welches lediglich aus einem Ring aus Kapillaren im Fasermantel besteht. Entscheidenden Einfluss auf die Transmissionsverluste hat hierbei der Knotenpunkt zwischen zwei Kapillaren [75], welcher bei Fasern mit Kagome-Gitter inhärent mit dem Herstellungsprozess verbunden ist [73]. Für eine Faser, welche komplett frei von Knotenpunkten ist (vgl. Abb. 1.7 (a)), konnten Debord *et al.* [76] Verluste von lediglich 7,7 dB/km bei einer Wellenlänge von 750 nm demonstrieren. Hier wurde auch gezeigt, dass es möglich ist, Fasern mit einer Breite des Transmissionsbands von mehr als einer Oktave und Verlusten zwischen 10 und 20 dB/km über einen Wellenlängenbereich zwischen 600 und 1200 nm herstellen zu können.

Mit einem verschachtelten (engl.: *Nested*) tubularen Aufbau (vgl. Abb. 1.7 (b)) konnten Bradley *et al.* [77] Transmissionsverluste von lediglich 1,3 dB/km über eine Faserlänge von 500 m bei einer Wellenlänge von 1450 nm zeigen. Durch Reduktion der Stegbreite der Quarzglasstruktur, wodurch im verwendeten Wellenlängenbereich statt dem zweiten nun das erste Transmissionsband genutzt wird, konnte die Gruppe um Bradley [78] die Verluste nochmals um die Hälfte senken. Sie demons-

trierten hierbei einen Rekordwert der Transmissionsverluste für Hohlkernfasern von 0,65 dB/km über einen Wellenlängenbereich von 1520 bis 1640 nm bei einer Faserlänge von 1,23 km. Des Weiteren konnten sie ihr Design auf eine Wellenlänge von 1100 nm adaptieren und hierbei minimale Verluste von 2,5 dB/km zeigen, bei Verlusten kleiner 4 dB/km über eine Bandbreite von 192 nm [79].

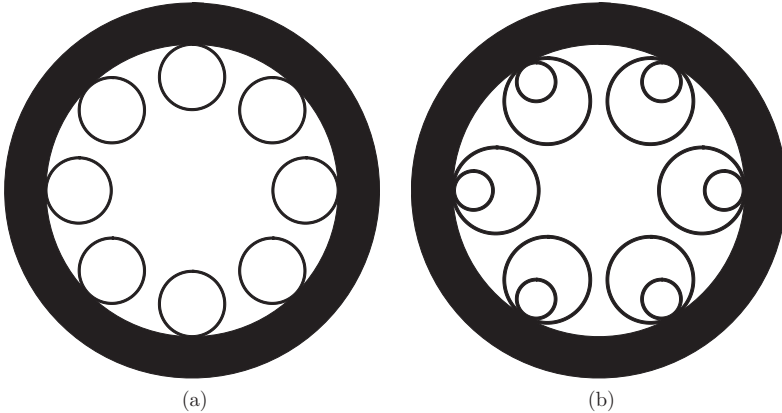


Abbildung 1.7: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus einer IC HC-PCF mit tubularem Aufbau, bestehend aus acht Kapillaren im Fasermantel (basierend auf [76]). (b) Schematische Darstellung des Aufbaus einer IC HC-PCF mit verschachteltem tubularem Aufbau, bestehend aus sechs antiresonant designten Kapillaren im Fasermantel (basierend auf [79]).

Wie auch für PBG HC-PCFs sind für IC HC-PCFs heutzutage Streuverluste an der Quarzglasoberfläche der limitierende Faktor in Bezug auf die minimal erzielbaren Transmissionsverluste [58].

1.3.2 Forschungsbedarf

Limitierend für den Strahltransport von Hochleistungs-UKP-Strahlung sind aufgrund des hohlen Kerns nicht nichtlineare Effekte wie SRS, sondern der Überlapp zwischen dem im Faserkern und im umgebenden Quarzglas geführten Licht. Je niedriger dieser ist, desto höher liegt die Schadensschwelle [80]. Während in PBG HC-PCFs ein Überlapp im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-3} vorliegt [81], kann dieser für IC HC-PCFs um mehrere Größenordnungen auf 10^{-4} bis 10^{-6} gesenkt werden [73, 76]. Dieser niedrige Überlapp gepaart mit ihren großen Kerndurchmessern führte zum Durchbruch der faserbasierten Strahlführung mittels IC HC-PCFs im

UKP-Bereich [58]. Hierzu konnte die Hochleistungstauglichkeit für Wellenlängen um $1\ \mu\text{m}$ sowohl für Pulsdauern im Piko- [82] also auch im Femtosekundenbereich [83] demonstriert werden, mit Pulsspitzenleistungen im GW-Bereich und mittleren Leistungen um 200 W bei einer Transmissionseffizienz zwischen 85 und 93 % [14].

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fasern wurden vom XLIM Research Institute in Limoges, Frankreich entwickelt, hergestellt und bereits umfassend auf ihre Transmissionsverluste und Modenzusammensetzung untersucht. Daher wurde sich innerhalb einer internationalen Kooperation mit dem XLIM auf den Aspekt der Polarisation konzentriert, da abgesehen von der für den Prozess zur Verfügung stehenden Leistung, Wellenlänge oder Pulsdauer gerade im Bereich der Mikromaterialbearbeitung die Polarisation des Laserstrahls einen entscheidenden Parameter darstellt [1]. Da UKP-Laser einen polarisierten Laserstrahl emittieren, ist es von besonderem Interesse, diesen Polarisationszustand bei der Propagation durch eine Hohlkernfaser zu erhalten. Des Weiteren eröffnet ein definierter Polarisationszustand abseits einer höheren Prozesseffizienz auch die Möglichkeit den Polarisationszustand gezielt durch optische Elemente zu manipulieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern untersucht, deren Ergebnisse in Kapitel 3 gezeigt sind.

2 Untersuchungen zum Grundmodestrahltrahtransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern

Dieses Kapitel behandelt die Untersuchungen zur Strahlführung von Grundmodestrahlung in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern. Nach einem Überblick über den Stand der Technik in diesem Forschungsbereich gliedert sich das Kapitel in zwei Abschnitte, in denen jeweils ein Aspekt detailliert beleuchtet wird. Zuerst wird der Einfluss des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung betrachtet, bevor anschließend die Limitierungen bezüglich der verwendbaren Faserlänge untersucht werden. Beide Abschnitte sind gleich aufgebaut und nach einem kurzen Überblick und Beschreibung der Zielsetzung wird die Forschungsfrage herausgearbeitet. Zur Beantwortung dieser wurden numerische Simulationen gefolgt von experimentellen Untersuchungen durchgeführt. Schließlich werden die Ergebnisse zusammengefasst und die Forschungsfrage abschließend beantwortet.

2.1 Stand der Technik

In Hinblick auf den Grundmodestrahltrahtransport in hochgradig multimodigen Fasern wird der Stand der Technik für Stufenindexfasern betrachtet, um daraus die Anforderungen wie auch die Rahmenbedingungen abschätzen zu können. Einige wenige Arbeiten haben sich bereits mit dem Thema des Grundmodestrahltrahports in Multimodefasern für verschiedene Faserkerndurchmesser und Faserlängen beschäftigt. Da die Untersuchungen bei verschiedenen Wellenlängen und numerischen Aperturen der Fasern durchgeführt wurden, werden im Folgenden die Ergebnisse mittels der V -Zahl (vgl. Gl. 1.3) normiert, um verglichen werden zu können.

In der Literatur finden sich unterschiedliche Abgrenzungen, bis wann noch von Erhaltung von Grundmodestrahlung gesprochen werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wird dies über die Beugungsmaßzahl M^2 quantifiziert. Diese Bewertungsmethode haben auch Stacey *et al.* [84] genutzt und konnten nach Propagation durch eine 20 cm lange Faser mit einem Kerndurchmesser von 300 μm ein M^2 von 1,1 messen.

Hieraus folgt, dass beinahe ausschließlich nur die Grundmode der Faser – die LP_{01} – angeregt wurde und lediglich in vernachlässigbarem Maße höhere Fasermode.

Die Gruppe um Hurand [85] hat eine weit umfassendere Untersuchung für eine Vielzahl verschiedener Faserparameter durchgeführt und konnte für einen Faserkerndurchmesser von $100\ \mu\text{m}$ bei einer Faserlänge von 2 m noch ein M^2 von 1,6 demonstrieren. Auch wenn hier nicht mehr von beugungsbegrenzt oder nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität gesprochen werden kann, ist die Beugungsmaßzahl verglichen mit dem nominellen M^2 -Wert, welcher bei gleichmäßiger Anregung aller Fasermode mit

$$M_{\text{nom}}^2 = \frac{\pi \cdot d_{\text{core}} \cdot NA}{2\lambda} \quad (2.1)$$

einen Wert von etwa 55 ergibt [86], um weit mehr als eine Größenordnung kleiner.

Vogel [36] analysierte Fasern mit Längen zwischen 3 und 20 m. Die Untersuchungen ergaben für Fasern mit einem Kerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$ bei einer NA von 0,06 und einer Faserlänge von 10 m ein M^2 von 1,12 und damit die Erhaltung beugungsbegrenzter Strahlung. Für eine Faser mit einer höheren NA von 0,22 wurde bei einem Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ noch ein M^2 im Bereich von 1,3 bis 1,5 demonstriert, was zeigt, dass bereits ein signifikanter Anteil höherer Mode angeregt wurde. Die Faserlänge für dieses Ergebnis ist jedoch nicht genauer spezifiziert, es wird lediglich von einigen Metern gesprochen.

Fermann [87] nutzt zur Bewertung der Strahlqualität den Begriff Singlemode-Propagationslänge, womit die Faserlänge beschrieben wird, bei der ein Leistungsanteil von weniger als $1/e^2$ in höheren Mode vorliegt [88]. Es wurden Fasern mit Längen zwischen 10 cm und 100 m untersucht, wobei für einen Faserkerndurchmesser von $45\ \mu\text{m}$ eine Singlemode-Propagationslänge von 23,5 m ermittelt werden konnte [87], welche bei gradueller Anregung von höheren Mode über die Propagation einem M^2 von 1,39 entspricht (vgl. hierzu das Modell in Abschnitt 2.3.3.1).

Solch einen Ansatz zur Bewertung der experimentellen Ergebnisse verwendete auch Shaklan [89,90], welcher den Leistungsanteil jeder Mode einzeln gemessen hatte. Für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $8,3\ \mu\text{m}$ wurde nach 100 m Faserlänge ein Leistungsanteil von jeweils 1 % in den Mode LP_{11} und LP_{21} gemessen. Bei gleichem Kerndurchmesser mit einer Faserlänge von 500 m hatte sich der Leistungsanteil in der LP_{11} -Mode auf 5 % erhöht und es konnte ein Leistungsanteil von 1 % in der LP_{12} -Mode gemessen werden. Für diese Parameter resultiert im Mittel ein M^2 von

1,15 und 1,35 für die Faserlängen von 100 beziehungsweise 500 m (vgl. hierzu das Modell in Abschnitt 2.3.3.1).

Für eine Faser mit einer Länge von 100 m bei einem Kerndurchmesser von 30 μm , welche inklusive Polarisationsentartung 12 Moden unterstützt, konnten Negel *et al.* [91] die Erhaltung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität demonstrieren. Verwendet wurde für diese Arbeit ein monolithischer Aufbau, mit dem bei einer Ausgangsleistung von 800 W am Ende der Faser eine Beugungsmaßzahl von 1,35 gemessen werden konnte. Limitierend war bei diesem Ansatz das Einsetzen stimulierter Raman-Streuung bei Ausgangsleistungen größer als 780 W.

Zusammenfassend sind diese Ergebnisse aus der Literatur in Tab. 2.1 mit allen wichtigen Parametern aufgeführt und in Abb. 2.1 sind diese Ergebnisse normiert über die V -Zahl grafisch dargestellt.

Referenz	Kerndurchmesser	Faserlänge	NA	Wellenlänge	M^2
Stacey <i>et al.</i> [84]	300 μm	0,2 m	0,389	1550 nm	1,1
Hurand <i>et al.</i> [85]	100 μm	2 m	0,22	633 nm	1,6
Vogel [36]	30 μm	10 m	0,06	1050 nm	1,12
Fermann [87]	45 μm	23,5 m	0,13	1550 nm	1,39*
Shaklan [89,90]	8,3 μm	100 m	0,11	488 nm	1,14*
Shaklan [89,90]	8,3 μm	500 m	0,11	488 nm	1,35*
Negel <i>et al.</i> [91]	30 μm	100 m	0,056	1085 nm	1,35

Tabelle 2.1: Stand der Technik zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern (* über Modell aus Abschnitt 2.3.3.1 berechnet).

Es wird deutlich, dass für den Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern ein Zusammenhang zwischen der Faserlänge und der V -Zahl und damit auch dem Faserkerndurchmesser besteht. Hierzu zeigt die im doppeltlogarithmischen Diagramm eingezeichnete Trendlinie, dass die V -Zahl mit steigender Faserlänge abnimmt. Anhand dieses Diagramms werden im Folgenden die Forschungsziele zur Bestimmung des Einflusses des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung und zur Bestimmung der Limitierungen bezüglich der Faserlänge abgesteckt.

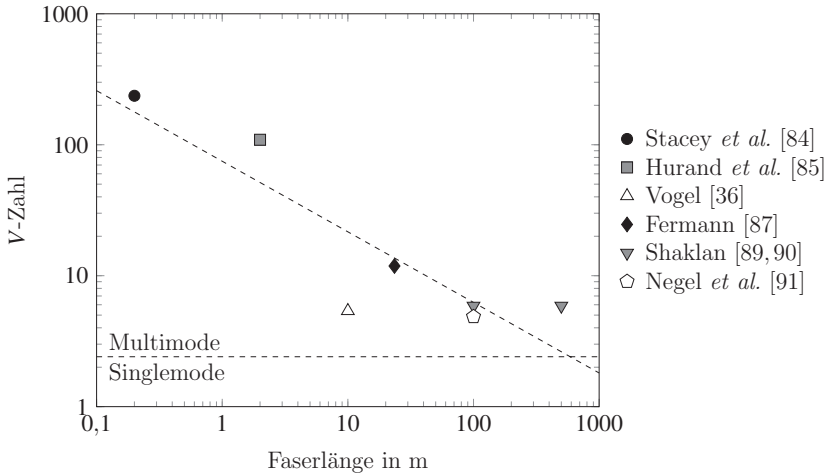


Abbildung 2.1: Stand der Technik zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern. Es sind die V -Zahlen der verwendeten Multimodefasern über der Faserlänge doppeltlogarithmisch aufgetragen, eingezeichnet sind außerdem eine Trendlinie sowie die Bereiche für Singlemode und Multimode, quantifiziert durch eine V -Zahl von 2,405.

2.2 Einfluss des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung

Inhalt dieses Abschnitts ist die Untersuchung des Einflusses des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung, deren Ergebnisse zudem bereits in [92] veröffentlicht sind. Nach Definition der Forschungsfrage werden zu Beginn die Ergebnisse numerischer Simulationen zur Faserauslegung gezeigt, bevor anschließend die durchgeführten Experimente und deren Ergebnisse beschrieben werden. Diese beinhalten die Untersuchungen zum Einfluss des Modenüberlapps und der Faserbiegung auf die Strahlqualität sowie die Limitierungen aufgrund von stimulierter Raman-Streuung. Abschließend werden die Ergebnisse gegenüber dem Stand der Technik eingeordnet.

2.2.1 Überblick und Zielsetzung

Im Allgemeinen hängt die Kopplung zwischen zwei Moden vom Unterschied ihrer Propagationskonstanten – dem effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} – ab [93]. Sinkt

dieser Modenabstand, nimmt die Kopplung der Moden zu und es tritt eine Degradierung der Strahlqualität auf. Kopplung kann zwischen allen Moden auftreten, ist aber zwischen benachbarten Moden im Modenspektrum der Faser dominant und nimmt mit steigendem Modenabstand stark ab [93]. Daher wird hier zu Beginn ein vereinfachter Ansatz verwendet, der sich auf die Kopplung zwischen der Fasergrundmode und der nächsthöheren Mode – die LP_{11} – beschränkt, welche in Stufenindexfasern den kleinsten effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} zur LP_{01} -Mode besitzt.

In polarisationserhaltenden Fasern wird zur Unterdrückung von Kopplung zwischen den zwei orthogonalen Polarisationszuständen der Grundmode typischerweise ein Modenabstand im Bereich von $1 \cdot 10^{-4}$ bis $6 \cdot 10^{-4}$ gewählt [94]. Im HOM-Konzept zur Vergrößerung des Modenquerschnitts wird angenommen, dass abhängig von den experimentellen Bedingungen für einen Wert von Δn_{eff} kleiner $1,5 \cdot 10^{-4}$ Modenmischung auftreten kann [95]. Hierauf stützen sich auch die Arbeiten von Vogel [36] und Negel *et al.* [91], welche annehmen, dass dieser Ansatz verwendet werden kann, um die Modenmischung zwischen Transversalmoden in Multimodefasern zu verhindern. In diesen Arbeiten wurde daher die Annahme getroffen, dass die Kopplung von der Grundmode LP_{01} zur nächsthöheren Mode LP_{11} in Stufenindexfasern unterdrückt werden kann, wenn sich ihre Propagationskonstanten um mehr als $1 \cdot 10^{-4}$ unterscheiden. Eine experimentelle Validierung steht jedoch noch aus. Des Weiteren gibt es auch bei denen im Stand der Technik aufgezeigten Ergebnissen (vgl. Tab. 2.1) keine detaillierte Analyse, aus der der minimal benötigte effektive Brechzahlunterschied Δn_{eff} eindeutig hervorgeht.

2.2.1.1 Forschungsfrage

Ziel dieses Abschnitts ist es daher die Forschungsfrage zu beantworten, welches der minimale effektive Brechzahlunterschied Δn_{eff} ist, um Modenmischung zwischen der Grundmode und höheren Fasern in Stufenindexfasern zu verhindern und damit eine gute Strahlqualität erhalten zu können. Des Weiteren sollen der Einfluss der Fasereinkopplung und der Biegebedingungen auf die Strahlqualität des transmittierten Strahls untersucht werden sowie die Limitierungen aufgrund von simulierter Raman-Streuung.

Wie in Abb. 2.2 eingezeichnet, war das Ziel der in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchung die Analyse der Limitierungen für Fasern mit einer Länge zwischen 5 und 10 m, da diese Faserlängen für einige industrielle Anwendungen bereits ausreichend sind. Da mit steigendem Faserkerndurchmesser der Modenabstand Δn_{eff}

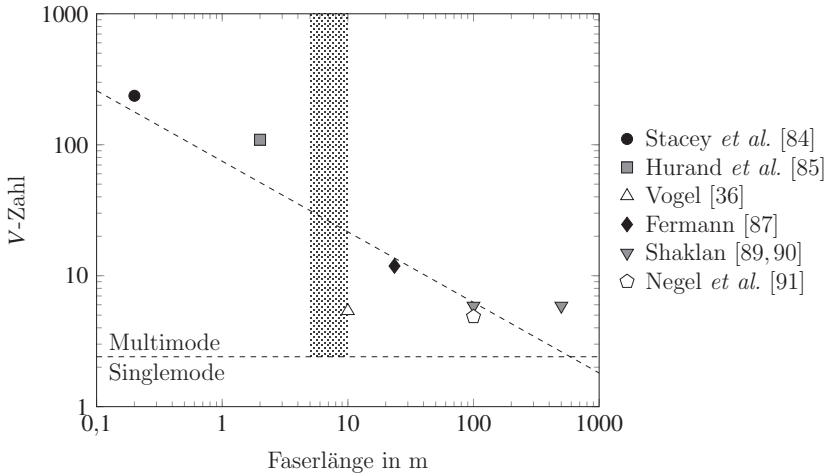


Abbildung 2.2: Stand der Technik zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern inklusive Zielsetzung dieses Abschnitts (Fläche) für Faserlängen zwischen 5 und 10 m.

sinkt [91], wurde durch Variation des Faserkerndurchmessers der Einfluss des Modenabstands Δn_{eff} auf die Modenmischung untersucht. Ausgehend war hierbei ein minimaler Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$, da Fermann [87] und Vogel [36] hierzu für ähnliche Faserlängen bereits die Erhaltung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität demonstrieren konnten. Zur Evaluierung der Grenzen wurde der Faserkerndurchmesser schrittweise erhöht, bis die Modenmischung nicht mehr unterdrückt werden konnte. Hieraus wurde der minimal benötigte effektive Brechzahlunterschied Δn_{eff} bestimmt.

2.2.2 Numerische Simulationen

In Stufenindexfasern sind der Kerndurchmesser und die numerische Apertur maßgeblich für die Propagationseigenschaften der Faser verantwortlich. Letztere wurde in diesen Untersuchungen konstant gehalten, wohingegen der Faserkerndurchmesser variiert wurde. Durch Änderung des Gesamtfaserdurchmessers konnten somit aus einer Preform Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern und folglich unterschiedlichen effektiven Brechzahlunterschieden zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} hergestellt werden. Aus der Literatur ist bereits bekannt, dass für große Kerndurch-

messer der Modenabstand Δn_{eff} beinahe unabhängig von der numerischen Apertur der Faser ist [91]. Daher wurde für die Preform eine Standard- NA von 0,111 gewählt, welche einen kontrollierten Herstellungsprozess mit geringen Fertigungstoleranzen garantierte.

Für die Bestimmung des Einflusses des Kerndurchmessers auf den Modenabstand wie auch zur Berechnung der Modenfläche, wurden numerische Simulationen mit COMSOL Multiphysics, welches die Helmholtz-Gleichung numerisch löst [96], durchgeführt. Mittels Finiter-Elemente-Methode (FEM) und geeigneter Randbedingungen [36] wurde der Faserquerschnitt diskretisiert und der sich ergebende Satz aus Differentialgleichungen numerisch gelöst, um die Eigenlösungen des Systems zu finden [97]. Hierüber lässt sich unter anderem die Anzahl der geführten Fasermode bestimmen. Bei einer Faser mit der verwendeten NA von 0,111 und dem niedrigsten Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$ ergeben sich bei einer Wellenlänge von 1050 nm beispielsweise bereits 144 Moden (inklusive Polarisationsentartung). Dies zeigt bereits repräsentativ für alle untersuchten Fasern, dass diese hochgradig multimodig sind.

Der Realteil der Eigenwerte liefert die Propagationskonstante n_{eff} und der Imaginärteil die Dämpfung α [36]. Zur korrekten Bestimmung der durch die Dämpfung hervorgerufenen Propagationsverluste wurde eine „*Perfectly Matched Layer*“ (PML) verwendet. Diese löst das Problem offener Randbedingungen, indem sie eine vollständig absorbierende Schicht um die Fasergeometrie darstellt, an der keinerlei Reflexionen auftreten [98]. Zur Implementierung einer PML gibt es verschiedenste Ansätze, wobei in dieser Arbeit eine zirkuläre PML nach Vogel *et al.* [99] verwendet wurde, welche die Absorption über „*Complex Coordinate Stretching*“ [100] realisiert und das elektrische Feld exponentiell in der PML nach außen abfallen lässt.

Neben Parametern, wie dem Kern- oder Manteldurchmesser, der numerischen Apertur oder der Wellenlänge gilt es auch die Biegebedingungen durch die Simulation abzubilden. Grundlage hierfür bietet eine Gleichung von Marcuse [101], welche vor allem für Singlemodefasern mit verhältnismäßig großen Biegeradien genaue Ergebnisse liefert. Für Multimodefasern, wie sie hier betrachtet werden, verliert sie allerdings stark an Genauigkeit [102], da durch die Biegung der Faser Spannungen induziert werden, welche den Brechungsindex ändern und der eigentlichen Biegung entgegenwirken [2]. Berücksichtigt wird dies durch eine Erweiterung der Gleichung von Marcuse [101] durch Schermer *et al.* [102] basierend auf „*Conformal Mapping*“. Hierdurch konnte die Genauigkeit deutlich erhöht werden, wodurch eine Anwendung in der Simulation von Multimodefasern ermöglicht wird.

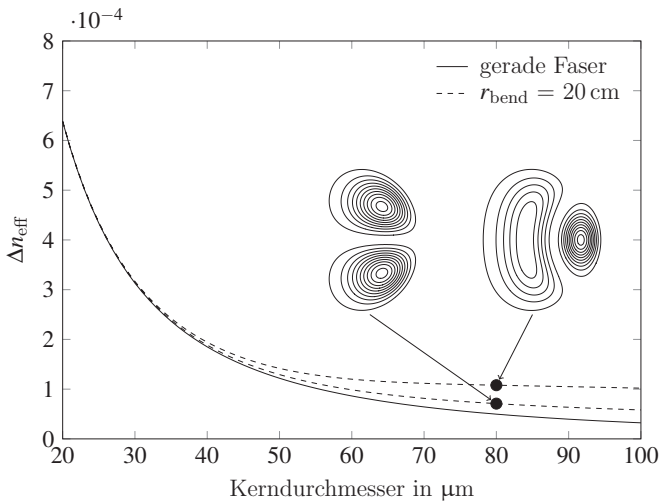


Abbildung 2.3: Berechneter effektiver Brechzahlunterschied Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} in Abhängigkeit des Kerndurchmessers für Fasern mit verschiedenen Biegeradien r_{bend} bei einer NA von 0,111 und einer Wellenlänge von 1050 nm. Einschubbilder: Intensitätsverteilungen der LP_{11} -Moden für einen Biegeradius von 20 cm.

Die in Abb. 2.3 wiedergegebenen Ergebnisse der Simulation zeigen, dass Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} mit steigendem Kerndurchmesser abnimmt. Die zwei gestrichelten Kurven für einen in der Anwendung typischen minimalen Biegeradius von 20 cm [33] zeigen den Wert von Δn_{eff} zwischen der Grundmode und den LP_{11} -Moden (vgl. Einschubbilder in Abb. 2.3). Es fällt auf, dass sich für größere Kerndurchmesser der Modenabstand erhöht, wenn die Faser gebogen wird. Im weiteren Verlauf wird allerdings der minimale effektive Brechzahlunterschied betrachtet, welcher bei einer geraden Faser eintritt, da die Faser im Experiment nicht über die gesamte Länge gebogen ist, sondern es gerade und gekrümmte Bereiche gibt.

Wie Abb. 2.4 zeigt, fällt bei der Betrachtung der Modenfläche auf, dass zwar mit steigendem Kerndurchmesser die Modenfläche zunimmt, gleichzeitig erhöht sich allerdings auch der Einfluss der Faserbiegung auf diese. Für einen Kerndurchmesser von 20 μm beträgt die Abweichung der Modenfläche zwischen gerader und mit einem Biegeradius von 20 cm gebogener Faser lediglich 0,4%. Wird der Kerndurchmesser auf 50 μm erhöht, beträgt die durch die Faserbiegung ($r_{\text{bend}} = 20$ cm) hervorger-

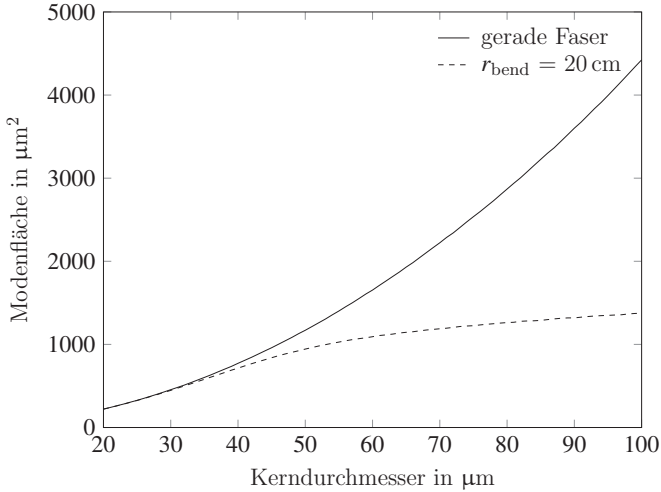


Abbildung 2.4: Berechnete Modenfläche der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit des Kerndurchmessers für Fasern mit verschiedenen Biegeradien r_{bend} bei einer NA von 0,111 und einer Wellenlänge von 1050 nm.

rufene Reduktion der Modenfläche bereits 19,3%. Für eine weitere Erhöhung des Kerndurchmessers auf 80 μm , sinkt die Modenfläche bei einem Biegeradius der Faser von 20 cm im Vergleich zur geraden Faser um mehr als die Hälfte auf 46% ab. Da die Schwelle bis zum Einsetzen stimulierter Raman-Streuung direkt proportional zur Modenfläche ist (vgl. Gl. 1.1), hängt auch diese insbesondere für große Kerndurchmesser stark vom Biegeradius ab.

Die vorstehend gezeigten Ergebnisse der numerischen Simulationen gelten für die Faser als eigenständiges System. Es wurde berechnet, welche Moden theoretisch in der Faser geführt werden können, nicht aber wie ein in die Faser eingekoppelter Laserstrahl diese Moden anregt. Dies ist zur Beantwortung der Forschungsfrage allerdings zwingend erforderlich, da hierfür gezielt die Grundmode bereits bei der Einkopplung in die Faser angeregt werden muss, wofür ein hoher Überlapp des elektrischen Felds des einfallenden Strahls und der LP_{01} -Fasermode benötigt wird. Der Überlapp zwischen einfallendem Gaußstrahl und der Grundmode LP_{01} hängt hierbei vom Durchmesser des einfallenden Strahls auf der Faserfrontfläche sowie dem Winkel und Versatz zur Faserachse ab [31]. Im Falle eines axial eingestrahnten Gaußstrahls können nur LP_{0k} -Fasermodes angeregt werden [103], wobei k die

Ordnung dieser radialsymmetrischen Fasermoden bezeichnet. Die Verteilung hängt hierbei nur noch vom Durchmesser des einfallenden Strahls auf der Faserfrontfläche ab. Wird dieser entsprechend angepasst, kann der Überlapp und damit die Anregung der LP_{01} -Grundmode maximiert werden [104, 105].

Zur Bestimmung des optimalen Fokussdurchmessers auf der Eingangsfacette wurde die Software FIMMWAVE inklusive integriertem Modul FIMMPROP verwendet. Der in FIMMWAVE implementierte semi-analytische *Solver* kann das Eigenwertproblem in rotationssymmetrischen Wellenleitern effizient und schnell lösen, indem eine vollständig vektorielle Lösung der Maxwell-Gleichungen berechnet wird [106]. FIMMPROP nutzt einen „*Eigenmode Expansion*“ Algorithmus [107], mit dem sich für arbiträre Feldverteilungen an der Eingangsfacette schnell und ohne großen Rechenaufwand die nach Propagation durch die Faser an der Ausgangsfacette resultierenden Feldverteilungen simultan berechnen lassen [108]. Zur späteren Berechnung der Beugungsmaßzahl in Abschnitt 2.2.3.1 über die Methode der zweiten Momente [109] wurde zudem die vollständig vektorielle Fernfeldberechnung von FIMMWAVE verwendet, welche eine „*Plane Wave Expansion*“ basierend auf einer FFT (engl.: *Fast Fourier Transform*) durchführt [106].

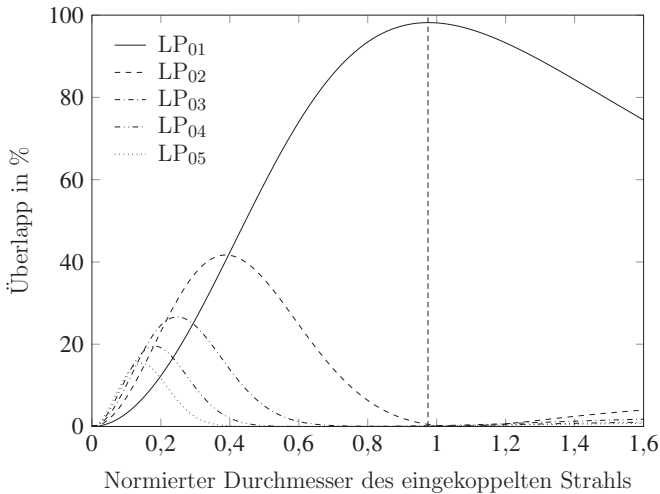


Abbildung 2.5: Berechneter Überlapp der ersten fünf radialsymmetrischen LP_{0k} -Moden mit dem fokussierten Gaußstrahl als Funktion des Verhältnisses der Durchmesser des fokussierten Gaußstrahls und der Fasergrundmode bei einer NA von 0,111 und einer Wellenlänge von 1050 nm.

Abb. 2.5 stellt den mittels FIMMWAVE ermittelten Einfluss des Durchmessers des axial auf der Faserfrontfläche fokussierten Gaußstrahls auf den Modenüberlapp dar. Der Durchmesser des fokussierten Gaußstrahls ist hierbei auf den Durchmesser der LP_{01} -Mode, welcher nach der Methode der zweiten Momente [109] berechnet wurde, normiert. Der Durchmesser des fokussierten Gaußstrahls, bei dem der höchste Überlapp erzielt werden kann, ist um etwa 2,3 % kleiner als der der LP_{01} -Mode, da die Gaußmode nicht identisch mit der Fasergrundmode ist [110]. Der maximale Modenüberlapp des Gaußstrahls zur Grundmode LP_{01} liegt bei 98,3 % und der summierte Überlapp mit allen höheren LP_{0k} -Moden beträgt 1,7 %. Es ist also selbst unter optimalen Einkopplungsbedingungen kein Überlapp von 100 % zur LP_{01} -Mode erreichbar, wodurch es unvermeidlich zu einer prinzipbedingten Degradierung der Strahlqualität kommt.

2.2.3 Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen wurden mit Fasern durchgeführt, welche mit dem am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) vorhandenen Faserziehturm (Nextrom OFC 20) aus einer kommerziell erhältlichen Preform von CeramOptec ($NA = 0,111$) gezogen wurden. Da jegliche Abweichungen vom idealen Brechzahlprofil in der Preform beim Ziehen in die Faser übertragen werden und damit möglicherweise zu Perturbationen und zusätzlicher Modenmischung führen [111], muss ein möglichst konstanter Brechungsindex im Kern garantiert werden. Im Gegensatz zu Preformen deren Kern beispielsweise mittels Germanium dotiert wurde, besitzt die für diese Arbeit verwendete Preform einen Kern aus reinem Quarzglas umgeben von einem fluordotierten Mantel. Diese Herstellungsweise wurde gewählt, da es bedingt durch den MCVD-Prozess bei der Dotierung des Kerns zu Brechzahlvariationen im Faserkern wie beispielsweise einem Brechzahleinbruch [2] oder zu einer Welligkeit im Brechzahlprofil [112] kommen kann.

Abb. 2.6 (a) zeigt schematisch den Querschnitt der Preform beziehungsweise der Faser. Der zugehörige radiale Verlauf des Brechungsindex n ist in Abb. 2.6 (b) dargestellt. Die Ringgeometrie des fluordotierten Mantels wurde gewählt, da für ideale Propagationseigenschaften in der Faser kein durchgängig dotierter Mantel benötigt wird und eine Dotierung mit Fluor aufwändig und dadurch kostenintensiv ist. Simulationen mit COMSOL Multiphysics haben ergeben, dass für vernachlässigbare Propagationsverluste der Grundmode bei den verwendeten Kerndurchmessern $\geq 50 \mu\text{m}$ ein Verhältnis von Kern- zu Manteldurchmesser ($CCDR$) von 1 : 1,4 ausreichend ist. Zur Erhöhung der mechanischen Stabilität der Faser befindet sich

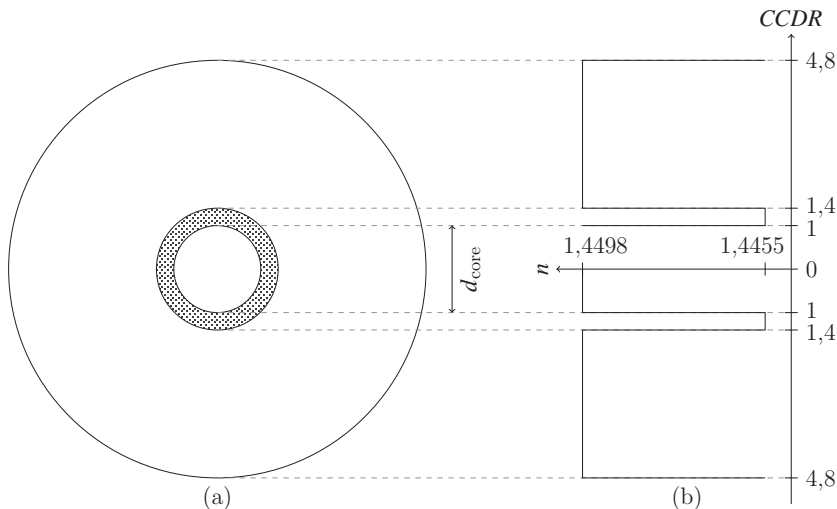


Abbildung 2.6: (a) Schematische Darstellung des Querschnitts der Preform und der Faser. (b) Brechzahlprofil der Preform und der Faser bei einer Wellenlänge von 1050 nm.

eine zusätzliche Quarzglasschicht um den fluordotierten Mantel, welche zu einem *CCDR* der gesamten Preform von 1:1,4:4,8 zwischen reinem Quarzglas-Faserkern, fluordotiertem ringförmigem Mantel und reinem Quarzglas im Mantel führt.

2.2.3.1 Einfluss des Modenüberlapps

Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung des Einflusses des Modenüberlapps auf die Strahlqualität ist in Abb. 2.7 dargestellt. Als Strahlquelle wurde eine fasergekoppelte Breitband-ASE-Quelle (engl.: *Amplified Spontaneous Emission*) von Multiwave verwendet, welche in einem Wellenlängenbereich zwischen 1025 und 1075 nm emittiert. Der unpolarisierte und beugungsbegrenzte Strahl wurde mittels der Linse L1 auf die Faserfrontfläche der zu testenden Faser fokussiert. Unter Verwendung von Linsen mit unterschiedlichen Brennweiten f konnten experimentell verschiedene Fokusedurchmesser realisiert werden. Die untersuchten Fasern besaßen eine Länge von 5 m und waren mit einem Biegeradius ≥ 25 cm locker auf dem Tisch aufgewickelt, um Spannungen zu reduzieren. Der durch die Faser propagierte Strahl wurde nach der Faser mit Linse L2 kollimiert und mittels eines Strahlvermessungssystems (WinCamD) analysiert.

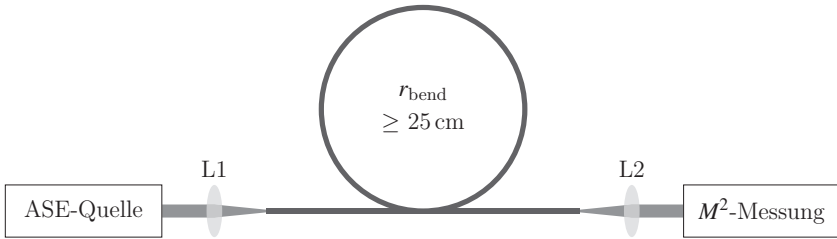


Abbildung 2.7: Experimenteller Aufbau für die Untersuchungen zum Einfluss des Modenüberlapps auf die Strahlqualität.

Die Fasern wurden für alle Experimente mit einem Vytran LDC-200 senkrecht zur Faserachse gecleavt, wobei die optimalen *Cleave*-Parameter empirisch ermittelt wurden. Zur Reduzierung von sogenannten Mikrobiegungen, hervorgerufen durch externe Spannungen [113], welche zu Modenmischung zwischen benachbarten Moden im Modenspektrum, wie der LP_{01} und der LP_{11} , führen können [114], wurden die gecleavten Faserenden mit Klebestreifen in *V-Groove* Faserhaltern fixiert. Zur genauen Positionierung der Faserenden wurden Mehrachsen-Positioniertische verwendet. Um eine optimale Einkopplung in die Faser zu ermöglichen, wurde für die Einkopplung, im Gegensatz zum 3-Achsen-Positioniertisch an der Auskopplung, ein 6-Achsen-Positioniertisch verwendet, welcher zusätzlich zur translatorischen Verschiebung in allen Raumrichtungen auch eine Rotation in allen Ebenen ermöglichte und damit alle sechs Freiheitsgrade erfüllt. Die Einkopplung in die Faser wurde zuerst manuell auf maximale Transmission justiert, bevor sie iterativ optimiert wurde, bis ein globales Minimum der Beugungsmaßzahl nach der Faser erzielt werden konnte.

Annahme zur Berechnung der resultierenden Strahlqualität nach der Faser ist, dass es in der Faser zu keiner Modenmischung kommt und damit die am Faseranfang erzeugte Modenzusammensetzung über die Propagation konstant bleibt. Da die verwendete ASE-Quelle, wie auch typische cw-Hochleistungs-Faserlaser, ein breites Emissionsspektrum besitzen [19] und damit die Modendispersion in der Faser bei den genutzten Faserlängen zu einem inkohärenten Ausgangsstrahl führt [115], kann für die Berechnung der Beugungsmaßzahl eine inkohärente Superposition aller angeregten Fasermodes verwendet werden. Abhängig vom Fokussdurchmesser des eingestrahlten Gaußstrahls auf der Faserfrontfläche lassen sich über diese inkohärente Superposition die resultierenden Intensitätsverteilungen des transmittierten Strahls in Nah- und Fernfeld über

$$I_N(x,y) = \sum_{k=1}^{m_{\text{rad}}} 10^{-\frac{\alpha_k L}{10}} \cdot g_k \cdot \frac{I_{k,N}(x,y)}{\iint I_{k,N}(x,y) dx dy} \quad (2.2)$$

beziehungsweise

$$I_F(x,y) = \sum_{k=1}^{m_{\text{rad}}} 10^{-\frac{\alpha_k L}{10}} \cdot g_k \cdot \frac{I_{k,F}(x,y)}{\iint I_{k,F}(x,y) dx dy} \quad (2.3)$$

berechnen. Hierbei bezeichnet m_{rad} die Anzahl aller radialsymmetrischen Fasermode LP_{0k} und die Werte ihres Modenüberlapps g_k mit dem einfallendem Gaußstrahl stammen aus Abb. 2.5. Die Intensitätsverteilung jeder radialsymmetrischen Fasermode k quer zur Ausbreitungsrichtung (xy -Ebene) im Nahfeld $I_{k,N}$ und im Fernfeld $I_{k,F}$ wurde aus FIMMWAVE extrahiert. Über die resultierenden Intensitätsverteilungen im Nahfeld I_N und Fernfeld I_F lässt sich die Beugungsmaßzahl M^2 nach der Methode der zweiten Momente [109] berechnen. Die Verluste α_k jeder Fasermode k wurden durch Simulationen mit COMSOL Multiphysics bestimmt, da bedingt durch den endlichen fluordotierten Mantel die höheren LP_{0k} -Moden im Vergleich zur Grundmode nicht zu vernachlässigende Verluste aufweisen.

Die in Abb. 2.8 gezeigten experimentellen Ergebnisse für Fasern mit Kerndurchmessern von 50, 60, 70 und 80 μm stimmen gut mit den berechneten Kurven überein. Für kleinere Foki steigt die Beugungsmaßzahl stark an, da der Überlapp zur LP_{01} -Mode abnimmt und gleichzeitig der Überlapp zu höheren radialsymmetrischen Moden zunimmt (vgl. Abb. 2.5). Die Degradierung der Strahlqualität hin zu größeren Fokusburchmessern verläuft flacher, allerdings sinkt hierbei auch die transmittierte Leistung, da vermehrt Strahlung in den Fasermantel eingekoppelt wird. Für die Kerndurchmesser von 50, 60, 70 beziehungsweise 80 μm liegt das berechnete Optimum der Einkopplung, bei welchem die niedrigste Beugungsmaßzahl erzielt wird, bei einem Fokusburchmesser des Gaußstrahls von 34,2 μm , 40,7 μm , 47,1 μm und 53,5 μm . Dieses Optimum fällt zusammen mit dem Maximum des Modenüberlapps des einfallenden Gaußstrahls und der Grundmode der Faser, wobei die berechneten M^2 -Werte, welche zwischen 1,1 und 1,2 liegen, stets niedriger sind als die experimentellen Ergebnisse ($M^2 \approx 1,3$). Hieraus kann geschlossen werden, dass es im Gegensatz zur eingangs gestellten Annahme bereits zu einer leichten Modenmischung aufgrund der Anregung höherer Moden kommt. Diese minimale Erhöhung der Beugungsmaßzahl stammt aus einer Kombination aus Kopplung über die Propagation in höhere Moden sowie eines experimentell nicht exakt realisierbaren optimalen Modenüberlapps bei der Einkopplung in die Faser. Mit den

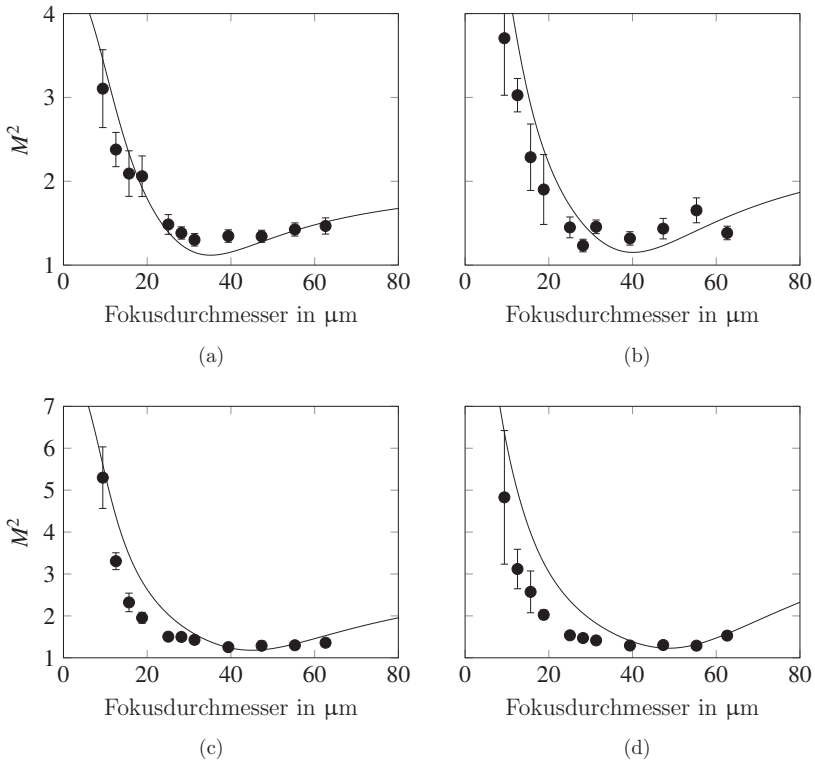


Abbildung 2.8: Experimentell gemessene (Punkte) und berechnete (Linie) Beugungsmaßzahl M^2 nach der Faser als Funktion des Fokusbereichs des einfallenden Gaußstrahls auf der Fasereintrittsfläche für Fasern mit einer Länge von 5 m und Kerndurchmessern von (a) 50 μm , (b) 60 μm , (c) 70 μm und (d) 80 μm .

verfügbaren Linsen konnte bei der Einkopplung der Fokusbereich experimentell nur in diskreten Schritten angepasst werden. Eine kontinuierliche Variation des Modenüberlapps könnte mit entsprechend ausgelegten optischen Systemen erreicht werden, war aber nicht Bestandteil dieser Untersuchung.

Abb. 2.9 zeigt zusammenfassend die Ergebnisse der experimentell gemessenen M^2 -Werte aus Abb. 2.8 bei optimalem Fokusbereich des einfallenden Gaußstrahls auf der Fasereintrittsfläche, gemeinsam mit den berechneten minimalen effektiven Brechzahlunterschieden Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} . Zusätzlich ist

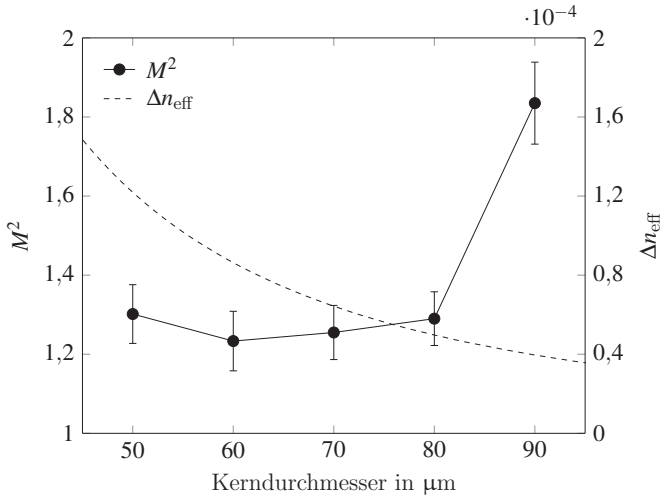


Abbildung 2.9: Experimentell gemessene Beugungsmaßzahl M^2 nach der Faser für Fasern mit einer Länge von 5 m und berechneter effektiver Brechzahlunterschied Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} als Funktion des Kerndurchmessers.

das Ergebnis bei einem Faserkerndurchmesser von $90 \mu\text{m}$ (wieder bei optimalem Fokusedurchmesser des einstrahlenden Gaußstrahls) eingezeichnet, bei dem im Gegensatz zu den Kerndurchmessern zwischen 50 und $80 \mu\text{m}$ die Strahlqualität des transmittierten Strahls deutlich stärker degradiert. Hieraus lässt sich ableiten, dass sich für die verwendeten Fasern mit einer Länge von 5 m bei einer NA von $0,111$ bis hin zu einem Faserkerndurchmesser von $80 \mu\text{m}$, was einem effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} von etwa $0,5 \cdot 10^{-4}$ entspricht, noch eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten lässt.

2.2.3.2 Einfluss der Faserbiegung

Für die Untersuchung des Einflusses von Faserbiegungen auf die Strahlqualität wurde wiederum der in Abb. 2.7 dargestellte experimentelle Aufbau genutzt. Zur Erzeugung definierter Biegeradien wurden verschiedene Scheiben mit unterschiedlichen Radien zwischen 2 und 10 cm verwendet. Eine Wicklung der untersuchten Fasern befand sich auf der Scheibe und die übrige Faser mit einer Gesamtlänge von 10 m wurde erneut locker auf dem Tisch mit einem Biegeradius ≥ 25 cm platziert, groß genug, um den

Einfluss dieser zusätzlichen Biegung vernachlässigen zu können. Nach der Faser wurde zu Beginn untersucht, ob die Leistung der transmittierten Strahlung vom Biegeradius der Faser abhängt, wobei für alle Faserkerndurchmesser und Biegeradien kein Leistungsverlust gemessen werden konnte. Die Ergebnisse der anschließenden Messungen der Strahlqualität am Ausgang der Faser sind in Abb. 2.10 für die relevanten Kerndurchmesser von 50, 60, 70 und 80 μm , bei denen die Erhaltung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im letzten Abschnitt demonstriert werden konnte, gezeigt.

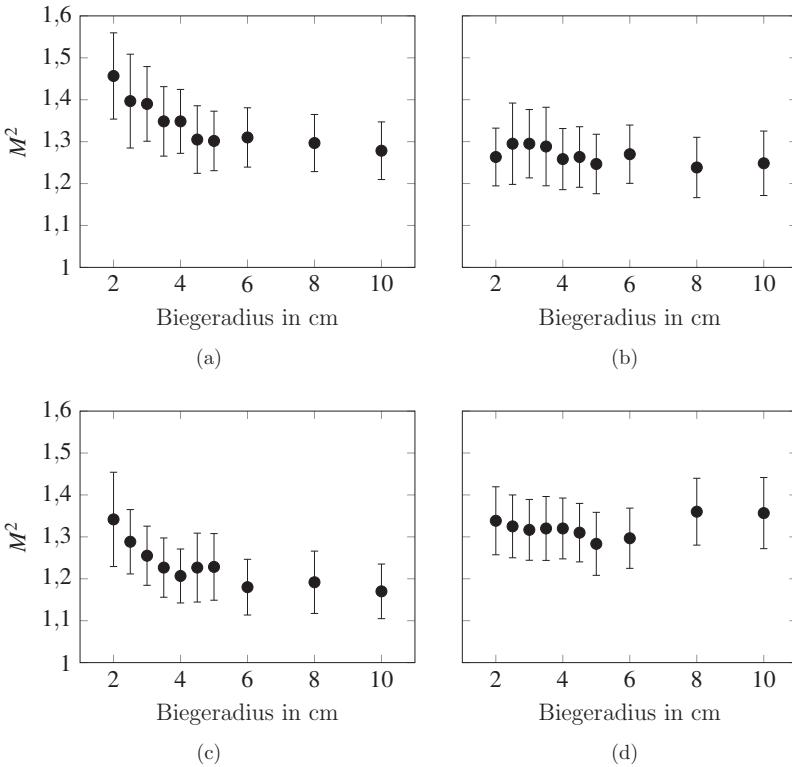


Abbildung 2.10: Experimentell gemessene Beugungsmaßzahl M^2 nach Fasern mit einer Länge von 10 m bei Biegeradien zwischen 2 und 10 cm für Faserkerndurchmesser von (a) 50 μm , (b) 60 μm , (c) 70 μm und (d) 80 μm .

Die Ergebnisse zeigen, dass die Biegung der Faser nahezu keinen Einfluss auf die nach der Faser gemessene Strahlqualität hat. Das M^2 der transmittierten Strahlung

war für alle Faserkerndurchmesser und alle Biegeradien hinab bis zu 2 cm immer kleiner als 1,5. Die leichte Degradierung der Strahlqualität hin zu kleinen Biegeradien lässt sich auf eine Kombination aus Mikro- und Makrobiegungen zurückführen. Die Mikrobiegungen wurden durch die experimentell für kleine Biegeradien benötigte Fixierung der Fasern verursacht und die Makrobiegung wird durch den definierten Biegeradius, festgelegt durch die Scheibe, beschrieben. Diese Biegeradien sind jedoch deutlich kleiner als die in industriellen Anwendungen üblichen minimalen Biegeradien von etwa 20 cm [33]. Außerdem sind die hierbei verwendeten Fasern bereits konfektioniert und damit stärker vor externen Störeinflüssen, wie durch die experimentell notwendige Fixierung hervorgerufen, geschützt. Abschließend kann gesagt werden, dass Biegungen der Faser mit industriell relevanten Biegeradien kaum Einfluss auf die Strahlqualität des Strahls nach der Faser haben. Jedoch führt eine Biegung der Faser zur Reduktion der Modenfläche (vgl. Abb. 2.4), was direkten Einfluss auf die SRS-Schwelleistung hat.

2.2.3.3 Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung

Zur Untersuchung von Nichtlinearitäten im Allgemeinen werden sehr hohe Feldstärken benötigt [18]. Eine Abschätzung anhand Gl. 1.1 liefert für die hier relevante Faserlänge von 10 m bei Faserkerndurchmessern zwischen 50 und 80 μm eine Schwellleistung für stimulierte Raman-Streuung von einigen zehn Kilowatt. Deshalb wurde für die experimentellen Untersuchungen eine gütegeschaltete (engl.: *Q-switched*) Strahlquelle, welche die benötigten Spitzenleistungen erzeugen kann, genutzt. Der hierbei verwendete PowerChip NanoLaser von JDS Uniphase emittiert Pulse bei einer Wellenlänge von 1064 nm mit einer Pulsdauer von 500 ps, welche somit lange genug sind, um eine quasi-cw Messung der SRS-Schwelle zu ermöglichen [18]. Bei einer maximalen mittleren Leistung von 50 mW und einer Pulsrepetitionsrate von 1 kHz beträgt die Pulsspitzenleistung 100 kW.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 2.11 dargestellt. Direkt nach dem Laser wurde zur Bereinigung des Strahls von nicht absorbiertem Pumpstrahlung der Hochpass F1 verwendet, wodurch eine beugungsbegrenzte Strahlqualität erzielt werden konnte. Zum Schutz der Strahlquelle vor Rückreflexen wurde ein Faraday-Isolator genutzt. Mittels Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und polarisierendem Strahlteiler (PBS) konnte die Leistung des Strahls eingestellt werden, bevor dieser in die zu untersuchende Faser eingekoppelt wurde. Die Brennweite f der Fokussierlinse L1 wurde zur Erzielung des größtmöglichen Überlapps zwischen fokussiertem Gaußstrahl und Fasergrundmode für jede Faser einzeln optimiert. Die Präparation der Faserenden

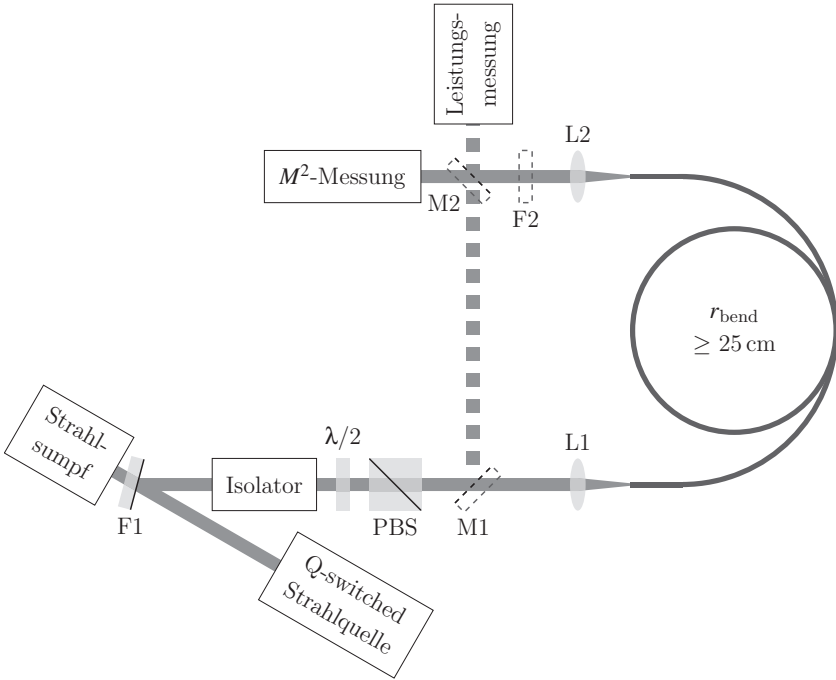


Abbildung 2.11: Experimenteller Aufbau für die Bestimmung der Schwelle für stimulierte Raman-Streuung.

erfolgte wiederum mit dem Vytran-Fasercleaver unter einem Cleave-Winkel von 0° . Nach der Propagation durch jeweils 10 m lange Fasern mit einem Biegeradius $\geq 25 \text{ cm}$ wurde der ausgekoppelte Strahl kollimiert (L2) und mittels Strahlvermessungssystem (WinCamD) oder Leistungsmesskopf analysiert.

Der experimentelle Ablauf sah vor, zuerst die Einkopplung in die Faser zu optimieren und in einem zweiten Schritt die SRS-Schwelle zu bestimmen. Zur Optimierung der Einkopplung wurde wiederum ein 6-Achsen-Positioniertisch verwendet. Iterativ wurde die Einkopplung verbessert, bis die gemessene Beugungsmaßzahl des durch die Faser transmittierten Strahls ein globales Minimum erreicht hatte und eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erzielt werden konnte. Zur Bestimmung der SRS-Schwelle wurde die Leistung der in die Faser eingekoppelten Strahlung schrittweise erhöht. Für jeden Leistungspunkt wurde mittels der Spiegel M1 und M2 die Leistung vor beziehungsweise nach der Faser gemessen. Bei Quarzglas sorgt SRS für eine

Stokes-Verschiebung um 13,2 THz [116]. Die Leistung des hierdurch auf 1116 nm spektral verschobenen Strahls konnte mittels Kantenfilter (F2) durch Filterung der Signalwellenlänge von 1064 nm bestimmt werden. Die so aufgenommenen Kennlinien für die Fasern mit Kerndurchmessern von 50, 60, 70 und 80 μm sind in Abb. 2.12 gezeigt.

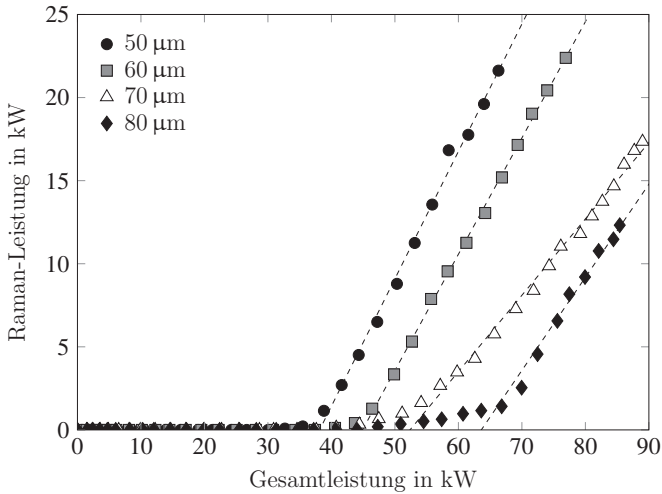


Abbildung 2.12: Experimentell gemessene Raman-Leistung (Punkte) in Abhängigkeit der durch die Faser transmittierten Leistung, aufgenommen nach Fasern mit einer Länge von 10 m und Kerndurchmessern von 50, 60, 70 und 80 μm . Die eingezeichneten linearen Trendlinien wurden für die Bestimmung der SRS-Schwelle verwendet.

Für die Fasern mit Kerndurchmessern von 50, 60, 70 und 80 μm betrug die Leistung beim Einsetzen von SRS 38,1 kW, 44,9 kW, 52,4 kW beziehungsweise 63,6 kW. Zur Verifizierung der experimentellen Ergebnisse wurden diese mit der Berechnung anhand Gl. 1.1 verglichen, wobei die Werte der effektiven Modenflächen aus Abb. 2.4 verwendet wurden. Dieser Vergleich zwischen Experiment und Berechnung ist in Abb. 2.13 zu sehen.

Im Rahmen der Messunsicherheiten liegen alle Messwerte in der gepunkteten Fläche, welche den Bereich der berechneten Schwellleistungen für Biegeradien zwischen 20 cm und unendlich (gerade Faser) markiert. Das experimentell ermittelte Maximum der SRS-Schwelle liegt bei einem Faserkerndurchmesser von 80 μm im Bereich von 60 kW. Es wird deutlich, dass mit steigendem Kerndurchmesser zum einen die

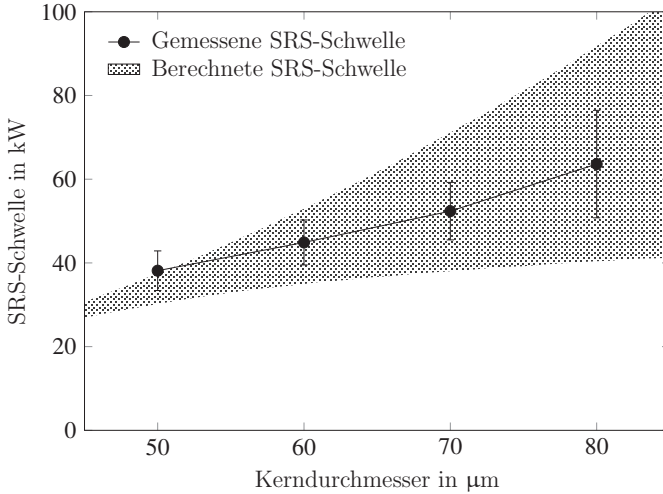


Abbildung 2.13: Experimentell gemessene (Punkte) und berechnete (Fläche) Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung für Fasern mit einer Länge von 10 m und Kerndurchmessern von 50, 60, 70 und 80 μm . Die berechneten Werte (Fläche) sind für Biegeradien zwischen 20 cm (untere Begrenzung der Fläche) und unendlich (obere Begrenzung der Fläche) dargestellt.

Schwelleistung steigt, zum anderen steigt allerdings auch der Einfluss der Biegung auf die SRS-Schwelle. Mit sinkendem Biegeradius, was besonders für Fasern mit großem Kernquerschnitt gilt, werden die Fasermoden mehr und mehr deformiert und ihre effektive Modenfläche nimmt stark ab (vgl. Abb. 2.4), was zur Abnahme der Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung führt. Im Gegensatz zu den hier präsentierten Laborergebnissen wird die Faser in einer industriellen Anwendung zum Großteil nahezu gerade verlegt und nur an wenigen Stellen gebogen sein. Folglich wird auch die Schwellleistung von SRS höher liegen als hier experimentell für Biegeradien ≥ 25 cm gezeigt.

2.2.4 Zusammenfassung

Zur Beantwortung der Forschungsfrage konnte gezeigt werden, dass es möglich ist bei der Propagation durch 5 bis 10 m lange Fasern mit einer numerischen Apertur von 0,111 bei Kerndurchmessern von bis zu 80 μm eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 \approx 1,3$) erhalten zu können. Der größte Faserkerndurchmesser

von $80\ \mu\text{m}$ entspricht bei der NA von 0,111 einem minimalen effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} von $0,5 \cdot 10^{-4}$. Dieser experimentell bestimmte Wert ist kleiner als die in der Literatur für die Unterdrückung von Modenmischung angegebenen Werte [36,91,94,95], wobei Ramachandran *et al.* [95] bereits festgehalten haben, dass der minimal benötigte Modenabstand von den experimentellen Bedingungen abhängt. Dies wurde auch hier deutlich, da die Strahlqualität nach der Faser entscheidend vom Modenüberlapp bei der Einkopplung abhängt. Im Gegensatz hierzu ist der Einfluss der Biegung auf die Strahlqualität allerdings vernachlässigbar klein, da selbst Biegeradien bis hinab zu 2 cm nur zu einer geringfügigen Vergrößerung der Beugungsmaßzahl geführt haben. Ebenso war eine Reduzierung der transmittierten Leistung für diese kleinen Biegeradien nicht messbar. Da die Faserbiegung allerdings einen starken Einfluss auf die Modenfläche und damit auf die Schwelle nichtlinearer Effekte hat, dürfen die Biegeradien nicht kleiner sein als der industrielle Standard von 20 cm. In diesem Rahmen konnte für die verwendeten Stufenindexfasern mit einem Faserkerndurchmesser von $80\ \mu\text{m}$ und einer Länge von 10 m die SRS-Schwelle experimentell zu über 60 kW bestimmt werden.

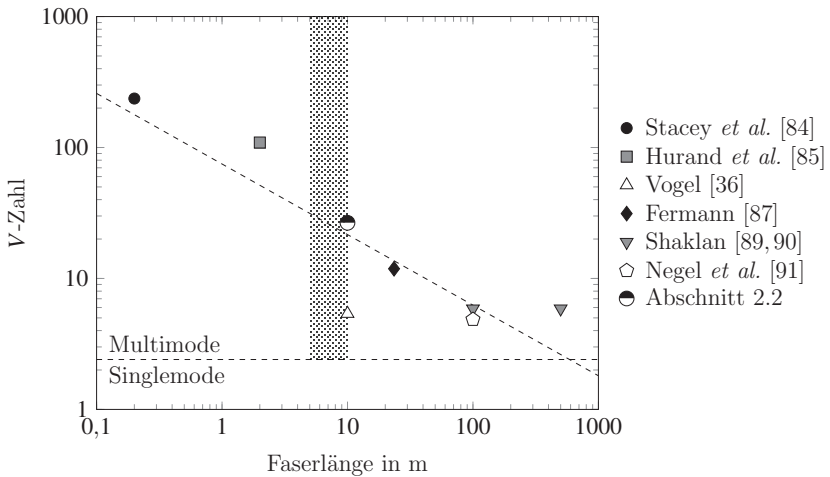


Abbildung 2.14: Vergleich der eigenen Ergebnisse (●) mit dem Stand der Technik zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern und der Zielsetzung (Fläche) für Faserlängen zwischen 5 und 10 m.

Die Einordnung der Ergebnisse gegenüber dem Stand der Technik und der eingangs gesetzten Ziele zeigt Abb. 2.14. Der eingezeichnete Datenpunkt ● bei einer V -

Zahl von 26,6 entspricht der Messung mit dem maximalen Kerndurchmesser von $80\ \mu\text{m}$, bei dem noch die Erhaltung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität über eine Faserlänge von 10 m demonstriert werden konnte. Dieses Ergebnis folgt dem Trend der in der Literatur angegebenen Erkenntnisse. Gleichzeitig ist es jedoch für Faserlängen von 10 m, welche für einige industriellen Anwendungen bereits ausreichend sind, eine deutliche Steigerung im Vergleich zu den Ergebnissen von Vogel [36].

2.3 Limitierung der Faserlänge

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Ergebnisse des Einflusses des Faserkerndurchmessers auf die Modenmischung gezeigt wurden, werden hier die Ergebnisse der Untersuchungen für Faserlängen von mehreren hundert Metern vorgestellt, welche außerdem in [117] publiziert sind. Mit der *Coupled-Mode*-Theorie als Grundlage wird die Forschungsfrage formuliert und basierend hierauf wurden die Fasern ausgelegt und hergestellt. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde ein monolithischer Aufbau verwendet, mit dem experimentell der Einfluss der Faserlänge auf die Strahlqualität und die Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung untersucht wurden. In einer Zusammenfassung erfolgt abschließend die Einordnung der Ergebnisse gegenüber dem Stand der Technik.

2.3.1 Überblick und Zielsetzung

Bereits im vorherigen Abschnitt wurde deutlich, dass die Einkopplung in die Faser ausschlaggebend ist, um nach Propagation durch eine hochgradig multimodige Faser noch beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten zu können. Die verwendete Freistrahleinkopplung ist zum einen zwar eine sehr flexible Möglichkeit, Strahlung von Strahlquellen, wie beispielsweise Dioden- oder Scheibenlasern, in eine Faser einzukoppeln, weist aber auch einige mit der Flexibilität einhergehende Nachteile auf. Eine Freistrahleinkopplung benötigt eine hohe mechanische Stabilität aller Komponenten, denn jegliche Verformung und damit Dejustage der Einkopplung führt zu einer Verminderung der Strahlqualität und zu erhöhten Verlusten [118]. Im Gegensatz hierzu ist ein monolithischer Aufbau, bei dem komplett auf die Freistrahpropagation zwischen einem Faserlaser als Strahlquelle und der Transportfaser verzichtet wird, ohne Weiteres leistungsskalierbar und nicht limitiert durch thermisch induzierte Aberrationen. Außerdem profitiert dieser Ansatz von einer der

Freistrahleinkopplung überlegen Anregung der Fasergrundmode, da der Überlapp der LP₀₁-Mode des Faserlasers und der LP₀₁-Mode der Transportfaser theoretisch bis zu 100 % betragen kann.

Da es nicht nur bei der Einkopplung in die Transportfaser zur Anregung höherer Moden kommen kann, ist für die Propagation über Faserlängen von mehreren hundert Metern die Modenmischung besonders kritisch, denn wie von Gloge [93] beschrieben, kommt es während der Propagation unausweichlich zu einer graduellen Kopplung in höhere Moden. Unter diesem Gesichtspunkt wird auf die Coupled-Mode-Theorie zur Beschreibung von Kopplung in Wellenleitern genauer eingegangen, da diese als Grundlage für die Auslegung der Fasern für die nachfolgenden Experimente diene.

2.3.1.1 Coupled-Mode-Theorie

Eine Degradierung der Strahlqualität während der Propagation des Laserstrahls durch eine Multimodefaser wird durch Energietransfer von der Grundmode in höhere Moden verursacht. In einem perfekten Wellenleiter, wenn nichtlineare Effekte vernachlässigt werden können, gibt es keine intrinsische Kopplung zwischen unterschiedlichen Moden und alle Moden propagieren ohne jegliche Interaktion untereinander. Im Gegensatz hierzu führen Abweichungen von der idealen Fasergeometrie, wie beispielsweise Variationen im Faserquerschnitt, Schwankungen im Brechzahlprofil oder Biegungen der Faser zu einer Perturbation, welche zu Modenmischung führen kann [113].

Modenmischung im Allgemeinen kann über die Kopplung der elektromagnetischen Felder beschrieben werden [119]. Dieser Ansatz kann hin zu einem Energiekopplungsmodell vereinfacht werden [93, 120, 121], denn für die meisten Anwendungen, wie auch im Rahmen dieser Arbeit, ist es ausreichend, die Änderung der Energie jeder Fasermode zu betrachten und die Phaseninformation des elektromagnetischen Feldes zu vernachlässigen [111]. Marcuse [122] hat hierzu gezeigt, dass Kopplung zwischen zwei Moden mit einem effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} nur dann auftreten kann, wenn die eingebrachte Perturbation eine Raumfrequenzkomponente

$$\omega = \Delta n_{\text{eff}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.4)$$

aufweist. Hieraus lässt sich ableiten, dass nahezu entartete Fasermode mit sehr kleinem Δn_{eff} nur dann koppeln können, wenn die Störung niederfrequent ist. Im

Gegensatz hierzu koppeln Moden verschiedener Ordnung, wie die LP_{01} -Grundmode und höhere Fasermode – allen voran die LP_{11} – bei hochfrequenten Störungen [111].

Im Allgemeinen besteht die eingebrachte Perturbation nicht nur aus einer Frequenzkomponente, sondern aus einer Vielzahl verschiedener Frequenzen [119], deren Energieverteilung in Abhängigkeit der Frequenz als spektrale Leistungsdichte oder auch Leistungsdichtespektrum bezeichnet wird [123]. Die Stärke der Kopplung ist hierbei proportional zur spektralen Leistungsdichte der Krümmung entlang der Faser [124] und hängt zudem vom Überlapp der Feldverteilungen beider Moden und ihrer Interaktionslänge ab [119]. Die Kopplung zwischen im Modenspektrum der Faser benachbarten Moden ist hierbei dominant und nimmt mit steigendem Modenabstand stark ab [93], da für die meisten zufälligen Perturbationen das Leistungsdichtespektrum der Krümmung mit zunehmender Frequenz abnimmt [113, 124–126]. Dies zeigt die Notwendigkeit für ein großes Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} zur Vermeidung des Austauschs von Energie zwischen diesen Moden.

Hochfrequente Perturbationen werden typischerweise durch Mikrobiegungen der Faser hervorgerufen [113]. Hierdurch verursachte Modenmischung ist ein stochastischer Prozess, wobei die hervorgerufenen Störungen der idealen Fasergeometrie zufällig entlang der Faser verteilt sind [126]. Olshansky [124] hat hierzu ein Modell entwickelt, bei dem er annimmt, dass eine unendliche Anzahl kleiner Unebenheiten die Faser deformiert. Fermann [87] hat dieses Modell verwendet, um eine einfache analytische Gleichung zur Abschätzung der Modenmischung zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} abzuleiten, welche zu einem Kopplungskoeffizienten

$$d_{12} \propto \frac{d_{\text{core}}^8}{d_{\text{clad}}^6 \cdot \lambda^4} \quad (2.5)$$

führt, wobei die Indizes 1 und 2 die Moden LP_{01} beziehungsweise LP_{11} bezeichnen und d_{clad} der Manteldurchmesser der Faser ist. Bei einer festen Wellenlänge λ wird deutlich, dass zur Reduzierung des Kopplungskoeffizienten und damit zur Reduzierung der Modenmischung entweder der Faserkerndurchmesser verringert oder die Gesamtfaserdicke vergrößert werden muss, was eine steifere Faser zur Folge hat. Da aber ein ausreichend großer Faserkern benötigt wird, um die Schwellleistung von SRS zu erhöhen, muss also ebenfalls die Größe des Fasermantels erhöht werden, um Modenmischung zu verringern.

2.3.1.2 Forschungsfrage

Ziel dieses Abschnitts ist die Beantwortung der Forschungsfrage, über welche Faserlängen und bei welchen Kerndurchmessern die Erhaltung guter Strahlqualität unter der Verwendung eines monolithischen Aufbaus noch gewährleistet werden kann. Des Weiteren soll untersucht werden, in wie weit stimulierte Raman-Streuung die Übertragung limitiert.

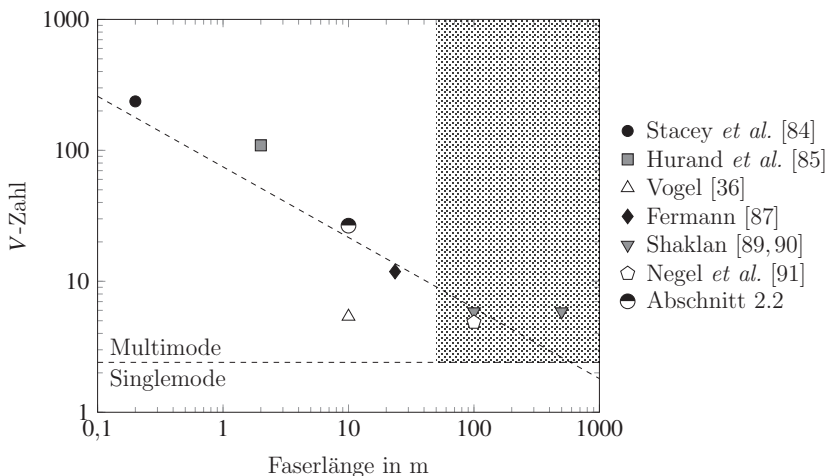


Abbildung 2.15: Stand der Technik zum Grundmodestrahltransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern inklusive Zielsetzung dieses Abschnitts (Fläche) für Faserlängen größer 50 m.

Die Zielsetzung dieses Abschnitts ist in Abb. 2.15 eingezeichnet. Es sollen Fasern im Bereich von einigen zehn bis einigen hundert Metern Länge untersucht werden, welche somit bis zu zwei Größenordnungen länger sind als die in Abschnitt 2.2 betrachteten Fasern. Ausgangspunkt der Analyse war ein minimaler Faserkerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$, da Negel *et al.* [91] hierzu bereits für einen ebenfalls monolithischen Aufbau die Erhaltung guter Strahlqualität nach Propagation durch eine 100 m lange Faser demonstrieren konnten. Zur Evaluierung der Grenzen wurden die Fasern mit verschiedenen Kerndurchmessern schrittweise gekürzt, auch *Cut-back* genannt, bis nach den Fasern eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität gemessen werden konnte, mit dem Ziel 1 kW über 100 m Faser übertragen zu können. Abschließend wurden experimentell die Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung bestimmt.

2.3.2 Faserauslegung und Faserproduktion

Vor dem Hintergrund der Coupled-Mode-Theorie wurde ein Faserdesign entwickelt, mit dem es möglich ist, eine beugungsbegrenzte Strahlqualität über lange Distanzen erhalten zu können. Im Folgenden wird auf die für die Faserauslegung durchgeführten numerischen Simulationen sowie die Faserproduktion inklusive Faserzug, Modenfeldadapter und Spleißverbindungen eingegangen.

2.3.2.1 Numerische Simulationen

Aus den theoretischen Betrachtungen lassen sich zwei entscheidende Punkte ableiten. Erstens muss zur Reduktion von Modenmischung der effektive Brechzahlunterschied Δn_{eff} groß sein und zweitens müssen Perturbationen, die zu Modenmischung führen können, vermindert werden. Es ist bereits bekannt (vgl. Abschnitt 2.2), dass mit Zunahme der Faserbiegung Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} ansteigt, jedoch ist für die Modenmischung der minimale Modenabstand, also derjenige bei einer geraden Faser, entscheidend. Daher wurden für die folgende Betrachtung der Auswirkungen der zwei Designparameter – Faserkerndurchmesser und numerische Apertur – auf den Modenabstand lediglich gerade Fasern mit COMSOL Multiphysics simuliert. Im Gegensatz zu Abb. 2.3 wird hier die Abhängigkeit von beiden Designparametern untersucht, da in diesem Abschnitt auch kleinere Kerndurchmesser untersucht werden, bei denen Δn_{eff} eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit von der NA aufweist.

Abb. 2.16 zeigt die aus den numerischen Simulationen abgeleiteten effektiven Brechzahlunterschiede zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} in Abhängigkeit des Kerndurchmessers und der NA . Bei einer festen numerischen Apertur ergibt sich, dass mit steigendem Faserkerndurchmesser der Modenabstand rapide sinkt, aber über dem im vorherigen Abschnitt bestimmten Limit von $0,5 \cdot 10^{-4}$ bleibt. Für die Erzielung des größtmöglichen Modenabstands für den Faserkerndurchmesser von $30 \mu\text{m}$ muss eine große NA gewählt werden, da bei diesem kleinen Kerndurchmesser der Modenabstand Δn_{eff} bereits stark von der numerischen Apertur abhängt. Die Simulationen zeigen zudem, dass für größere Kerndurchmesser der Wert von Δn_{eff} nahezu unabhängig von der NA ist. Folglich ist auch die Modenmischung nahezu unabhängig von der verwendeten NA , wenn diese groß genug ist. Dieses Verhalten konnte bereits von Hurand *et al.* [85] experimentell bestätigt werden.

Neben einem großen effektiven Brechzahlunterschied zur Minimierung von Modenmischung wird auch eine große Modenfläche benötigt, da die Schwelle von stimulierter

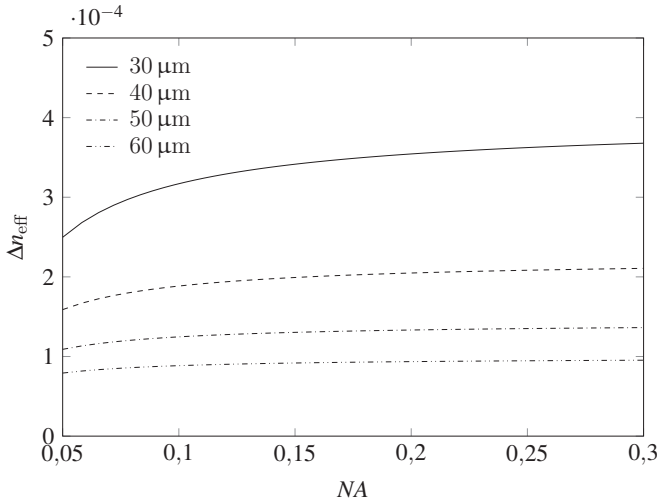


Abbildung 2.16: Berechneter effektiver Brechzahlunterschied Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} als Funktion der NA für Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 und 60 μm bei einer Wellenlänge von 1070 nm.

Raman-Streuung direkt proportional zu dieser ist (vgl. Gl. 1.1). Abb. 2.17 zeigt hierzu den Einfluss der numerischen Apertur auf die Modenfläche für verschiedene Faserkerndurchmesser. Markiert ist hierbei der Bereich für Biegeradien zwischen 20 cm und unendlich (gerade Faser). Wie bereits Abb. 2.4 zeigt, nimmt der Einfluss der Biegung auf die Modenfläche mit steigendem Kerndurchmesser stark zu und es wird deutlich, dass mit sinkender numerischer Apertur zwar die Modenfläche ansteigt, gleichzeitig ist aber bekannt, dass für eine kleine NA die Biegeempfindlichkeit zunimmt [33]. Der starke Einfluss des Kerndurchmessers zeigt sich auch dadurch, dass für einen Faserkerndurchmesser von 60 μm bei einer mit einem Radius von 20 cm gebogenen Faser die Modenfläche sogar kleiner ist als bei einer geraden Faser mit einem Kerndurchmesser von lediglich 50 μm . Die Abhängigkeit der Modenfläche von der numerischen Apertur nimmt, wie schon für Δn_{eff} zu sehen war (vgl. Abb. 2.16), mit steigender NA ab und ist nahezu konstant im Bereich hoher numerischer Aperturen.

Als Kompromiss zwischen einer ausreichend großen Modenfläche zur Erhöhung der SRS-Schwelle bei gleichzeitig großem Wert von Δn_{eff} zur Reduzierung von Modenmischung wurde für die weiteren Untersuchungen eine NA von 0,22 gewählt. Auch in

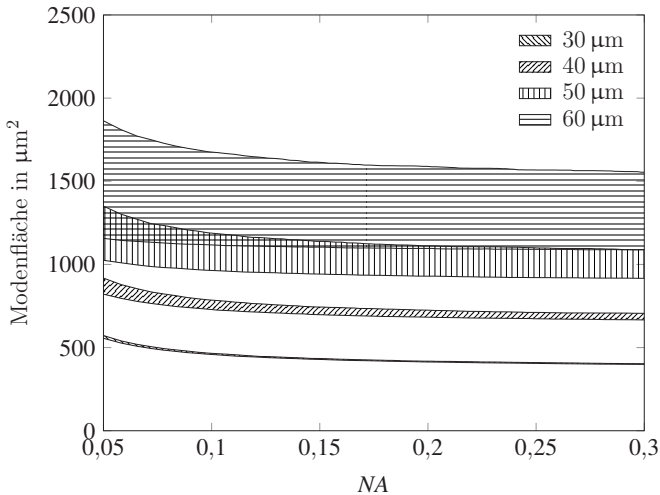


Abbildung 2.17: Berechnete Modenfläche der LP_{01} -Mode als Funktion der NA für Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 und 60 μm bei einer Wellenlänge von 1070 nm für Biegeradien zwischen 20 cm (untere Begrenzung der Flächen) und unendlich (obere Begrenzung der Flächen).

der Praxis stellt dies einen gängigen Wert dar, wodurch geringe Fertigungstoleranzen bei einem kontrollierten Herstellungsprozess der Preform garantiert werden können, was letztendlich die Modenmischung reduziert. Mit dieser gewählten numerischen Apertur beläuft sich für Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 und 60 μm die Anzahl der geführten Fasermoden auf 188, 344, 538 beziehungsweise 762 (inklusive Polarisationsentartung), die Fasern sind damit hochgradig multimodig.

Zur Minimierung von Unregelmäßigkeiten im Brechzahlprofil wurde, wie bereits für die in Abschnitt 2.2 gezeigten Untersuchungen, eine Preform mit reinem Quarzglaskern und fluordotiertem Mantel eingesetzt. Numerische Simulationen zur Bestimmung der für die verwendeten Kerndurchmesser notwendigen Dicke des fluordotierten Rings haben ergeben, dass ein $CCDR$ von 1:2 benötigt wird, um die Propagationsverluste der Grundmode auf ein zu vernachlässigbar kleines Niveau zu senken.

Neben der zur Erhaltung guter Strahlqualität erforderlichen Dicke des fluordotierten Mantels ist auch die Gesamtdicke des Mantels beziehungsweise der Faser entscheidend. Fermanns Abschätzung nach Gl. 2.5 [87] hat gezeigt, dass ein großer

Manteldurchmesser erforderlich ist, um einen niedrigen Kopplungskoeffizienten bei großem Faserkerndurchmesser zu gewährleisten. Er hat diese Abschätzung auch experimentell verifiziert und konnte zeigen, dass die Propagationslänge, über welche Singlemode-Strahlung erhalten bleibt, durch eine Verdopplung des Manteldurchmessers um zwei Größenordnungen ansteigt. Des Weiteren hat hierzu die Gruppe um Hurand [85] gezeigt, dass die sich die Beugungsmaßzahl der durch eine Faser transmittierten Strahlung reziprok zur Manteldicke der Faser verhält. In Anlehnung an diese Ergebnisse wurde für die hier gezeigten Untersuchungen ein *CCDR* zwischen Faserkern und Gesamtfaser von 1:6 gewählt, welches somit leicht größer ist, als das für die in Abschnitt 2.2 gezeigten Untersuchungen von 1:4,8. Der zugehörige Querschnitt der Preform beziehungsweise der Faser sowie das Brechzahlprofil sind schematisch in Abb. 2.18 dargestellt.

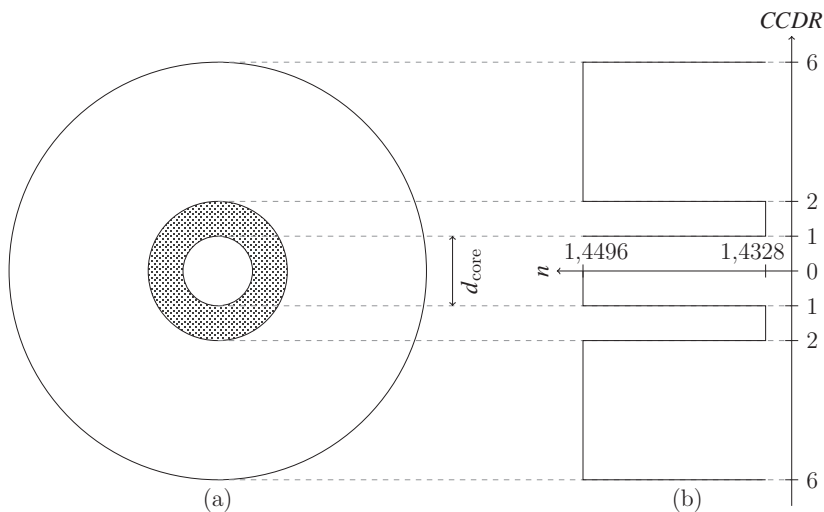


Abbildung 2.18: (a) Schematische Darstellung des Querschnitts der Preform und der Faser. (b) Brechzahlprofil der Preform und der Faser bei einer Wellenlänge von 1070 nm.

2.3.2.2 Faserzug

Neben den in Abschnitt 2.2.3 bereits betrachteten Abweichungen vom idealen Brechzahlprofil der Preform in radialer Richtung, die über die Verwendung eines reinen Quarzglaskerns weitestgehend umgangen werden können, können sich auch

Unregelmäßigkeiten in longitudinaler Richtung oder Punktdefekte in der Preform befinden [2]. Diese longitudinalen Defekte sind entscheidend bei der Verwendung langer Fasern, da insbesondere auch hier ein homogenes Brechzahlprofil entlang der Faser vorliegen muss. Bedingt durch das hohe *Draw-down*-Verhältnis beim Faserziehen wird der Durchmesser typischerweise um zwei Größenordnungen verkleinert und die Länge erhöht sich um etwa vier Größenordnungen [2], wodurch auch alle Unregelmäßigkeiten in longitudinaler Richtung stark gestreckt werden. Hierdurch fallen diese Perturbationen in den niederfrequenten Bereich und können als Quelle von Modenmischung vernachlässigt werden [113]. Aufgrund der Kombination aus hohen Ziehgeschwindigkeiten und der langsamen thermomechanischen Reaktion der Preform [127] führen auch Durchmesserfluktuationen während des Ziehprozesses zu niederfrequenten Störungen [113]. Basierend auf dem Faserdesign wurde wiederum eine kommerziell erhältliche Preform von CeramOptec verwendet. Diese wurde am Faserziehturm des IFSW (Nextrom OFC 20) zu Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 und 60 μm bei Faserlängen von 100, 180, 300 beziehungsweise 380 m gezogen.

Zum Schutz der Faser vor mechanischer Beanspruchung wurde während des Ziehprozesses ein Polymer-*Coating* auf die Faser aufgebracht [2]. Es wurde bereits gezeigt, dass Mikrobiegungen reduziert werden können, wenn der Quotient der Elastizitätsmoduln von Coating-Material und Glasfaser verringert wird [124]. Typischerweise liegt das Elastizitätsmodul des Plastikpolymers drei Größenordnungen unter dem von Quarzglas [128], was zu einer starken Abnahme von Mikrobiegungen führt. Um Mikrobiegungen zu verringern und gleichzeitig eine hohe mechanische Beständigkeit zu ermöglichen, ist ein Zweischichtaufbau weit verbreitet [2], mit einem weichen inneren Primärcoating und einem harten äußeren Sekundärcoating [129]. Das Primärcoating fungiert hierbei als Pufferschicht und wirkt als Tiefpassfilter für externe Perturbationen, indem hohe Frequenzen, welche zu Kopplung zwischen Moden verschiedener Ordnung führen, absorbiert werden [130]. Das Sekundärcoating schützt das Primärcoating und die Faser an sich vor mechanischer Schädigung [129]. Yang *et al.* [131] haben in einer numerischen Studie den Einfluss des Coatings auf Mikrobiegungen analysiert. Sie sind zu dem Schluss gekommen, dass zur Reduktion von Mikrobiegungen die Dicke und die Elastizität des Primärcoatings reduziert beziehungsweise die Elastizität des Sekundärcoatings erhöht werden muss. Daher wurde in den Untersuchungen zu dieser Arbeit OF-136 von MY Polymers als Primärcoating und DeSolute DS-2015 von DSM als Sekundärcoating genutzt. Das Primärcoating ist zudem niedrigbrechend, um die Fasern hochleistungstauglich zu machen.

2.3.2.3 Modenfeldadapter

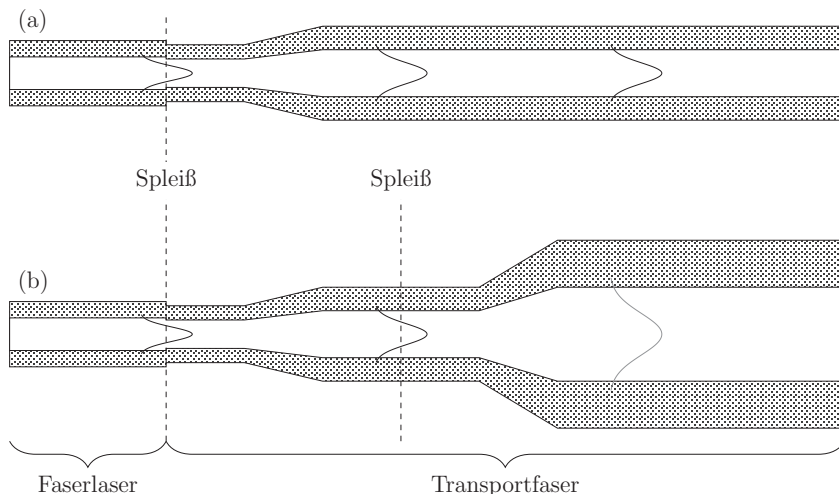


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung des monolithischen Aufbaus der untersuchten Fasern. (a) Konfiguration für die Faser mit einem Kerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$. (b) Konfiguration für Fasern mit Kerndurchmessern von 40 , 50 und $60\ \mu\text{m}$ inklusive eines Zwischentapers.

Eine schematische Darstellung des monolithischen Aufbaus ist in Abb. 2.19 gezeigt. Direkt integriert sind hierbei Modenfeldadapter – auch *Taper* genannt – welche die Moden des Faserlasers und der Transportfaser aufeinander abstimmen, zur Erzielung des höchstmöglichen Modenüberlapps. Die kleinsten Fasern mit einem Kerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$ wurden direkt in einem Schritt inklusive Taper gezogen (vgl. Abb. 2.19 (a)), wohingegen die Fasern mit Kerndurchmessern von 40 , 50 und $60\ \mu\text{m}$ mit einem Taper zu $30\ \mu\text{m}$ gezogen wurden und ein zusätzlicher Zwischentaper verwendet wurde (vgl. Abb. 2.19 (b)). Dieses Vorgehen wurde benötigt, da der Unterschied der Kerndurchmesser zwischen Faserlaser und Transportfaser zu groß war, um einen kontrollierten Ziehprozess für die Herstellung eines einstufigen Tapers garantieren zu können.

Um den optimalen Überlapp zwischen den LP_{01} -Moden des Faserlasers und der Transportfaser zu erzielen, wurden numerische Simulationen mit FIMMWAVE durchgeführt. Bei einem Kerndurchmesser der Faser des Faserlasers von $15\ \mu\text{m}$ wurde der optimale Kerndurchmesser der Transportfaser zu $18,2\ \mu\text{m}$ bestimmt. Daher wurden die Fasern mit einem Kerndurchmesser von $18,2\ \mu\text{m}$ am Eintritt des

getaperten Abschnitts gezogen. Im Vergleich zur Freistrahleinkopplung mit einem maximal möglichen Modenüberlapp von 98,3% (vgl. Abschnitt 2.2) liegt hier ein Überlapp von 99,3% vor, wobei die restlichen 0,7% wiederum zur Anregung höherer Moden beitragen. Der mittels des monolithischen Aufbaus theoretisch erzielbare Modenüberlapp von 100% kann nicht erreicht werden, weil die Faser des Faserlasers und die Transportfaser unterschiedliche numerische Aperturen besitzen und infolgedessen kein perfekter Überlapp möglich ist. Dennoch wird mit dem monolithischen Aufbau eine deutliche Verbesserung im Vergleich zur Freistrahleinkopplung erzielt.

Im Allgemeinen kann jede Änderung der Fasergeometrie und damit auch des Faserkerndurchmessers als Perturbation verstanden werden. Wenn die Änderung langsam geschieht, können sich die Fasermode adiabatisch dieser Änderung anpassen [31], indem sie ihre Größe den gegebenen geometrischen Bedingungen angleichen [132]. Zur Erfüllung des adiabatischen Kriteriums muss die Taperlänge, in der diese Änderung geschieht, ausreichend groß sein oder der Taperwinkel ausreichend klein [133]. Dies bedeutet, dass die Übergangslänge an jedem Ort entlang des Tapers viel größer als die Kopplungslänge

$$z_b = \frac{\lambda}{\Delta n_{\text{eff}}} \quad (2.6)$$

sein muss, damit zwischen zwei Moden, welche einen effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} aufweisen, kein Energieaustausch stattfindet [134]. Die Kopplungslänge z_b liegt hierbei typischerweise in der Größenordnung von einigen Millimetern bis Zentimetern. Zur Verifizierung wurden mittels FIMMWAVE Simulationen für die verwendeten Fasergeometrien durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 2.20 gezeigt sind.

Es wird deutlich, dass für kürzere Taper ein großer Anteil der Leistung aus der LP_{01} -Mode in höhere Moden transferiert wird. Hierbei können lediglich radialsymmetrische Fasermode angeregt werden, da es im Taper keinen Versatz oder Winkel zur Faserachse gibt. Je größer das Verhältnis des Kerndurchmessers vor und nach dem Taper ist, desto mehr Leistung verliert die LP_{01} -Mode bei gleicher Taperlänge und gibt diese an höhere radialsymmetrische Moden ab. Für einen Kerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$ am Ausgang des Tapers besitzt für kurze Taperlängen ($< 0,5\ \text{mm}$) neben der LP_{01} lediglich die LP_{02} -Mode nennenswert Leistung (vgl. Abb. 2.20 (a)). Eine Verdopplung des Kerndurchmessers auf $60\ \mu\text{m}$ am Taperausgang führt bei diesen kurzen Taperlängen allerdings dazu, dass die ersten drei höheren LP_{0k} -Moden zusammen bereits mehr als 70% der Leistung besitzen (vgl. Abb. 2.20 (d)).

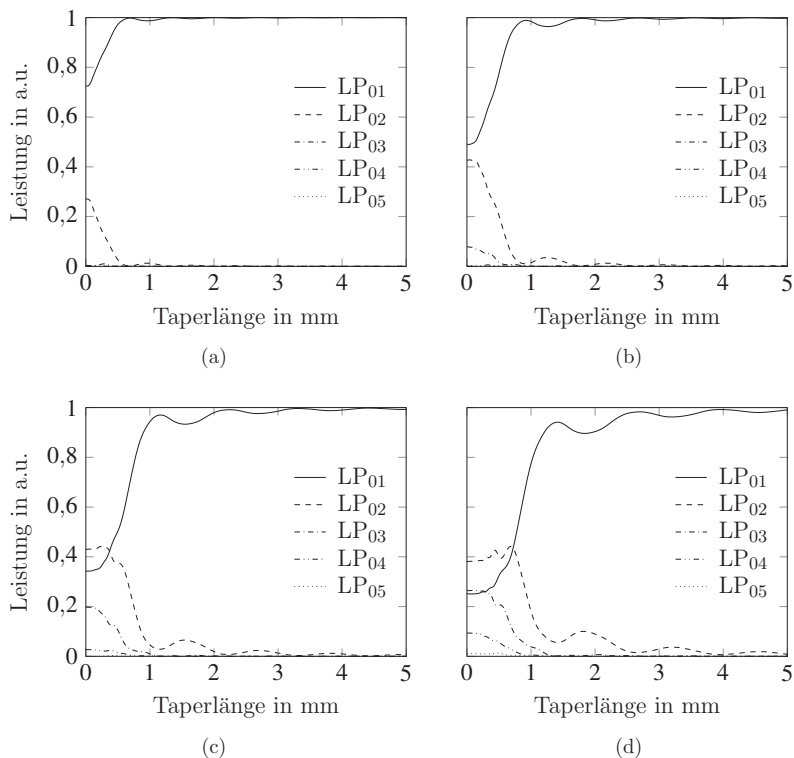


Abbildung 2.20: Berechnete Leistung der radialsymmetrischen Fasermoden als Funktion der Taperlänge für Fasern mit einem Taper von einem Kerndurchmesser von $18,2\ \mu\text{m}$ zu Faserkerndurchmessern von (a) $30\ \mu\text{m}$, (b) $40\ \mu\text{m}$, (c) $50\ \mu\text{m}$ und (d) $60\ \mu\text{m}$ (zur besseren Übersicht sind lediglich die Kurven der ersten fünf radialsymmetrischen Moden eingezeichnet).

Es ist des Weiteren zu beobachten, dass mit zunehmender Taperlänge die Leistung, welche in der LP_{01} -Mode verbleibt, nicht streng monoton zunimmt, sondern eine Oszillation der Leistung zu erkennen ist. Um sicherzustellen, dass trotz dieser Oszillation stets mehr als 99,9% der Leistung in der LP_{01} -Mode erhalten bleiben, wurde die hierfür minimal benötigte Taperlänge aus den Ergebnissen weiterer Simulationen mit FIMMWAVE bestimmt. Für die verwendeten Faserkerndurchmesser von 30, 40, 50 und $60\ \mu\text{m}$ wurden die kritischen minimalen Taperlängen zu 3,2 mm, 7,7 mm, 12,8 mm beziehungsweise 19,3 mm ermittelt. Für diese Längen kann die Grundmode

der Faser ihre Größe adiabatisch anpassen und nur ein vernachlässigbar kleiner Leistungsanteil wird in höhere Fasermode transferiert.

Da die Taper direkt während des Ziehprozesses in die Transportfasern integriert wurden, sind keinerlei Nacharbeiten im Bereich der Taper notwendig und die Fasern sind dadurch hochleistungstauglich. Durch eine schlagartige Erhöhung der Ziegeschwindigkeit, bei ansonsten gleichen Ziehparametern, wurde die Faser innerhalb weniger Meter verjüngt und es konnten Taperlängen im Bereich von ca. 4 m erzielt werden, was wesentlich länger ist als die ermittelte kritische Mindestlänge die für einen adiabatischen Übergang der Fasergrundmode erforderlich ist.

2.3.2.4 Spleißverbindungen

Entscheidend für die Verwendung des monolithischen Aufbaus ist es, Spleißverbindungen zwischen allen Teilfasern garantieren zu können, welche mechanisch stabil sind, keine Verluste verursachen und zu keiner Degradierung der Strahlqualität führen. Daher wurden vorab alle Spleiße für das verwendete Lichtbogen-Spleißgerät Fitel FUR-S184PM entwickelt und umfassend geprüft, um sicherzustellen, dass die genannten Kriterien erfüllt wurden. Zu diesem Zweck wurden Testspleißungen durchgeführt. Anschließend wurden für jeden Testspleiß die Leistung und die Strahlqualität des durch die gespleißte Faser transmittierten Strahls gemessen. Die Herausforderung zur Ermittlung optimaler Spleißparameter ist hierbei die Vielzahl an unterschiedlichen Spleißparametern und dass diese meist voneinander abhängig sind [135]. Die Komplexität dieses N -dimensionalen Problems, wobei N die Anzahl an Spleißparametern umfasst, lässt sich deutlich reduzieren, indem statt einem sogenannten vollständigen Versuchsplan ein Teilfaktorplan verwendet wird [135]. Für N Faktoren und jeweils drei Niveaus, die jeder Faktor einnehmen kann, ergibt sich die Zahl an notwendigen Versuchen im vollständigen Versuchsplan zu 3^N und kann im Teilfaktorplan auf 3^{N-2} reduziert werden. Der hierdurch auf Basis orthogonaler Felder [136] resultierende Versuchsplan für die vier gebräuchlichsten Hauptparameter – Spleißleistung, Spleißdauer, Überlapp und Verzögerung [135] – in Abhängigkeit der drei Niveaus – niedrig, mittel und hoch – ist in Tab. 2.2 dargestellt.

Die Spleißleistung und die Spleißdauer geben die Leistung beziehungsweise die Dauer des anliegenden Lichtbogens an. Der Überlapp ist die Strecke, die beide Fasern ineinander geschoben werden, nachdem die durch den Parameter Verzögerung angegebene Zeit vorüber ist. Die drei Niveaus niedrig, mittel und hoch wurden

Versuch	Spleißleistung	Spleißdauer	Überlapp	Verzögerung
1	niedrig	niedrig	niedrig	niedrig
2	niedrig	mittel	mittel	mittel
3	niedrig	hoch	hoch	hoch
4	mittel	niedrig	mittel	hoch
5	mittel	mittel	hoch	niedrig
6	mittel	hoch	niedrig	mittel
7	hoch	niedrig	hoch	mittel
8	hoch	mittel	niedrig	hoch
9	hoch	hoch	mittel	niedrig

Tabelle 2.2: Versuchsplan nach Yablon [135] für die Parameter Spleißleistung, Spleißdauer, Überlapp und Verzögerung.

für jeden Versuchsplan mit insgesamt neun Experimenten angemessen gewählt, während alle anderen Parameter konstant gehalten wurden. Schritt für Schritt wurde dieser Bereich enger gefasst, bis empirisch die optimalen Spleißparameter und damit ein globales Minimum des Parameterraums gefunden wurde. Diese empirisch ermittelten optimalen Parameter wurden für alle durchgeführten experimentellen Untersuchungen verwendet, deren Ergebnisse im Folgenden dargestellt sind.

2.3.3 Experimentelle Untersuchungen

Die hier gezeigten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen sind in zwei Teile gegliedert. Zu Beginn wurden Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern bei verschiedenen Faserlängen in Bezug auf die Strahlqualität der transmittierten Strahlung analysiert. Anschließend wurde die Hochleistungstauglichkeit des verwendeten monolithischen Aufbaus demonstriert und die Limitierungen aufgrund von stimulierter Raman-Streuung untersucht.

2.3.3.1 Einfluss der Faserlänge

Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 2.21 dargestellt. Als Laserquelle wurde ein cw-Grundmode-Faserlaser von SPI Lasers verwendet. Dieser hat eine maximale Ausgangsleistung von 1 kW und emittiert einen unpolarisierten Strahl bei einer Wellenlänge von 1070 nm. Die passive Transportfaser am Ausgang des Faserlasers wurde unter Verwendung der vorab bestimmten optimalen Spleißparameter

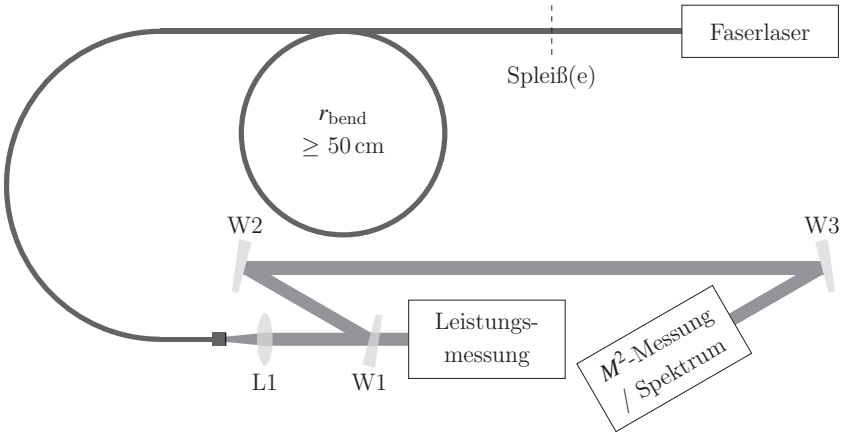


Abbildung 2.21: Experimenteller Aufbau für die Untersuchungen der Limitierungen der Faserlänge.

an die zu testenden Fasern, in welche die zur Modenanpassung benötigten Taper direkt implementiert waren, gespleißt. Dieses Vorgehen wurde für alle benötigten Spleiße wiederholt. Zum mechanischen Schutz der Spleiße und zur Reduzierung von Spannungen und Mikrobiegungen wurde jede Spleißverbindung in einem V-Groove Faserhalter fixiert, eingebettet in ein niedrigbrechendes Polymer. Der Rest der Faser wurde lose auf einer Faserspule mit einem Radius von 50 cm aufgewickelt, um auch hier Spannungen und Mikrobiegungen zu minimieren. Durch eine mit einem Antireflex-Coating beschichtete Endkappe am Ausgang der Faser wurden Rückreflexe zurück in den Laser unterdrückt und gleichzeitig wird die Intensität beim Übergang von Glas an Luft erheblich reduziert. Der Strahl nach der Faser wurde mittels Asphäre L1 ($f = 50 \text{ mm}$) kollimiert und musste für die nachgelagerte Analyse abgeschwächt werden. Hierfür wurde die Leistung des Strahl sukzessive durch Frontseitenreflexionen an drei nacheinander angeordneten unbeschichteten Keilplättchen (W1–W3) reduziert. Mit einem Strahlvermessungssystem (WinCamD) wurde anschließend die Beugungsmaßzahl des Strahls gemessen, das Spektrum wurde mit einem optischen Spektrumanalysator (Anritsu MS9710B) untersucht und die Leistung des Strahl wurde nach dem ersten Keilplättchen mit einem Leistungsmesskopf gemessen.

Alle Experimente, die in diesem Abschnitt beschrieben werden, wurden bei einer Leistung von ca. 50 W, gemessen am Ausgang der Transportfaser, durchgeführt.

Ausgangssituation war hierbei jeweils die größte Faserlänge von 100, 180, 300 und 380 m für die Faserkerndurchmesser von 30, 40, 50 beziehungsweise 60 μm . Die Faser wurde hierbei sukzessiv in 20 m Schritten bis zur minimalen Länge von 100 m gekürzt, wobei als Faserlänge die Länge ohne Taper zu verstehen ist. Die experimentell bestimmten M^2 -Werte des transmittierten Strahls sind in Abb. 2.22 dargestellt.

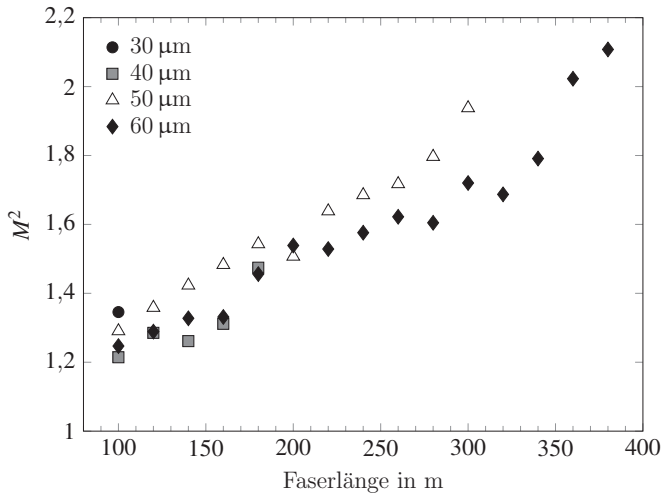


Abbildung 2.22: Experimentell gemessene Beugungsmaßzahl M^2 nach der Faser in Abhängigkeit der Faserlänge für Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 und 60 μm (zur besseren Übersicht sind keine Fehlerbalken eingezeichnet, die Messunsicherheit betrug $\pm 5\%$).

Aufgrund der Erhöhung der Beugungsmaßzahl mit zunehmender Faserlänge wird deutlich, dass es trotz Optimierung der Einkopplung in die LP_{01} -Mode, nach Propagation über mehrere hundert Meter, zu einer Kopplung in höhere Fasermode kommt. Die Degradierung der Strahlqualität ist hierbei nahezu unabhängig vom Faserkerndurchmesser und verläuft langsam, so dass für eine Faserlänge von 380 m bei einem Faserkerndurchmesser von 60 μm noch ein M^2 von 2,1 gemessen werden konnte. Für Fasern mit einer Faserlänge im Bereich um 100 m lässt sich eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten ($M^2 \approx 1,3$). Dies ist im Vergleich zur nominellen Beugungsmaßzahl von 9,7, 12,9, 16,1 und 19,4 für Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50 beziehungsweise 60 μm um bis zu mehr als eine Größenordnung niedriger.

Zur Erklärung des experimentell beobachteten Anstiegs der Beugungsmaßzahl über die Faserlänge kann die Energiekopplungsgleichung von Marcuse [120] zu Rate gezogen werden, welche über

$$\frac{dP_\mu}{dz} = -\alpha_\mu P_\mu + \sum_{\nu \neq \mu} d_{\mu\nu} (P_\nu - P_\mu) \quad (2.7)$$

die Entwicklung der Leistung P_μ in jeder Mode μ über die Propagationslänge z beschreibt. Diese Entwicklung ist abhängig von den Propagationsverlusten α_μ der Mode μ , der in die Moden ν gekoppelte Leistung P_ν und den Kopplungskoeffizienten $d_{\mu\nu}$ zwischen Mode μ und den Moden ν . In der Literatur [87, 93, 124] wird angegeben, dass der Kopplungskoeffizient $d_{\mu\nu}$ rapide mit zunehmendem Modenabstand sinkt und invers proportional zur vierten Potenz von Δn_{eff} ist. Jedoch haben Hurand *et al.* [85] eine weitaus schwächere Abhängigkeit vom Modenabstand gezeigt.

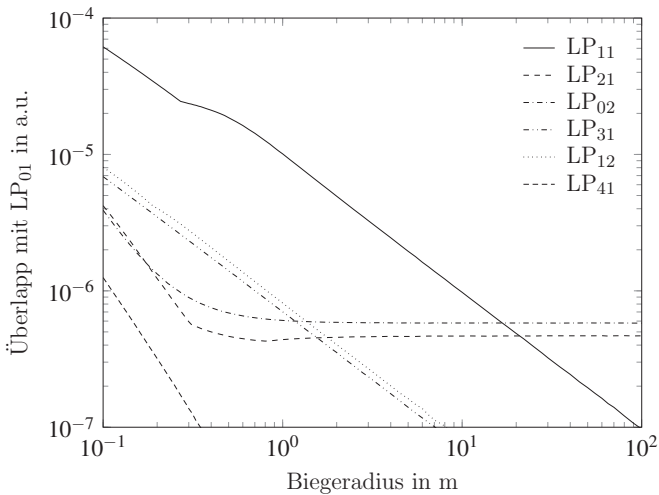


Abbildung 2.23: Berechneter Überlapp zwischen der LP₀₁-Mode und Moden höherer Ordnung bei einer Wellenlänge von 1070 nm als Funktion des Biegeradius für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 30 μm (zur besseren Übersicht sind lediglich die Kurven des Überlapps mit den ersten sechs HOMs eingezeichnet).

Neben dem Modenabstand hängt die Modenkopplung auch von weiteren Faktoren ab, wie dem Überlapp der Feldverteilungen jeder Fasermode [119], welcher wiederum

stark von den experimentellen Bedingungen beeinflusst wird (vgl. Abb. 2.23). Für große Biegeradien gegen unendlich, was einer geraden Faser entspricht, ist der Überlapp der Fasergrundmode LP₀₁ mit der LP₀₂-Mode wesentlich höher als zur im Modenspektrum direkt benachbarten LP₁₁-Mode. Im Allgemeinen ist für nahezu gerade Fasern der Überlapp zwischen der Mode LP₀₁ und allen radialsymmetrischen Fasermoden groß. Mit sinkendem Biegeradius steigt der Überlapp zwischen Grundmode und der LP₁₁-Mode stark an. Da im Experiment Biegeradien im Bereich von 50 cm verwendet wurden, ist der Überlapp zur LP₁₁-Mode am größten. Gleichzeitig ist auch der Modenabstand zwischen den Moden LP₀₁ und LP₁₁ am kleinsten, wodurch die Kopplung zur LP₁₁-Mode dominant ist.

Bedingt durch die große Anzahl an Moden von mehreren hundert in den untersuchten Fasern und da Modenmischung ein hochgradig komplexer Vorgang mit einer Vielzahl an Einflussfaktoren ist, wurde sich im Rahmen dieser Arbeit auf die Untersuchung der Abhängigkeit des Kopplungskoeffizienten $d_{\mu\nu}$ vom effektiven Brechzahlunterschied Δn_{eff} beschränkt. Auf Basis der in der Literatur zu findenden Ergebnisse [85, 87, 93, 124] wurde daher die *Fit*-Funktion

$$d_{\mu\nu} = A \cdot \Delta n_{\text{eff},\mu\nu}^{-B} \quad (2.8)$$

in Gl. 2.7 eingesetzt, hierbei ist $\Delta n_{\text{eff},\mu\nu}$ der Modenabstand zwischen Mode μ und Mode ν . Mit Hilfe der Fit-Parameter A und B wurden die berechneten Werte der Beugungsmaßzahl M^2 an die experimentell gemessenen Werte unter Verwendung der kleinsten Fehlerquadrate angefügt. Die hierbei genutzte Vorgehensweise zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl ist analog zu der in Abschnitt 2.2.3.1 beschriebenen, da für die betrachteten Faserlängen und aufgrund des breiten Spektrums der emittierten Strahlung des Faserlasers die verwendete inkohärente Superposition gültig ist [115]. Hinter der Transportfaser mit der Länge L lassen sich die resultierenden Intensitätsverteilungen in der transversalen xy -Ebene in Nah- und Fernfeld des Strahls über

$$I_N(x, y, L) = \sum_{\mu=1}^{m_{\text{all}}} P_{\mu}(L) \cdot \frac{I_{\mu,N}(x, y, L)}{\iint I_{\mu,N}(x, y, L) dx dy} \quad (2.9)$$

beziehungsweise

$$I_F(x, y, L) = \sum_{\mu=1}^{m_{\text{all}}} P_{\mu}(L) \cdot \frac{I_{\mu,F}(x, y, L)}{\iint I_{\mu,F}(x, y, L) dx dy} \quad (2.10)$$

berechnen. Hierbei ist m_{all} die Anzahl aller Moden und P_{μ} ist die aus Gl. 2.7 berechnete Leistung jeder Fasermode μ . Die Propagationsverluste α_{μ} wurden in dieser Betrachtung vernachlässigt und es wurde angenommen, dass am Anfang der Transportfaser lediglich die Grundmode der Faser angeregt wurde. Mittels eines MATLAB Skriptes, welches die Wellengleichung löst, wurde für jede Fasermode μ ihre Propagationskonstante $n_{\text{eff},\mu}$ sowie die zugehörigen Nah- und Fernfeld Intensitätsverteilungen $I_{\mu,N}$ und $I_{\mu,F}$ berechnet. Anschließend wurden die resultierenden Intensitätsverteilungen in Nah- und Fernfeld, gegeben durch Gl. 2.9 und Gl. 2.10, verwendet, um für jede Faserlänge L die resultierende Beugungsmaßzahl M^2 mittels Methode der zweiten Momente [109] zu bestimmen.

d_{core}	A	B
30 μm	$5,97 \cdot 10^{-11}$	1,94
40 μm	$9,20 \cdot 10^{-12}$	1,96
50 μm	$8,18 \cdot 10^{-12}$	1,92
60 μm	$3,11 \cdot 10^{-12}$	1,93

Tabelle 2.3: Fit-Parameter A und B für alle verwendeten Faserkerndurchmesser.

Tab. 2.3 zeigt die resultierenden Fit-Parameter A und B für die verwendeten Fasern. Während A mit zunehmendem Kerndurchmesser abnimmt, ist B nahezu konstant mit einem Mittelwert von 1,94. Unter Berücksichtigung von Gl. 2.8 zeigt sich, dass der Kopplungskoeffizient $d_{\mu\nu}$ mit zunehmendem Modenabstand abnimmt. Diese Abhängigkeit ist jedoch, wie bereits von Hurand *et al.* gezeigt [85], schwächer als in der weiteren Literatur beschrieben [87, 93, 124] und vielmehr invers proportional zur zweiten Potenz von Δn_{eff} .

Die Entwicklung der Leistung jeder Fasermode über die Propagationslänge ist in Abb. 2.24 für die Fasern mit Kerndurchmessern von 30, 40, 50, und 60 μm dargestellt. Eingangs besitzt die LP_{01} -Mode noch alle Leistung und gibt diese sukzessive an die nächsthöheren Moden ab. Dies geschieht zu Beginn dominierend zur Mode LP_{11} , da diese den kleinsten effektiven Brechzahlunterschied zur Grundmode aufweist, bevor kontinuierlich auch die nächsthöheren Moden angeregt werden. Dieser Energieaustausch wird fortgesetzt, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist [114]. Da das Verhalten für alle vier Fasern ähnlich ist, kann gefolgert werden, dass die Kopplungsmechanismen, welche zu Modenmischung führen, identisch sind.

Abb. 2.25 zeigt die berechneten Kurven der Beugungsmaßzahl unter Verwendung der Leistungswerte aus Abb. 2.24. Für lange Fasern (vgl. Abb. 2.25 (b)) wird deutlich,

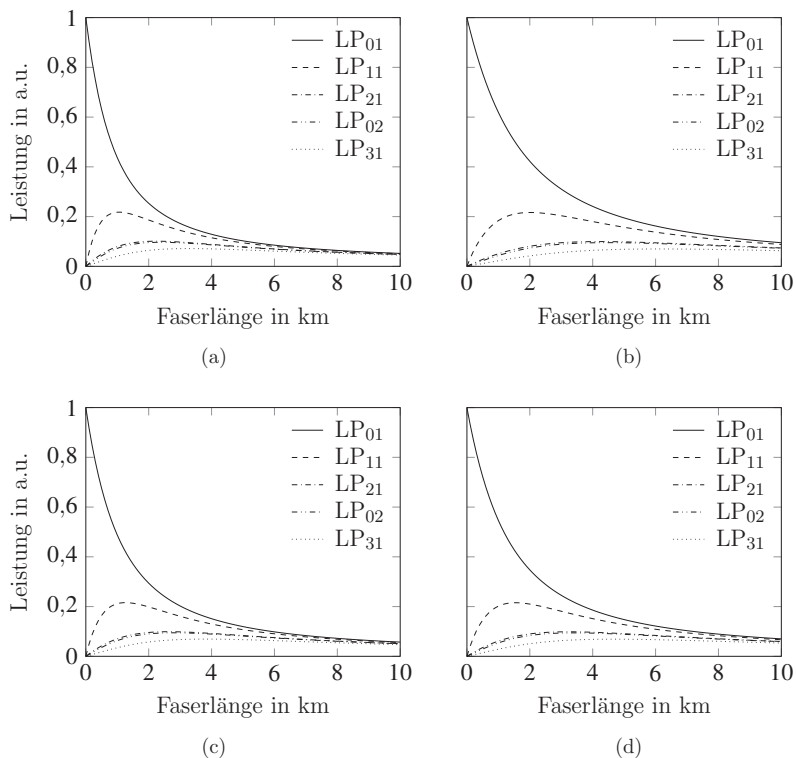


Abbildung 2.24: Berechnete Entwicklung der Leistung jeder Mode als Funktion der Faserlänge für Fasern mit Kerndurchmessern von (a) $30\ \mu\text{m}$, (b) $40\ \mu\text{m}$, (c) $50\ \mu\text{m}$ und (d) $60\ \mu\text{m}$ (zur besseren Übersicht sind lediglich die Kurven der ersten fünf Moden eingezeichnet).

dass für einen Faserkerndurchmesser von $30\ \mu\text{m}$ nach einigen zehn Kilometern ein Gleichgewichtszustand erreicht wird. Dies entspricht der gleichmäßigen Anregung aller Fasermodes und das hierbei resultierende M^2 von 9,3 stimmt gut mit dem nominellen Wert von 9,7 überein. Für Fasern mit Kerndurchmessern von 40, 50 und $60\ \mu\text{m}$ liegt der Gleichgewichtszustand jenseits der 100 km. Für kürzere Faserlängen bis 400 m (vgl. Abb. 2.25 (a)) wird deutlich, dass der Anstieg der Beugungsmaßzahl nicht linear verläuft, sondern eher abhängig von der Quadratwurzel der Faserlänge ist.

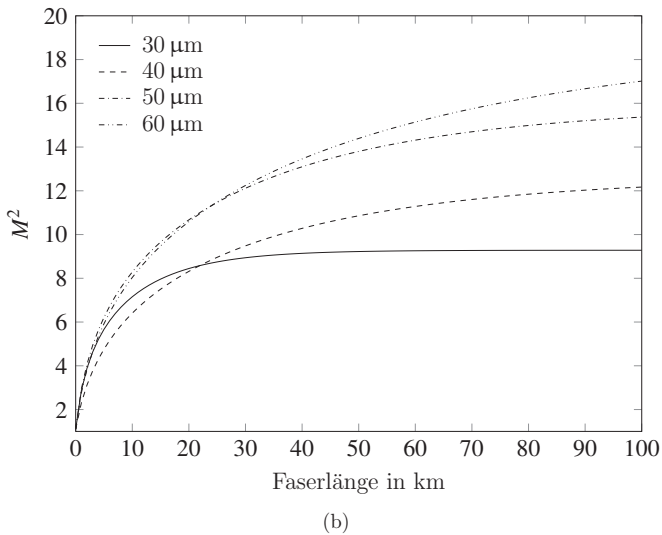
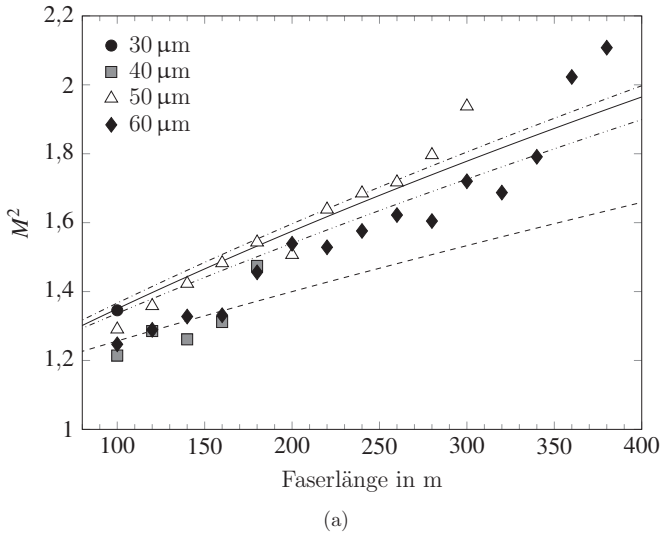


Abbildung 2.25: Berechnete Beugungsmaßzahl M^2 als Funktion der Faserlänge für Fasern mit verschiedenen Kerndurchmessern. (a) Faserlängen zwischen 80 und 400 m inklusive der experimentellen Ergebnisse (vgl. Abb. 2.22). (b) Faserlängen zwischen 0 und 100 km.

Dieses Verhalten kann durch ein simples Modell von Savović *et al.* [137] bestätigt werden, welches auf Basis von Gloges Energieflussgleichung [93] arbeitet. Unter der Annahme, dass der Strahl zu Beginn der Faser eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität aufweist [85], lässt sich hiermit die Beugungsmaßzahl zu

$$M^2 = \frac{2\pi \cdot n_{\text{core}} \cdot w_0 \cdot \sqrt{2LD}}{\lambda} \quad (2.11)$$

berechnen und skaliert damit, wie Abb. 2.25 (a) gezeigt hat, mit der Quadratwurzel der Faserlänge L . Hierbei ist n_{core} der Brechungsindex des Faserkerns, w_0 der Strahlradius auf der Faserfacette und D ein globaler Kopplungskoeffizient wie in [137] definiert. Des Weiteren haben Hurand *et al.* [85] ihre Ergebnisse mit den Approximationen von Fermann [87] verglichen und konnten Gl. 2.5 qualitativ bestätigen, jedoch ist die Abhängigkeit vom Kerndurchmesser, wie auch vom Manteldurchmesser, kleiner als suggeriert. Aus ihren Ergebnissen lässt sich ableiten, dass

$$M^2 \propto \frac{d_{\text{core}}}{d_{\text{clad}}} \cdot \sqrt{L} \quad (2.12)$$

ist, was weit entfernt vom Gleichgewichtszustand, wenn lediglich einige wenige Moden angeregt wurden, gültig ist. Dies entspricht dem experimentell realisierten Fall für kurze Faserlängen (vgl. Abb. 2.25 (a)), da diese Längen um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die benötigten Faserlängen, um einen Gleichgewichtszustand und damit die gleichmäßige Anregung aller Fasermode zu erzielen (vgl. Abb. 2.25 (b)). Da die für diese Untersuchungen verwendeten Fasern alle aus einer Preform gezogen wurden, ist das *CCDR* und damit das Verhältnis aus Kern- zu Manteldurchmesser konstant. Folglich skaliert die Beugungsmaßzahl mit der Quadratwurzel der Faserlänge und ist unabhängig von der Kern- oder Mantelgröße, was in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen steht.

2.3.3.2 Limitierungen aufgrund stimulierter Raman-Streuung

Zur Bestimmung der Raman-Schwelle wurde eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm gewählt, da für den größtmöglichen Kerndurchmesser die Modenfläche und damit die Schwellleistung von SRS am höchsten liegt. Für die verwendete Faserlänge von 100 m konnte zudem bereits gezeigt werden, dass bei einer Ausgangsleistung von ca. 50 W noch eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten

bleibt. Die Leistung wurde daher im Experiment schrittweise erhöht, wobei für jeden Leistungspunkt sowohl die Strahlqualität als auch das Spektrum der transmittierten Strahlung gemessen wurde.

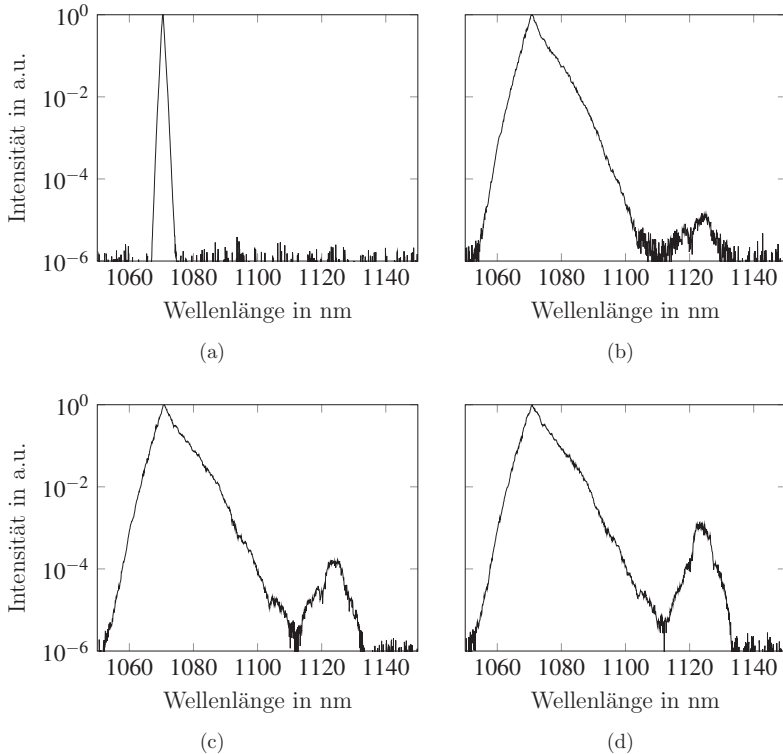


Abbildung 2.26: Spektrum, aufgenommen nach der 100 m langen Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$ bei Ausgangsleistungen von (a) 48 W, (b) 900 W, (c) 1013 W und (d) 1029 W.

Die gemessenen Spektren für einige ausgewählte Leistungspunkte sind in Abb. 2.26 logarithmisch aufgetragen. Bei einer Ausgangsleistung von 48 W ist das gemessene Spektrum schmalbandig bei der Emissionswellenlänge von 1070 nm (vgl. Abb. 2.26 (a)). Mit steigender Ausgangsleistung verbreitert sich das Spektrum und ein Nebenmaxima wird sichtbar (vgl. Abb. 2.26 (b)), hervorgerufen durch Raman-Streuung, welche eine Stokes-Verschiebung von 1070 zu 1123 nm verursacht. Der Leistungsanteil im Wellenlängenbereich um 1123 nm ist bei einer Ausgangsleistung

von 900 W allerdings noch vernachlässigbar klein, da bei dieser Leistung noch keine stimulierte sondern lediglich spontane Raman-Streuung vorliegt. Mit zunehmender Ausgangsleistung nimmt diese Leistung zuerst langsam zu (vgl. Abb. 2.26 (c)), bevor es ab Ausgangsleistungen über 1013 W zu einem sprunghaften Anstieg kommt (vgl. Abb. 2.26 (d)), hervorgerufen durch nun stimulierte und nicht mehr spontane Raman-Streuung. Dieser sprunghafte Anstieg aufgrund von SRS ist auch in Abb. 2.27 zu sehen, welche die Raman-Leistung in Abhängigkeit der Gesamtleistung dargestellt.

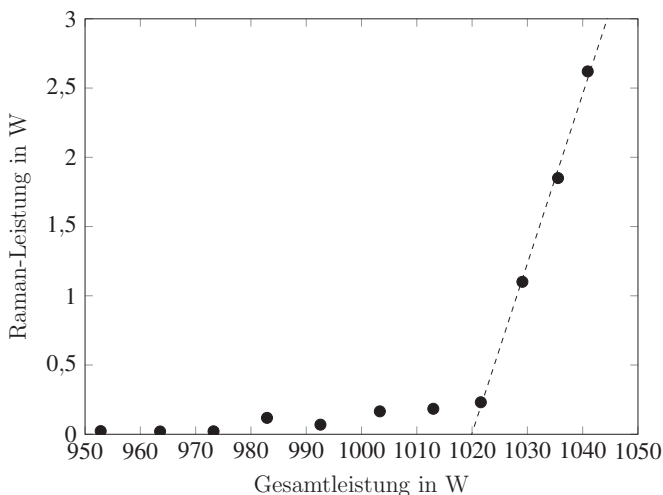


Abbildung 2.27: Experimentell gemessene Raman-Leistung (Punkte) in Abhängigkeit der durch die Faser transmittierten Leistung, aufgenommen nach der 100 m langen Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm . Die eingezeichnete lineare Trendlinie wurden für die Bestimmung der SRS-Schwelle verwendet.

Für niedrigere Leistungen bis knapp über 1000 W beträgt die Leistung im Stokes-verschobenen Spektralbereich lediglich einige wenige hundert Milliwatt und ist noch der spontanen Raman-Streuung zuzuschreiben. Aus der Leistungskennlinie kann die Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung zu 1020 W ermittelt werden. Unterhalb der Schwelle, bei einer Ausgangsleistung von 1013 W, wurde die spektrale Emissionsbandbreite bei einer Wellenlänge um 1070 nm zu 3,5 nm FWHM (engl.: *Full Width at Half Maximum*) gemessen (vgl. Abb. 2.26 (c)). Diese ist zwar um einen Faktor 5 breiter als 0,7 nm FWHM bei der niedrigsten Ausgangsleistung (vgl. Abb. 2.26 (a)), stellt allerdings für typische Hochleistungsanwendungen in der

Lasermaterialbearbeitung für die verwendeten Optiken als auch den Prozess als solches keinerlei Problem dar.

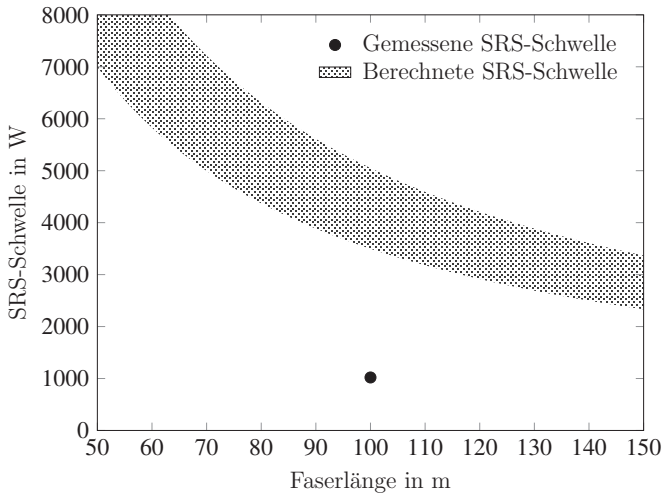


Abbildung 2.28: Experimentell gemessene (Punkt) und berechnete (Fläche) Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$. Die berechneten Werte (Fläche) sind für Biegeradien zwischen $20\ \text{cm}$ (untere Begrenzung der Fläche) und unendlich (obere Begrenzung der Fläche) dargestellt.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten SRS-Schwelle mit der anhand Gl. 1.1 berechneten Schwellleistung für einen Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$ und einer Faserlänge von $100\ \text{m}$ ist in Abb. 2.28 gezeigt. Es ist offensichtlich, dass unabhängig der Biegebedingung eine deutlich höhere Schwellleistung von einigen Kilowatt im Vergleich zum Experiment mit einem Biegeradius $\geq 50\ \text{cm}$ resultiert. Der Grund hierfür ist, dass für die Berechnung lediglich die Transportfaser berücksichtigt wurde, allerdings hat im realen System die gesamte Fasergeometrie inklusive Faserlaser Einfluss auf die SRS-Schwelle und setzt diese daher deutlich herab. Dennoch konnte hiermit das eingangs gesetzte Ziel des Strahltransports von $1\ \text{kW}$ über $100\ \text{m}$ Faserlänge ohne das Einsetzen von SRS erfolgreich demonstriert werden. Gleichzeitig sollte eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten werden, wie es bereits für Leistungen im Bereich um $50\ \text{W}$ gezeigt werden konnte (vgl. Abb. 2.22). Daher ist in Abb. 2.29 die Strahlqualität der transmittierten Strahlung über der Ausgangsleistung für Leistungswerte bis zur Raman-Schwelle dargestellt.

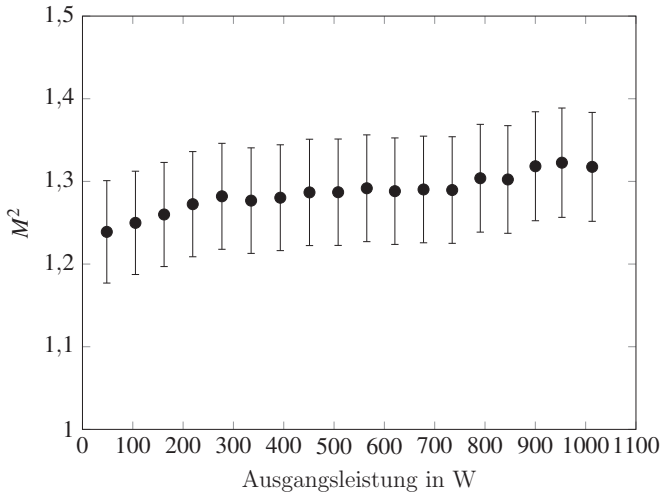


Abbildung 2.29: Experimentell gemessene Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit der Ausgangsleistung, aufgenommen nach der 100 m langen Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm .

Die gemessene Beugungsmaßzahl bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit über den gesamten Ausgangsleistungsbereich konstant und beträgt $1,24 \pm 0,06$ beziehungsweise $1,32 \pm 0,07$ bei Ausgangsleistungen von 48 und 1013 W. Es lässt sich also eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten. Hierdurch wurde die Leistungsskalierbarkeit des monolithischen Aufbaus gezeigt, welcher im Gegensatz zu einer zwischen Strahlquelle und Transportfaser verwendeten Freistrahleinkopplung nicht durch thermisch induzierte Aberrationen limitiert ist. Zur weiteren Veranschaulichung der guten Strahlqualität nach der Transportfaser sind zudem die aufgenommenen Intensitätsverteilungen in Nah- und Fernfeld in Abb. 2.30 (a) beziehungsweise Abb. 2.30 (b) für die maximale Ausgangsleistung von 1013 W dargestellt.

2.3.4 Zusammenfassung

Auf Basis der Coupled-Mode-Theorie wurden die Bedingungen zur Reduktion von Modenmischung und damit Erhaltung beugungsbegrenzter Strahlung in hochgradig multimodigen Fasern erarbeitet. Anschließend kann die Forschungsfrage durch die experimentellen Ergebnisse beantwortet werden, indem über 100 m lange Fasern mit

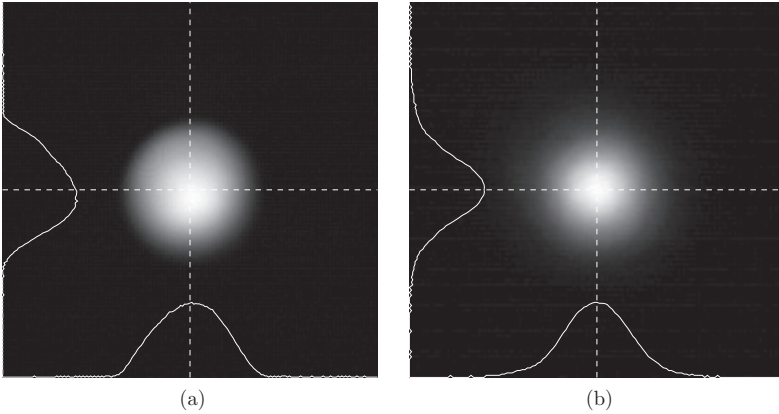


Abbildung 2.30: Intensitätsverteilungen (inklusive Strahlprofil in x- und y-Richtung) in Nah- (a) und Fernfeld (b), aufgenommen nach der 100 m langen Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$ bei einer Ausgangsleistung von 1013 W.

einer numerischen Apertur von 0,22 und Kerndurchmessern zwischen 30 und $60\ \mu\text{m}$ unter Verwendung eines monolithischen Aufbaus eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 \approx 1,3$) erhalten werden konnte. Es wurde eine Degradierung der Strahlqualität mit zunehmender Faserlänge beobachtet, welche nahezu unabhängig von den verwendeten Faserkerndurchmessern ist. Dieses Verhalten konnte durch Anwendung der Energiekopplungsgleichung von Marcuse [120] beschrieben werden. Es steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Hurand *et al.* [85] und folgt qualitativ den Approximationen von Fermann [87]. Da die Modenmischung für die verwendeten Fasern äußerst gering ist und dadurch die Degradierung der Strahlqualität mit zunehmender Faserlänge langsam abläuft, konnte für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$ bei einer Länge von $380\ \text{m}$ noch ein M^2 von $2,1$ gemessen werden, was beinahe eine Größenordnung kleiner ist als die nominelle Beugungsmaßzahl der Faser von $19,4$. Die Hochleistungstauglichkeit des verwendeten monolithischen Aufbaus wurde demonstriert, indem eine Leistung größer $1\ \text{kW}$ ohne Einsetzen von SRS über eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $60\ \mu\text{m}$ und einer Länge von $100\ \text{m}$ übertragen werden konnte. Gleichzeitig wurde eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 \approx 1,3$) erhalten.

Zur Einordnung gegenüber den zu Beginn gesteckten Zielen und gegenüber dem Stand der Technik ist dieses Ergebnis (V -Zahl = $38,8$) als Datenpunkt \bullet in Abb. 2.31 eingezeichnet. Das erzielte Ergebnis liegt etwa eine Größenordnung über der einge-

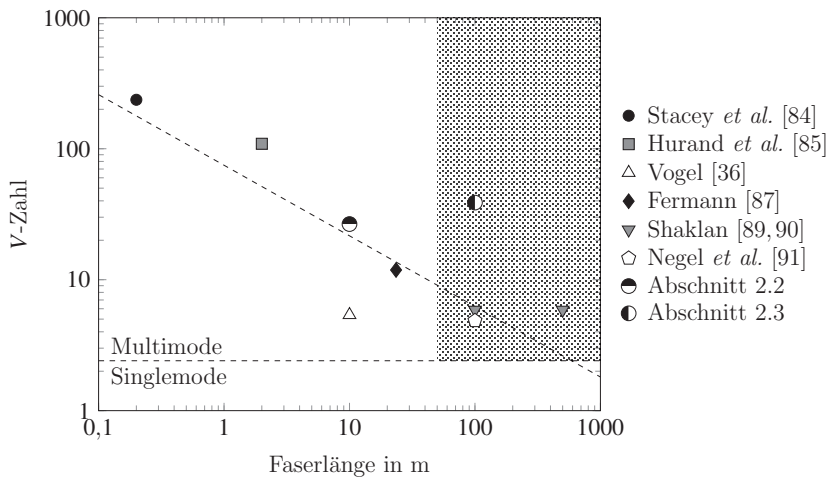


Abbildung 2.31: Vergleich der eigenen Ergebnisse (⦿) mit dem Stand der Technik zum Grundmodestrahltrahtransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern und der Zielsetzung (Fläche) für Faserlängen größer 50 m.

zeichneten Trendlinie und zeigt eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Stand der Technik. Dieses Ergebnis zeigt daher eindrucksvoll, dass Stufenindexfasern enormes Potential für die Strahlführung hochbrillanter Laserstrahlen haben. Durch ein in Bezug auf die Coupled-Mode-Theorie optimiertes Faserdesign und mittels geeigneter Produktionsmethoden lässt sich beugungsbegrenzte Strahlung nach Propagation durch hochgradig multimodige Fasern über lange Distanzen erhalten.

3 Untersuchungen zur Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern

Inhalt dieses Kapitels sind die Ergebnisse der Untersuchungen zur Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern, welche außerdem in [138] veröffentlicht sind. Zu Beginn wird der Stand der Technik dargelegt, bevor in einem Überblick inklusive Zielsetzung die Forschungsfrage formuliert wird. Zur Beantwortung dieser werden die notwendigen theoretischen Grundlagen dargelegt, welche mit Hilfe numerischer Simulationen und experimenteller Untersuchungen bestätigen werden. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst.

3.1 Stand der Technik

Um Polarisationserhaltung bei der Propagation durch eine Faser zu erzielen, wird im Allgemeinen die Doppelbrechung innerhalb der Faser gezielt erhöht [2]. In Vollmaterialfasern, wie die in Kapitel 2 behandelten Stufenindexfasern, kann dies durch eine bewusst eingebrachte asymmetrische Spannungsverteilung im Kern der Faser [139] oder durch Symmetriebrechung über einen elliptischen Faserkern [140] realisiert werden. Für Hohlkernfasern kommt aufgrund des hohlen Faserkerns lediglich Symmetriedoppelbrechung in Betracht. Diese Möglichkeit wurde zuerst numerisch nachgewiesen [141], bevor demonstriert wurde, dass jegliche Deformation der den Kern umgebenden Glasstruktur die Doppelbrechung der Faser stark beeinflussen kann [142, 143]. Doppelbrechung und damit Polarisationserhaltung konnte hierbei in PBG HC-PCFs, ebenfalls wie in Stufenindexfasern, durch einen gezielt elliptisch hergestellten Faserkern realisiert werden [144]. Es hat sich allerdings auch gezeigt, dass selbst kleine Elliptizitäten des Faserkerns, hervorgerufen durch den Ziehprozess selbst, für die Polarisationserhaltung bereits ausreichend sind [82, 145]. Des Weiteren konnte Polarisationserhaltung durch eine asymmetrische Glasstruktur im Fasermantel [146] oder durch elliptische Knotenpunkte um den Faserkern [147–149] erzielt werden. Ähnliche Ansätze wurden auch für IC HC-PCFs gezeigt. Die Erhöhung der Doppelbrechung erfolgte hierbei ebenfalls mittels eines elliptischen Faserkerns [150],

durch Variation der Glasdicke im Mantel der Faser [151, 152] oder durch Einbringung resonanter Strukturen in den Fasermantel [153].

Die Doppelbrechung und folglich die polarisationserhaltenden Eigenschaften von Hohlkernfasern hängen hierbei stark von der Interaktion zwischen Moden nahe der Grenzfläche zwischen Luft und Glas – sogenannten Oberflächenmoden [65] – und im Faserkern geführten Moden ab [146, 149]. Zwischen diesen findet ein großer Energieaustausch statt, wenn es zu einem Nicht-Kreuzen (engl.: *Avoided Crossing*) zwischen beiden Moden kommt, was erhöhte Transmissionsverluste [65, 154, 155] bei gleichzeitiger Reduktion des Polarisationsgrades [156] zur Folge hat. Daher wird neben der Polarisationserhaltung auch die Hochleistungstauglichkeit der Fasern stark eingeschränkt.

Bei IC HC-PCFs kann dieses Problem umgangen werden, da Oberflächenmoden kaum bis gar nicht existieren [157, 158]. Daher hat sich auch gezeigt, dass wenn externe Perturbationen wie Faserbiegungen oder Deformationen der Glasstruktur vernachlässigbar sind, diese Fasern von Natur aus bereits ein starkes polarisationserhaltendes Verhalten aufweisen können, ohne speziell hierfür ausgelegt worden zu sein [159]. Dies konnte bereits für die zwei meistverwendeten Typen von IC HC-PCFs (vgl. Abschnitt 1.3.1.2) demonstriert werden. Für eine 3 m lange Faser mit hypozyklöider Kernkontur und Kagome-Gitter im Fasermantel konnte ein Polarisations-Extinktionsverhältnis (*PER*) zwischen der Hauptachse der Polarisationsellipse und der hierzu um 90° gekreuzten Polarisationsrichtung von 26 dB erzielt werden [72]. Ohne hypozyklöide Kernkontur wurde für eine ähnliche Faser mit Kagome-Gitter nach einem Faserstück mit einer Länge von 11 cm ein *PER* von 21 dB gemessen [160]. Für eine Faser mit tubularem Aufbau im Mantel konnte für eine deutlich größere Faserlänge von 16 m immer noch ein *PER* von 15,5 dB erzielt werden [76]. Für diesen Fasertyp, bestehend aus einem einzigen mikrostrukturierten Ring im Mantel, haben Jayakumar *et al.* [161] kürzlich eine detaillierte Untersuchung vorgestellt, deren Aussage war, dass die Kerngeometrie einen direkten Einfluss auf die Polarisation hat. In den vorangegangenen Veröffentlichungen [72, 76, 159] wurde jedoch keine solche Abhängigkeit beobachtet. Die bisherigen Untersuchungen zur Doppelbrechung in IC HC-PCFs haben sich zudem auf numerische Simulationen [150–153] oder auf sehr kurze ($L \approx 12$ cm) und gerade Fasern beschränkt [161], ungeeignet für eine flexible faserbasierte Strahlführung.

3.2 Überblick und Zielsetzung

Es wird deutlich, dass ein detailliertes Verständnis über die Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern dringend notwendig ist, welches die Faserbiegung wie auch die Faserlänge berücksichtigt. Hierzu wurden die zwei aktuell gängigsten Typen von IC HC-PCFs bezüglich ihrer polarisationserhaltenden Eigenschaften untersucht, da diese heutzutage die geeignetste Wahl für eine flexible faserbasierte Strahlführung von hochbrillanter UKP-Strahlung von der Strahlquelle bis zum Werkstück darstellen [58]. Hierbei handelt es sich zum einen um eine Faser mit Kagome-Gitter im Fasermantel, bei der sieben Fehlstellen den Faserkern mit hypozyklöider Kernkontur bilden, welche nachfolgend als K-7C bezeichnet wird (vgl. Abb. 3.1 (a)) und zum anderen um eine Faser mit tubularem Aufbau, bestehend aus acht Kapillaren im Fasermantel, nachfolgend T-8 genannt (vgl. Abb. 3.1 (b)).

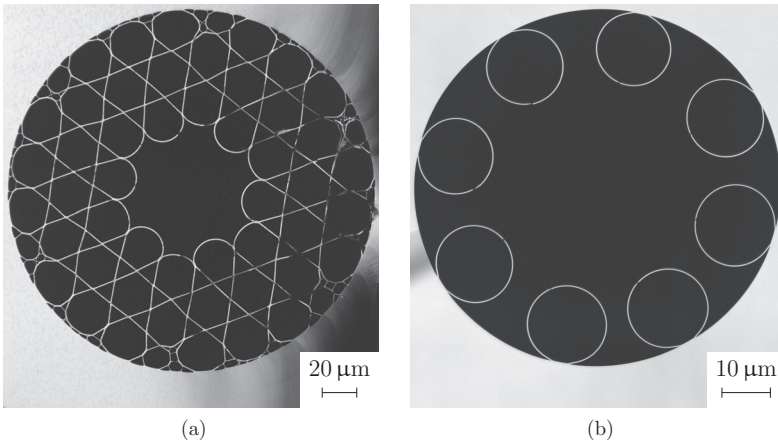


Abbildung 3.1: Mikroskopaufnahmen der analysierten Fasern. (a) K-7C. (b) T-8.

Beide kommerziell verfügbaren Fasern [162] sind optimiert für die Propagation von Laserstrahlung mit einer Wellenlänge um $1\ \mu\text{m}$ und basieren auf bereits veröffentlichten Faserdesigns [73, 76]. Im Wellenlängenbereich zwischen 900 und $1100\ \text{nm}$ wird für die K-7C Faser das zweite Transmissionsband genutzt, welches zu nominellen Verlusten von $< 50\ \text{dB/km}$ führt [73]. Die T-8 Faser nutzt das erste Transmissionsband, wodurch eine ausgedehnte spektrale Bandbreite über eine Oktave ermöglicht wird, mit nominellen Verlusten von $< 21\ \text{dB/km}$ in einem Wellenlängenbereich zwischen 600 und $1200\ \text{nm}$ [76].

3.2.1 Forschungsfrage

Ziel dieses Kapitels ist die Forschungsfrage zu beantworten, welchen Einfluss Faserbiegungen sowie die Faserlänge auf die polarisationserhaltenden Eigenschaften von IC HC-PCFs haben. Im Kontext der Strahlführung hochbrillanter UKP-Strahlung konzentriert sich diese Arbeit auf die Analyse der Fasergrundmode LP_{01} . Moden höherer Ordnung, welche möglicherweise einen Einfluss auf den Polarisationszustand haben, werden vernachlässigt. Debord *et al.* [76] haben hierzu bereits gezeigt, dass trotz Anregung der Grundmode, in der zur Hauptachse der Polarisationsellipse gekreuzten Polarisationsrichtung, eine Mode beobachtet wird, welche eher der LP_{11} als der LP_{01} zuzuordnen ist. Diese besitzt jedoch eine im Vergleich zur Grundmode vernachlässigbar kleine Leistung, wodurch die Erhaltung einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität immer noch gegeben ist. Es wird vermutet, dass diese Mode durch Rückkopplung von an der Kernkontur gestreutem Licht in den Faserkern angeregt wurde [76].

Die Beantwortung der Forschungsfrage erfolgt quantitativ für beide untersuchten Fasertypen und für Faserlängen von einigen Metern. Hierzu werden zu Beginn die theoretischen Grundlagen zur Polarisationserhaltung dargelegt. Auf Basis hiervon wurden numerische Simulationen durchgeführt, welche im Anschluss durch experimentelle Ergebnisse bestätigt wurden. Hierfür wurde der Polarisationszustand der durch die Faser transmittierten Strahlung in Abhängigkeit der Polarisierung des Strahls vor der Faser für verschiedene Faserlängen und Biegeradien für beide Fasertypen untersucht.

3.3 Theoretische Grundlagen

Wie bereits im letzten Kapitel beschrieben (vgl. Abschnitt 2.3.1.1 zur Coupled-Mode-Theorie), propagieren in einem perfekten Wellenleiter alle Moden ohne jegliche Interaktion untereinander [113]. Daher sind ideale Fasern intrinsisch polarisationserhaltend, da kein Energieaustausch zwischen den orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden stattfinden kann [31], weil der Überlapp beider Moden null ist [163]. In realen Fasern jedoch sorgt jede Perturbation der Faser dafür, dass es zwischen den orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden einen Energieaustausch gibt, da beide annähernd die gleiche Propagationskonstante n_{eff} besitzen [164]. Dies resultiert für Standardfasern in einer leichten Doppelbrechung, welche zu einer Differenz der Propagationskonstanten δn_{eff} beider Polarisationszustände zwischen

10^{-7} und 10^{-8} führt [2]. Daher kann in konventionellen Fasern nur unter Laborbedingungen, für kurze, gerade und von jeglichen Perturbationen isolierte Fasern, die Polarisation erhalten werden [164]. Um die Polarisation auch für flexibel verlegte Fasern erhalten zu können, wird daher die Doppelbrechung der Faser künstlich erhöht [2], was typischerweise in einem δn_{eff} zwischen den Propagationskonstanten beider Polarisationszustände von $1 \cdot 10^{-4}$ bis $6 \cdot 10^{-4}$ resultiert [94].

Dieser Ansatz wurde auch für die im Stand der Technik (vgl. Abschnitt 3.1) vorgestellten Hohlkernfasern, welche speziell zur Polarisationserhaltung ausgelegt wurden, verwendet. Es wurde allerdings auch gezeigt, dass in IC HC-PCFs die Polarisation selbst ohne künstliche Erhöhung der Doppelbrechung erhalten werden kann. Im Gegensatz zu Vollmaterialfasern, bei denen jede externe Perturbation vom Fasermantel in den Faserkern abgebildet wird, kann in Hohlkernfasern nur die den Kern umgebende Glasstruktur und nicht der hohle Faserkern selbst perturbiert werden. Ist der Überlapp zwischen im Kern geführter Mode und dem umgebenden Quarzglas hoch, was für PBG HC-PCFs typisch ist [81], können diese Störungen auch auf die im Faserkern geführten Moden übertragen werden. Über Inhibited-Coupling kann dieser Überlapp jedoch gezielt um mehrere Größenordnungen verringert werden [83] und das Licht kann nahezu isoliert von externen Perturbationen im Faserkern geführt werden. Daher wird davon ausgegangen, dass beide orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden praktisch unabhängig voneinander durch die Faser propagieren können, trotz nahezu gleicher Propagationskonstanten. Allerdings kann es zwischen ihnen, bedingt durch die minimalen Unterschiede beider Propagationskonstanten, zu Laufzeitunterschieden bei der Propagation durch die Faser kommen. Diese kumulieren sich über die Faserlänge auf, wodurch beide orthogonal zueinander ausgerichteten Moden je nach Propagationslänge in und außer Phase sind, mit einer Periodizität, welche über die Schwebungslänge

$$L_b = \frac{\lambda}{\delta n_{\text{eff}}} \quad (3.1)$$

definiert ist [2]. Diese führt zu einer Änderung des Polarisationszustands nach der Faser, wenn die Faserlänge nicht einem ganzzahligen Vielfachen der halben Schwebungslänge L_b entspricht. Um die Polarisation nach Propagation über mehrere Meter erhalten zu können, muss daher die Schwebungslänge L_b groß und damit δn_{eff} klein sein oder es darf gezielt bei der Einkopplung in die Faser nur ein Polarisationszustand angeregt werden. Je nach Orientierung der Polarisation des in die Faser eingekoppelten Strahls werden beide orthogonal zueinander polarisierten

LP₀₁-Moden unterschiedlich stark angeregt. Während es in einer idealen Faser mit rundem Querschnitt keine bevorzugte Symmetrieachse gibt [31], richten sich in gebogenen Fasern die Moden anhand der Biegung aus und ihre Polarisationsrichtung ist daher entweder parallel oder orthogonal zur Biegeebene orientiert. Demnach wird immer eine Mischung beider Polarisationszustände angeregt, sofern nicht ein linear polarisierter Strahl in die Faser eingekoppelt wird, dessen Orientierung entweder parallel oder orthogonal zur Biegeebene der Faser ausgerichtet ist. In diesem Fall wird lediglich eine der zwei orthogonal zueinander polarisierten LP₀₁-Moden der Faser angeregt. Werden hingegen beide Moden angeregt, führt eine Differenz ihrer Propagationskonstanten $\delta n_{\text{eff}} \neq 0$ zu einem Phasenversatz zwischen beiden LP₀₁-Moden nach Propagation durch die Faser. Dies resultiert in einer Änderung des Polarisationszustands der transmittierten Strahlung.

3.4 Numerische Simulationen

Zur Bestimmung von δn_{eff} wurden die Fasergeometrien aus Abb. 3.1 (a) und (b) für die K-7C beziehungsweise T-8 Faser extrahiert und in das in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte COMSOL Multiphysics FEM-Modell implementiert. Die K-7C Faser besitzt hierbei einen Faserkerndurchmesser von 61 μm bei einer Stegbreite der Quarzglasstruktur von 700 nm (vgl. Abb. 3.2 (a)), während für die T-8 Faser ein geringerer Kerndurchmesser von 42 μm bei 225 nm Stegbreite vorliegt (vgl. Abb. 3.2 (b)). Für alle numerischen Simulationen wurde jeweils der gesamte Faserquerschnitt verwendet, bei einer Dicke der PML von 10 μm und einer Wellenlänge von 1050 nm.

Für gerade Fasern ergaben die Simulationen ein δn_{eff} von $1,79 \cdot 10^{-9}$ für die K-7C Faser und $1,62 \cdot 10^{-11}$ für die T-8 Faser. Anhand Gl. 3.1 resultiert daraus eine Schwebungslänge L_b von einigen hundert beziehungsweise einigen zehntausend Metern, welche damit viel größer ist als die verwendeten Faserlängen von bis zu 7,25 m. Folglich bleibt der Polarisationszustand in geraden Fasern erhalten, was im Rahmen der experimentellen Untersuchungen auch bestätigt wurde.

Für die Simulation gebogener Fasern muss im Gegensatz zur geraden Faser berücksichtigt werden, dass die nicht rotationssymmetrische Kernkontur Einfluss auf die Propagation der Moden im Kern haben kann. Daher wurden Simulationen durchgeführt, in denen neben verschiedenen Biegeradien auch zwei verschiedene Biegerichtungen untersucht wurden. Diese Biegerichtungen sind in Abb. 3.2 für beide Fasertypen eingezeichnet und bilden die zwei Extremfälle ab, welche für die K-7C Faser Biegungen in Richtung der außen (0°) und innen (90°) liegenden

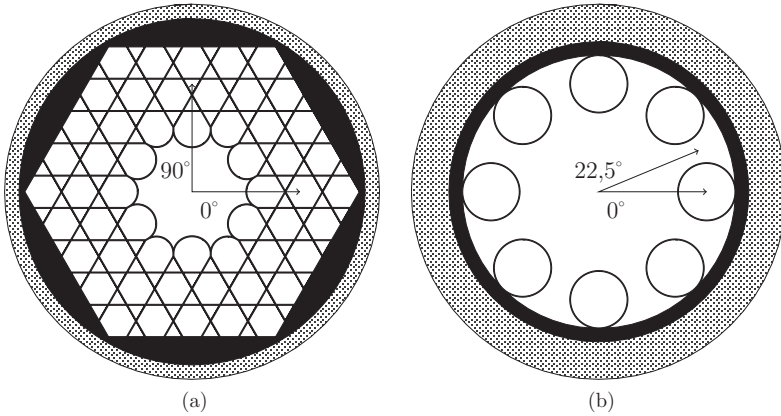


Abbildung 3.2: Fasergeometrien für die numerischen Simulationen (Luft weiß, Quarzglas schwarz und PML gepunktet) inklusive der simulierten Biegerichtungen für beide Fasern. (a) K-7C. (b) T-8.

Kernkontur und für die T-8 Faser Biegungen in Richtung der Kapillarröhren (0°) und in die Lücke zwischen ihnen ($22,5^\circ$) darstellen.

Abb. 3.3 zeigt den Einfluss des Biegeradius auf δn_{eff} zwischen beiden orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden und damit auf die Doppelbrechung der Fasern. Es wird deutlich, dass δn_{eff} mit sinkendem Biegeradius zunimmt und wie bereits für gerade Fasern gezeigt für die K-7C Faser im Vergleich zur T-8 Faser größer ist. Auch wenn beide Fasern verschiedene Kerndurchmesser und damit verschiedene Propagationseigenschaften der Moden aufweisen, wird das beobachtete Verhalten den unterschiedlichen Mantelgeometrien einschließlich der Form der Kernkontur inklusive Stegbreite zugeschrieben und dass bei der verwendeten Wellenlänge von 1050 nm verschiedene Transmissionsbänder bedient werden. Abb. 3.3 zeigt außerdem, dass die induzierte Doppelbrechung für die T-8 Faser im Vergleich zur K-7C Faser unabhängig von der Biegerichtung ist (beide Kurven liegen übereinander). Für die K-7C Faser ist der Einfluss der Biegerichtung auf δn_{eff} , insbesondere für kleine Biegeradien, deutlich erkennbar. Grund hierfür ist eine starke Abhängigkeit der Propagationseigenschaften von der Biegerichtung der Faser, welche sich in unterschiedlichen Modenprofilen der LP_{01} für beide Biegerichtungen äußert (vgl. Einschubbilder Abb. 3.3 (oben)). Im Gegensatz hierzu ist die LP_{01} -Mode der T-8 Faser wesentlich robuster gegenüber Biegungen (vgl. Einschubbilder Abb. 3.3 (unten)). Da für die experimentellen Untersuchungen die Biegerichtung in Bezug auf

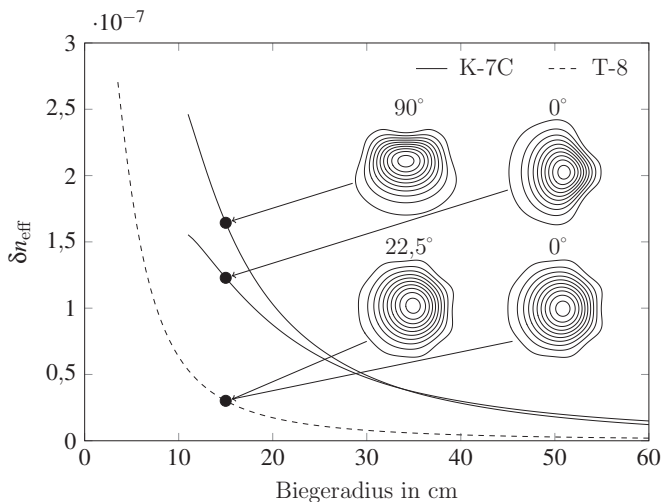


Abbildung 3.3: Berechnetes δn_{eff} zwischen beiden orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden für beide Fasertypen als Funktion des Biegeradius für verschiedene Biegerichtungen (vgl. Abb. 3.2) bei einer Wellenlänge von 1050 nm. Einschubbilder: Intensitätsverteilungen der LP_{01} -Moden für einen Biegeradius von 15 cm bei verschiedenen Biegerichtungen für die K-7C Faser (oben) und die T-8 Faser (unten).

die Fasergeometrie schwierig zu bestimmen und damit aufwändig zu kontrollieren ist, wird für alle weiteren Betrachtungen und für den Vergleich zwischen Simulation und Experiment der Mittelwert zwischen beiden Biegerichtungen verwendet.

Die gezeigte höhere Biegeempfindlichkeit der K-7C Faser lässt vermuten, dass hier im Vergleich zur T-8 Faser ein höherer Überlapp mit der Glasstruktur im Mantel vorliegt, welcher gleichzeitig zu einer höheren Doppelbrechung führt. Dies kann durch die in Abb. 3.4 gezeigten Ergebnisse weiterer numerischer Simulationen bestätigt werden, welche hervorheben, dass der Leistungsanteil der Grundmode in der den hohlen Kern umgebenden Quarzglasstruktur für die K-7C Faser deutlich höher ist als für die T-8 Faser. Mit sinkendem Biegeradius wird die im Kern geführte Mode verstärkt in Richtung der umgebenden Glasstruktur gedrängt. Hierdurch nimmt der Überlapp mit dieser weiter zu und damit steigt der Leistungsanteil in Quarzglas und folglich die Interaktion mit dem Fasermantel, was eine Erhöhung der Doppelbrechung zur Folge hat.

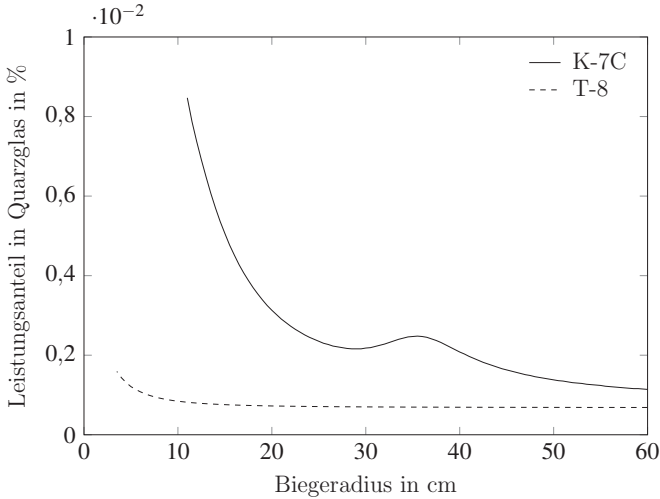


Abbildung 3.4: Berechneter Leistungsanteil der Grundmode in Quarzglas gemittelt über beide Biege- und beide Polarisationsrichtungen der LP_{01} -Mode für beide Fasertypen als Funktion des Biegeradius bei einer Wellenlänge von 1050 nm. Der *Peak* im Verlauf der Kurve für die K-7C Faser bei einem Biegeradius von etwa 35 cm resultiert aus einer resonanten Kopplung zwischen im Kern geführter Grundmode und einer im Fasermantel geführten Mode [58].

3.5 Experimentelle Untersuchungen

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurden für beide Fasertypen zu Beginn Referenzmessungen für gerade Fasern durchgeführt, bevor der Einfluss der Faserbiegung sowie der Faserlänge auf die Polarisationserhaltung betrachtet wurde. Der hierzu für alle Untersuchungen verwendete experimentelle Aufbau ist in Abb. 3.5 dargestellt.

Der beugungsbegrenzte Strahl der fasergekoppelten Multiwave Breitband-ASE-Quelle mit einer zentralen Emissionswellenlänge von 1050 nm wurde mit Hilfe eines PBS linear polarisiert. Über eine $\lambda/2$ -Platte konnte die Orientierung der linearen Polarisation flexibel eingestellt werden, bevor der Strahl mittels Linse L1 in die zu testende Faser eingekoppelt wurde. Für die gezielte Analyse der Polarisation der LP_{01} -Mode in den untersuchten Fasern muss die Anregung Moden höherer Ordnung vermieden werden. Hierzu wurde die Brennweite f von L1 vorweg bestimmt, um den

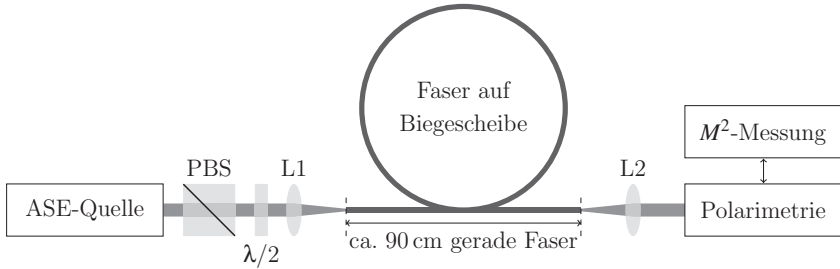


Abbildung 3.5: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern.

größtmöglichen Überlapp zwischen fokussiertem Gaußstrahl und der Fasergrundmode zu erzielen. Anschließend wurde die Einkopplung in die Faser mittels eines 6-Achsen-Positioniertisches optimiert, bis die Leistung des transmittierten Strahls maximal wurde, was gleichzeitig zum globalen Minimum der Beugungsmaßzahl des Strahls nach der Faser geführt hat. Der ausgekoppelte Strahl wurde mit Linse L2 kollimiert und anschließend bezüglich Polarisation und Strahlqualität mit einem Polarimeter (Thorlabs PAX5720IR2) beziehungsweise Strahlvermessungssystem (WinCamD) analysiert.

Im Gegensatz zu Vollmaterialfasern werden Hohlkernfasern standardmäßig händisch gecleavt [165]. Daher wurden für alle experimentellen Untersuchungen beide Faserenden mit einer Rubinklinge angeritzt und gebrochen, bevor die Fasern in V-Groove Faserhaltern fixiert wurden. Hierbei wurde darauf geachtet, dass die Faser nicht in sich verdreht war, um Torsionsspannungen zu minimieren. Der Großteil der Faser befand sich auf einer Scheibe, welche einen definierten Biegeradius festgelegt hat. Die restliche Faser vor und nach der Scheibe wurde auf einer Gesamtlänge von ca. 90 cm gerade gehalten.

Zur Bestimmung des Polarisationszustands nach der Faser wurde der Stokes-Formalismus [166] verwendet. Hierfür wurden mit Hilfe des Polarimeters alle vier Stokes-Parameter – S_0 , S_1 , S_2 und S_3 – ermittelt, welche zum Polarisationsgrad der linearen Polarisation (*DOLP*) [167]

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}, \quad (3.2)$$

zum Azimuth

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}, \quad (3.3)$$

welcher den Winkel der Hauptachse der Polarisationsellipse zur Horizontalen beschreibt, sowie zum Winkel der Elliptizität

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \frac{S_2}{S_1} \quad (3.4)$$

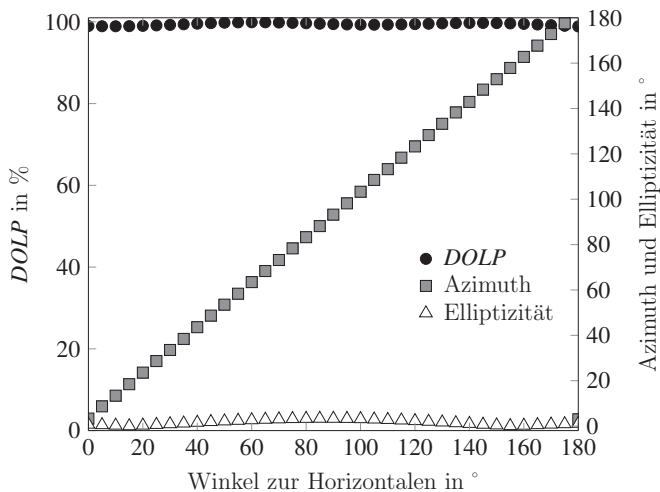
führen [166].

Als Referenzmessungen wurden zu Beginn jeweils 90 cm lange Stücke beider Fasertypen untersucht. Die Fasern wurden so gerade wie möglich verlegt, ohne hierbei Spannungen in diese zu induzieren. Nach Optimierung der Einkopplung wurde die Polarisationsrichtung vor der Faser schrittweise von 0° (Horizontale) über 90° (Vertikale) bis hin zu 180° (Horizontale) gedreht. Die Ergebnisse dieser Referenzmessungen sind in Abb. 3.6 (a) und (b) für die K-7C beziehungsweise die T-8 Faser dargestellt.

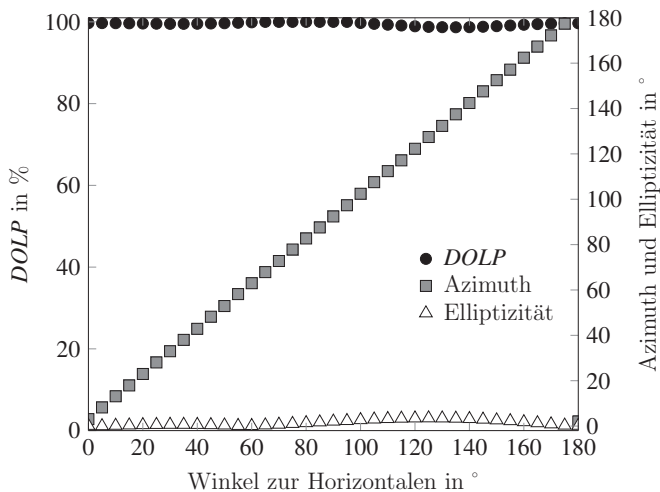
Das Verhalten beider Fasertypen ist sehr ähnlich und der Winkel der Hauptachse der Polarisationsellipse (Azimuth) entspricht der Orientierung der Polarisation der in die Faser eingekoppelten Strahlung. Gleichzeitig ist die Elliptizität unabhängig von der Orientierung der Eingangspolarisation minimal und folglich liegt der *DOLP* nahe 100%. Hieraus resultiert, dass die lineare Polarisation in den verwendeten kurzen und geraden Faserstücken erhalten bleibt. Dies kann auch durch die numerischen Simulationen bestätigt werden, welche ein δn_{eff} von $1,79 \cdot 10^{-9}$ und $1,62 \cdot 10^{-11}$ für die K-7C beziehungsweise T-8 Faser ergaben. Mittels des Reziprokwerts der Schwebungslänge L_b aus Gl. 3.1 kann über

$$\delta = 2\pi \cdot \frac{\delta n_{\text{eff}}}{\lambda} \quad (3.5)$$

die Phasenverschiebung δ pro Einheitslänge zu $0,61^\circ/\text{m}$ für die K-7C Faser und zu $0,006^\circ/\text{m}$ für die T-8 Faser berechnet werden. Da dies für die Faserlänge von 90 cm in einer absoluten Phasenverschiebung von lediglich $0,55^\circ$ und $0,005^\circ$ für die K-7C beziehungsweise die T-8 Faser resultiert, kann der Einfluss des geraden Faserstücks für alle nachfolgend aufgeführten Experimente vernachlässigt werden. In diesen Experimenten wurden insgesamt drei verschiedene Faserlängen und vier



(a)



(b)

Abbildung 3.6: Experimentell ermittelte Werte des DOLPs, Azimuths und der Elliptizität nach der Faser über der Orientierung der Polarisation der in die Faser eingekoppelten Strahlung für gerade Fasern mit einer Faserlänge von 90 cm. (a) K-7C. (b) T-8.

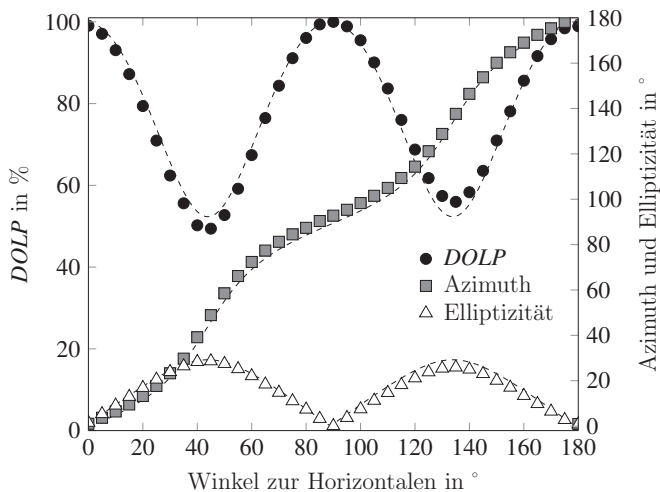
verschiedene Biegeradien untersucht, wobei die Orientierung der Faserstruktur relativ zur Biegeebene wie eingangs bereits erwähnt vernachlässigt wurde. Die hierbei verwendeten Parameterkombinationen sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

	$L = 2,25 \text{ m}$	$L = 4,75 \text{ m}$	$L = 7,25 \text{ m}$
$r_{\text{bend}} = 50 \text{ cm}$			2 Windungen
$r_{\text{bend}} = 20 \text{ cm}$	1 Windung	3 Windungen	5 Windungen
$r_{\text{bend}} = 10 \text{ cm}$	2 Windungen	6 Windungen	10 Windungen
$r_{\text{bend}} = 5 \text{ cm}$	4 Windungen	12 Windungen	20 Windungen

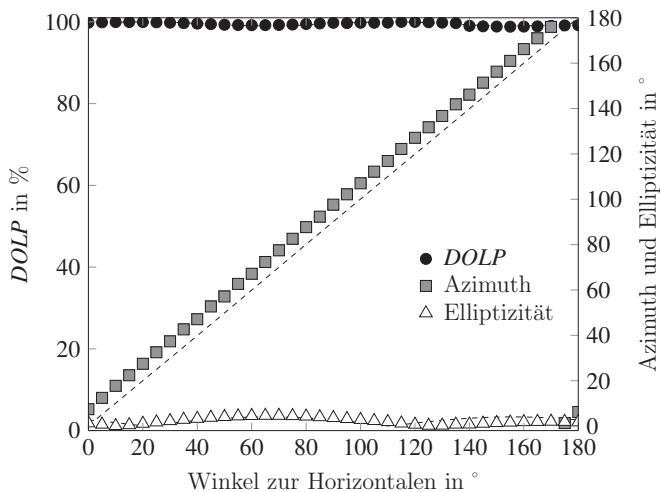
Tabelle 3.1: Versuchsplan für beide Fasertypen mit verschiedenen Faserlängen L und verschiedenen Biegeradien r_{bend} .

Die Ergebnisse der Untersuchungen für Fasern mit einer Länge von 2,25 m und einer Biegung mit einer Windung bei einem Biegeradius von 20 cm sind in Abb. 3.7 dargestellt. Im Fall der T-8 Faser (vgl. Abb. 3.7 (b)) ist das Ergebnis sehr ähnlich zur geraden Faser (vgl. Abb. 3.6 (b)). Die Elliptizität ist minimal und der *DOLP* ist für alle Orientierungen der Eingangspolarisation nahe 100 %. Außerdem entspricht der Azimuth-Winkel der Ausrichtung der Polarisation des in die Faser eingekoppelten Strahls. Im Gegensatz hierzu unterscheidet sich das Verhalten für die gebogene K-7C Faser (vgl. Abb. 3.7 (a)) stark zur geraden Faser (vgl. Abb. 3.6 (a)). Es wird deutlich, dass die Polarisation des durch die Faser transmittierten Strahls von der Orientierung der Polarisation vor der Faser abhängt. Der *DOLP* erreicht 100 %, wenn die Polarisation vor der Faser entweder parallel (90°) oder orthogonal (0° und 180°) zur Biegeebene der Faser ausgerichtet ist. Gleichzeitig ist die Elliptizität nahe null. Unter Winkeln von $\pm 45^\circ$ zur Biegeebene ist eine starke Degradierung des linearen Polarisationszustands zu beobachten, hierbei sinkt der *DOLP* auf unter 50 % und die Elliptizität erreicht annähernd 30° . Dennoch ist die gemessene Strahlqualität des transmittierten Strahls nach der Faser nahezu konstant und resultiert für beide Fasertypen in einem M^2 zwischen 1,1 und 1,2. Sie ist damit unabhängig von der Orientierung der Polarisation des in die Fasern eingekoppelten Strahls. Daher kann Kopplung in höheren Moden, welche möglicherweise zu einer Degradierung der Polarisation führt, vernachlässigt werden.

Zur Erklärung des beobachteten Verhaltens und um die Ergebnisse mit den numerischen Simulationen vergleichen zu können wird im Folgenden der Müller-Formalismus [166] verwendet. Eine Änderung der Polarisation durch ein arbiträres optisches Element wird hierbei über eine 4×4 Transfermatrix M – auch bekannt



(a)



(b)

Abbildung 3.7: Experimentell ermittelte Werte des *DOLPs*, Azimuths und der Elliptizität nach der Faser über der Orientierung der Polarisation der in die Faser eingekoppelten Strahlung für eine Faserlänge von 2,25m bei einem Biegeradius von 20 cm. Die gestrichelten Linien zeigen die Ergebnisse des Fits unter Verwendung des Müller-Formalismus. (a) K-7C. (b) T-8.

als Müller-Matrix – dargestellt. Diese wird auf den Polarisationszustand vor dem optischen Element angewendet, welcher durch den originären Stokes-Vektor

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

beschrieben wird. Der resultierende Stokes-Vektor

$$\vec{S}' = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

der Strahlung nach Transmission durch das optische Element wird über

$$\vec{S}' = M \cdot \vec{S} \quad (3.8)$$

berechnet und die Müller-Matrix M , welche die Phasenverschiebung in der Faser beschreibt, ist durch

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta)\cos(\delta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta)(1 - \cos(\delta)) & \sin(2\theta)\sin(\delta) \\ 0 & \cos(2\theta)\sin(2\theta)(1 - \cos(\delta)) & \cos^2(2\theta)\cos(\delta) + \sin^2(2\theta) & -\cos(2\theta)\sin(\delta) \\ 0 & -\sin(2\theta)\sin(\delta) & \cos(2\theta)\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

gegeben [167]. Hierbei wird die Phasenverschiebung δ als allgemeine lineare Verzögerung beschrieben, wobei der Winkel θ dem Winkel der schnellen Achsen bezogen auf die Orientierung der Polarisierung der einfallenden Strahlung entspricht.

Mit δ als Fit-Parameter konnte der Verlauf der experimentell gemessenen Werte des *DOLPs* mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate dargestellt werden (vgl. gestrichelte Linien in Abb. 3.7). Der Verlauf des Fits stimmt gut mit den experimentell ermittelten Werten überein, wodurch sich eine Phasenverschiebung δ von $58,5^\circ$ und $8,1^\circ$ für die K-7C beziehungsweise die T-8 Faser ergibt. Somit ist

die Phasenverschiebung in der K-7C Faser um einen Faktor von etwa 7 größer als in der T-8 Faser. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den numerischen Simulationen (vgl. Abb. 3.3), welche für die K-7C Faser ein ca. 5,5-fach größeres δn_{eff} zwischen beiden orthogonal zueinander polarisierten LP₀₁-Moden als für die T-8 Faser ergaben.

Zum Vergleich aller experimentellen Ergebnisse der in Tab. 3.1 aufgeführten Parameterkombinationen wurde wiederum der Fit über den Müller-Formalismus genutzt. Die resultierende Phasenverschiebung δ wurde auf die Länge des gebogenen Faserabschnitts normiert, da die Referenzmessungen bereits gezeigt hatten, dass die in geraden Fasern hervorgerufene Phasenverschiebung vernachlässigbar ist. Abb. 3.8 zeigt die Ergebnisse dieses Vergleichs, wobei darauf hinzuweisen ist, dass für die K-7C Faser bei einem Biegeradius von 5 cm die Leistung des transmittierten Strahls stark abnahm und das Strahlprofil nicht mehr der Grundmode zuzuordnen war. Gleichzeitig stieg hierbei das gemessene M^2 auf bis zu 3 an, im Vergleich zu 1,1 bis 1,2 für alle anderen Ergebnisse. Aus diesem Grund sind die Ergebnisse für die K-7C Faser bei einem Biegeradius von 5 cm nicht in Abb. 3.8 dargestellt.

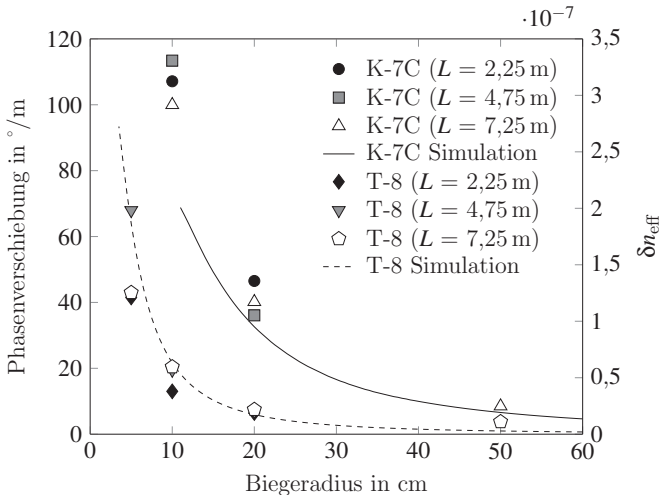


Abbildung 3.8: Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen der durch Biegung hervorgerufenen Phasenverschiebung pro Einheitslänge des gebogenen Faserabschnitts und den numerischen Simulationen (vgl. Abb. 3.3) für beide Fasertypen als Funktion des Biegeradius.

Die Ergebnisse zeigen, dass im Rahmen der Messunsicherheiten die durch Biegung hervorgerufene Phasenverschiebung pro Einheitslänge des gebogenen Faserabschnitts bei einem festen Biegeradius für alle Faserlängen konstant ist. Dies ist in Einklang mit der Theorie und zeigt, dass eine Differenz der Propagationskonstanten beider orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden über die Propagation zu einer Phasenverschiebung führt. Da die Differenz der Propagationskonstanten δn_{eff} mit sinkendem Biegeradius zunimmt, steigt auch die Phasenverschiebung mit sinkendem Biegeradius an (vgl. Gl. 3.5). Außerdem stimmen die experimentellen Daten gut mit den numerischen Simulationen überein und zeigen zudem, dass die Phasenverschiebung für die K-7C Faser etwa 5 mal größer ist als für die T-8 Faser.

3.6 Zusammenfassung

Indem systematisch durch theoretische Vorüberlegungen gefolgt von numerischen Simulationen und experimentellen Untersuchungen der Einfluss von Faserbiegungen sowie der Faserlänge auf die polarisationserhaltenden Eigenschaften von zwei unterschiedlichen Fasertypen von IC HC-PCFs untersucht wurde, kann abschließend die Forschungsfrage beantwortet werden. Biegungen der Faser erhöhen die Differenz δn_{eff} der Propagationskonstanten beider orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden. Dies resultiert in einer Phasenverschiebung zwischen beiden Moden, was zu einer Degradierung der Polarisationszustands des durch die Faser transmittierten Strahls führen kann. Entscheidend hierfür ist, ob bei der Einkopplung in die Faser beide LP_{01} -Moden angeregt wurden. Für den Fall, dass lediglich eine der Moden angeregt wurde, was einer Orientierung der Eingangspolarisation parallel oder orthogonal zur Biegeebene der Faser entspricht, bleibt die Polarisation erhalten. Wird eine Mischung beider orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden angeregt, wobei der *Worst-Case* hierbei Winkeln von $\pm 45^\circ$ zur Biegeebene entspricht, degradiert der Polarisationszustand des transmittierten Strahls in Abhängigkeit der Länge und Biegung der Faser. Um dies zu minimieren, sollten kleine Biegeradien von wenigen zehn Zentimetern vermieden werden, wenn die Biegerichtung nicht parallel oder orthogonal zu Orientierung der Polarisation der in die Faser eingekoppelten Strahlung ausgerichtet ist.

Insgesamt bleibt zudem festzuhalten, dass die Differenz der Propagationskonstanten δn_{eff} und damit die Phasenverschiebung δ für die K-7C Faser deutlich größer ist als für die T-8 Faser. Für eine flexibel verlegte Faser, bei welcher arbiträre Biegeradien und Biegerichtungen der Faser vorliegen, ist daher die T-8 Faser der

K-7C Faser vorzuziehen. Das unterschiedliche Verhalten beider Fasern wird hierbei nicht nur der Mantelgeometrie zugeordnet, sondern einer Kombination verschiedener Parameter, wie dem Kerndurchmesser, der Stegbreite und dass bei der verwendeten Wellenlänge von 1050 nm verschiedene Transmissionsbänder genutzt werden.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Abschließend werden die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit zusammengefasst. Des Weiteren wird ein Ausblick auf den zukünftigen Forschungsbedarf gegeben, welcher sich aus den Erkenntnissen dieser Arbeit ergeben hat. Hierzu werden im ersten Abschnitt die Untersuchungen zum Grundmodestrahltrahtransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern und im zweiten Abschnitt die Untersuchungen zur Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern zusammenfassend erörtert.

4.1 Grundmodestrahltrahtransport in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern

Ziel der in Kapitel 2 gezeigten Untersuchungen war eine umfassende Analyse der Erhaltung von Grundmodestrahlung in hochgradig multimodigen Stufenindexfasern. Hierzu wurde unter Verwendung einer Freistrahleinkopplung der Einfluss des Faserkerndurchmessers und damit des effektiven Brechzahlunterschieds Δn_{eff} zwischen den Moden LP_{01} und LP_{11} auf die Modenmischung untersucht (vgl. Abschnitt 2.2). Es konnte experimentell mit am IFSW gezogenen Fasern gezeigt werden, dass es möglich ist, nach Propagation durch hochgradig multimodige Fasern mit einer numerischen Apertur von 0,111 und Kerndurchmessern zwischen 50 und 80 μm über Faserlängen im Bereich von fünf bis zehn Metern eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten zu können ($M^2 \approx 1,3$). Als Limit, um Modenmischung zu verhindern, hat sich für die untersuchten Fasern ein effektiver Brechzahlunterschied Δn_{eff} von $0,5 \cdot 10^{-4}$ herausgestellt, welcher einem Faserkerndurchmesser von 80 μm entspricht. Für den nächstgrößeren Kerndurchmesser von 90 μm wurde bereits eine starke Degradierung der Strahlqualität hin zu einem M^2 von mehr als 1,8 festgestellt.

Entscheidend für alle experimentellen Untersuchungen war, dass bereits bei Einkopplung in die Faser lediglich die Fasergrundmode LP_{01} angeregt wurde. Mittels numerischer Simulationen konnte hierzu gezeigt werden, dass bei senkrechter axialer Einkopplung in die Faser ein maximaler Modenüberlapp zur Grundmode der Faser

von 98,3% erzielt werden kann. Die numerischen Simulationen konnten experimentell bestätigt werden, indem demonstriert wurde, dass bei optimalem Überlapp nach Propagation durch die Faser ein M^2 von etwa 1,3 gemessen werden konnte und für Abweichungen von der optimalen Einkopplung die Strahlqualität in der Simulation wie auch im Experiment stark degradiert.

Des Weiteren wurde experimentell der Einfluss von Faserbiegungen untersucht, da für die industrielle Fertigung mittels Laserstrahlung die Fasern flexibel verlegbar sein müssen. Hierzu konnte gezeigt werden, dass für die relevanten Kerndurchmesser von 50, 60, 70 und 80 μm bei Biegeradien zwischen 2 und 10 cm keinerlei Leistungsverlust gemessen werden konnte. Lediglich eine leichte Degradierung der Strahlqualität ($M^2 < 1,5$) hin zu Biegeradien von 2 cm war zu beobachten. Für Biegeradien ≥ 20 cm, wie sie in industriellen Anwendungen vorkommen, konnte eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 \approx 1,3$) erhalten werden.

Neben dem zu vernachlässigenden Einfluss von Faserbiegungen auf die Leistung und die Strahlqualität der transmittierten Strahlung hat sich jedoch gezeigt, dass die effektive Modenfläche für die verwendeten großen Kerndurchmesser durch Faserbiegungen stark reduziert wird. Da die Schwellleistung von stimulierter Raman-Streuung direkt proportional zur Modenfläche ist, sinkt diese durch Biegung der Faser. Unter Verwendung einer gepulsten Strahlquelle wurde die Schwelle von SRS mittels einer quasi-cw Messung ermittelt. In guter Übereinstimmung mit den berechneten Schwellleistungen konnte für eine 10 m lange Faser mit dem größten Faserkerndurchmesser von 80 μm bei einem Biegeradius ≥ 25 cm die SRS-Schwelle experimentell zu mehr als 60 kW bestimmt werden.

Da sich gezeigt hat, dass die Einkopplung in die Faser entscheidend ist und die Übertragung von Grundmodestrahlung in erster Linie für die verwendeten Kerndurchmesser zwischen 50 und 80 μm nicht durch die Fasern selbst limitiert wurde, wurde im weiteren Verlauf für die Analyse der Limitierungen aufgrund der Faserlänge im Gegensatz zur Freistrahleinkopplung ein monolithischer Aufbau verwendet (vgl. Abschnitt 2.3). Hierdurch konnte die Übertragung eines nahezu beugungsbegrenzten Strahls ($M^2 \approx 1,3$) mit einer Leistung von 1013 W über eine 100 m lange Faser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm ($NA = 0,22$) ohne das Einsetzen von SRS demonstriert werden. Dies zeigt die Leistungsskalierbarkeit des verwendeten monolithischen Ansatzes, welcher in diesen Untersuchungen nicht durch thermische Effekte limitiert wurde.

Um dieses Ergebnis zu erzielen, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Faserdesign wie auch die Faserproduktion vor dem Hintergrund der Coupled-Mode-Theorie opti-

miert, um Modenmischung gezielt zu unterdrücken. Hierzu wurden direkt während des am IFSW durchgeführten Faserziehprozesses Modenfeldadapter (Taper) zur adiabatischen Anpassung der Modengröße in die Fasern implementiert. Des Weiteren wurden alle Spleißverbindungen hinsichtlich Strahlqualität und Transmission optimiert.

Experimentell konnte die Eignung des realisierten monolithischen Aufbaus demonstriert werden, indem nach Propagation durch 100 m lange Fasern mit einer NA von 0,22 und Kerndurchmessern zwischen 30 und 60 μm unabhängig vom Kerndurchmesser ein M^2 von etwa 1,3 gemessen werden konnte. Mit steigender Faserlänge wurde eine graduelle Degradierung der Strahlqualität beobachtet, hin zu einem M^2 von 2,1 bei einer Faser mit einem Kerndurchmesser von 60 μm und einer Länge von 380 m. Diese Degradierung ist einer leichten Kopplung von Energie in höhere Fasermoden zuzuschreiben, was im Rahmen dieser Arbeit durch ein Modell basierend auf Marcuses Energiekopplungsgleichung bestätigt werden konnte.

Die Ergebnisse zeigen das enorme Potential von Stufenindexfasern für den Strahltransport hochbrillanter Laserstrahlung über große Distanzen. Zukünftig soll die weitere Skalierbarkeit dieses Ansatzes gezeigt werden, denn in dieser Arbeit war die maximale Leistung der transmittierten Strahlung durch den zur Verfügung stehenden Faserlaser begrenzt. Des Weiteren steht die Implementierung für flexibel verlegte Fasern in einer industriellen Umgebung noch aus.

4.2 Polarisationserhaltung in Hohlkernfasern

Die in Kapitel 3 gezeigten Betrachtungen hatten das Ziel, Hohlkernfasern bezüglich ihres polarisationserhaltendes Verhaltens in Abhängigkeit von Faserbiegungen zu untersuchen. Hierzu wurden IC HC-PCFs aufgrund ihrer Tauglichkeit für die Übertragung von UKP-Strahl untersucht. In diesen Fasern liegt der Überlapp zwischen im Kern geführter Mode und der umgebenden Quarzglasstruktur im Mantel weit unterhalb dessen von PBG HC-PCFs. Dieser niedrige Überlapp hat für Anwendungen im UKP-Bereich gleich zwei wesentliche Vorteile: eine hohe Zerstörschwelle und ein intrinsisch verankertes polarisationserhaltendes Verhalten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine ausführliche Analyse zweier verschiedener Fasern durchgeführt – eine Faser mit Kagome-Gitter im Fasermantel und hypozykloider Kernkontur (K-7C) sowie eine Faser mit tubularem Aufbau (T-8). Beide Fasern wurden zu Beginn in ein numerisches Modell überführt, bevor die Ergebnisse

der Simulationen experimentell verifiziert werden konnten. Hierzu wurde gezeigt, dass eine Phasenverschiebung zwischen beiden orthogonal zueinander polarisierten LP_{01} -Moden der Faser zu einer Änderung des Polarisationszustands führt.

Für Faserlängen von einigen Metern, wie sie typischerweise Anwendung in der Mikrobearbeitung finden, ist die Phasenverschiebung für beide Fasern vernachlässigbar klein, solange die Faser gerade ist. Mit sinkendem Biegeradius nimmt die Phasenverschiebung jedoch zu und lag für die K-7C Faser im Vergleich zur T-8 Faser im Experiment um einen Faktor 5 höher. Die Ursache für diesen Unterschied zwischen beiden Fasern ist einer Kombination verschiedener Parameter zuzuschreiben. Hierzu gehören die Mantelgeometrie, die unterschiedlichen Kerndurchmesser und dass bedingt durch verschiedene Stegbreiten unterschiedliche Transmissionsbänder genutzt werden.

Die umfassende Analyse hat gezeigt, dass die Phasenverschiebung minimiert werden kann, indem entweder große Biegeradien von einigen zehn Zentimetern verwendet werden oder indem die Ausrichtung der linearen Polarisation der Strahlung, welche in die Faser eingekoppelt wird, entweder parallel oder orthogonal zur Biegeebene der Faser orientiert ist. Für eine industrielle Umsetzung, in der die Faser flexibel und dynamisch verlegt sein muss, ist letzteres systemtechnisch jedoch schwierig umsetzbar. Daher zeigt sich, dass im Bereich des Faserdesigns noch erheblicher Forschungsbedarf besteht, da die Fasern zwar hinsichtlich niedriger Verluste und geringer Dispersion ausgelegt sind, nicht aber bezüglich Polarisation optimiert wurden. Es soll daher zukünftig ein ganzheitliches Simulationsmodell geschaffen werden, welches alle Einflussfaktoren zur Erzielung eines für die UKP-Strahlführung optimierten Faserdesigns berücksichtigt.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung: Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*, 3. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [2] MITSCHKE, F. M.: *Glasfasern: Physik und Technologie*, 1. Aufl. Heidelberg: Elsevier, Spektrum, Akad. Verl., 2005.
- [3] KAO, C. K.; HOCKHAM, G. A.: *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*. Proc. IEE **113** (1966) Nr. 7, S. 1151–1158.
- [4] COLLADON, D.: *On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream*. Comptes Rendus Acad. Sci. **15** (1842), S. 800–802.
- [5] BABINET, J.: *Note on the transmission of light by sinuous canals*. Comptes Rendus Acad. Sci. **15** (1842), S. 802.
- [6] FRENCH, W. G.; MACCHESNEY, J. B.; O’CONNOR, P. B.; TASKER, G. W.: *Optical waveguides with very low losses*. Bell Syst. Tech. J. **53** (1974) Nr. 5, S. 951–954.
- [7] PAYNE, D. N.; GAMBLING, W. A.: *New silica-based low-loss optical fibre*. Electron. Lett. **10** (1974) Nr. 15, S. 289–290.
- [8] KAPRON, F. P.; KECK, D. B.; MAURER, R. D.: *Radiation losses in glass optical waveguides*. Appl. Phys. Lett. **17** (1970) Nr. 10, S. 423–425.
- [9] MÉNDEZ, A.; MORSE, T. F.: *Preface*. In: Méndez, A.; Morse, T. F. (Hrsg.): *Specialty Optical Fibers Handbook*, Burlington, Massachusetts, USA: Academic Press, 2007, S. XXXVII–XLII.
- [10] MIYA, T.; TERUNUMA, Y.; HOSAKA, T.; MIYASHITA, T.: *Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm* . Electron. Lett. **15** (1979) Nr. 4, S. 106–108.
- [11] TAMURA, Y.; SAKUMA, H.; MORITA, K.; SUZUKI, M.; YAMAMOTO, Y.; SHIMADA, K.; HONMA, Y.; SOHMA, K.; FUJII, T.; HASEGAWA, T.: *The first 0.14-dB/km loss optical fiber and its impact on submarine transmission*. J. Lightw. Technol. **36** (2018) Nr. 1, S. 44–49.
- [12] KECK, D. B.; MAURER, R. D.; SCHULTZ, P. C.: *On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides*. Appl. Phys. Lett. **22** (1973) Nr. 7, S. 307–309.
- [13] IZAWA, T.; SHIBATA, N.; TAKEDA, A.: *Optical attenuation in pure and doped fused silica in the IR wavelength region*. Appl. Phys. Lett. **31** (1977) Nr. 1, S. 33–35.

- [14] EILZER, S.; WEDEL, B.: *Hollow core optical fibers for industrial ultra short pulse laser beam delivery applications*. *Fibers* **6** (2018) Nr. 4, S. 80.
- [15] BEYER, E.; MAHRLE, A.; LÜTKE, M.; STANDFUSS, J.; BRÜCKNER, F.: *Innovations in high power fiber laser applications*. In: Honea, E. C.; Hendow, S. T. (Hrsg.): *Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications* (Proc. of the Conf. SPIE Photonics West: Lasers and Applications in Science and Engineering, San Francisco, Kalifornien, USA, 2012). Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2012, S. 823717 (Proc. of SPIE Vol. 8237).
- [16] SPI LASERS: *Laser processing applications*, 2019, <https://www.spilasers.com/laser-processing-applications>, abgerufen am 10.05.2019.
- [17] POPRAWA, R.; HAGEDORN, Y.-C.; KELBASSA, I.: *Laser additive manufacturing LAM - fundamentals of selective laser melting SLM and laser material deposition LMD*. In: Proc. of the Conf. on Lasers and Electro-Optics: Science and Innovations, San Jose, Kalifornien, USA, 2014. Washington D.C., USA: OSA, 2014, S. STu1O.1.
- [18] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics*, 3. Aufl. Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 2001 (Optics and Photonics).
- [19] RICHARDSON, D. J.; NILSSON, J.; CLARKSON, W. A.: *High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]*. *J. Opt. Soc. Am. B* **27** (2010) Nr. 11, S. B63–B92.
- [20] PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; GRAF, T.; ABDU AHMED, M.: *Highly efficient 400 W near-fundamental-mode green thin-disk laser*. *Opt. Lett.* **41** (2016) Nr. 1, S. 171–174.
- [21] DAWSON, J. W.; MESSERLY, M. J.; BEACH, R. J.; SHVERDIN, M. Y.; STAPPAERTS, E. A.; SRIDHARAN, A. K.; PAX, P. H.; HEEBNER, J. E.; SIDERS, C. W.; BARTY, C. P. J.: *Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power*. *Opt. Express* **16** (2008) Nr. 17, S. 13240–13266.
- [22] FINI, J. M.; MERMELSTEIN, M. D.; YAN, M. F.; BISE, R. T.; YABLON, A. D.; WISK, P. W.; ANDREJCO, M. J.: *Distributed suppression of stimulated Raman scattering in an Yb-doped filter-fiber amplifier*. *Opt. Lett.* **31** (2006) Nr. 17, S. 2550–2552.
- [23] MA, X.; HU, I.-N.; GALVANAUSKAS, A.: *Propagation-length independent SRS threshold in chirally-coupled-core fibers*. *Opt. Express* **19** (2011) Nr. 23, S. 22575–22581.
- [24] NODOP, D.; JAUREGUI, C.; JANSEN, F.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Suppression of stimulated Raman scattering employing long period gratings in double-clad fiber amplifiers*. *Opt. Lett.* **35** (2010) Nr. 17, S. 2982–2984.

- [25] DRAGIC, P. D.; CAVILLON, M.; BALLATO, J.: *Materials for optical fiber lasers: a review*. Appl. Phys. Rev. **5** (2018) Nr. 4, S. 041301.
- [26] SMITH, R. G.: *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*. Appl. Opt. **11** (1972) Nr. 11, S. 2489–2494.
- [27] STOLEN, R.: *Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers*. IEEE J. Quantum Electron. **15** (1979) Nr. 10, S. 1157–1160.
- [28] STEGEMAN, R.: *Direct Nonlinear Optics Measurements of Raman Gain in Bulk Glasses and Estimates of Fiber Performance*. Orlando, Florida, USA: University of Central Florida, College of Optics and Photonics, Dissertation, 2006.
- [29] BALLATO, J.; DRAGIC, P. D.: *Characterisation of Raman gain spectra in Yb:YAG-derived optical fibres*. Electron. Lett. **49** (2013) Nr. 14, S. 895–897.
- [30] GLOGE, D.: *Weakly guiding fibers*. Appl. Opt. **10** (1971) Nr. 10, S. 2252–2258.
- [31] SNYDER, A. W.; LOVE, J. D.: *Optical Waveguide Theory*. Boston, Massachusetts, USA: Springer US, 1983.
- [32] PETIT, V.; TUMMINELLI, R. P.; MINELLY, J. D.; KHITROV, V.: *Extremely low NA Yb doped preforms (<0.03) fabricated by MCVD*. In: Ballato, J. (Hrsg.): *Fiber Lasers XIII: Technology, Systems, and Applications* (Proc. of the Conf. SPIE Photonics West: Lasers and Applications in Science and Engineering, San Francisco, Kalifornien, USA, 2016). Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2016, S. 97282R (Proc. of SPIE Vol. 9728).
- [33] ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.: *Optical fibres for high-power single-mode beam delivery*. Optik & Photonik **7** (2012) Nr. 2, S. 38–43.
- [34] VOGEL, M.; ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.; GRAF, T.: *Very-large-mode-area, single-mode multicore fiber*. Opt. Lett. **34** (2009) Nr. 18, S. 2876–2878.
- [35] FINI, J. M.: *Large-mode-area multicore fibers in the single-moded regime*. Opt. Express **19** (2011) Nr. 5, S. 4042–4046.
- [36] VOGEL, M.: *Specialty Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery*. München: Herbert Utz Verlag, 2014. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation, 2014 (Laser in der Materialbearbeitung Bd. 75).
- [37] DONG, L.; PENG, X.; LI, J.: *Leakage channel optical fibers with large effective area*. J. Opt. Soc. Am. B **24** (2007) Nr. 8, S. 1689–1697.
- [38] RUSSELL, P. ST. J.: *Photonic crystal fibers*. Science **299** (2003) Nr. 5605, S. 358–362.
- [39] RUSSELL, P. ST. J.: *Photonic-crystal fibers*. J. Lightw. Technol. **24** (2006) Nr. 12, S. 4729–4749.

- [40] DONG, L.; MCKAY, H. A.; MARCINKEVICIUS, A.; FU, L.; LI, J.; THOMAS, B. K.; FERMANN, M. E.: *Extending effective area of fundamental mode in optical fibers*. J. Lightw. Technol. **27** (2009) Nr. 11, S. 1565–1570.
- [41] WONG, W. S.; PENG, X.; MCLAUGHLIN, J. M.; DONG, L.: *Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers*. Opt. Lett. **30** (2005) Nr. 21, S. 2855.
- [42] FENG, X.; MAIRAJ, A. K.; HEWAK, D. W.; MONRO, T. M.: *Nonsilica glasses for holey fibers*. J. Lightw. Technol. **23** (2005) Nr. 6, S. 2046–2054.
- [43] DONG, L.; WU, T.-W.; MCKAY, H. A.; FU, L.; LI, J.; WINFUL, H. G.: *All-glass large-core leakage channel fibers*. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. **15** (2009) Nr. 1, S. 47–53.
- [44] JAIN, D.; BASKIOTIS, C.; SAHU, J. K.: *Mode area scaling with multi-trench rod-type fibers*. Opt. Express **21** (2013) Nr. 2, S. 1448–1455.
- [45] JAIN, D.; BASKIOTIS, C.; SAHU, J. K.: *Bending performance of large mode area multi-trench fibers*. Opt. Express **21** (2013) Nr. 22, S. 26663–26670.
- [46] YEH, P.; YARIV, A.; MAROM, E.: *Theory of Bragg fiber*. J. Opt. Soc. Am. **68** (1978) Nr. 9, S. 1196–1201.
- [47] JOANNOPOULOS, J. D.; JOHNSON, S. G.; WINN, J. N.; MEADE, R. D.: *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2. Aufl. Princeton, New Jersey, USA: Princeton University Press, 2008.
- [48] FÉVRIER, S.; JAMIER, R.; BLONDY, J.-M.; SEMJONOV, S. L.; LIKHACHEV, M. E.; BUBNOV, M. M.; DIANOV, E. M.; KHOPIN, V. F.; SALGANSKII, M. Y.; GURJANOV, A. N.: *Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber*. Opt. Express **14** (2006) Nr. 2, S. 562–569.
- [49] BAZ, A.; BOUWMANS, G.; BIGOT, L.; QUIQUEMPOIS, Y.: *Pixelated high-index ring Bragg fibers*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 17, S. 18795–18802.
- [50] BRECHET, F.; ROY, P.; MARCOU, J.; PAGNOUX, D.: *Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths*. Electron. Lett. **36** (2000) Nr. 6, S. 514–515.
- [51] GRANGER, G.; RÖHRER, C.; KLEEM, G.; ZEITVOGEL, C.; VOSS, A.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *First fabrication of optical Bragg fibers by a single-step powder in tube process based on the SiO₂-Al₂O₃ system*. In: Kalli, K.; Méndez, A. (Hrsg.): Micro-Structured and Specialty Optical Fibres IV (Proc. of the Conf. SPIE Photonics Europe, Brüssel, Belgien, 2016). Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2016, S. 988638 (Proc. of SPIE Vol. 9886).
- [52] FÉVRIER, S.; VIALE, P.; GÉRÔME, F.; LEPROUX, P.; ROY, P.; BLONDY,

- J.-M.; DUSSARDIER, B.; MONNOM, G.: *Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre*. Electron. Lett. **39** (2003) Nr. 17, S. 1240–1242.
- [53] LIKHACHEV, M. E.; SEMJONOV, S. L.; BUBNOV, M. M.; DIANOV, E. M.; KHOPIN, V. F.; SALGANSKII, M. Y.; GURJANOV, M. A.; GURJANOV, A. N.; JAMIER, R.; VIALE, P.; FÉVRIER, S.; BLONDY, J.-M.: *Development and study of Bragg fibres with a large mode field and low optical losses*. Quantum Electron. **36** (2006) Nr. 7, S. 581–586.
- [54] PASCHOTTA, R.: *Passive fiber optics: Part 4: multimode fibers*, 2019, https://www.rp-photonics.com/passive_fiber_optics4.html, abgerufen am 02.06.2019.
- [55] SUGIOKA, K.; CHENG, Y.: *Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing*. Light Sci. Appl. **3** (2014) Nr. e149, S. 1–12.
- [56] PHILLIPS, K. C.; GANDHI, H. H.; MAZUR, E.; SUNDARAM, S. K.: *Ultrafast laser processing of materials: a review*. Adv. Opt. Photonics **7** (2015) Nr. 4, S. 684–712.
- [57] MALINAUSKAS, M.; ŽUKAUSKAS, A.; HASEGAWA, S.; HAYASAKI, Y.; MIZEIKIS, V.; BUIVIDAS, R.; JUODKAZIS, S.: *Ultrafast laser processing of materials: from science to industry*. Light Sci. Appl. **5** (2016) Nr. e16133, S. 1–14.
- [58] DEBORD, B.; AMRANI, F.; VINCETTI, L.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Hollow-core fiber technology: the rising of "gas photonics"*. Fibers **7** (2019) Nr. 2, S. 16.
- [59] RUSSELL, P. ST. J.: *Photonic crystal fibers: a historical account*. IEEE LEOS Newsletter **21** (2007) Nr. 5, S. 11–15.
- [60] KNIGHT, J. C.; BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. ST. J.; ATKIN, D. M.: *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Opt. Lett. **21** (1996) Nr. 19, S. 1547–1549.
- [61] BIRKS, T. A.; ROBERTS, P. J.; RUSSELL, P. ST. J.; ATKIN, D. M.; SHEPHERD, T. J.: *Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures*. Electron. Lett. **31** (1995) Nr. 22, S. 1941–1943.
- [62] BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. ST. J.: *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Opt. Lett. **22** (1997) Nr. 13, S. 961–963.
- [63] KNIGHT, J. C.; BROENG, J.; BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. ST. J.: *Photonic band gap guidance in optical fibers*. Science **282** (1998) Nr. 5393, S. 1476–1478.
- [64] CREGAN, R. F.; MANGAN, B. J.; KNIGHT, J. C.; BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. ST. J.; ROBERTS, P. J.; ALLAN, D. C.: *Single-mode photonic band gap guidance of light in air*. Science **285** (1999) Nr. 5433, S. 1537–1539.
- [65] SMITH, C. M.; VENKATARAMAN, N.; GALLAGHER, M. T.; MÜLLER, D.; WEST, J. A.; BORRELLI, N. F.; ALLAN, D. C.; KOCH, K. W.: *Low-loss*

- hollow-core silica/air photonic bandgap fibre*. Nature **424** (2003) Nr. 6949, S. 657–659.
- [66] ROBERTS, P. J.; COUNY, F.; SABERT, H.; MANGAN, B. J.; WILLIAMS, D. P.; FARR, L.; MASON, M. W.; TOMLINSON, A.; BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. ST. J.: *Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres*. Opt. Express **13** (2005) Nr. 1, S. 236–244.
- [67] MANGAN, B. J.; FARR, L.; LANGFORD, A.; ROBERTS, P. J.; WILLIAMS, D. P.; COUNY, F.; LAWMAN, M.; MASON, M. W.; COUPLAND, S.; FLEA, R.; SABERT, H.; BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. ST. J.: *Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber*. In: Proc. of the Optical Fiber Communication Conf., Los Angeles, Kalifornien, USA, 2004. Washington D.C., USA: OSA, 2004, S. PD24.
- [68] BENABID, F.; KNIGHT, J. C.; ANTONOPOULOS, G.; RUSSELL, P. ST. J.: *Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber*. Science **298** (2002) Nr. 5592, S. 399–402.
- [69] BENABID, F.: *Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology*. Philos. Trans. Royal Soc. A **364** (2006) Nr. 1849, S. 3439–3462.
- [70] COUNY, F.; BENABID, F.; ROBERTS, P. J.; LIGHT, P. S.; RAYMER, M. G.: *Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs*. Science **318** (2007) Nr. 5853, S. 1118–1121.
- [71] WANG, Y. Y.; WHEELER, N. V.; COUNY, F.; ROBERTS, P. J.; BENABID, F.: *Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber*. Opt. Lett. **36** (2011) Nr. 5, S. 669–671.
- [72] MAUREL, M.; CHAFER, M.; AMSANPALLY, A.; ADNAN, M.; AMRANI, F.; DEBORD, B.; VINCETTI, L.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Optimized inhibited-coupling Kagome fibers at Yb-Nd:Yag (8.5 dB/km) and Ti:Sa (30 dB/km) ranges*. Opt. Lett. **43** (2018) Nr. 7, S. 1598–1601.
- [73] DEBORD, B.; ALHARBI, M.; BRADLEY, T. D.; FOURCADE-DUTIN, C.; WANG, Y. Y.; VINCETTI, L.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part I: arc curvature effect on confinement loss*. Opt. Express **21** (2013) Nr. 23, S. 28597–28608.
- [74] PRYAMIKOV, A. D.; BIRIUKOV, A. S.; KOSOLAPOV, A. F.; PLOTNICHENKO, V. G.; SEMJONOV, S. L.; DIANOV, E. M.: *Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow - core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region 3.5 μm* . Opt. Express **19** (2011) Nr. 2, S. 1441–1448.
- [75] KOLYADIN, A. N.; KOSOLAPOV, A. F.; PRYAMIKOV, A. D.; BIRIUKOV,

- A. S.; PLOTNICHENKO, V. G.; DIANOV, E. M.: *Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region*. Opt. Express **21** (2013) Nr. 8, S. 9514–9519.
- [76] DEBORD, B.; AMSANPALLY, A.; CHAFER, M.; BAZ, A.; MAUREL, M.; BLONDY, J.-M.; HUGONNOT, E.; SCOL, F.; VINCETTI, L.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers*. Optica **4** (2017) Nr. 2, S. 209–217.
- [77] BRADLEY, T. D.; HAYES, J. R.; CHEN, Y.; JASION, G. T.; SANDOGHCHI, S. R.; SLAVIK, R.; NUMKAM FOKOUA, E.; BAWN, S.; SAKR, H.; DAVIDSON, I. A.; TARANTA, A.; THOMAS, J. P.; PETROVICH, M. N.; RICHARDSON, D. J.; POLETTI, F.: *Record low-loss 1.3dB/km data transmitting antiresonant hollow core fibre*. In: Proc. of the European Conf. on Optical Communication, Rom, Italien, 2018. Piscataway, New Jersey, USA: IEEE, 2018, S. 1–3.
- [78] BRADLEY, T. D.; JASION, G. T.; HAYES, J. R.; CHEN, Y.; HOOPER, L.; SAKR, H.; ALONSO GOUVEIA, M.; TARANTA, A.; SALJOGHEI, A.; HANSEN MULVAD, H. C.; FAKE, M.; DAVIDSON, I. A.; WHEELER, N. V.; NUMKAM FOKOUA, E.; WANG, W.; SANDOGHCHI, S. R.; RICHARDSON, D. J.; POLETTI, F.: *Antiresonant hollow core fibre with 0.65 dB/km attenuation across the C and L telecommunication bands*. In: Proc. of the European Conf. on Optical Communication, Dublin, Irland, 2019. Piscataway, New Jersey, USA: IEEE, 2019, S. 1–4.
- [79] SAKR, H.; JASION, G. T.; BRADLEY, T. D.; CHEN, Y.; HAYES, J. R.; DAVIDSON, I. A.; MULVAD, H.-C.; XU, L.; RICHARDSON, D. J.; POLETTI, F.: *Record low loss hollow core fiber for the 1 μ m region*. In: Proc. of the European Conf. on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conf., München, 2019. Mühlhausen, Frankreich: EPS, 2019, S. CE–5.5.
- [80] EMAURY, F.; DUTIN, C. F.; SARACENO, C. J.; TRANT, M.; HECKL, O. H.; WANG, Y. Y.; SCHRIBER, C.; GÉRÔME, F.; SÜDMEYER, T.; BENABID, F.; KELLER, U.: *Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber*. Opt. Express **21** (2013) Nr. 4, S. 4986–4994.
- [81] HUMBERT, G.; KNIGHT, J. C.; BOUWMANS, G.; RUSSELL, P. ST. J.; WILLIAMS, D. P.; ROBERTS, P. J.; MANGAN, B. J.: *Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 8, S. 1477–1484.
- [82] MICHIELETTO, M.; LYNGSØ, J. K.; JAKOBSEN, C.; LÆGSGAARD, J.; BANG, O.; ALKESKJOLD, T. T.: *Hollow-core fibers for high power pulse delivery*. Opt. Express **24** (2016) Nr. 7, S. 7103–7119.

- [83] DEBORD, B.; ALHARBI, M.; VINCETTI, L.; HUSAKOU, A.; FOURCADE-DUTIN, C.; HÖNNINGER, C.; MOTTAY, E.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining*. Opt. Express **22** (2014) Nr. 9, S. 10735–10746.
- [84] STACEY, C. D.; JENKINS, R. M.; BANERJI, J.; DAVIES, A. R.: *Demonstration of fundamental mode only propagation in highly multimode fibre for high power EDFAs*. Opt. Commun. **269** (2007) Nr. 2, S. 310–314.
- [85] HURAND, S.; CHAUNY, L.-A.; EL-RABII, H.; JOSHI, S.; YALIN, A. P.: *Mode coupling and output beam quality of 100-400 μm core silica fibers*. Appl. Opt. **50** (2011) Nr. 4, S. 492–499.
- [86] PASCHOTTA, R.: *The Photonics Spotlight: Beam quality limit for multimode fibers*, 2013, https://www.rp-photonics.com/spotlight_2013_11_12.html, abgerufen am 16.11.2018.
- [87] FERMAN, M. E.: *Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses*. Opt. Lett. **23** (1998) Nr. 1, S. 52–54.
- [88] GRIEBNER, U.; GRUNWALD, R.; KOCH, R.; SCHÖNNAGEL, H.: *Efficient laser operation with nearly diffraction-limited output from a diode-pumped heavily Nd-doped multimode fiber*. Opt. Lett. **21** (1996) Nr. 4, S. 266–268.
- [89] SHAKLAN, S.: *Measurement of intermodal coupling in weakly multimode fibre optics*. Electron. Lett. **26** (1990) Nr. 24, S. 2022–2024.
- [90] SHAKLAN, S.: *Selective mode injection and observation for few-mode fiber optics*. Appl. Opt. **30** (1991) Nr. 30, S. 4379–4383.
- [91] NEGEL, J.-P.; AUSTERSCHULTE, A.; VOGEL, M.; RATAJ, T.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Delivery of 800 W of nearly diffraction-limited laser power through a 100 m long multi-mode fiber*. Laser Phys. Lett. **11** (2014) Nr. 5, S. 055104.
- [92] RÖHRER, C.; KLEEM, G.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Analysis of fundamental-mode beam transport in highly multimode fibers*. J. Lightw. Technol. **35** (2017) Nr. 17, S. 3637–3642.
- [93] GLOGE, D.: *Optical power flow in multimode fibers*. Bell Syst. Tech. J. **51** (1972) Nr. 8, S. 1767–1783.
- [94] OKAMOTO, K.: *Fundamentals of Optical Waveguides*. Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 2000 (Optics and Photonics).
- [95] RAMACHANDRAN, S.; NICHOLSON, J. W.; GHALMI, S.; YAN, M. F.; WISK, P. W.; MONBERG, E. M.; DIMARCELLO, F. V.: *Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers*. Opt. Lett. **31** (2006) Nr. 12, S. 1797–1799.

- [96] COMSOL AB: *COMSOL Multiphysics - RF Module Reference Guide: Version 3.5a*. Stockholm, Schweden: COMSOL AB, 2008.
- [97] SAITOH, K.; KOSHIBA, M.: *Numerical modeling of photonic crystal fibers*. J. Lightw. Technol. **23** (2005) Nr. 11, S. 3580–3590.
- [98] BERENGER, J.-P.: *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*. J. Comput. Phys. **114** (1994) Nr. 2, S. 185–200.
- [99] VOGEL, M.; ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.; KAUFFMANN, D.; GRAF, T.: *Full vectorial finite-element simulations of Bragg fibers for single-mode beam delivery systems*. In: Terry, J. A.; Graf, T.; Jelínková, H. (Hrsg.): *Solid State Lasers and Amplifiers III* (Proc. of the Conf. SPIE Photonics Europe, Straßburg, Frankreich, 2008). Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2008, S. 69980K (Proc. of SPIE Vol. 6998).
- [100] CHEW, W. C.; WEEDON, W. H.: *A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates*. Microw. Opt. Technol. Lett. **7** (1994) Nr. 13, S. 599–604.
- [101] MARCUSE, D.: *Curvature loss formula for optical fibers*. J. Opt. Soc. Am. **66** (1976) Nr. 3, S. 216–220.
- [102] SCHERMER, R. T.; COLE, J. H.: *Improved bend loss formula verified for optical fiber by simulation and experiment*. IEEE J. Quantum Electron. **43** (2007) Nr. 10, S. 899–909.
- [103] BHATIA, N.; JOHN, J.: *Single-mode-multimode-multimode device: sensitivity of the single mode to the fiber parameters and geometrical misalignments*. J. Opt. Soc. Am. B **33** (2016) Nr. 2, S. 211–219.
- [104] YODA, H.; POLYNKIN, P.; MANSURIPUR, M.: *Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber*. J. Lightw. Technol. **24** (2006) Nr. 3, S. 1350–1355.
- [105] SIM, D. H.; TAKUSHIMA, Y.; CHUNG, Y. C.: *High-speed multimode fiber transmission by using mode-field matched center-launching technique*. J. Lightw. Technol. **27** (2009) Nr. 8, S. 1018–1026.
- [106] BRULIS, V.: *FIMMWAVE: Version 5.2.4*. Oxford, England: Photon Design, 2010.
- [107] GALLAGHER, D. F. G.; FELICI, T. P.: *Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics: pros and cons*. In: Sidorin, Y. S.; Tervonen, A. (Hrsg.): *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies VII* (Proc. of the Conf. SPIE Photonics West: Integrated Optoelectronics Devices, San Jose, Kalifornien, USA, 2003). Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2003, S. 498710 (Proc. of SPIE Vol. 4987).
- [108] BRULIS, V.: *FIMMPROP: Version 5.2.4*. Oxford, England: Photon Design,

- 2010.
- [109] NORM DIN EN ISO 11146-1:2005: *Lasers and laser-related equipment – test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios*.
- [110] BRÜNING, R.; ZHANG, Y.; MCLAREN, M.; DUPARRÉ, M.; FORBES, A.: *Overlap relation between free-space Laguerre Gaussian modes and step-index fiber modes*. J. Opt. Soc. Am. A **32** (2015) Nr. 9, S. 1678–1682.
- [111] HO, K.-P.; KAHN, J. M.: *Mode Coupling and its Impact on Spatially Multiplexed Systems*. In: Kaminow, I. P.; Li, T.; Willner, A. E. (Hrsg.): *Optical Fiber Telecommunications*, Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 2013, S. 491–568.
- [112] CARNEVALE, A.; PAEK, U. C.: *Empirical evaluation of profile variations in an MCVD optical waveguide fiber using modal structure analysis*. Bell Syst. Tech. J. **62** (1983) Nr. 7, S. 1937–1954.
- [113] OLSHANSKY, R.: *Propagation in glass optical waveguides*. Rev. Mod. Phys. **51** (1979) Nr. 2, S. 341–367.
- [114] SENIOR, J. M.; JAMRO, M. Y.: *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, 3. Aufl. Harlow, England: Financial Times/Prentice Hall, 2009.
- [115] WIELANDY, S.: *Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality*. Opt. Express **15** (2007) Nr. 23, S. 15402–15409.
- [116] AGRAWAL, G. P.; HEADLEY, C.: *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 2005 (Optics and Photonics).
- [117] RÖHRER, C.; CODEMARD, C. A.; KLEEM, G.; GRAF, T.; ABDU AHMED, M.: *Preserving nearly diffraction-limited beam quality over several hundred meters of transmission through highly multimode fibers*. J. Lightw. Technol. **37** (2019) Nr. 17, S. 4260–4267.
- [118] BLOMQUIST, M.; PÅLSSON, M.; BLOMSTER, O.; MANNEBERG, G.: *Fundamental-mode fiber-to-fiber coupling at high-power*. In: Clarkson, W. A.; Hodgson, N.; Shori, R. K. (Hrsg.): *Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices (Proc. of the Conf. SPIE Photonics West: Lasers and Applications in Science and Engineering, San Jose, Kalifornien, USA, 2009)*. Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2009, S. 71930F (Proc. of SPIE Vol. 7193).
- [119] MARCUSE, D.: *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, 2. Aufl. Boston, Massachusetts, USA: Academic Press, 1991 (Quantum Electronics–Principles and Applications).
- [120] MARCUSE, D.: *Derivation of coupled power equations*. Bell Syst. Tech. J. **51** (1972) Nr. 1, S. 229–237.

- [121] MARCUSE, D.: *Coupled mode theory of round optical fibers*. Bell Syst. Tech. J. **52** (1973) Nr. 6, S. 817–842.
- [122] MARCUSE, D.: *Mode conversion caused by surface imperfections of a dielectric slab waveguide*. Bell Syst. Tech. J. **48** (1969) Nr. 10, S. 3187–3215.
- [123] MERTINS, A.: *Signaltheorie: Grundlagen der Signalbeschreibung, Filterbänke, Wavelets, Zeit-Frequenz-Analyse, Parameter- und Signalschätzung*, 3. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013.
- [124] OLSHANSKY, R.: *Distortion losses in cabled optical fibers*. Appl. Opt. **14** (1975) Nr. 1, S. 20–21.
- [125] GARITO, A. F.: *Effects of random perturbations in plastic optical fibers*. Science **281** (1998) Nr. 5379, S. 962–967.
- [126] LINGLE, R.; PECKHAM, D. W.; MCCURDY, A.; KIM, J.: *Light-Guiding Fundamentals and Fiber Design*. In: Méndez, A.; Morse, T. F. (Hrsg.): Specialty Optical Fibers Handbook, Burlington, Massachusetts, USA: Academic Press, 2007, S. 19–68.
- [127] RUNK, R. B.: *A zirconia induction furnace for drawing precision silica wave guides*. In: Proc. of the Conf. Optical Fiber Transmission, Williamsburg, Virginia, USA, 1977. Washington D.C., USA: OSA, 1977, S. TuB5.
- [128] KECK, D. B.: *Optical Fiber Waveguides*. In: Barnoski, M. K. (Hrsg.): Fundamentals of Optical Fiber Communications, Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 1981, S. 1–107.
- [129] GLOGE, D.: *Optical-fiber packaging and its influence on fiber straightness and loss*. Bell Syst. Tech. J. **54** (1975) Nr. 2, S. 245–262.
- [130] NAGANO, K.; KAWAKAMI, S.: *Mode conversion coefficients in graded-index fibers with various fiber-coating schemes: measurements*. Appl. Opt. **21** (1982) Nr. 3, S. 542–546.
- [131] YANG, Y.-C.; LEE, H.-L.; CHOU, H.-M.: *Elasto-optics in double-coated optical fibers induced by axial strain and hydrostatic pressure*. Appl. Opt. **41** (2002) Nr. 10, S. 1989–1994.
- [132] MARCUSE, D.: *Mode conversion in optical fibers with monotonically increasing core radius*. J. Lightw. Technol. **5** (1987) Nr. 1, S. 125–133.
- [133] LOVE, J. D.: *Application of a low-loss criterion to optical waveguides and devices*. IEE Proc. J. Optoelectron. **136** (1989) Nr. 4, S. 225.
- [134] LOVE, J. D.; HENRY, W. M.; STEWART, W. J.; BLACK, R. J.; LACROIX, S.; GONTHIER, F.: *Tapered single-mode fibres and devices. Part 1: adiabaticity criteria*. IEE Proc. J. Optoelectron. **138** (1991) Nr. 5, S. 343.
- [135] YABLON, A. D.: *Optical Fiber Fusion Splicing*. Berlin: Springer, 2005 (Springer Series in Optical Sciences Bd. 103).

- [136] MONTGOMERY, D. C.: *Design and Analysis of Experiments*, 5. Aufl. New York City, New York, USA: Wiley, 2001.
- [137] SAVOVIĆ, S.; DJORDJEVIĆ, A.: *Method for calculating the coupling coefficient in step-index optical fibers*. Appl. Opt. **46** (2007) Nr. 9, S. 1477–1481.
- [138] RÖHRER, C.; OSÓRIO, J. H.; BEIROW, F.; MAUREL, M.; DEBORD, B.; GRAF, T.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.; ABDOU AHMED, M.: *Phase shift induced degradation of polarization caused by bends in inhibited-coupling guiding hollow-core fibers*. IEEE Photon. Technol. Lett. **31** (2019) Nr. 16, S. 1362–1365.
- [139] HOSAKA, T.; OKAMOTO, K.; MIYA, T.; SASAKI, Y.; EDAHIRO, T.: *Low-loss single polarisation fibres with asymmetrical strain birefringence*. Electron. Lett. **17** (1981) Nr. 15, S. 530–531.
- [140] DYOTT, R. B.; COZENS, J. R.; MORRIS, D. G.: *Preservation of polarisation in optical-fibre waveguides with elliptical cores*. Electron. Lett. **15** (1979) Nr. 13, S. 380–382.
- [141] SAITOH, K.; KOSHIBA, M.: *Photonic bandgap fibers with high birefringence*. IEEE Photon. Technol. Lett. **14** (2002) Nr. 9, S. 1291–1293.
- [142] POLETTI, F.; BRODERICK, N. G. R.; RICHARDSON, D. J.; MONRO, T. M.: *The effect of core asymmetries on the polarization properties of hollow core photonic bandgap fibers*. Opt. Express **13** (2005) Nr. 22, S. 9115–9124.
- [143] XU, X.; SONG, N.; ZHANG, Z.; ZHANG, Z.; JIN, J.; ZHANG, C.: *An investigation of polarization cross-coupling in air-core photonic bandgap fibers*. Opt. Commun. **366** (2016), S. 260–265.
- [144] CHEN, X.; LI, M.-J.; VENKATARAMAN, N.; GALLAGHER, M. T.; WOOD, W. A.; CROWLEY, A. M.; CARBERRY, J. P.; ZENTENO, L. A.; KOCH, K. W.: *Highly birefringent hollow-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 16, S. 3888–3893.
- [145] BOUWMANS, G.; LUAN, F.; KNIGHT, J.; RUSSELL, P. ST. J.; FARR, L.; MANGAN, B. J.; SABERT, H.: *Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength*. Opt. Express **11** (2003) Nr. 14, S. 1613–1620.
- [146] FINI, J. M.; NICHOLSON, J. W.; MANGAN, B. J.; MENG, L.; WINDELER, R. S.; MONBERG, E. M.; DESANTOLO, A.; DIMARCELLO, F. V.; MUKASA, K.: *Polarization maintaining single-mode low-loss hollow-core fibres*. Nat. Commun. **5** (2014) Nr. 5085, S. 1–7.
- [147] ROBERTS, P. J.; WILLIAMS, D. P.; SABERT, H.; MANGAN, B. J.; BIRD, D. M.; BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. ST. J.: *Design of low-loss and highly birefringent hollow-core photonic crystal fiber*. Opt. Express **14** (2006) Nr. 16, S. 7329–7341.

- [148] LYNGSØ, J. K.; JAKOBSEN, C.; SIMONSEN, H. R.; BROENG, J.: *Truly single-mode polarization maintaining hollow core PCF*. In: Liao, Y.; Jin, W.; Sampson, D. D.; Yamauchi, R.; Chung, Y.; Nakamura, K.; Rao, Y. (Hrsg.): Proc. of the International Conf. on Optical Fiber Sensors, Peking, China, 2012. Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2012, S. 84210C (Proc. of SPIE Vol. 8421).
- [149] MICHIELETTO, M.; LYNGSØ, J. K.; LÆGSGAARD, J.; BANG, O.: *Cladding defects in hollow core fibers for surface mode suppression and improved birefringence*. Opt. Express **22** (2014) Nr. 19, S. 23324–23332.
- [150] VINCETTI, L.; SETTI, V.: *Elliptical hollow core tube lattice fibers for terahertz applications*. Opt. Fiber Technol. **19** (2013) Nr. 1, S. 31–34.
- [151] DING, W.; WANG, Y. Y.: *Hybrid transmission bands and large birefringence in hollow-core anti-resonant fibers*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 16, S. 21165–21174.
- [152] MOUSAVI, S. A.; SANDOGHCHI, S. R.; RICHARDSON, D. J.; POLETTI, F.: *Broadband high birefringence and polarizing hollow core antiresonant fibers*. Opt. Express **24** (2016) Nr. 20, S. 22943–22958.
- [153] WEI, C.; MENYUK, C. R.; HU, J.: *Polarization-filtering and polarization-maintaining low-loss negative curvature fibers*. Opt. Express **26** (2018) Nr. 8, S. 9528–9540.
- [154] SAITOH, K.; MORTENSEN, N. A.; KOSHIBA, M.: *Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 3, S. 394–400.
- [155] WEST, J. A.; SMITH, C. M.; BORRELLI, N. F.; ALLAN, D. C.; KOCH, K. W.: *Surface modes in air-core photonic band-gap fibers*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 8, S. 1485–1496.
- [156] WEGMULLER, M.; LEGRÉ, M.; GISIN, N.; HANSEN, T. P.; JAKOBSEN, C.; BROENG, J.: *Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550 nm*. Opt. Express **13** (2005) Nr. 5, S. 1457–1467.
- [157] COUNY, F.; BENABID, F.; LIGHT, P. S.: *Large-pitch Kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber*. Opt. Lett. **31** (2006) Nr. 24, S. 3574–3576.
- [158] WANG, Y. Y.; ALHARBI, M.; BRADLEY, T. D.; FOURCADE-DUTIN, C.; DEBORD, B.; BEAUDOU, B.; GÉRÔME, F.; BENABID, F.: *Hollow-core photonic crystal fibre for high power laser beam delivery*. High Power Laser Sci. Eng. **1** (2013) Nr. 1, S. 17–28.
- [159] AMSANPALLY, A.: *Linear Properties of Inhibited Coupling Hollow-Core Photonic Crystal Fibers*. Limoges, Frankreich: Université de Limoges, Institut de Recherche XLIM, Dissertation, 2017.

- [160] MAK, K. F.; TRAVERS, J. C.; JOLY, N. Y.; ABDOLVAND, A.; RUSSELL, P. ST. J.: *Two techniques for temporal pulse compression in gas-filled hollow-core Kagomé photonic crystal fiber*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 18, S. 3592–3595.
- [161] JAYAKUMAR, N.; SOLLAPUR, R.; HOFFMANN, A.; GRIGOROVA, T.; HARTUNG, A.; SCHWUCHOW, A.; BIERLICH, J.; KOBELKE, J.; SCHMIDT, M. A.; SPIELMANN, C.: *Polarization evolution in single-ring antiresonant hollow-core fibers*. Appl. Opt. **57** (2018) Nr. 29, S. 8529–8535.
- [162] GLOPHOTONICS: *Products and technology solutions*, 2019, <http://www.glophotonics.fr/index.php/products-and-technology-solutions.html>, abgerufen am 06.03.2019.
- [163] PASCHOTTA, R.: *The Photonics Spotlight: No beat note for orthogonal modes*, 2009, https://www.rp-photonics.com/spotlight_2009_07_29.html, abgerufen am 04.04.2019.
- [164] EMSLIE, C.: *Polarization Maintaining Fibers*. In: Méndez, A.; Morse, T. F. (Hrsg.): *Specialty Optical Fibers Handbook*, Burlington, Massachusetts, USA: Academic Press, 2007, S. 243–277.
- [165] GLOPHOTONICS: *FAQ*, 2019, <http://www.glophotonics.fr/index.php/faq.html>, abgerufen am 14.04.2019.
- [166] COLLETT, E.: *Field Guide to Polarization*. Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2005 (SPIE Field Guides Vol. FG05).
- [167] CHIPMAN, R. A.: *Polarimetry*. In: Bass, M.; van Stryland, E. W.; Williams, D. R.; Wolfe, W. L. (Hrsg.): *Handbook of Optics: Vol. 2: Devices, Measurements, and Properties*, New York City, New York, USA: McGraw-Hill, 1995, S. 22.1–22.37.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Thomas Graf für die Aufnahme am IFSW und Betreuung dieser Arbeit. Durch seine stets konstruktiven Vorschläge, sein kritisches Hinterfragen und seine umfassenden fachlichen Kenntnisse hat sich das wissenschaftliche Niveau und die Qualität dieser Arbeit deutlich erhöht.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Manfred Berroth für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Mitberichts.

Der GSaME möchte ich danken, dass sie mir die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit gegeben hat und durch ein interdisziplinäres Weiterbildungsprogramm meinen Horizont erweitert hat.

Dem Abteilungsleiter der „Laserentwicklung und Laseroptik“ Herrn Dr. Marwan Abdou Ahmed gebührt mein besonderer Dank für sein entgegengebrachtes Vertrauen und den wissenschaftlichen Freiraum, den er mir geboten hat. Seine fachliche Kompetenz und die unzähligen Diskussionen haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Götz Kleem danke ich für seine Geduld, Besonnenheit und den Einsatz in der Faserproduktion, ohne den die Grundlage dieser Arbeit – die Fasern – nicht existieren würde.

Mein Dank gilt zudem all meinen Kollegen in der LEO, welche stets ein angenehmes Arbeitsklima geschaffen haben und auf deren fachliche wie auch moralische Unterstützung ich stets bauen konnte. Besonders danken möchte ich hierbei Frieder Beirow, Florian Bienert, Benjamin Dannecker, Dr. Tom Dietrich, Dr. Michael Eckerle, Stefan Esser, André Loescher, Dr. Jan-Philipp Negel, Dr. Stefan Piehler, Christoph Röcker, Pascal Weinert und Jan-Hinnerk Wolter.

Zudem möchte ich mich auch bei allen weiteren Kollegen am IFSW aus VE und ST, den Technikern, der Verwaltung sowie den Studenten und Hiwis bedanken, welche auch abseits der Forschung eine ideale Atmosphäre geschaffen haben.

Stellvertretend für SPI Lasers möchte ich mich bei Dr. Christophe Codemard für die Bereitstellung des Faserlasers sowie den regen fachlichen Austausch bedanken.

Prof. Dr. Fetah Benabid, Dr. Frédéric Gérôme, Dr. Martin Maurel und Dr. Jonas H. Osório gebührt zudem mein Dank für die freundliche Aufnahme am XLIM Research Institute in Limoges, Frankreich und die fachlichen Diskussionen auf dem Gebiet der Hohlkernfasern, wie auch den Fasern als solches.

Abschließend möchte ich mich auch bei all jenen Personen bedanken, welche zwar vielleicht keinen fachlichen Einfluss auf diese Arbeit hatten, sehr wohl aber einen menschlichen. Ich bedanke mich von ganzem Herzen bei meiner Familie und all meinen Freunden für die fortwährende Unterstützung, nicht nur während meiner Promotion, sondern während meines gesamten Lebens. Mein besonderer Dank gebührt hierbei meinen Eltern Heike und Michael Röhrer, welche mich in allen Lebenslagen immerzu bestärkt haben und auf die ich mich immer in jeder Hinsicht verlassen konnte.

Diese Arbeit ist meinem Vater gewidmet, der die Fertigstellung leider nicht mehr miterleben durfte.

Stuttgart, im Oktober 2020

Christian Röhrer

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorritz, Michael

Adaptives Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißtauglichkeit von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-8

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Pließ, Wilfried

Zerstörungsschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-3

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzl, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und
-führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer
Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-
ramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

Optische und gerätetechnische Entwicklungen
zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

Effiziente Lösung des inversen Problems beim
Laserstrahlschweißen durch Simulation und
Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-
sion mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulseenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fert-igungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breiting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg

Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt

Quantenfilm-Pumpen zur Leistungsskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel

Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axial-symmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev

Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebekonstruktion – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl

Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

Andreas Josef Birnesser

Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen
2011, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4133-8

Christoph Neugebauer

Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser
2012, 220 Seiten, ISBN 978-3-8316-4178-9

Andreas Dauner

Fluidmechanische Maßnahmen zur Reduzierung von Schmelzablagerungen beim Hochgeschwindigkeitslaserbohren
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß

Vorteile und Herausforderungen beim Laserstrahlschweißen mit Strahlquellen höchster Fokussierbarkeit
2012, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4198-7

Christian Gehrke

Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2013, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4271-7

David Schindhelm

In-Prozess Qualitätssicherung für das Laserstrahlschneiden von Metallen
2013, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4345-5

Tilman Froschmeier-Hans

Festigkeitsverhalten laserstrahlgeschweißter belastungsangepasster Stahlwerkstoffverbindungen
2014, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-4347-9

Moritz Vogel

Specialty Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery
2014, 187 Seiten, ISBN 978-3-8316-4382-0

Andreas Michalowski

Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen
2014, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-4424-7

Georg Stöppler

Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie
2015, 144 Seiten, ISBN 978-3-8316-4437-7

Patrick Mucha

Qualitäts- und produktivitätsbeeinflussende Mechanismen beim Laserschneiden von CF und CFK
2015, 120 Seiten, ISBN 978-3-8316-4516-9

Claus-Dieter Reiniger

Fluiddynamische Effekte beim Remote-Laserstrahlschweißen von Blechen mit Fügespalt
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

Andreas Leitz

Laserstrahlschweißen von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in Mischverbindung
2016, 172 Seiten, ISBN 978-3-8316-4549-7

Peter Stritt

Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrisen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016
2016, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4555-8

Katrin Sarah Wentsch

Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen
2016, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4578-7

Jan-Philipp Negel

Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich
2017, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4632-6

Christian Freitag

Energietransportmechanismen bei der gepulsten Laserbearbeitung Carbonfaser verstärkter Kunststoffe
2017, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Andreas Popp

Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4643-2

Karin Heller

Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung
2017, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4654-8

Stefan Piehler

Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern
2017, 148 Seiten, ISBN 978-3-8316-4690-6

Felix Abt

Bildbasierte Charakterisierung und Regelung von Laserschweißprozessen
2017, 232 Seiten, ISBN 978-3-8316-4691-3

Volker Rominger

Untersuchungen der Prozessvorgänge bei Einschweißungen in Baustahl mit Lasern hoher Brillanz
2017, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-4692-0

Thomas Rataj

Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweiche
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

Michael Diez

Pulsformung zur schädigungsarmen Laserbearbeitung von Silizium
2018, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4737-8

Andreas Heider

Erweitern der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweißtiefen zwischen 1 mm und 10 mm
2018, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4738-5

Marcel Schäfer

Energetische Beeinflussung von Schmelzfluss und Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Vergütungsstahl
2018, 146 Seiten, ISBN 978-3-8316-4742-2

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2019 erschienen im utzverlag, München

Tom Dietrich

Gitterwellenleiterstrukturen zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern
2019, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4785-9

Martin Rumpel

Applications of Grating Waveguide Structures in Solid-State Lasers
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4801-6

Michael Eckerle

Generation and amplification of ultrashort pulsed high-power cylindrical vector beams
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4804-7

Martin Stubenvoll

Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen
2019, 118 Seiten, ISBN 978-3-8316-4819-1

Christian Hagenlocher

Die Kornstruktur und der Heißrisswiderstand von Laserstrahlschweißnähten in Aluminiumlegierungen
2020, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4864-1

Florian Fetzer

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahlieferschweißen mittels reduzierter Modelle.
2020, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-4874-0

Michael Jarwitz

Laserstrahlschweißen von Metallen mit unterschiedlichen thermophysikalischen Eigenschaften.
2020, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4882-5

Christian Röhler

Flexible Führung hochbrillanter Laserstrahlen mit optischen Fasern
2020, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4888-7

