





Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

T. Rataj  
Hochleistungstaugliche  
faserintegrierte Strahlweichen

# **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.



# **Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweichen**

von Dr.-Ing. Thomas Rataj  
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft  
München

Als Dissertation genehmigt  
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik  
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf  
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Alois Herkommer

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., 2018

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch  
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,  
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der  
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem  
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-  
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-  
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2018

ISBN 978-3-8316-4733-0

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München  
Tel.: 089-277791-00 · [www.utzverlag.de](http://www.utzverlag.de)

# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis .....	5
Liste der verwendeten Symbole .....	9
Kurzfassung .....	13
Extended Abstract .....	17
1 Einleitung .....	21
1.1 Zielsetzung der Arbeit .....	21
1.2 Aufbau der Arbeit .....	23
2 Stand der Technik .....	24
2.1 Freistrahlbasierte Strahlweichen .....	24
2.2 Faserbasierte Strahlweichen .....	29
2.3 Zusammenfassung und Motivation .....	33
3 Dielektrische Wellenleiter .....	35
3.1 Grundlagen der Optik .....	35
3.2 Strahlenoptisches Modell .....	37
3.3 Wellenoptisches Modell .....	38
3.4 Strahlausbreitung in SI- und GRIN-Fasern .....	41
3.5 Grundlegende Effekte in Wellenleiter .....	44
3.6 Zusammenfassung .....	47
4 GRIN-Linsen für optische Strahlweichen .....	48
4.1 Unterschiedlich hergestellte GRIN-Linsen .....	48
4.2 Optische Charakterisierung von GRIN-Linsen .....	53
4.2.1 Charakteristik nach Kollimation .....	53
4.2.2 Messung der Wellenfrontdeformationen .....	54
4.2.3 Messung der Abbildungseigenschaften .....	56
4.2.4 Hochleistungstauglichkeit der Na <sup>+</sup> /Li <sup>+</sup> GRIN-Linsen .....	57
4.3 Zusammenfassung .....	60

5	Monolithische Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen .....	62
5.1	Optische Eigenschaften .....	63
5.2	Mechanische Eigenschaften .....	68
5.2.1	Beanspruchungsgrenzen von Fasern .....	68
5.2.2	Beanspruchung eines konischen SPE .....	69
5.3	Zusammenfassung .....	72
6	Monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei GRIN-Linsen.....	73
6.1	Optische Eigenschaften .....	73
6.1.1	Beanspruchung des faserbasierten SPE .....	75
6.2	Mechanische Eigenschaften .....	76
6.2.1	Experimentelle Biegeuntersuchung an faserbasierten SPE .....	77
6.2.2	Reduktion der Beanspruchung .....	79
6.3	Experimentelle Umsetzung.....	80
6.3.1	Optische Charakterisierung.....	81
6.4	Zusammenfassung .....	85
7	Monolithische Strahlweiche auf Basis von einer GRIN-Linse .....	87
7.1	Optische Eigenschaften .....	87
7.2	Mechanische Eigenschaften .....	91
7.2.1	Einflüsse der Biegemethoden.....	92
7.2.2	Gestaltungsmöglichkeiten .....	95
7.3	Experimentelle Untersuchungen.....	97
7.3.1	Monolithische Faser-Faser-Kopplung.....	97
7.3.2	Biegeinduzierter Fokusversatz .....	99
7.4	Zusammenfassung .....	102
8	Ausblick.....	104
	Anhang.....	106
A.1.	Abscheidungsverfahren und der Ziehprozess.....	106
A.2.	Der Strahlanalyse Aufbau.....	109
A.3.	Statische Beanspruchung des SPE.....	111
	Ablauf der statischen Versuchsdurchführung und Auswertung.....	113
A.4.	Dynamische Beanspruchung des SPE .....	116
	Ablauf der dynamischen Versuchsdurchführung und Auswertung.....	117

---

A.5. Fügeverfahren für die monolithische Strahlweiche .....	119
Das Spleißen der Na <sup>+</sup> /Li <sup>+</sup> -basierten GRIN-Linsen .....	119
Kleben der Na <sup>+</sup> /Li <sup>+</sup> -basierten GRIN-Linsen .....	121
Literaturverzeichnis .....	124
Danksagung .....	132



# Liste der verwendeten Symbole

Die folgende Auflistung beinhaltet die wichtigsten verwendeten Variablen, Symbole und Abkürzungen.

Symbol	SI-Einheit	Bedeutung
$a$	m	Radius des Faserkerns
$A$	°	charakteristischer Drehwinkel (Weibull-Statistik)
$B$	$W/(m \cdot rad)^2$	Brillanz
$b$		Formparameter (Weibull-Statistik)
$c$	m/s	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
$C_n$		Cn-Exponent in ZEMAX™
$\vec{D}$	$A \cdot s/m^2$	dielektrische Verschiebung
$dn/dT$	1/K	Temperaturabhängigkeit des Brechzahl
$\vec{E}$	V/m	elektrische Feldstärke
$E$	Pa	Elastizitätskoeffizient / Elastizitätsmodul
$f$	m	Brennweite
$f_{eff}$	m	effektive Brennweite
FOM	m/W	optische Leistungszahl - figure of merit
$FV$	m	Fokusversatz
$g$	1/m	Gradientenkonstante
$h$	Js	Plancksches Wirkungsquantum
$H$		Hebellänge
$H$		Bruchwahrscheinlichkeit
$I$	$W/m^2$	Intensität
$I_0$	$W/m^2$	Anfangsintensität
$I_y$	$m^4$	Flächenträgheitsmoment
$k$	1/m	Wellenzahl
$K_{eA}, K_{gB}$		Korrekturwerte für Biegemethoden
$l$		Umformungsordnung einer $LP_{lm}$ -Mode
$L$	m	Länge
$l_F$	m	Fixierungslänge

$L_P$	m	Pitchlänge
$m$		radiale Ordnung einer $LP_{lm}$ -Mode
$M$	Nm	Biegemoment
$n$		Brechungsindex
$n_1$		Brechungsindex der Faserkerns
$n_2$		Brechungsindex der Fasermantels
$n_{nl}$	$m^2/W$	nichtlinearer Brechungsindex
$n_{eq}$		äquivalenter Brechungsindex
$\Delta r_{n_{eq}}$		Verschiebung des Brechungsindex-Maximums
$\Delta n$		relative Brechungsindexdifferenz
$N_{Port}$		Anzahl der Ports
$n_{r2}$	$1/m^2$	Gradientenkonstante
$NA_E$		numerische Apertur der Eingangsstrahlung
$NA$		nominelle numerische Apertur
$\emptyset_K$	m	Kerndurchmesser einer Faser
$\emptyset_{FM}$	m	Manteldurchmesser einer Faser
$\emptyset$	m	Durchmesser
$p$		Profilparameter für Fasern
$\vec{P}$	$C/m^2$	Polarisierung
$p_{11}, p_{12}$		Pockels-Konstanten
$r_{1,2}$	m	Mittelachsenversatz
$R$	m	Biegeradius
$R_{eff}$	m	effektiver Biegeradius
$RZ_{NA}$		relative Zunahme der NA
$SPP$	m·rad	Strahlparameterprodukt
$SPP_{max}$	m·rad	maximales Strahlparameterprodukt
$T$	K / C°	Temperatur
$U$		Kernparameter
$V$		Faserparameter (V-Zahl)
$V_c$		kritischer Faserparameter
$W$		Mantelparameter
$w$	m	Auslenkung
$Y$		Geometriefaktor für Zylinderformen
$z_R$	m	Rayleigh-Länge
$\alpha$	1/m	Absorptionskoeffizient



$\alpha_{1,2}$	°	Strahlwinkel
$\alpha_0$	°	ausfallfreier Drehwinkel (Weibull-Statistik)
$\alpha_{TH}$	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient
$\beta$		Propagationskonstante
$\varepsilon$		Dehnungstensor
$\varepsilon_0$	F/m	Dielektrizitätskonstante
$\eta$		Kopplungseffizienz
$\kappa$	W/(m·K)	Wärmeleitungskoeffizient
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\lambda_c$	m	kritische Wellenlänge
$\mu_0$	N/A <sup>2</sup>	Permeabilitätskonstante
$\nu$		Poissonzahl
$\sigma$		Spannung
$\sigma_{Tresca}$	Pa	Tresca-Spannung
$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$	Pa	Spannungen der Hauptachsen
$\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{xz}$	Pa	Scherspannungen
$\varphi$	°	Einkopplungswinkel
$\varphi_{max}$	°	maximaler Einkopplungswinkel
$\omega$	1/s	Kreisfrequenz
$w_0$	m	Strahltaillenradius
$w_m$	m	„matched radius“ Strahltaillenradius

**Abkürzung****Bedeutung**

Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Aluminiumoxid
AR	Antireflex
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Boroxid
CaF <sub>2</sub>	Calciumfluorid
<i>eA</i>	einseitige Auslenkung
cw	Dauerstrich – continuous wave
FEM	Finite-Elemente-Methode
FF	Fernfeld
<i>gB</i>	gleichmäßige Biegung
Ge	Germanium
GRIN	Gradienten-Index
HeNe	Helium Neon

---

Li+	Lithium-Ionen
LMA	Large-Mode-Area Faser
MCVD	modified chemical vapor deposition
MM	Multimode
NF	Nahfeld
Na+	Natrium-Ionen
Na <sub>2</sub> O	Natriumoxid
OH	Sauerstoff-Wasserstoff-Bindung
OVD	outside vapor deposition
PCVD	plasma chemical vapor deposition
PC	power content, Leistungsinhalt
PV	Peak-to-Valley-Abweichung
REM	Rasterelektronenmikroskop
SI	Stufenindex
SiCl <sub>4</sub>	Siliziumchlorid
SiO <sub>2</sub>	Quarzglas
SM	Singlemode
SPE	Strahlpropagationselement
UV	Ultraviolett
VAD	vapor chemical vapor deposition
ZrO <sub>2</sub>	Zirkonia Keramik

# Kurzfassung

Hochleistungslaser finden heutzutage immer häufiger immer vielseitigere Anwendungen in der industriellen Fertigungstechnik. Ein wesentlicher Grund für diese Entwicklung ist die Senkung der Produktionskosten durch gesteigerte Prozessgeschwindigkeit und zugleich höhere Qualität bei der Teilefertigung. Eine Steigerung der Auslastung von Laserstrahlquellen in modernen Fertigungslinien kann mithilfe der Lasernetzwerktechnologie [1] erreicht werden. Durch ein Lasernetzwerk wird die Anlassverfügbarkeit der Laserstrahlquellen in Bearbeitungsstationen erhöht. Zudem kann durch Änderung der Strahlparameter eine Erweiterung möglicher Bearbeitungsprozesse von Bearbeitungsstationen erreicht werden, so dass ihre Produktivität maßgeblich gesteigert wird.

Der Schlüssel dazu ist die aus dem Telekommunikationsbereich stammende Fasertechnologie, die zunehmend auf den Bereich der Hochleistungslaser übergeht. Als wichtigste Komponenten eines optischen Netzwerks sind Faserkoppler und Strahlweichen zu nennen [2]. Im Grunde handelt es sich dabei um faserbasierte Bausteine mit UND- bzw. ODER-Funktionalitäten, die in analoger Weise auch auf den Bereich der Hochleistungslaser (mit Leistungen  $> 1 \text{ kW}$ ) übertragen werden können.

Während Faserkoppler, als Komponenten, welche die Strahlung aus mehreren Eingangsfasern in eine Ausgangsfaser leiten, erfolgreich in Faserlasern eingesetzt werden [3], ist eine faserbasierte Strahlweiche für den Bereich der Hochleistungslaser bislang nicht bekannt. Stattdessen wird die optische Schaltung heutzutage anhand einer variablen Kopplung vom Freistrahl realisiert [1] [4]. Diese Lösungen sind in der Regel mit hohen Herstellungskosten und mit grundlegenden optischen Limitierungen [5] verbunden, die eine deutliche Verschlechterung der Strahlqualität sowie deutliche Leistungsgrenze aufzeigen.

Durch einen monolithischen Ansatz, bei dem die Strahlführung mithilfe von faserbasierten Elementen durchgehend im Glasmaterial stattfindet, können die heutigen Grenzen in der Leistungsskalierung sowie auch der Strahlqualitätserhaltung potenziell verschoben werden. Aus dieser Überlegung heraus werden in dieser Arbeit verschiedene Ausführungsformen von monolithischen Strahlweichen auf Basis von Gradienten-Index-Linsen (GRIN-Linsen) erarbeitet. Mit geeigneten Simulationsprogrammen

wurden dazu sowohl optische als auch mechanische Eigenschaften berechnet und das Potenzial jener Strahlweichen bewertet. Eigenschaften wie Hochleistungstauglichkeit, Erhaltung der Strahlqualität sowie Stabilität für ca. 1 Mio. Schaltvorgänge werden für ihre Funktionalität vorausgesetzt.

Die Abbildungseigenschaften der verfügbaren Komponenten für eine monolithische Strahlweiche stehen im Vordergrund der vorliegenden Arbeit. Insbesondere werden unterschiedliche Fertigungsverfahren von GRIN-Linsen bzw. GRIN-Fasern herangezogen. GRIN-Vorformen, die mit gängigen Abscheidungsverfahren (MCVD, PCVD und VAD) hergestellt wurden, zeigten eine relativ starke Abweichungen sowie charakteristische Schwankungen ihrer Brechungsindexprofile. Lediglich kommerziell erhältliche GRIN-Linsen aus dem Ionenaustausch-Verfahren (mit  $\text{Na}^+/\text{Li}^+$ -Ionen), zeigten ein glattes, parabolisches Brechungsindexprofil. Messungen von Phasenfronten mithilfe eines angepassten Interferometers belegten lediglich für die  $\text{Na}^+/\text{Li}^+$ -basierten GRIN-Linse eine beugungsbegrenzte Abbildungsqualität. Auch im Hochleistungstest bei 1 kW bewirkte eine gekühlte  $\text{Na}^+/\text{Li}^+$ -basierte GRIN-Linse eine geringe Fokuslagen-Verschiebung von nur 9 %.

Eine untersuchte monolithische Strahlweiche basiert auf zwei GRIN-Linsen und ein dazwischen angefügtes, kernloses Faserelement aus reinem Quarzglas. Mit einem Durchmesser von 1 mm und der Gesamtlänge von  $< 25$  mm weist die monolithische Strahlweiche deutlich kleinere Abmessungen als eine kommerzielle, freistrahlbasierte Strahlweiche auf [4]. Die Schaltung zwischen zwei dicht aneinander angefügten Ausgangfasern wurde durch eine Drehung der ausgangseitigen GRIN-Linse um  $\pm 1$  Grad erreicht. Aus entsprechenden Simulationen ließen sich sowohl unterkritische Materialspannungen, als auch eine Verschlechterung der Strahlqualität von  $< 20$  % ableiten. Auf Basis von experimentellen Biegeuntersuchungen jener kernlosen Faserelemente wurde ihre maximale Beanspruchung statistisch bestimmt und mit der Griffithschen Sprödbbruchtheorie in Übereinstimmung gebracht. Mit dieser Ausführungsform wurde schließlich erstes Funktionsmuster experimentell umgesetzt sowie bei niedrigen Leistungen charakterisiert. Neben dem experimentell nachgewiesenen Schaltvorgang zwischen zwei Ausgangsfasern wurden optische Einbußen in jener Ausführungsform deutlich, die vorwiegend auf Abweichungen von engen Toleranzen beim Fügen ihrer Komponenten zurückgeführt wurden.

Als Alternative wurde eine Ausführungsform erarbeitet, die den Schaltvorgang auf Basis einer einzelnen gebogenen GRIN-Linse ausführt. Im Gegensatz zu der freien Propagation im kernlosen Faserelement wird die Strahlung nun durchgehend durch das parabolische Brechungsindexprofil geführt. Zugleich wird die Anzahl der Komponenten

auf ein Minimum reduziert, so dass Abweichungen von Toleranzen geringeren Einfluss auf optische Effizienz haben. Diese Ausführungsform erlaubt sowohl eine vollständige Erhaltung der Strahlqualität, so wie auch weit freiere Dimensionierbarkeit. Theoretische Betrachtungen belegen unter anderem, dass eine Schaltung zwischen zwei dicht aneinander gefügten Ausgangfasern mit Durchmessern von  $125\text{ }\mu\text{m}$  bereits mit einer  $250\text{ }\mu\text{m}$  dünnen GRIN-Linse bei Biegeradien von  $\pm 3\text{ cm}$  möglich ist. Für eine reine Biegung (d.h. Biegemoment und Biegeradius sind konstant) ergeben sich dabei unkritische maximale Spannungen von  $< 300\text{ MPa}$ . Im Idealfall wird diese monolithische Strahlweiche durchgehend beschichtet, so dass Luft-Korrosion [6] vermieden und ihre mechanische Stabilität dauerhaft erhalten bleibt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ausführungsform auf Basis einer gebogenen GRIN-Linse ebenfalls experimentell untersucht. Sowohl die Erhaltung der Strahlqualität als auch laterale Fokusversätze konnten nachgewiesen und mit der Theorie in Übereinstimmung gebracht werden. Insbesondere diese Lösung wurde schließlich für den Einsatz im Bereich der Hochleistungslaser favorisiert. Offengebliebene Anforderungen an benötigte GRIN-Linsen werden letztlich im Ausblick diskutiert.



## Extended Abstract

Nowadays high-power lasers have become an integral part of industrial production technology. Higher process velocities together with improved qualities lead to a significant cost reduction of manufactured parts. By adding functions like switching between delivery fibers with the same diameters, laser network technologies can improve workload. In addition switching between fibers with different core diameters may increase process variety and thus productivity of a processing station. Thereby the effectiveness of laser sources can be enhanced even further. Especially this idea drives the development of new key components for high-power laser networks.

In telecom networks two main fiber-based components, combiners and switches, can be identified. They include the AND- and OR-function that can be transferred into contemporary high-power laser technology. While fiber couplers are already successfully implemented in commercial fiber lasers, a fiber based beam switch is still unknown.

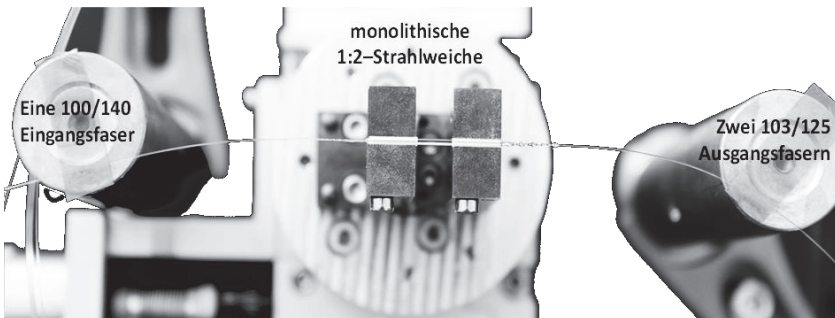
Switches for high-powers are usually based on free-space optics that causes optical disadvantages like degradation of beam quality and in the case of highest brilliance also limitations of power ability. Additionally, high production costs occur because of multiple high-performance optics and precise opto-mechanics. Basically these disadvantages can be overcome by a monolithic approach in which the radiation is consistently guided through glass material of fiber-based components.

From this consideration several monolithic concepts which are based on gradient-index (GRIN) lenses have been developed. By using modern simulation methods, both optical and mechanical properties are investigated. The potential industrial application is based on different criteria which demand high-power performance, preserving of beam quality, as well as the stability for circa 1 million switching cycles.

The main topic of this work is the production of the optical components for the monolithic switch. Therefore some gradient index lenses, with different production processes were produced. Vapor deposition methods (MCVD, PCVD und VAD) as well as one ion exchange method were chosen for closer investigation. Characterizations showed that especially deposition methods induce inhomogeneous germanium

deposition layers, though deviations and modulations in the parabolic profile of the refractive index results. These changes have their origin already in the preform production. Especially the collapse of the preform can be identified as the main reason for the aberration. Only GRIN lenses produced by the alternative ion exchange method showed a smooth parabolic refractive index profile.

An interferometer for GRIN lenses was built for the quantitative analysis. The analysis of the measured phase front of the transmitted radiation proved the diffraction-limited quality of the Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-based GRIN lens. High-power measurements at one kilowatt with actively cooled Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-based GRIN lens resulted in acceptable optical performance with a low relative focal shift of 9 % / kW. In comparison, lenses produced with vapor deposition methods showed unacceptable optical performances.



**Picture 1:** Photograph of a fully assembled monolithic switch based on two  $\frac{1}{4}$ -pitch GRIN lenses and coreless fiber element in between. The diameter of this switch is 1 mm and its length is only 23 mm.

The first concept is based on two GRIN lenses ( $\frac{1}{4}$ -pitch) with a coreless fiber element in between. The monolithic switch between two closely spaced fibers is caused by a rotation of the second GRIN lens by  $1^\circ$  degree. Thereby components have the same diameter of only 1 mm and an overall length of less than 25 mm (see picture 1). For these dimensions noncritical material stress capacity with less than 100 kpsi as well as a small degradation of the beam quality of less than 20 % have been calculated in simulations. Additionally automated bending tests were conducted to investigate the mechanical load limits of bent fiber-based elements. Due to material fatigue or cracks on surfaces, brittle fractures occurred. Their statistical evaluation could be brought in good agreement with the Griffith theory of fracture.

A functional model of the first monolithic switch based on two GRIN lenses ( $\frac{1}{4}$ -pitch) allowed the first switching cycle between two output fibers. In this fundamental



experiment the demands on the parallelism between the optical and mechanical axes, as well as the accuracy of the joining zones are shown in detail. By bonding the Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-based GRIN lenses an inaccuracy occurred, which is related to the cleaving angle of the fiber-based components.

The second theoretically viable concept is a monolithic switch which is based on only one bent  $\frac{1}{2}$ -pitch GRIN lens. Unlike the previous approach, the light is continuously guided by a parabolic profile of the refractive index. This solution allows a full preservation of the beam quality, as well as a large flexibility related to the dimensions of the monolithic switch. Theoretically, a 250 micron thin GRIN lens with a bending radius of 3 cm allows a switching functionality for the typical output fibers with 125 microns diameter.

The second concept, based on one  $\frac{1}{2}$ -pitch GRIN lens achieved a conservation of the beam quality with an accuracy of  $\pm 2.2$  %. Depending on the deflection of the GRIN lens the calculated lateral shift of the focus position was proven. Especially this concept was finally favored for high-power levels as a monolithic switch between delivery fibers with the same and different core diameters. Open requirements and production processes for GRIN lens are discussed in the summary.



# 1 Einleitung

## 1.1 Zielsetzung der Arbeit

Ein Lasernetzwerk nutzt die verfügbare Laserenergie eines oder mehrerer Laser für verschiedene Bearbeitungsstationen [1]. Dabei wird eine Umschaltung zwischen Transportfasern mit gleichen oder bzw. und unterschiedlichen Kerndurchmessern genutzt. Aktuelle dioden-gepumpte Scheibenlaser [1] besitzen zu dem Zweck bis zu sechs Lichtwellenleiter-Abgänge, die im Bereich von Millisekunden zwischen den angeschlossenen Transportfasern umschalten können. Ebenso existieren externe optische Strahlweichen, die außerhalb der Laserstrahlquelle eine umschaltbare Faser-Faser-Kopplung auf verschiedene Transportfasern ermöglichen [3] [4]. Diese optischen Strahlweichen basieren auf der Freistrahpropagation, wobei die Eingangsfasen über ein optisches Teleskop auf eine Ausgangsfaser abgebildet wird. Diese Strahlkopplung wird vorwiegend mit beschichteten Optiken aus synthetischen Quarzgläsern realisiert. Im Bereich der Hochleistungslaser (mit Leistungen  $> 1 \text{ kW}$ ) ist jedoch aufgrund von thermisch induzierten Effekten an Luft/Glas-Übergängen die Erhaltung der Strahlqualität nicht ohne weiteres möglich [7]. Andererseits trägt der Einsatz von hochqualitativen Optiken, sehr präzisen Optikhalterungen sowie motorgesteuerten Spiegeln zur Steigerung der Herstellungskosten bei.

Die Erweiterung der Einsatzmöglichkeiten von Laserstrahlquellen ist ein weiterer wichtiger Faktor für die Steigerung der Wirtschaftlichkeit. Bislang werden unterschiedliche Bearbeitungsprozesse häufig mit separaten Lasersystemen abgedeckt, wobei für Anwendungen wie z.B. dem Schweißen vorzugsweise niedrige Strahlqualität (typisches Strahlparameterprodukt (SPP)  $\geq 8 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ), für Anwendungen wie bspw. dem Schneiden oder dem Remote-Schweißen vorzugsweise Strahlung hoher Strahlqualität (typisches SPP  $\leq 6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) oder, wie etwa beim Remote-Schneiden, sogar höchste Strahlqualität (typisches SPP ca.  $0,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) benötigt wird. Die Entwicklung optischer Komponenten, wie Strahlweichen oder Faser-Faser-Koppler, ermöglicht es dem Anwender, ein System nach seinen Anforderungen zu gestalten [8]. Hochleistungslasersysteme, die nur eine Laserstrahlquelle für alle drei Strahlqualitäten benötigen, sind mit den heutigen Lösungen nicht realisierbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartige Strahlweiche erarbeitet, welche die Nachteile der heutigen freistrahlbasierten Strahlweichen überwindet, indem die Funktion der Strahlschaltung direkt in den Lichtwellenleiter integriert wurde. Die gesamte Freistrahlpagation findet damit in einem einzelnen Element aus hochtransparentem und leistungstauglichem Quarzglas statt, ohne dass der geführte Lichtstrahl die Lichtwellenleiter bzw. das Quarzglas verlässt. Damit werden absorptionsbehaftete optische Grenzflächen (z.B. Antireflex-Beschichtungen (AR) am ansonsten vorhandenen Luft/Glas-Übergang) dahingehend vermieden, dass die Schaltung zwischen zwei abgehenden Transportfasern sowohl strahlqualitätserhaltend, als auch nahezu verlustfrei erfolgen kann. Die Anfälligkeit einer monolithischen Strahlweiche unter industriellen Bedingungen wird dadurch sowohl gegen Dejustage und Alterung als auch gegen Verschmutzung und Beschädigung durch Staub und andere Verunreinigungen drastisch reduziert. Mit dem Wegfall von optischen Elementen (Linsen, Spiegel etc.) und kompakten, monolithischen Aufbauten der optischen Strahlweiche wird eine Reduktion der Material- und Herstellkosten erreicht.

Als eine hochleistungstaugliche "all in fiber" Komponente [9] erleichtert die monolithische Strahlweiche ebenfalls die Integration der Schaltfunktion in heutigen faserbasierten Lasersystemen. Auf diese Weise soll erstmalig eine Bereitstellung von unterschiedlichen Strahlqualitäten aus nur einer Laserstrahlquelle ermöglicht werden. Beispielsweise kann eine faserbasierte Schaltung zwischen der hohen und der höchsten Strahlqualität eines nachgeschalteten Faserlasers nach [10] ausgeführt werden, wodurch das Remote-Schweißen und Remote-Schneiden mit nur einer Laserstrahlquelle, einer Transportfaser und einen Scanner-Kopf vonstattengehen kann. Eine integrierte monolithische Schaltfunktion kann beispielsweise auch die Lasersicherheit heutiger Faserlaser erweitern, indem bei einer Notabschaltung zusätzlich zu der elektrischen Unterbrechung eine klare optische Unterbrechung der faserbasierten Strahlführung ausgeführt wird.

In dieser Arbeit wurden verschiedene Ausführungsformen der monolithischen Strahlweiche für den Bereich der Hochleistungslaser erarbeitet. Hierzu wurden Abbildungseigenschaften von unterschiedlich hergestellten GRIN-Linsen, sowie ihre materialspezifischen Eigenschaften detailliert untersucht. Unter Laborbedingungen wurde die grundlegende Schaltfunktion von zwei verschiedenen monolithischen Strahlweichen erprobt sowie ihre optischen Eigenschaften analysiert.

Das Potenzial der monolithischen Schaltfunktion wird schließlich in Hinblick auf einen Einsatz im Bereich der Hochleistungslaser geprüft und diskutiert. Aus optischer Sicht werden eine monolithische Ausführung, eine Erhaltung der Strahlqualität sowie höchste

Kopplungseffizienz gefordert. Aus mechanischer Sicht werden zugleich dauerhaft stabile und reproduzierbare Schaltvorgänge sowie schnelle Schaltzeiten von  $< 10$  ms gefordert. Abschließend wird ein Lösungsansatz diskutiert, der eine erfolgreiche Industrialisierung der monolithischen Strahlweiche in Aussicht stellt.

## **1.2 Aufbau der Arbeit**

Der Stellenwert von Strahlweichen wird einleitend im Kapitel 2 anhand des Stands der Technik gezeigt. Hierbei werden verschiedene Lösungen von heutigen Strahlweichen diskutiert und die Vorteile der monolithischen Ausführungsformen aufgezeigt.

Im Kapitel 3 werden die für diese Arbeit benötigten Grundlagen der Fasertechnologie zusammengefasst, wobei unter Berücksichtigung der Wellennatur der Laserstrahlung die grundlegenden linearen Effekte in Fasern erläutert sind. Anhand der Gaußschen Strahlenoptik werden auch die Strahlpropagationen in Stufenindex-Fasern (SI-Fasern) und GRIN-Fasern gegenübergestellt.

Die Kernkomponente von monolithischen Strahlweichen wird im Kapitel 4 untersucht. GRIN-Linsen aus unterschiedlichen Herstellungsverfahren werden anhand von ihren GRIN-Profilen verglichen. Ihre optische Charakterisierung erfolgt experimentell in unterschiedlichen Versuchsaufbauten.

Im Kapitel 5 wird die erste Ausführungsform der monolithischen Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen vorgestellt. Ihre theoretische Auslegung erfolgt auf Basis von optischen sowie mechanischen Simulationen.

Im Kapitel 6 wird eine optimierte Ausführungsform der monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei GRIN-Linsen erarbeitet. Neben ihrer theoretischen Auslegung wird ebenso ihre experimentelle Umsetzung gezeigt.

Im Kapitel 7 wird eine Ausführungsform auf Basis von nur einer gebogenen GRIN-Linse vorgestellt. Optische sowie mechanische Aspekte werden theoretisch betrachtet und ihre Gestaltungsmöglichkeiten aufgezeigt. Ebenso werden ihre grundlegenden optischen Eigenschaften experimentell untersucht.

Im Ausblick, Kapitel 8, werden notwendige Schritte für eine industrielle Umsetzung monolithischer Strahlweichen diskutiert. Ebenso wird eine Wandlung künftiger Fertigungslinien auf Basis der monolithischen Strahlweiche in Aussicht gestellt.

## 2 Stand der Technik

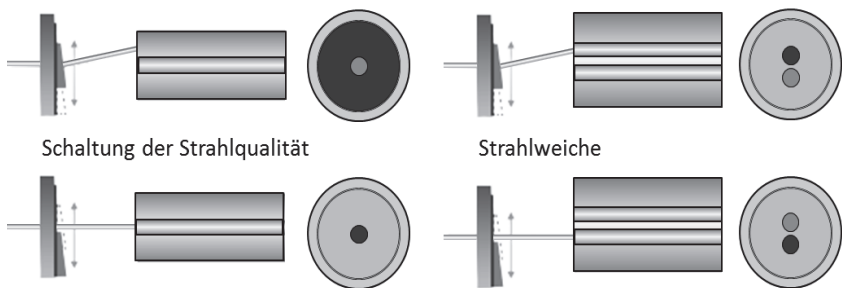
### 2.1 Freistrahlbasierte Strahlweichen

In der Telekommunikationstechnik sind optische Strahlweichen bereits seit vielen Jahren bekannt und in einer großen Vielfalt [11] weltweit im Einsatz. Für den Bereich der Hochleistungslaser ist diese Technologie aufgrund ihrer relativ großen optischen Verluste von ca. 11 % (0,5 db) [11] [12] ungeeignet. Optische Strahlweichen für industrielle Hochleistungslaser erfordern einen dauerhaften und unterbrechungsfreien Betrieb bei höchsten Leistungen, was hauptsächlich durch die Minimierung der optischen Verluste möglich ist. Heutige Faser-Faser-Koppler basieren deshalb ausschließlich auf der Freistrahpropagation [3] [4].

Freistrahlbasierten Strahlweichen bestehen im Wesentlichen aus einer Kollimationslinse, Fokussierlinsen und ggf. auch Spiegeln [4], welche mithilfe von feinmechanischen Schaltern optional im Strahlengang positioniert werden. Der divergent aus der Eingangsfasern austretende Laserstrahl wird dabei über eine Kollimationslinse kollimiert und propagiert entweder direkt oder über optionale Reflexionen an Spiegeln auf eine entsprechende Fokussierlinse, so dass eine Strahlkopplung in eine nachgestellte Ausgangsfaser ermöglicht wird. Die im kollimierten Strahlengang hintereinander positionierten Spiegel können hochreflektierende bzw. auch teilreflektierende Beschichtung aufweisen, so dass umschaltbare Strahlkopplungen [4] in verschiedene Ausgangsfasern (Oder-Schaltung) oder auch eine Strahlkopplung in zwei Ausgangsfasern gleichzeitig (Und-Schaltung) realisiert werden können. Die Strahlkopplung in die Ausgangsfaser wird in der Regel mit einem Photonendetektor überwacht, indem die erzeugte Streustrahlung detektiert wird.

In der Praxis werden unterschiedliche Bearbeitungsprozesse häufig mit separaten Lasersystemen abgedeckt, wobei niedrige Strahlqualität ( $SPP \geq 20 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ), mittlere Strahlqualität ( $SPP = 6 - 20 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ), hohe Strahlqualität ( $SPP \leq 6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) und höchste Strahlqualität ( $SPP \text{ ca. } 0,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) eingesetzt werden. Im einfachsten Fall können z.B. bei Scheibenlasern [1] Transportfasern mit unterschiedlichen Faserkernen manuell angesteckt werden, so dass verschiedene Strahlqualitäten nach der Transportfaser angeboten werden. In den Patentschriften [13] [14] werden ferner

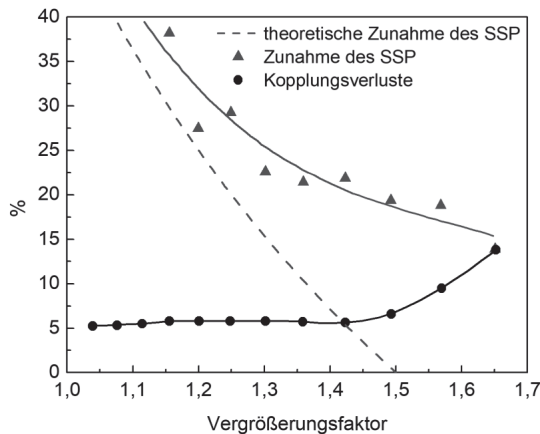
Lösungen für eine automatisierte Umschaltung der Strahlqualität einer Laserquelle beschrieben. Die schematische Darstellungen in Bild 2.1 veranschaulichen, wie im Freistrahl die Position eines Keils dahingehend umgestellt wird, dass der durch eine Fokussierlinse erzeugte Fokus lateral zur Propagationsrichtung versetzt wird. Wahlweise kann damit die Laserstrahlung in den Kern oder in den ersten Mantel einer Mehrfach-Mantel-Faser fokussiert werden. Dadurch können unterschiedliche Bearbeitungsprozesse, wie z.B. das Schneiden mit hoher Strahlqualität und das Schweißen mit niedriger Strahlqualität [15], mit derselben Transportfaser ermöglicht werden. Die Schaltzeiten sind dabei lediglich von der Mechanik des Keils abhängig und liegen typischerweise im Bereich von 10 ms. Optional kann der Keil auch teilweise in den fokussierten Strahl eingeführt werden, so dass beide Strahlqualitäten gleichzeitig erzeugt und überlagert werden. Eine Schaltung zwischen zwei gleichen Faserkernen kann hingegen mit einer Zwillingskernfaser [14] realisiert werden. Damit aber zwei verschiedene Bearbeitungsköpfe gespeist werden können, wird zusätzlich eine weitere optische Komponente benötigt, welche die beiden Kerne der Zwillingskernfaser auf zwei getrennte Transportfasern überführen kann.



**Bild 2.1:** Links: Prinzip einer freistrahlbasierten Schaltung zwischen zwei Strahlqualitäten nach [13]. Die obere Abbildung veranschaulicht die Kopplung in den äußeren Kern der Mehrfach-Mantel-Faser. Die untere Abbildung veranschaulicht die Kopplung in den zentralen Faserkern. Rechts: Prinzip einer freistrahlbasierten Strahlweiche nach [14]. Hierbei wird wahlweise in einen der beiden Kerne einer Zwillingskernfaser eingekoppelt.

In der Patentschrift [16] wird ebenso beschrieben, wie zwei Laserquellen mit unterschiedlichen Strahlqualitäten über zwei getrennte Transportfasern zu einer freistrahlbasierten Strahlweiche herangeführt werden, welche die Strahlqualität entweder der Einen oder der Anderen Laserquelle für den nachgestellten Bearbeitungskopf bereitstellt. Die Schaltfunktion dieser Strahlweiche wird mithilfe einer verstellbaren Spiegelanordnung im kollimierten Strahl realisiert.

Eine Freistrahlkopplung hat jedoch physikalische Grenzen, die insbesondere in Bereich der Hochleistungslaser zu berücksichtigt sind. Das Diagramm im Bild 2.2 verdeutlicht eine Zunahme des Strahlparameterproduktes sowie entsprechende Kopplungsverluste in Abhängigkeit von der Abbildungsvergrößerung bei einer Strahlkopplung zwischen Fasern mit Kerndurchmessern von 100  $\mu\text{m}$  und 150  $\mu\text{m}$ . Für eine Vergrößerung von 1,5 wird die Strahlung aus der Eingangsfasern idealerweise exakt auf einen Kerndurchmesser der Ausgangsfaser von 150  $\mu\text{m}$  dahingehend abgebildet, dass die Strahlqualität erhalten werden müsste. Der entsprechende Messwert im Diagramm aus Bild 2.2 belegt jedoch, dass sowohl eine Verschlechterung der Strahlqualität um mehr als 20 % als auch eine Zunahme der Kopplungsverluste stattfindet. Ebenso beeinträchtigen Zentrierungsfehler, Abbildungsfehler und vor allem bei hohen Intensitäten auftretende thermische Effekte die optische Abbildung dahingehend, dass eine Erhaltung der Strahlqualität ohne weiteres nicht möglich ist. Für eine Strahlkopplung zwischen Fasern mit Kerndurchmessern von 50  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  kann beispielsweise eine Vergrößerung von 1,2 verwendet werden, so dass im optimalen Fall ein Fokusbereich von 75  $\mu\text{m}$  auf dem Kern der Ausgangsfaser abgebildet wird. In diesem Fall resultiert eine Verschlechterung der Strahlqualität von mindestens 67 %.



**Bild 2.2:** Messung des SPP sowie der optischen Verluste am Beispiel einer Strahlkopplung zwischen Fasern mit Kerndurchmessern von 100 und 150  $\mu\text{m}$  bei 4 kW Leistung [17]. Die gestrichelte Kurve zeigt die theoretisch erwartete Zunahme des SPP mit zunehmender Vergrößerung. Die Kopplungsverluste beinhalten sowohl eine Faserdämpfung von ca. 2 % als auch Fresnel-Verluste an der AR-Beschichtung.



Durch Restabsorption des Grundmaterials verursachte Temperaturänderungen sind die Hauptursache für Änderungen des Brechungsindex sowie Deformationen der Linsenflächen. Beide Effekte erzeugen Aberrationen, die in erster Ordnung als eine thermisch induzierte Linse bezeichnet werden können, die zur Verschiebung der Fokusposition und zugleich Vergrößerung des Strahldurchmessers auf dem Kern der Ausgangsfaser führen. Die Leistungstauglichkeit unterschiedlicher Grundmaterialien wird in dieser Arbeit anhand einer optischen Leistungszahl, der sog. figure of merit

$$\text{FOM} = \frac{\frac{dn}{dT} + (n - 1) \cdot \alpha_{TH}}{\kappa} \quad (2.1)$$

ermittelt, wobei der Ausdehnungskoeffizient  $\alpha_{TH}$ , der Wärmeleitungskoeffizient  $\kappa$ , der Brechungsindex  $n$  sowie die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex  $dn/dT$  eingesetzt werden. Entsprechende Werte für gängige Grundmaterialien sind in der Tabelle 2.1 zusammengestellt. Für einen Einsatz im Bereich der Hochleistungslaser weisen Calciumfluorid und Saphir die kleinste FOM auf und sind daher besonders interessant und versprechen die geringsten Fokuslagen-Verschiebungen. Dickere Linsen sowie höhere Absorption  $\alpha$  steigern aber die im Material deponierte Wärme, die wiederum den Brechungsindex und damit die Brechkraft der Linse verändert. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, werden Grundmaterialien mit hohen Wärmeleitungskoeffizienten zusammen mit einer aktiven Kühlung eingesetzt, so dass die deponierte Wärme aus dem Material möglichst effizient abgeführt werden kann.

Material-Eigenschaften		Zink-sulfid	Calcium-fluorid	Saphir	Quarzglas
$\alpha$	ppm·cm <sup>-1</sup>	<500	<100	<100	<10
$\alpha_{TH}$	ppm·K <sup>-1</sup>	6,5	18,7	5,6	0,51
$\kappa$	W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	27,2	12,7	27,2	1,31
$dn/dT$	ppm·K <sup>-1</sup>	42	-11,5	13,7	7,95
$n (\lambda_0=1\mu\text{m})$		2,29	1,43	1,75	1,45
Knoop-Härte	g·mm <sup>-2</sup>	160	170	2200	500
FOM	ppm·m·W <sup>-1</sup>	1,85	-0,27	0,66	6,24

**Tabelle 2.1:** Materialeigenschaften gängiger Grundmaterialien für die Anwendung im nahinfraroten Wellenlängenbereich. Die Werte wurden aus folgenden Referenzen [18] [19] [20] [21] [22] entnommen.

Quarzglas weist hingegen die geringste Wärmeleitung und zugleich die geringste Materialabsorption im nahinfraroten Wellenlängenbereich auf. Bei der heutigen Herstellung von synthetischem Quarzglas kann mit einem Trocknungsprozess der OH-Gehalt sogar auf unter 1 ppm reduziert werden [23], wodurch Materialabsorptionen

unter  $1 \text{ ppm} \cdot \text{cm}^{-1}$  resultieren. Die betragsmäßig höchsten Temperaturen auf Quarzglas-basierten Linsen entstehen folglich in den Bereichen der AR-Beschichtungen. Heutige AR-Beschichtungen mit Absorptionen von 1 - 30 ppm und den Schichtdicken von wenigen Mikrometern liegen im Vergleich zu den Absorptionen im Quarzglas betragsmäßig um einige Größenordnungen höher. Demzufolge können oberflächennahe Temperaturgradienten entstehen, die an der Entstehung von Aberrationen maßgeblich beteiligt sind. Wegen der geringen Wärmeleitung kann die im Quarzglas deponierte Wärme nur ineffizient abgeführt werden, so dass eine von den Rändern aus angesetzte Kühlung die Bildung eines radialen Temperaturgradienten begünstigt [21].

Bei der Verarbeitung des Grundmaterials spielt dessen Härte eine wichtige Rolle. Sowohl das relativ harte Saphir als auch das spröde Calciumfluorid lassen sich nur aufwändig in beliebige Linsenformen verarbeiten. Grundmaterialien mit einem hohen Brechungsindex bieten wiederum den Vorteil der höheren Brechkraft, wodurch für vergleichbare Brennweiten größere Radien und auch reduzierte Linsendicken möglich sind. Mit heutiger CNC-Maschinenteknik können hingegen im Quarzglas beliebige sphärische oder asphärische Formflächen eingearbeitet werden.

Die Leistungsfähigkeit einer Abbildungsoptik wird schließlich durch Eigenschaften aller beteiligten optischen Komponenten bestimmt, wobei thermische Effekte im Bereich der Hochleistungslaser nie ganz zu vermeiden sind. Einen alternativen Lösungsansatz bieten Optik-Pakete mit Linsen aus unterschiedlichen Grundmaterialien. In [24] wurden Optik-Pakete bestehend aus einer Quarzglas- und einer Calciumfluorid-Linse berechnet, die eine positive und negative thermisch Linse induzieren und damit eine Fokusalagen-Verschiebungen weitgehend kompensieren können.

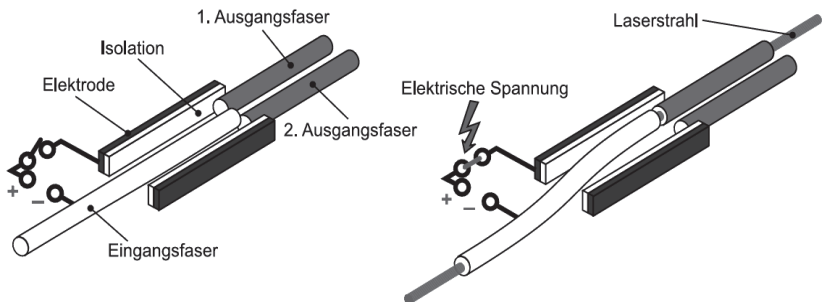
Wie in [21] anhand von Schutzfenstern gezeigt wird, können mithilfe von selbstkompensierenden Optiken deutlich kürzere Thermalisierungszeiten erreicht werden. Hierbei werden zwei Glassorten mit positiver und negativer thermischer Linse direkt optisch kontaktiert, so dass sich ein gemeinsamer thermischer Zustand einstellt. Bedingt durch ihre gute Wärmeleitung wurde die Thermalisierungszeit der kontaktierten Optiken im Vergleich zum Quarzglas deutlich verkürzt. In freistrahlbasieren Strahlweichen auf Basis einer selbstkompensierenden Optik kann damit eine leistungsstabile Strahlkopplung einfacher realisiert werden.

Zurzeit ist lediglich die Kopplung der höchsten Strahlqualität im Bereich der Hochleistungslaser nicht möglich. Die Freistrahl-Kopplung einer Grundmode erzeugt bei einer Ausgangsleistung von 100 W optische Verluste von 12 % im Falle einer Large-Mode-Area-Faser (LMA-Faser) und sogar 25 % im Falle einer reinen Singlemode-Faser

(SM-Faser) [5]. Zusätzlich wurde in diesen Versuchen deutlich, dass eine Abnahme der Strahlqualität bereits aus einer Abbildungsunschärfe resultiert, die auf axiale Positionierungsungenauigkeiten der optischen Komponenten, Abweichungen und Unebenheiten der optischen Formflächen oder auch kleinste Verschmutzungen zurück geführt wurde [5]. Ebenso können die zuvor erwähnten oberflächennahen Temperaturgradienten an Beschichtungen der Optiken Phasenverschiebungen erzeugen, die bereits bei niedrigen Leistungen Aberrationen verursachen. Für höhere Leistungen erscheinen hierbei sowohl im Bereich von Millisekunden thermisch kompensierte Optiken als auch aktiv geregelte Ausrichtungsvorrichtungen als Voraussetzungen für hohe Kopplungseffizienten.

## 2.2 Faserbasierte Strahlweichen

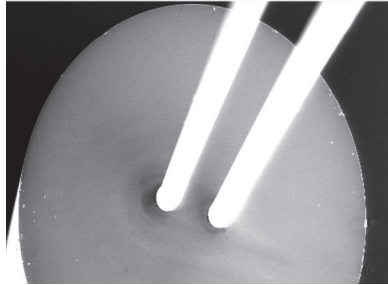
Die höchste Wirtschaftlichkeit einer Laserstrahlquelle ermöglichen Strahlweichen, die ausgehend von der höchsten Strahlqualität Strahlung mit sowohl gleicher als auch veränderter Qualität erzeugen können. Dazu wird die Erhaltung der höchsten Strahlqualität bei einer Faser-Faser-Kopplung vorausgesetzt. In der optischen Nachrichtentechnik wird jene Aufgabe mithilfe von faserbasierten Strahlweichen gelöst.



**Bild 2.3:** Funktionsprinzip eines 1x2 Multiplexers nach [25]. Links ist der Ruhezustand dargestellt. Rechts ist eine der beiden Schaltstellungen mit dem Laserstrahl dargestellt. Der Schaltvorgang erfolgt durch das Anlegen einer Spannung. Die Eingangsfaser mit elektrisch leitfähigen Beschichtungen wird dadurch an jeweilige Wandanschläge bewegt.

Fertigungsverfahren der Mikrosystemtechnik ermöglichen beispielsweise den Bau von Strahlweichen nach dem elektrostatischen Aktuationsprinzip [25]. Die Eingangsfaser wird zu diesem Zweck mit einer elektrisch leitfähigen Beschichtung versehen und durch Anlegung einer Spannung an Wandanschläge bewegt. In einer der zwei möglichen Schaltstellungen wird die Strahlung der Eingangsfaser direkt in den Kern der

Ausgangsfaser gekoppelt. Mit dem in [25] vorgestellten Konzept wurden sehr kurze Schaltzeiten von 1,7 ms bei optischen Verlusten von  $< 20 \%$  (0,9 db) erreicht. Durch den Einsatz von präzisen Mikrotischen sowie AR-Beschichtungen an Faserenden könnten die optischen Verluste potenziell auf  $< 4 \%$  (0,15 dB) reduziert werden. Eine direkte Freistrah-Kopplung zwischen zwei sehr nah positionierten Faserkernen ist jedoch aufgrund der an der Übergangsstelle vorherrschenden hohen Intensitäten eher ungeeignet für einen Einsatz im Bereich der Hochleistungslaser.

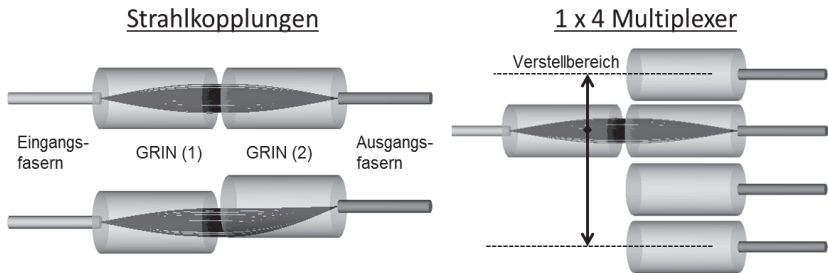


**Bild 2.4:** Abbildung einer GRIN-Linse mit zwei angefügten optischen Fasern [26].

Die Strahlung zwischen optischen Fasern kann auch mithilfe von faserbasierten Linsen gekoppelt werden. Gradienten-Index-Linsen (GRIN-Linsen) sind im Wesentlichen Fasern mit parabelförmigem Brechungsindexprofil, die in definierten periodischen Abständen eine Abbildung erzeugen. Die Eingangsfaser und die GRIN-Linse können mit heutigen Fügeprozessen dahingehend kontaktiert werden, dass eine stoffschlüssige Glas-Glas-Verbindung entsteht. Dazu wird eine Transportfaser und eine GRIN-Linse ausgerichtet, mechanisch kontaktiert und durch geeignetes Fügeverfahren [26] stoffschlüssig verbunden (siehe Anhang A.5), indem der kontaktierte Bereich definiert aufgeschmolzen wird. Die Fugestelle wird abschließend mithilfe von Klebstoff beschichtet und dadurch mechanisch stabilisiert.

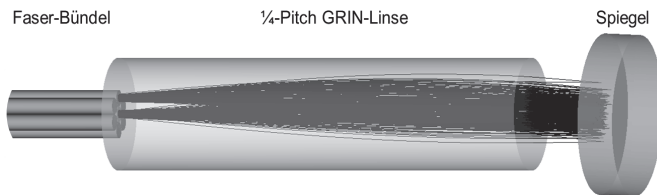
Die Vorteile einer stoffschlüssigen Glas-Glas-Verbindung wurden früh erkannt und sind frühzeitig in einigen optischen Strahlweichen [27] [28] [29] [30] vorgesehen bzw. umgesetzt worden. Im Patent [31] aus dem Jahr 1999 wird erstmalig ein Multiplexer mithilfe von angefügten GRIN-Linsen beschrieben. Anhand von Simulationen wurde die optische Funktionsweise jener Strahlweichen nachvollzogen. Das linke Simulationsergebnis im Bild 2.5 zeigt eine effiziente Strahlkopplung in den Kern der Ausgangsfaser auch bei einem deutlichen lateralen Versatz. Weite Toleranzen in Bezug auf laterale Ausrichtungsfehler ermöglichen insbesondere für Multimode-Fasern (MM-Fasern) konstant hohe Kopplungseffizienzen. Bei Komplexeren 1xN Multiplexern

(rechts im Bild 2.5), die N Positionen im Verstellbereich anfahren, können mechanische Toleranzen bei der Positionierung einfachen eingehalten werden.



**Bild 2.5:** Simulationsergebnisse von 1xN Multiplexern nach [28] [31]. Links sind Strahlkopplungen für axiale und extrem lateral versetzte Ausrichtung der Eingangs- und Ausgangsseite gezeigt. Rechts ist das Funktionsprinzip eines 1x4 Multiplexers dargestellt.

Im Vergleich zu einer direkten Kopplung zwischen zwei Fasern (vgl. Bild 2.3) werden mit den GRIN-Linsen die Flächen an den Luft/Glas-Übergängen vergrößert, die Intensitäten deutlich gesenkt und das Aufbringen von AR-Beschichtungen erleichtert. Im Patent [32] wird eine Transportfaser mit einer angefügten kollimierenden GRIN-Linse gezeigt, die im Bereich der Hochleistungslaser Anwendung findet.



**Bild 2.6:** Simulationsergebnis eines 1x6 Multiplexers nach [30].

Im Patent [30] ist eine weitere faserbasierte Strahlweiche auf Basis einer GRIN-Linse vorgestellt. Bild 2.6 zeigt ein Simulationsergebnis jener Anordnung, die auf einer kollimierenden GRIN-Linse und angefügten Faserbündel mit 7 Fasern basiert. Die kollimierte Strahlung aus der zentral angeordneten Faser wird am leicht gekippten Spiegel dahingehend reflektiert, dass die Fokus-Position auf dem Faserbündel verschoben wird. Auf diese Weise wird die reflektierte Strahlung in einer der 6 äußeren Ausgangsfasern gekoppelt und die Umschaltung zwischen den Ausgangsfasern durch das Anfahren diskreter Drehstellungen des Spiegels realisiert. Für eine hohe Kopplungseffizienz bei jeder Schaltstellung wird eine sehr präzise Ausrichtung des

Spiegels zur GRIN-Linse vorausgesetzt. Genau wie die vorangehenden Lösungen ist auch diese Strahlkopplung aber nur teilweise monolithisch, so dass zumindest ein Luft/Glas-Übergang bestehen bleibt.



**Bild 2.7:** Simulationsergebnis einer optischen Strahlweiche in streng monolithischer Ausführungsform auf Basis von drei GRIN-Linsen nach [33].

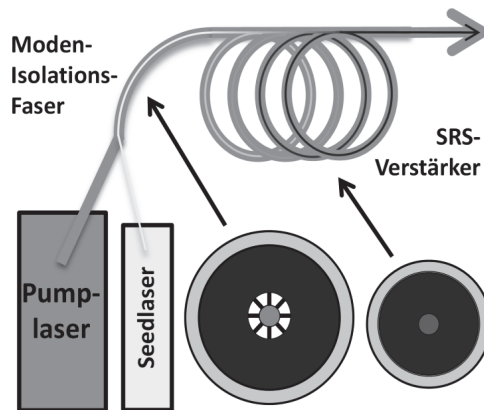
Eine streng monolithische Strahlweiche ist erstmals 2012 in dem Patent [33] vorgeschlagen worden. Wie im Simulationsergebnis im Bild 2.7 gezeigt, propagiert der über die GRIN-Linse kollimierte Strahl gradlinig durch eine angefügte kernlose Faser und wird ausgangsseitig über eine fokussierende GRIN-Linse in eine Ausgangsfaser gekoppelt. Der Schaltvorgang wird mittels Verbiegung der kernlosen Faser realisiert, so dass ausgangsseitig eine zweite fokussierende GRIN-Linse denselben kollimierten Strahl in eine entsprechende Ausgangsfaser koppelt. Die gesamte Strahlpropagation läuft damit innerhalb vom reinen Quarzglas der Strahlweiche ab. Der monolithische Lösungsansatz der optischen Strahlweiche setzt für einen Hochleistungsbetrieb in erster Linie höchste Kopplungseffizienz und niedrigste Verluste voraus. Zudem wird die Erhaltung der Strahlqualität angestrebt, wodurch potenziell auch eine Strahlkopplung bei höchster Brillanz

$$B \approx \frac{\text{Leistung}}{\pi^2 SPP^2} \quad (2.2)$$

ermöglich werden soll. Um diese Forderungen möglichst gut erfüllen zu können, werden in Rahmen dieser Arbeit verschiedene Ausführungsformen der monolithischen Strahlweiche erarbeitet und experimentell erprobt.

Eine weitere monolithische Lösung für variable Einstellung der Strahlqualität wird im Patent [34] gezeigt. Die Darstellung im Bild 2.8 zeigt einen faserbasierten Laser, der Strahlen unterschiedlicher Strahlqualität in eine Moden-Isolationsfaser überführt, in der sie zunächst isoliert voneinander transportiert werden. Durch eine lokale Verjüngung (sog. Taper) der Moden-Isolationsfaser können beide Strahlen auf eine verstärkende Faser überführt werden, wodurch beide Strahlen örtlich überlagert werden. Basierend auf der stimulierten Raman Streuung kann im Folgenden eine Verstärkung des höchstbrillanten Seedlasers auf Kosten der Leistung der weniger brillanten

Pumpstrahlung stattfinden. Über die Intensität des Seedlasers kann folglich die Ausgangsleistung beider Strahlen relativ zueinander stufenlos reguliert werden, wodurch die Strahlqualität der überlagerten Strahlen variiert. Sowohl eine reine gaußförmige Feldverteilung (mit  $SPP \approx 0,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) als auch eine reine rechteckig Feldverteilung (mit ca.  $SPP = 10 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ), sowie jedes beliebige Mischverhältnis aus beiden Strahlqualitäten könnten auf diese Weise im SRS-Verstärker erzeugt werden.



**Bild 2.8:** Darstellung des SRS-Faserverstärkers mit stufenlos einstellbarer Brillanz [34].

## 2.3 Zusammenfassung und Motivation

Strahlweichen sind grundlegende Bausteine moderner optischer Netzwerke im Bereich der Industrie und Nachrichtentechnik. Bedingt durch thermische Effekte, die im Bereich der Hochleistungslaser auftreten, weisen heutige freistrahlbasierte Strahlweichen deutliche Einschränkungen bei höchster Brillanz auf, woraus insbesondere eine Verschlechterung der Strahlqualität resultiert. Hauptursache dafür ist die Absorptionen in optisch transparenten Grundmaterialien sowie in dielektrischen Beschichtungen.

In heutigen Scheibenlasern wird trotz höchster Leistungen die eingesetzte Fokussierung des Freistrahls durch ein zusätzliches optisches Schaltelement erweitert, wodurch eine Schaltung zwischen zwei verschiedenen Strahlqualitäten in derselben Transportfaser ermöglicht wird [35].

Ein weiteres vielversprechendes Konzept basiert jedoch auf der monolithischen Strahlweiche, welche die Strahlung einer Eingangsfasers auf gleiche oder auch

unterschiedliche Transportfasern umschalten kann [33]. Der monolithische Ansatz ebnet erstmalig den Weg für eine strahlqualitätserhaltende und verlustarme Schaltfunktion, welche das Potenzial besitzt, bestehende Nachteile und Grenzen heutiger freistrahlbasierten Strahlweichen zu umgehen.

Die Funktionalität moderner Lasernetzwerke könnte mit dieser Lösung erweitert werden. Ausgehend von einer einzelnen Laserstrahlquelle können monolithische Strahlweichen beispielsweise in Reihe angeordnet werden und Laserstrahlung für mehrere Bearbeitungsstationen in beliebiger Strahlqualität bereitstellen. Damit kann die Produktivität einer leistungsstarken Laserstrahlquelle maßgeblich gesteigert werden.



## 3 Dielektrische Wellenleiter

Monolithische Strahlweichen basieren auf dem Einsatz von hochleistungstauglichen faserbasierten Komponenten, die stoffschlüssig in eine Wellenleitung eingebunden werden. Die Ausbreitung von Lichtwellen in dielektrischen Wellenleitern, insbesondere in SI-Fasern sowie in GRIN-Fasern, bildet somit die Basis dieser Arbeit. Im folgenden Kapitel werden Grundlagen der Wellenleitung vorgestellt sowie die bei dem Leistungstransport relevanten Effekte zusammengefasst. Dazu gehört eine Beschreibung der Ausbreitung von Laserstrahlen anhand der Gaußschen Strahlenoptik.

### 3.1 Grundlagen der Optik

Bei der Ausbreitung von Licht in dielektrischen (d.h. elektrisch schwach- oder nichtleitenden) Medien wie Glas können die äußeren Ladungen und Ströme dahingehend vernachlässigt werden, dass die Stromdichte, Ladungsdichte sowie die Magnetisierung aus den allgemeinen Maxwell-Gleichungen gleich Null gesetzt werden [36] [37]. Mit diesen Näherungen lässt sich eine dielektrische Verschiebung

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.1)$$

mit der Polarisierung  $\vec{P}$  des Mediums sowie der elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  und der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_0$  verknüpfen [36]. Unter der Annahme, dass das elektische Feld, das auf die Elektronen wirkt, viel schwächer ist als die atomaren Felder (z.B. Wasserstoff-Atom 5 GV/cm [38]) und die Polarisierung der elektrischen Feldstärke instantan folgen kann, lässt sich die Polarisierung

$$\vec{P} = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}}_{\vec{P}_{lin}} + \underbrace{\varepsilon_0 (\chi^{(2)} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} + \dots)}_{\vec{P}_{nl}} \quad (3.2)$$

des Mediums als Reihenentwicklung darstellen. Im linearen Fall, bei niedrigen Intensitäten, kann die Reihenentwicklung nach dem ersten Glied

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \cdot (1 + \chi^{(1)}) \quad (3.3)$$

abgebrochen werden. Hierbei entspricht der Ausdruck in der Klammer der relativen Dielektrizitätszahl [39]

$$1 + \chi^{(1)} = \varepsilon = \left( n_0 + i \frac{\alpha}{2k_0} \right)^2 \quad (3.4)$$

mit linearem Brechungsindex  $n_0$ , dem Absorptionskoeffizient  $\alpha$  und der Wellenzahl  $k_0$ , die in Relation zu der Kreisfrequenz  $\omega$  und der Wellenlänge  $\lambda_0$  im Vakuum steht [37],

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (3.5)$$

Im nichtlinearen Fall eines isotropen Mediums spricht man von einer Intersionssymmetrie, so dass  $\chi^{(3)} \neq 0$  aber  $\chi^{(2)} = 0$  und auch die darauffolgenden Terme, selbst bei sehr hohen Intensitäten, betragsmäßig klein sind [36]. Die relative Dielektrizitätszahl kann damit als

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} E^2 \quad (3.6)$$

geschrieben werden. Daraus lässt sich ein nicht nur von der Wellenlänge, sondern auch von der Intensität  $I$  abhängige Brechungsindex [36] [39]

$$n = n_0 + n_{nl} \cdot I, \quad (3.7)$$

mit dem nichtlinearen Brechungsindex  $n_{nl} = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  für Quarzglas ableiten. In typischen optischen Wellenleitern mit Brechungsindex-Differenzen zwischen Kern und Mantel im Bereich von  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  wirkt der nichtlineare Brechungsindex erst bei Intensitäten im Bereich von  $\text{TW} / \text{cm}^2$ . Ausgehend von der Gleichung (3.7) kann das sog. B-Integral abgeleitet werden, das eine intensitätsabhängige Phasendifferenz [40]

$$\Delta\phi = k_0 \int_0^L n(z) dz = k_0 n_0 L + \overbrace{k_0 \int_0^L n_{nl} I(z) dz}^{\text{B-Integral}} \quad (3.8)$$

entlang der Ausbreitungsrichtung  $z$  einer Lichtwelle beschreibt und damit die Stärke der nichtlinearen Effekte aufzeigt.

## 3.2 Strahlenoptisches Modell

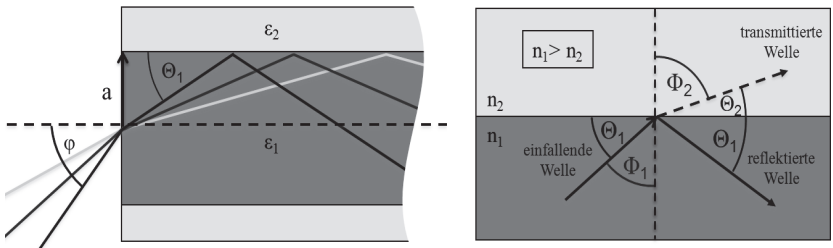
Die Wellenleitung in einem dielektrischen Wellenleiter wird im Allgemeinen durch eine radiale Variation der Dielektrizitätszahl realisiert. Auf der linken Seite im Bild 3.1 ist schematisch die Struktur einer SI-Faser gezeigt, deren Brechungsindexprofil durch eine Stufe charakterisiert ist. Der Bereich mit betragsmäßig höherem Brechungsindex  $n_1$  bildet den Faserkern, in dem die Strahlen aufgrund der Totalreflexion an der Grenzschicht zum Bereich mit dem betragsmäßig kleineren Brechungsindex  $n_2$ , den Fasermantel, geführt werden. Optische Fasern mit einem Kernradius  $a$  werden durch ihren Brechungsindexprofil

$$n^2(r) = n_1^2 \left[ 1 - 2 \cdot \Delta n \left( \frac{r}{a} \right)^p \right] \text{ für } r \leq a \quad (3.9)$$

mit einem Profilparameter  $p$ , der die Steilheit eines Brechungsindex in radialer Richtung  $r$  bestimmt, sowie der relativen Brechungsindexdifferenz [41]

$$\Delta n = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 \cdot n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (3.10)$$

definiert. Der Brechungsindex der SI-Faser (mit  $p = \infty$ ) kann folglich als eine spezielle Lösung der GRIN-Faser (mit  $p = 2$ ) angesehen werden [41].



**Bild 3.1:** Links: Prinzip eines dielektrischen Wellenleiters mit einem Stufenindex-Profil. Rechts: Reflexion und Transmission an der dielektrischen Grenzfläche.

Anhand der rechten Darstellung im Bild 3.1 lässt sich aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz

$$\frac{\cos \Theta_2}{\cos \Theta_1} = \frac{\sin \Phi_2}{\sin \Phi_1} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (3.11)$$

der Grenzwinkel  $\Theta_{1G}$  für Totalreflexion ableiten, indem an der Grenzschicht  $\sin \Phi_2$  bzw.  $\cos \Theta_2$  gleich 1 gesetzt wird. Entsprechend lässt sich die numerische Apertur

$$NA = \sin(\varphi_{max}) = n_1 \sqrt{1 - \cos^2(\Theta_{1G})} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1 \sqrt{2 \cdot \Delta n} \quad (3.12)$$

eines optischen Wellenleiters definieren, wobei  $\varphi_{max}$  der maximal mögliche Einkopplungswinkel ist, bei dem ein Strahl aufgrund der Totalreflexion im idealen Faserkern geführt werden kann.

### 3.3 Wellenoptisches Modell

Das einfachste strahlenoptische Modell geht von einer störungsfreien Reflexion an der Grenzschicht der beiden Dielektrika aus. Die Wellennatur der Lichtausbreitung im Wellenleiter hat jedoch ein Eindringen der geführten Wellen in den Fasermantel zur Folge, wobei wiederholte Reflexionen eine Phasenverschiebung verursachen, welche als die Goos-Hänchen-Verschiebung [42] bekannt ist. Ein wellenoptisches Modell lässt sich mithilfe der paraxialen Näherung (vgl. Gleichung (3.10)) auf die Wellenausbreitung in die Richtung der Zylinderachse des Wellenleiters reduzieren. Es resultieren Moden, die annähernd transversal sind und eine zufällige Polarisation aufweisen [43]. Jede transversale Mode lässt sich als eine linear polarisierte Welle mit einer charakteristischen Propagationskonstante  $\beta$  in Zylinderkoordinaten darstellen

$$\vec{E}(r, \phi, z, t) = E(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (3.13)$$

Das elektrische Feld  $E(r, \phi)$  kann ferner durch das Produkt einer Funktion  $R(r)$ , die ausschließlich vom Radius  $r$  abhängt, und einer Funktion  $F(\phi)$ , die ausschließlich vom Winkel  $\phi$  abhängt, dahingehend substituiert werden, dass die lineare Wellengleichung

$$\frac{r^2}{R(r)} \left( \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} \right) + (k_0^2 n^2(r) - \beta^2) r^2 = - \frac{1}{F(\phi)} \frac{\partial^2 F(\phi)}{\partial \phi^2} = l \quad (3.14)$$

in Zylinderkoordinaten resultiert [43]. Diese Gleichung ist für beliebige Werte  $r$  und  $\phi$  nur dann gültig, wenn die linke und die rechte Seite in der Summe die Konstante  $l^2$  bilden. Zusätzlich wird eine Stetigkeit bei  $\phi$  und  $\phi + 2\pi$  dahingehend gefordert, dass die Konstante  $l^2$  ganzzahlig ist.

Für den Fall einer SI-Faser sind zwei getrennte Differentialgleichungen erforderlich, die je dem elektrischen Feld in Kern und dem elektrischen Feld im Fasermantel zugeordnet

werden. Mithilfe von modifizierten Besselfunktionen  $J_l$  und  $K_l$  können zwei getrennte Lösungen abgeleitet werden [43]

$$E(r, \phi) = \begin{cases} \frac{A}{J_l(U)} J_l\left(\frac{Ur}{a}\right) \cdot \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix}; (Kern) \\ \frac{A}{K_l(W)} K_l\left(\frac{Wr}{a}\right) \cdot \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix}; (Mantel) \end{cases}, \quad (3.15)$$

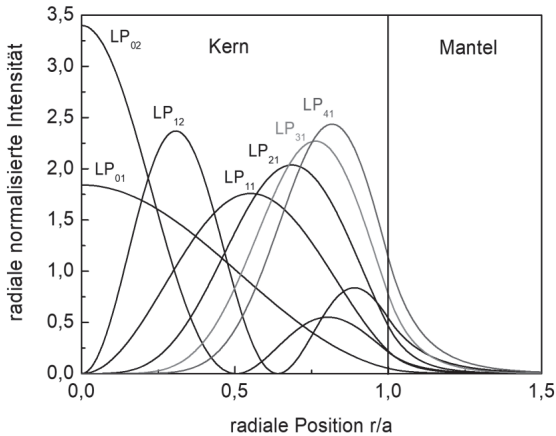
mit Amplitude A, dem Kernparameter

$$U = a \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2}, \quad (3.16)$$

sowie dem Mantelparameter

$$W = a \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}. \quad (3.17)$$

Für  $n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2$  erhält man reelle U- und W-Parameter und man spricht von einer im Wellenleiter geführten Mode. Dabei beschreibt der U-Parameter das Fortschreiten der Phase und W das transversale Abklingen der Amplitude in radialer Richtung [36].

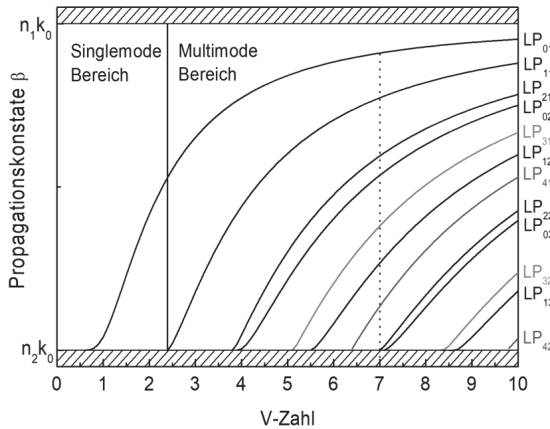


**Bild 3.2:** Radial normierte Intensitätsverteilungen von möglichen LP-Moden nach [43] bei einer V-Zahl von 7 für eine Wellenlänge von 1  $\mu\text{m}$ .

Aus diesen beiden U- und W-Parametern wird schließlich ein Faserparameter, die sog. V-Zahl [43]

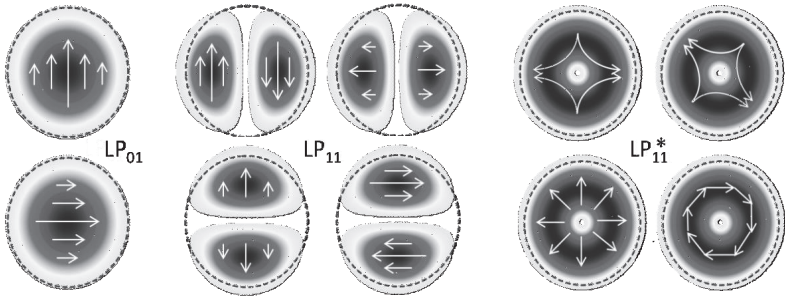
$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \cdot NA \quad (3.18)$$

abgeleitet, die einen optischen Wellenleiter vollständig charakterisiert. Die U- und W-Parameter lassen sich dabei durch Eigenwertgleichungen bestimmen, die aus der Forderung nach stetiger Differenzierbarkeit an der Grenzschicht ( $r = a$ ) zwischen Kern und Mantel resultieren [43]. Bild 3.2 zeigt berechnete radiale Intensitätsverteilungen von geführten LP-Moden bei der V-Zahl von 7. Dabei definiert  $l$  die Umformungsordnung und  $m$  die radiale Ordnung einer  $LP_{lm}$ -Mode. Die  $LP_{01}$ -Mode, die Grundmode, zeichnet sich durch den höchsten kerngeführten Feldanteil bzw. durch das kleinste evaneszente Feld aus. Bild 3.3 zeigt berechnete Propagationskonstanten in Abhängigkeit von der V-Zahl. Unterhalb der kritischen V-Zahl von 2,4048 [43] wird nur noch die  $LP_{01}$ -Mode geführt (Singlemode Faser). Durch Umstellung der Gleichung (3.18) kann auch eine kritische Wellenlänge  $\lambda_c$  ermittelt werden.



**Bild 3.3:** Berechnete Propagationskonstanten  $\beta$  in Abhängigkeit von der V-Zahl für eine Wellenlänge von  $1 \mu\text{m}$ .

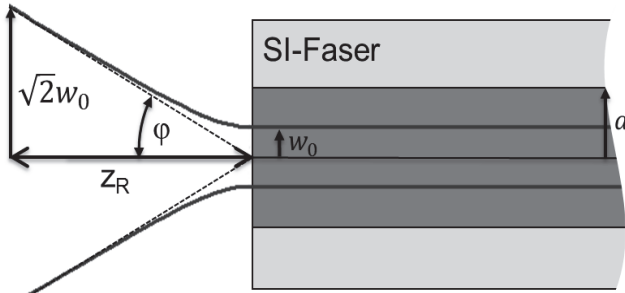
Bild 3.4 zeigt Intensitätsverteilungen der  $LP_{01}$ -, der  $LP_{11}$ - sowie der  $LP_{11}^*$ -Mode einer SI-Faser mit jeweiligen Entartungen. Während die  $LP_{01}$ -Mode nur zweifach entartet ist, ist die  $LP_{11}$ -Mode bereits in vier linear polarisierte Moden entartet. Zusätzlich kann die  $LP_{11}$ -Mode auch in radial, azimuthal und zwei gemischt polarisierte Moden aufgeteilt werden [44] [45]. Diese Kombinationen treten ebenso in Moden höherer Ordnungen auf.



**Bild 3.4:** Berechnete Intensitätsverteilungen der  $LP_{01}$ -, der  $LP_{11}$ - sowie der  $LP_{11}^*$ -Mode einer SI-Faser bei der V-Zahl von 7. Die gestrichelten Kreise markieren den geometrischen Faserkern. Die Pfeile geben die Richtungen des E-Feldes an.

### 3.4 Strahlausbreitung in SI- und GRIN-Fasern

Die ideale Kopplung eines Freistrahls in einen Faserkern erfordert eine exakte Übereinstimmung der einfallenden elektrischen Feldverteilung mit der im Wellenleiter geführten Feldverteilung.



**Bild 3.5:** Darstellung idealisierter Freistrahls-Kopplung einer Strahlung mit dem Strahltaillenradius  $w_0$ , der Divergenz  $\varphi$  und der Rayleigh-Länge  $z_R$  in eine SI-Faser mit dem Kernradius  $a$ .

Im Bild 3.5 und Bild 3.6 werden idealisierte Kopplungen dargestellt, bei denen die Strahlachsen mit jeweiligen Faserachsen übereinanderliegen und die Strahltaillen mit angepassten Radien genau auf die Faserkerne fokussiert sind. Während die Strahlradien innerhalb der ideal geraden SI-Faser konstant bleiben, findet innerhalb der ideal geraden GRIN-Faser eine oszillierende Strahlausbreitung statt. Der ortsabhängige Strahlradius

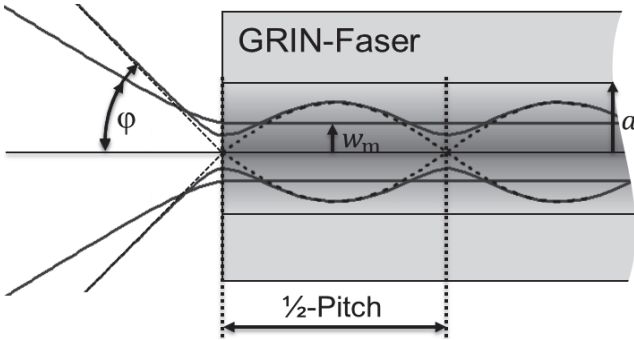
geometrischer Strahlen, die durch die Faserachse in der Strahltaile eingekoppelt werden, wird durch eine Sinusfunktion

$$r_{GRIN}(z) = \frac{\sin(|g|z)}{n_1|g|} \cdot \varphi \quad (3.19)$$

entlang der z-Achse innerhalb der GRIN-Faser mit einer Gradientenkonstante  $g$  [46] eindeutig beschrieben. Diese Gleichung wurde nach dem ABCD-Gesetz [47] aus der Strahlenmatrix für Medien mit parabolischen Brechungsindexprofilen und aus der Strahlenmatrix für einen Materialübergang abgeleitet. Aus dem Argument ihrer Sinusfunktion kann ferner eine spezifische Pitchlänge

$$L_P = \pi a \sqrt{\frac{2}{\Delta n}} \cdot P \quad (3.20)$$

abgeleitet werden, wobei der sog. Pitch  $P$  einer Periodendauer von  $2\pi$  entspricht.



**Bild 3.6:** Darstellung idealisierter Freistrah-Kopplung einer Strahlung mit der Divergenz  $\varphi$  und dem Strahltaillenradius  $w_m$  in eine GRIN-Faser mit dem Kernradius  $a$ . Gestrichelte Linien zeigen die oszillierende Propagation geometrischer Strahlen. Durchgezogene Linien zeigen die Strahlausbreitung Gaußscher Strahlen.

Um die Strahlausbreitung in GRIN-Fasern auf beliebige Gaußsche Strahlen mit einem Strahltaillenradius  $w_0$ , der Divergenz  $\varphi$  und der Rayleigh-Länge  $z_R$  zu übertagen, wurde aus denselben Strahlenmatrizen zunächst ein komplexer Strahlparameter

$$q'(z) = \frac{A \cdot q(z=0) + B}{C \cdot q(z=0) + D} = \frac{\sin(|g|z) - n_1|g|z_R \cdot \cos(|g|z) \cdot i}{|g| \cdot (\cos(|g|z) + n_1|g|z_R \cdot \sin(|g|z) \cdot i)} \quad (3.21)$$



gebildet, wobei in der Strahltaile bei  $z = 0$  eine ebene Wellenfront mit  $q = -iz_R$  vorausgesetzt wurde. Durch die Zerlegung einer komplexen Funktion  $z + z_R$  in einen reellen und einen komplexen Anteil, wird nach [47] ein Zusammenhang

$$\text{Im}\left(\frac{1}{z + z_R}\right) = \frac{w_0 \varphi}{n_1 w(z)^2} = \text{Im}\left(\frac{1}{q'(z)}\right) \quad (3.22)$$

hergestellt, aus dem die Gaußsche Strahlausbreitung anhand des örtlichen Strahlradius

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 \cos^2(|g|z) + \left(\frac{\varphi}{n_1}\right)^2 \frac{\sin^2(|g|z)}{|g|^2}} \quad (3.23)$$

innerhalb einer GRIN-Faser abgeleitet wird. In dieser Darstellung bestimmt die Kosinusfunktion den minimalen und die Sinusfunktion den maximalen Strahlradius der oszillierenden Strahlausbreitung. Durch das Gleichsetzen der Faktoren vor den trigonometrischen Funktionen kann ein Strahltaillenradius, sog. „matched radius“

$$w_m = \frac{\varphi}{n_1 g} \quad (3.24)$$

abgeleitet werden, für den die Strahlausbreitungen ohne Oszillation innerhalb des GRIN-Mediums abläuft. Für kleinere oder größere Strahltaillenradien als  $w_m$  findet hingegen stets eine oszillierende Strahlausbreitung innerhalb der GRIN-Faser statt. Die Durchmesser von Gaußschen Strahlen werden als Abstände zwischen den Stellen im Strahlprofil definiert, bei denen die Intensität auf  $1/e^2 = 13,5\%$  von der maximalen Intensität abfällt [48]. In Fall einer Grundmode fällt bei dem 1,5-fachen des  $1/e^2$ -Strahldurchmessers die Intensität weiter auf  $1\%$  von der maximalen Intensität ab. Damit zumindest  $99\%$  der Strahlung im Kern propagieren kann, wird der  $1/e^2$ -Strahlradius der oszillierenden Strahlausbreitung dahingehend berücksichtigt, dass er das  $2/3$ -fache des Kernradius  $a$  nicht überschreitet. Diese Voraussetzung setzt eine maximale Divergenz  $\varphi_{\max}$  voraus, die unter Anwendung der Gleichung (3.24) zum allgemeinen Ausdruck des maximalen Strahlparameterprodukts

$$SPP_{\max} = w_0 \cdot \varphi_{\max} = w_0 \cdot \frac{2}{3} a |g| n_1 \quad (3.25)$$

für GRIN-Linsen führt. Leistungsanteile mit entsprechend höherem SPP werden hingegen im Mantel geführt. Für eine hundertprozentige Transmission im Kern wird der Faktor vor dem Kernradius  $a$  von  $2/3$  auf  $1/2$  reduziert.

### 3.5 Grundlegende Effekte in Wellenleiter

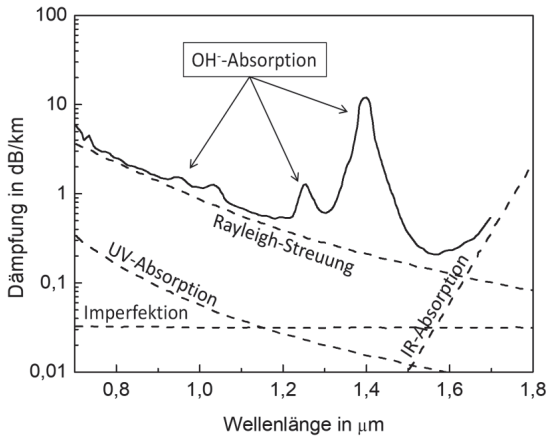
Grundlegende Eigenschaften von optischen Wellenleitern können anhand von wellenlängenabhängigen Verlusten quantifiziert werden. Die optischen Verluste werden hauptsächlich durch intrinsische Materialabsorption und dem Biegeverhalten bestimmt.

#### Dämpfungsverhalten

Mit der Dämpfung werden alle optischen Verluste bei der Leistungsübertragung in optischen Fasern erfasst. Ihre experimentelle Bestimmung basiert auf der wellenlängenabhängigen Messung der in die Faser eingekoppelt Leistung  $P_0$  und nach der Faserlänge  $L$  gemessenen Leistung  $P_L$ , so dass ein Dämpfungskoeffizient [39]

$$D(\lambda) = -\frac{10}{L} \cdot \log \left( \frac{P_0(\lambda)}{P_L(\lambda)} \right) \cdot \text{dB} \quad (3.26)$$

bestimmt werden kann.



**Bild 3.7:** Gemessenes Absorptionsspektrum einer Germanium-dotierten SM-Faser nach [49] mit folgenden Parametern:  $2 \cdot a = 9,4 \mu\text{m}$  und  $\Delta n = 0,0028$ .

Im Bild 3.7 sind exemplarisch Dämpfungswerte einer Germanium-dotierten SM-Faser aus [49] gezeigt. Den größten Beitrag zu Dämpfung leisten dabei intrinsische Verluste, die hauptsächlich aus der Rayleigh-Streuung und der Infrarot-Absorption hervorgehen. Die Rayleigh-Streuung ist ein elastischer Streuprozess, der durch zufällig verteilte Inhomogenität des Brechungsindex verursacht wird [41]. Die Rayleigh-Streuung ist

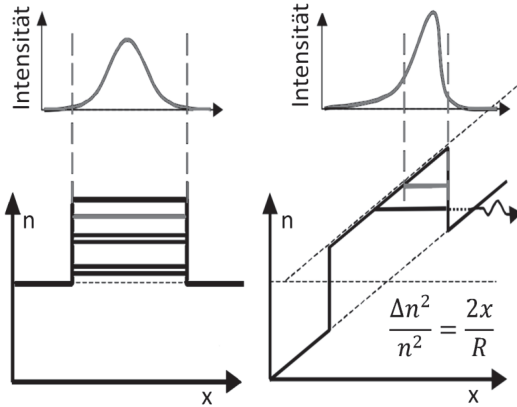
umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge, so dass sie vom sichtbaren Bereich (400 nm - 800 nm) bis hin zum Nahinfrarot-Bereich: (800 nm - 1400 nm) die Verluste eines Wellenleiters dominiert. Die Absorption im Infrarot-Bereich entsteht erst ab einer Wellenlänge von ungefähr 1,55  $\mu\text{m}$ . Diese Dämpfung wird durch Eigenschwingungen von Molekülen hervorgerufen, dessen Resonanzen bei 10  $\mu\text{m}$  [36] liegen. Im Bereich der ultravioletten Strahlung überwiegt hingegen die UV-Absorption, die aus UV-Resonanzen bei 100 nm [36] hervorgeht. Damit entsteht ein Transmissionsmaximum bei der Wellenlänge von 1,55  $\mu\text{m}$ , das vorzugsweise in der Telekommunikation für Signalübertragung über lange Strecken ausgenutzt wird [50]. Während in Quarzglas basierten Faserkernen ein Dämpfungswert von 0,114 dB/km [36] theoretisch erreichbar ist, werden experimentell in der Regel höhere Dämpfungen (z.B. 0,1484 dB/km in [51]) gemessen. Diese Unterschiede sind auf extrinsische Verluste zurückgeführt, die von Imperfektionen des Wellenleiters ausgehen. Als Folge heutiger Herstellungsverfahren werden Hydroxy-Gruppen (sog. OH-Gruppen) in Quarzgläser eingebracht, woraus höhere Absorptionen im Nahinfrarot-Bereich resultieren. Die Schreckschwingungen von OH-Ionen besitzen ein Absorptionsband bei 2,72  $\mu\text{m}$ , das aufgrund von Oberschwingungen Nebenbänder bei 1,38  $\mu\text{m}$ , 1,24  $\mu\text{m}$  und 0,94  $\mu\text{m}$  und 0,72  $\mu\text{m}$  generiert [52]. Durch zusätzliche Dehydrierungsschritte kann der OH-Gehalt jedoch weitgehend reduziert werden, dahingehend dass optische Fasern mit einem OH-Gehalt von  $< 1 - 4$  ppm [23] [53] hergestellt werden und damit ein verbessertes Transmissionsverhalten aufweisen. Ein geringer OH-Gehalt bzw. der Einbau von Chlor während der Kernglas-Herstellung bewirkt wiederum eine Zunahme der Absorptionen im UV-Bereich [54].

### Biegeverluste

In der Praxis kommen unterschiedliche Biegeradien vor, die unterschiedlich starke Dämpfung induzieren. Generell werden Makro- und Mikro-Biegeverluste [36] unterschieden. Mikro-Biegeverluste liefern in MM-Faser einen von der Wellenlänge unabhängigen und nur geringen Beitrag. Hingegen bewirken sie in SM-Fasern oberhalb der kritischen Wellenlänge  $\lambda_c$  scharfe Verlust-Kanten [36]. Im Vergleich dazu tragen die Makro-Biegeverluste weit stärkerer zur Dämpfung einer Faser bei. Die Wellenleitung einer um den Radius  $R$  gebogenen Faser lässt sich nach [55] mit dem äquivalenten Indexprofil-Modell beschreiben (vgl. Bild 3.8). Berücksichtigt man den Weglängenunterschied zwischen der längsten Außen- und der kürzesten Innenseite einer gebogenen Faser, kann ihr Brechungsindex auf den äquivalenten Brechungsindex

$$n_{eq}(x, y) = \sqrt{n_{kern}^2 \left(1 + \frac{2x}{R}\right)} \quad (3.27)$$

einer gedachte graden Faser übertagen werden. Bei genügend großem Biegeradius übersteigt der Brechungsindex des Mantels den effektive Brechungsindex einer transversalen Mode, wodurch Strahlung in den Mantel übertritt [56] und Biegeverluste entstehen. Die Neigung des Brechungsindexprofils induziert ferner eine Verzerrung der Intensitätsverteilungen und eine Reduzierung der Querschnittsflächen von geführten Moden.

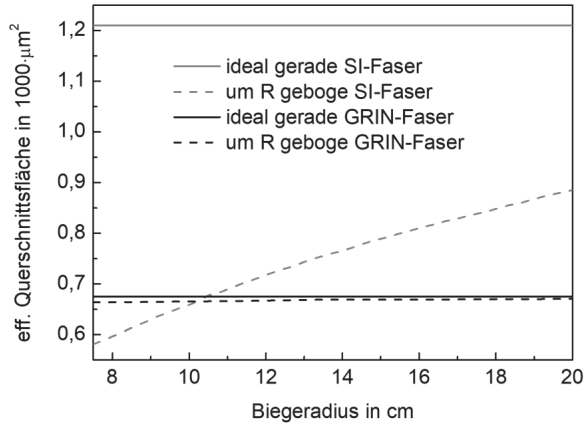


**Bild 3.8:** Veranschaulichung des Prinzips des äquivalenten Indexprofil-Modells nach [56]. Der Brechungsindex sowie die daraus resultierende Intensitätsverteilung einer ideal geraden SI-Faser (links) und einer um den Radius  $R$  gebogenen SI-Faser (rechts) sind gegenübergestellt. Biegung wird hier durch eine Neigung des Brechungsindex entlang des Kerndurchmessers modelliert.

Im Bild 3.9 werden Ergebnisse aus [56] dargestellt, wobei die effektiven Querschnittsflächen eine Grundmode in Abhängigkeit von Biegeradien bei verschiedenen Fasertypen mithilfe von Finiten-Elementen-Rechnungen berechnet wurden. Während bei einer Biegung die Querschnittsflächen in einer GRIN-Faser nahezu unverändert bleiben, werden die Querschnittsflächen in einer SI-Faser hingegen stark verkleinert. In Fasern mit relativ großen Kern/Mantel-Durchmesserverhältnissen werden in Abhängigkeit vom Biegeradius  $R$  zusätzlich Spannungen induziert, die den Brechungsindex beeinflussen. Wie in [57] gezeigt, kann jener Einfluss anhand vom effektiven Biegeradius

$$R_{eff} = \frac{R}{1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]} \quad (3.28)$$

ausgedrückt werden. Mit der Poissonzahl  $\nu$  und den Pockels-Konstanten ( $p_{11}$ ,  $p_{12}$ ) für Quarzglas (vgl. Kapitel 5.2) vereinfacht sich diese Gleichung zu  $R_{eff} \approx 1,28 \cdot R$ . Damit wirkt die spannungsinduzierte Brechungsindex-Änderung den Biegeverlusten entgegen, kann sie jedoch nicht ausgleichen [57].



**Bild 3.9:** Finite-Elemente-Berechnung nach [56] von effektiven Querschnittsflächen einer Grundmode für SI- und einer GRIN-Fasern. SI-Faser mit  $a = 25 \mu\text{m}$  und  $V = 8,3$ . GRIN-Faser mit  $a = 34 \mu\text{m}$  und  $V = 12,1$ . Gestrichelte Linien markieren jeweilige effektive Querschnittsfläche bei idealisierten, nicht gebogenen Fasern.

Die theoretische Betrachtung in [58] zeigt, dass das Modenvolumen und die Biegeverluste bei GRIN- und SI-Faser gleich sind, wenn die GRIN-Faser entsprechend eine doppelte NA aufweist. Eine signifikante Reduktion der Biegeverluste in GRIN-Fasern wird laut [59] erst durch eine sog. Graben-Struktur am Rand des GRIN-Kerns ermöglicht. Erst diese besondere Struktur erlaubt auch bei kleinsten Biegeradien (mm-Bereich) eine verlustarme Verschiebung der transversalen Moden zu höheren Ordnungen.

### 3.6 Zusammenfassung

Die im Kapitel 3 vorgestellten Grundlagen bieten das notwendige Basiswissen für die folgende optische Auslegung monolithischer Strahlweichen und ihrer Komponenten. Insbesondere wurden mit der Gaußschen Strahlenoptik allgemeine Beschreibungen eingeführt, welche die Strahlausbreitung in GRIN- und SI-Fasern wiedergeben. Ebenso wurden wesentliche Verlustmechanismen in Wellenleitern aufgeführt.

## 4 GRIN-Linsen für optische Strahlweichen

Die Kopplungseffizienz in monolithischen Strahlweichen hängt hauptsächlich von der Abbildungsqualität ihrer GRIN-Linsen ab. Dabei sind eine niedrige Absorption im Nahinfrarot-Bereich sowie präzise GRIN-Profile erforderlich. In Kapitel 4 wird das Hauptaugenmerk auf die Herstellung zugekaufter GRIN-Fasern gelegt, wobei die Herstellungsverfahren von GRIN-Vorformen beschrieben und damit produzierte Brechungsindexprofile analysiert werden.

Der experimentelle Teil dieses Kapitels behandelt die optische Charakterisierung zugekaufter GRIN-Linsen bzw. GRIN-Fasern, wobei ihre Abbildungseigenschaften zunächst bei niedrigen Leistungen von  $< 1$  W beurteilt werden. Eine aus optischer Sicht geeignete  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse wird aber auch bei 1 kW Leistung auf ihre Hochleistungstauglichkeit hin untersucht.

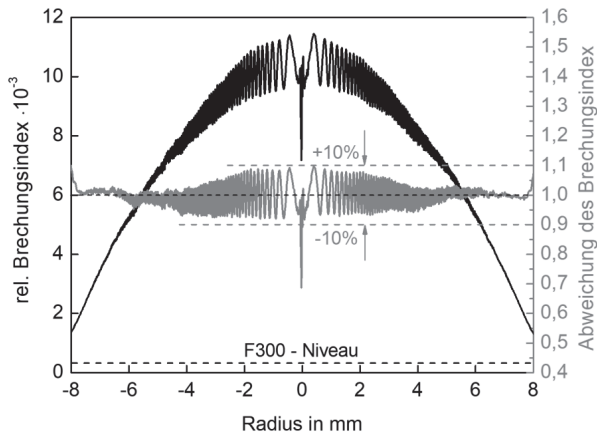
### 4.1 Unterschiedlich hergestellte GRIN-Linsen

Grundlegende Eigenschaften vom Quarzglas sowie spezifische, auf Gasabscheidung beruhende Herstellungsverfahren von Vorformen werden der Vollständigkeit halber im Anhang A.1 zusammengefasst.

#### **Modified chemical vapor deposition (MCVD)**

Das Diagramm im Bild 4.1 zeigt ein gemessenes Brechungsindexprofil einer mit dem MCVD-Verfahren (vgl. Anhang A.1) von j-Fiber GMBH hergestellten und vermessenen GRIN-Vorform. Auffällig sind die zum Zentrum der Vorform hin in Breite und Amplitude zunehmenden Brechungsindex-Schwankungen. Beim MCVD-Verfahren wird die innere Abscheidungsfläche des Rohrsubstrates mit jedem Abscheidungsdurchlauf reduziert, wodurch die abgeschiedenen Schichten zur Mitte hin dicker werden. Zugleich wird die Konzentrationen der Germanium Dotierung schichtweise zur Mitte hin gesteigert. Die Brechungsindex-Schwankungen spiegeln dabei Gradienten des Brechungsindex innerhalb der abgelagerten Schichten wieder, die infolge der Sinterung durch Diffusion vom Germanium [60] hervorgerufen werden. Das Diagramm im Bild 4.1 verdeutlicht ferner die Abweichung des Brechungsindex vom idealisierten parabolischen Verlauf nach Gleichung (3.9). Die Spannweite der

Abweichung beträgt  $\pm 10\%$ . Im Zentrum der Vorform wird zudem ein Einbruch des Brechungsindex deutlich, der infolge der starken Diffusion von Germanium beim Kollabieren der Vorform [60] entsteht. Eine Reduktion dieser Brechungsindex-Schwankungen kann im Wesentlichen nur durch eine signifikante Erhöhung der Schichtanzahl erreicht werden. Die Umsetzung dieser Vorgabe mit dem MCVD-Verfahren wäre zeitaufwendig und damit kostenintensiv.

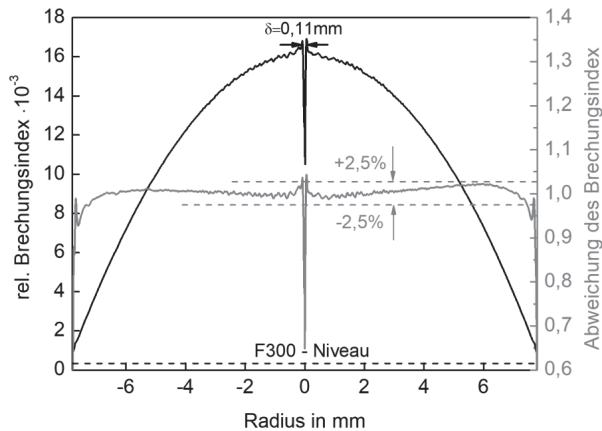


**Bild 4.1:** Gemessenes Brechungsindexprofil einer Germanium-dotierten GRIN-Vorform, die von der j-Fiber GmbH mittels MCVD-Technik hergestellt wurde. Der rel. Brechungsindex wird als Differenz zum Brechungsindex des verwendeten Immersionsöls angegeben. Das Niveau des undotierten F300 Rohrs substrats [61] wird mit der schwarzen gestrichelten Linie markiert. Bei einem Durchmesser von 16 mm weist der GRIN-Kern eine NA von 0,173 auf. In grau wird die Abweichung des gemessenen Brechungsindex vom idealisierten parabolischen Verlauf aufgezeigt.

### Plasma chemical vapor deposition (PCVD-Verfahren)

Das Diagramm im Bild 4.2 zeigt das gemessene Brechungsindexprofil einer GRIN-Vorform, die mit dem PCVD-Verfahren (vgl. Anhang A.1) von Draka Group hergestellt und von Optacore d.o.o. vermessen wurde. Unter Ausnutzung der hohen Abscheidungsraten wurden mehr als 2000 Germanium-dotierte Schichten im Kernbereich abgeschieden. Durch die wesentlich geringeren Schichtdicken mit zugleich reduzierten relativen Dotierungsunterschieden können störende Brechungsindex-Schwankungen weitgehend vermieden werden. Der Brechungsindex weicht dabei nur geringfügig vom idealisierten parabolischen Verlauf ab. In Analogie zum MCVD-Verfahren ist auch beim PCVD-Verfahren ein vergleichbar starker Einbruch des Brechungsindex durch die Kollabierung zu erkennen. Um GRIN-Linsen mit dem

geforderten Durchmesser von 1 mm zu erhalten, wurde jene Vorform mit einem Verhältnis von 1/16 vom Lieferanten ausgezogen, so dass der Durchmesser des Brechungsindex-Einbruchs  $\delta$  von 110  $\mu\text{m}$  auf ca. 7  $\mu\text{m}$  reduziert wurde. Ein solcher Einbruch des Brechungsindex wirkt lokal wie eine starke negative Linse [62], die die Strahlung von der optischen Achse der Faser umlenkt und die Lichtausbreitung weitgehend beeinträchtigt. Um den 110  $\mu\text{m}$  schmalen Einbruch des Brechungsindex auf einen kleineren Bereich von sub- $\mu\text{m}$  zu reduzieren, müsste dieselbe GRIN-Vorform mit einem Verhältnis von 1/200 ausgezogen werden.



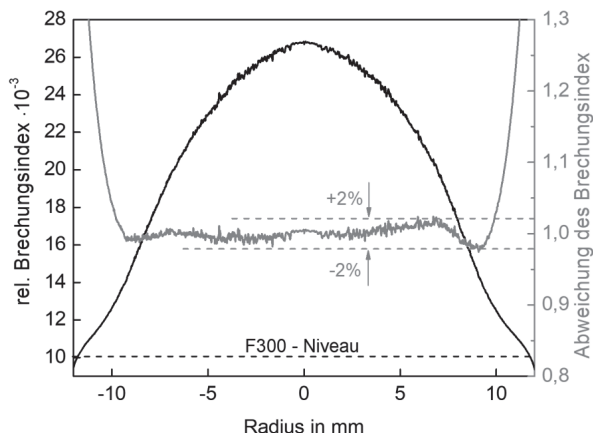
**Bild 4.2:** Gemessenes Brechungsindexprofil einer Germanium-dotierten GRIN-Vorform, die von Draka Group mittels der PCVD-Technik hergestellt wurde. Der rel. Brechungsindex wird als Differenz zum Brechungsindex des verwendeten Immersionsöls angegeben. Das Niveau des undotierten F300 Rohrs substrats [61] wird mit der schwarzen gestrichelten Linie markiert. Bei einem Durchmesser von 16 mm weist der GRIN-Kern eine NA von 0,215 auf. In grau wird die Abweichung des gemessenen Brechungsindex vom idealisierten parabolischen Verlauf aufgezeigt.

### Vapor-phase axial deposition (VAD-Verfahren)

Anders als bei den beiden zuvor vorgestellten GRIN-Vorformen aus Innenbeschichtungsverfahren handelt sich bei dem VAD-Verfahren (vgl. Anhang A.1) um ein reines axiales Verfahren bei dem die Kollabierung der Vorform nicht benötigt wird. Anhand vom gemessenen Brechungsindexprofil einer entsprechend hergestellten GRIN-Vorform im Bild 4.3 wird deutlich, dass der störende zentrale Brechungsindex-Einbruch ausbleibt. Das mittels VAD-Verfahren hergestellte Brechungsindexprofil weicht ebenso nur geringfügig vom idealisierten parabolischen Verlauf ab. Beim VAD-Verfahren werden Gasgemische mit unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen



gleichzeitig durch ringförmige Brenner geleitet, so dass insbesondere GRIN-Profile, präzise abgeschieden werden [88] [90].



**Bild 4.3:** Von Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG zur Verfügung gestellte Messung eines Brechungsindexprofils. Zugrunde lag eine Germanium-dotierten GRIN-Vorform, die mittels der VAD-Technik hergestellt wurde. Der rel. Brechungsindex wird als Differenz zum Brechungsindex des verwendeten Immersionsöls angegeben. Das Niveau des undotierten F300 Rohrsubstrats [61] wird mit der schwarzen gestrichelten Linie markiert. Bei einem Durchmesser von 20 mm weist der GRIN-Kern eine NA von 0,206 auf. In grau wird die Abweichung des gemessenen Brechungsindex vom idealisierten parabolischen Verlauf aufgezeigt.

### Ionenaustausch-Verfahren

Für die Herstellung von GRIN-Linsen sind heutzutage die Ionenaustausch-Methoden weit verbreitet. Hierbei werden in vorgefertigte Fasersubstrate präzisere GRIN-Profile mit Diffusionsprozessen eingebracht. Als Basismaterial wird zum Beispiel eine Glaszusammensetzung, mit z.B. 25 mol%  $\text{Na}_2\text{O}$ , 25 mol%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 12,5 mol%  $\text{B}_2\text{O}_3$  und 37,5 mol%  $\text{SiO}_2$  [63] [64], eingesetzt. Für GRIN-Linsen mit numerischen Aperturen von 0,2 wird zusätzlich ein hoher Alkalianteil (Natrium- und Lithium-Ionen) eingebracht [63]. Rohlinge, in Form von Glasstäben, werden dabei in ein Salzbad getaucht, in welchem der Na+/Li+-Ionenaustausch bei 600°C – 1000°C hervorgerufen und infolgedessen ein radialer Dotierungsgradient in ihren Inneren aufgeprägt wird. Im weiteren Verlauf werden die Rohlinge durch Stabziehen bei einer Temperatur zwischen 800 und 1000 °C auf gewünschte Durchmesser gebracht und im letzten Arbeitsschritt auf definierte Länge geschnitten und poliert [64].

### Kernschmelz-Verfahren

Im sog. Kernschmelz-Verfahren (molten-core approach) werden vorzugsweise hochleistungstaugliche Materialien eingesetzt. Wie in [65] beschrieben, wird dabei ein Kristallstab aus Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) mit Quarzglas überzogen und oberhalb der Erweichungstemperatur von Saphir (2040 °C) gemeinsam ausgezogen. Dabei diffundiert ein gewisser  $\text{SiO}_2$ -Anteil in den Saphir-Stab mit höheren Brechungsindex (vgl. Tabelle 2.1), wodurch ein Materialgradient und korrespondierendes parabolisches Brechungsindexprofil erzeugt wird. Nach der darauffolgenden Abkühlung resultiert ein zusammenhängendes Saphir-Quarzglas-Gefüge in Form einer optischen Faser. Aufgrund der weit auseinander liegenden Wärmeausdehnungskoeffizienten (vgl. Tabelle 2.1) von Quarzglas und Saphir birgt diese Herstellung von GRIN-Kernen mit Durchmessern größer als 100  $\mu\text{m}$  ein hohes Risiko für die mechanische Stabilität der Faser. Außerdem könnten aufgebrachte Materialspannungen das Brechungsindexprofil durch spannungsinduzierte Brechungsindex-Änderungen dahingehend stören, dass die Abbildungsqualität beeinträchtigt wird. GRIN-Linsen aus dem Kernschmelz-Verfahren standen für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

Herstellungsverfahren:		Na+/Li+	VAD	PCVD	MCVD
Durchmesser Kern	[ $\mu\text{m}$ ]	1000	830	1000	1000
Durchmesser Mantel	[ $\mu\text{m}$ ]	-	957	-	1400
$n_1$ zentraler Brechungsindex		1,524	1,467	1,466	1,46
nominelle NA		0,20	0,22	0,21	0,17
1/4-Pitchlänge	[mm]	5,98	4,32	5,33	6,67
eff. Brennweite Gleichung (5.3)	[mm]	2.5	1,9	2,3	2.9
weitere Informationen		[46]	-	Bild 4.2	Bild 4.1
Bezugsquelle		Grintech	Trumpf Laser	Optacore	j-Fiber

**Tabelle 4.1:** Parameter und Informationen zu den für diese Arbeit verfügbaren GRIN-Linsen.

### Präparation von GRIN-Linsen

Die Abbildungseigenschaften von GRIN-Linsen werden durch ihre Pitchlängen nach Gleichung (3.20) bestimmt. In der Tabelle 4.1 sind Parameter und Daten von GRIN-Linsen zusammengestellt, die für diese Arbeit zur Verfügung standen. Die Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen wurden bereits vom Hersteller mit der erforderlichen Pitchlänge gefertigt. Die GRIN-Vorformen aus den Abscheidungsverfahren mussten hingegen von den Herstellern auf den gewünschten Durchmesser ausgezogen (vgl. Anhang A.1) sowie

im Rahmen dieser Arbeit auf ihre Pitchlängen gekürzt werden. Zu diesem Zweck kam ein kommerzielles Faserbrechgerät (LDC-400 von Vytran LLC) zum Einsatz. Mit einem Lichtmikroskop wurden Facetten der gebrochenen GRIN-Fasern visuell überprüft sowie ihre Längen nachgemessen.

## 4.2 Optische Charakterisierung von GRIN-Linsen

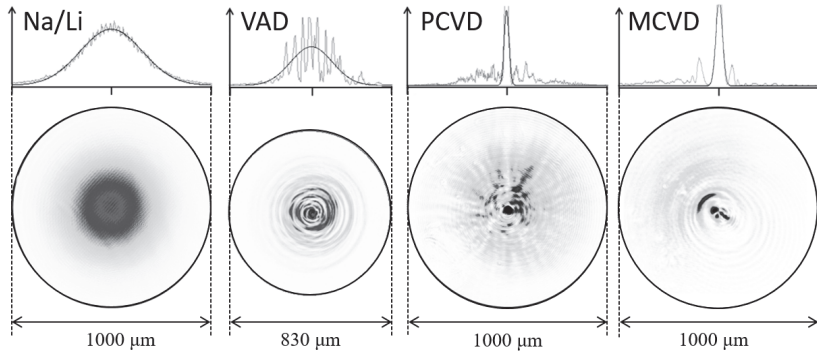
Bereits unter dem Lichtmikroskop wurden Charakteristiken der einzelnen Herstellungsverfahren beobachtet. Auf Facetten der PCVD-basierten GRIN-Faser sind regelmäßig radial verlaufende Risse aufgetreten, die auf hohe Materialspannungen zurückgeführt wurden. Wie aus [66] zu entnehmen, steigt in jeder abgeschiedenen Schicht die Germanium Konzentration an. Infolgedessen nimmt auch der mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient zu, so dass sich zwischen den dünnen Schichten hohe Spannungen ausbilden, die durch das Brechen der Fasern inhomogene Ausbrüche in radialer Richtung verursachen können. Auf Facetten der MCVD- und VAD-basierten GRIN-Linsen wurde hingegen eine konzentrische Lichtbrechung sichtbar, die auf radiale Brechungsindex-Schwankungen zurückgeführt wurden.

### 4.2.1 Charakteristik nach Kollimation

Im ersten Schritt wurden die verfügbaren GRIN-Linsen aus Tabelle 4.1 mit Laserstrahlung im mW-Leistungsbereich bei 1030 nm durchleuchtet. Dazu wurde eine gebrochene SM-Faser mit der NA von 0,14 an GRIN-Linsen mit  $\frac{1}{4}$ -Pitchlängen zentral kontaktiert, wodurch die Laserstrahlung kollimiert wurde. Im Weiteren wurde die kollimierte Strahlung über ein 4-faches Teleskop auf eine CCD-Kamera abgebildet und für jede GRIN-Linse eine Intensitätsverteilung aufgezeichnet.

Die hinter der Kollimation mit  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen erzeugten Intensitätsverteilungen sind im Bild 4.4 dargestellt. Lediglich die Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierte GRIN-Linse weist eine homogene Intensitätsverteilung mit Gauß-förmigen Intensitätsprofil auf. Die Intensitätsverteilungen hinter den MCVD- und PCVD-basierten GRIN-Linsen zeigen hingegen ausgeprägte Maxima im Zentrum, die auf die für diese Verfahren typische Kollabierung der Vorformen zurückgeführt werden. Auch die mit dem Lichtmikroskop beobachtete konzentrische der Lichtbrechung auf MCVD- und VAD-basierten GRIN-Linsen sind in den entsprechenden Intensitätsverteilungen deutlich zu erkennen. Da das Brechungsindexprofil einer VAD-Vorform selbst sehr glatt ist (vgl. Bild 4.3), können die Brechungsindex-Schwankungen hierbei nur im nachstehenden Ziehprozess

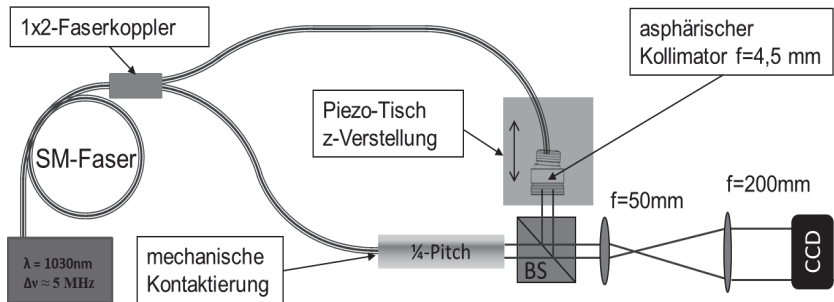
entstanden sein. Als Ursache dafür wurden die typischen abgerundeten Stirnseiten der VAD-Vorformen ausgemacht. Die an diese oval-geformten Stirnseite abgeschiedenen Schichten werden beim Ausziehen der Vorform dahingehend in die Länge gezogen, dass sie quer zu Faserachse überlagert werden und damit radiale Schwankungen im Brechungsindexprofil der ausgezogenen GRN-Faser erzeugen.



**Bild 4.4:** Aufgezeichnete Intensitätsverteilungen hinter der Kollimation mit den GRIN-Linsen aus Tabelle 4.1. Die zugehörigen Intensitätsprofile sind oberhalb dargestellt.

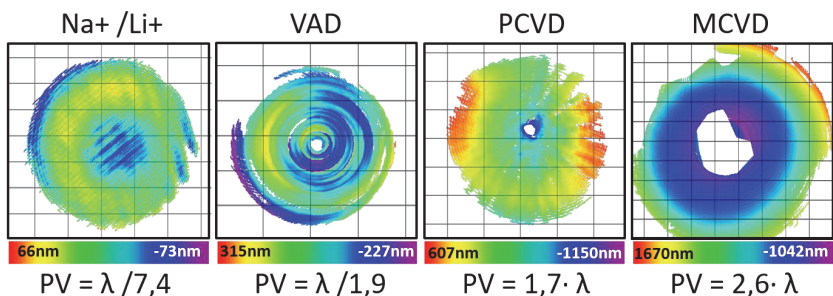
#### 4.2.2 Messung der Wellenfrontdeformationen

Um die Abbildungsqualität von GRIN-Linsen qualitativ zu beurteilen, wurde in Rahmen dieser Arbeit ein interferometrischer Versuchsaufbau realisiert, der prinzipiell einem Mach-Zehnder-Interferometer nachempfunden wurde. Wie im Bild 4.5 schematisch dargestellt, kam eine fasergekoppelte, schmalbandige Laserstrahlquelle [67] von Sacher Lasertechnik zum Einsatz, die mit einer Kohärenzlänge von ca. 40 m stabile Interferenzen ermöglicht. Die Strahlung der Laserstrahlquelle wurde zunächst in eine SM-Fasern gekoppelt und mithilfe eines 1x2 Faserkopplers zu gleichen Teilen auf zwei SM-Fasern des Typs HI1060 von Corning® aufgeteilt. An beiden Faserenden wurde die austretende Strahlung mit einer  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse bzw. einer asphärischen Kollimationsoptik kollimiert. Beide kollimierte Teil-Strahlen wurden ferner im Strahlteilerwürfel örtlich überlagert und über ein Teleskop mit vierfacher Vergrößerung auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die Brennweite der Kollimationsoptik wurde mit 4,5 mm etwa doppelt so groß ausgelegt wie die Brennweiten der untersuchten GRIN-Linsen aus Tabelle 4.1, wodurch eine flächendeckende Überlagerung beider Teil-Strahlen vereinfacht wurde.



**Bild 4.5:** Interferometrischer Aufbau zur Vermessung der Wellenfronten von durch  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen transmittierter Strahlung.

Während der Messung steuerte die Interferometer-Software  $\mu\text{Phase}^{\circledR}$  von der TRIOPTICS GmbH über eine Spannungsquelle (0V – 10V) einen Piezo-Tisch an, auf dem die Kollimationsoptik mit einer SM-Faser befestigt war. In einem Messungszyklus wurde eine Phasenverschiebung von  $2\pi$  in mehreren Schritten ausgeführt, wobei bei jedem Schritt ein Interferenzmuster aufgenommen und an die Interferometer-Software übertragen wurde. Aus den Interferenzmuster und den zugehörigen Phaseninformation ermittelte die Interferometer-Software die Abweichung beider Wellenfronten. Mit der Annahme, dass die Wellenfront nach der asphärischen Kollimationsoptik nahezu plan ist, wurde aus der gemessenen Abweichungen der Wellenfronten direkt auf eine Wellenfrontdeformation der untersuchten  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen geschlossen.



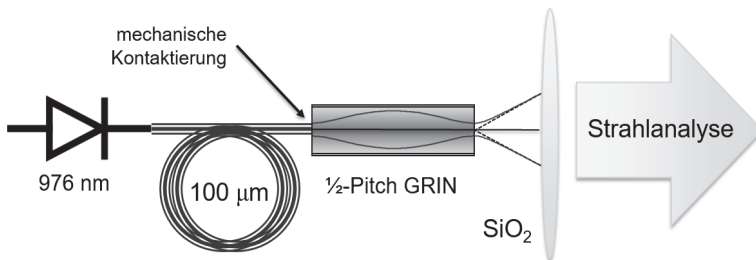
**Bild 4.6:** Von den GRIN-Linsen aus Tabelle 4.1 verursachte Wellenfrontdeformationen. Ihre Größenordnung wird als PV-Wert angegeben.

Bild 4.6 zeigt die interferometrisch ermittelten Wellenfrontdeformationen, welche von den  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen aus Tabelle 4.1 verursacht wurden. Der Abstand zwischen dem höchsten und dem niedrigsten Punkt einer Wellenfrontdeformation ergibt die sog. Peak-to-Valley- (PV-) Abweichung. Die Wellenfrontdeformation der Na+/Li+-

basierten GRIN-Linse zeigt mit einem PV-Wert von  $< \lambda/7,4$  deutlich die geringste Aberration. Gemäß dem Rayleigh-Kriterium [68] wurde in dem Fall eine beugungsbegrenzte Abbildungsqualität erreicht. Ein Vergleichbares Ergebnis wurde auch in einer Messung des Herstellers [46] gefunden. GRIN-Linsen aus den Abscheidungsverfahren erzeugen hingegen deutlich stärkere Aberration, die insbesondere im Zentrum stark ausgeprägt sind. Stellenweise war keine Auswertung der Wellenfrontdeformation möglich. Im direkten Vergleich erzeugt die VAD-basierte GRIN-Linse mit einem PV-Wert von  $< \lambda/1,9$  die geringste Aberration.

### 4.2.3 Messung der Abbildungseigenschaften

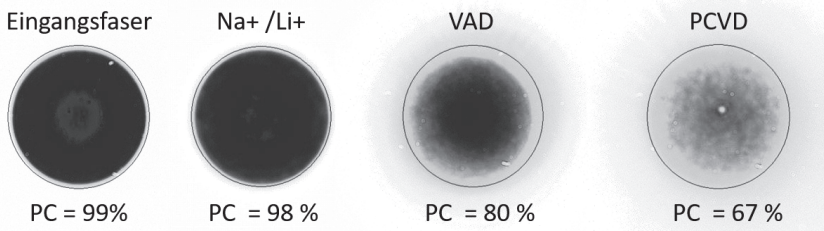
Im weiteren Versuch wurde die Auswirkung der Aberrationen verfügbarer GRIN-Linsen in ihren Abbildungsebenen untersucht, wobei die Abbildungsschärfe ausgewertet wurde. Wie im Bild 4.7 dargestellt, wurde eine MM-Faser einer fasergekoppelten Diode auf GRIN-Linsen mit  $\geq \frac{1}{2}$ -Pitchlängen zentral und axial kontaktiert. Ausgangsseitig wurde die Abbildung des Faserendes mithilfe des Strahlanalyse-Aufbaus (siehe Anhang A.2) ausgewertet. Die Position, bei der die Abbildungsebene auf der Nahfeld-Kamera erschien, wurde über den Abstand zwischen der GRIN-Linse und der  $\text{SiO}_2$  Linse des Strahlanalyse-Aufbaus eingestellt.



**Bild 4.7:** Aufbau zur Vermessung der Abbildungsschärfe von  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linsen. Eingesetzte MM-Faser hat einen Kerndurchmesser von 100 µm.

In den Aufnahmen im Bild 4.8 werden Unterschiede in der Abbildungsschärfe deutlich. Die quantitative Auswertung erfolgte über den Leistungsinhalt (PC), den sog. power content, der die Pixelwerte innerhalb und außerhalb des eingezeichneten Messkreises in Verhältnis setzt. Dabei weist der Messkreis den gleichen Durchmesser wie der Kern der Eingangsfasern auf. Während für die beugungsbegrenzte Na+/Li+-basierte GRIN-Linse ein Leistungsinhalt von 98 % resultiert, sind die Leistungsinhalte der VAD- und PCVD-basierten GRIN-Linsen mit 80 % und 67 % deutlich geringer. Verluste in dieser

Größenordnung führen bei hohen Leistungen zwangsweise zur Zerstörung beteiligter Komponenten. Aufgrund der unzureichenden Abbildungsqualitäten sind folglich alle GRIN-Linsen aus den untersuchten Abscheidungsverfahren für die monolithische Strahlweiche eher ungeeignet. Lediglich die VAD-basierte GRIN-Linse zeigt Potenzial zur Optimierung.



**Bild 4.8:** Abbildungen eines Faserendes mithilfe von  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linsen. Der quantitative Vergleich stützt sich auf ermittelte Leistungsinhalte (PC).

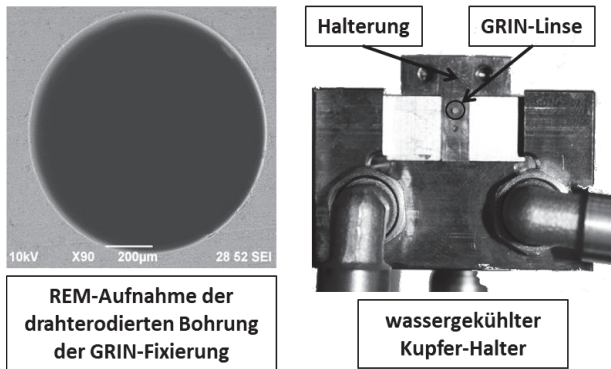
#### 4.2.4 Hochleistungstauglichkeit der Na+/Li+ GRIN-Linsen

Beim gängigen Ionenaustausch-Verfahren werden GRIN-Linsen auf Basis von Alumoborosilikatgläsern hergestellt [64]. Bei Laserwellenlängen um  $1\ \mu\text{m}$  liegt die Materialabsorption sog. weicher Gläser im Vergleich zum Quarzglas sehr viel höher. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die Strahlung eines Scheibenlasers mithilfe einer Na+/Li+-basierten GRIN-Linse mit  $\frac{1}{2}$ -Pitch abgebildet und die Auswirkungen der thermischen Effekte bestimmt. Um Einflüsse einer AR-Beschichtung auszuschließen, wurde die GRIN-Linse umgeschichtet getestet.

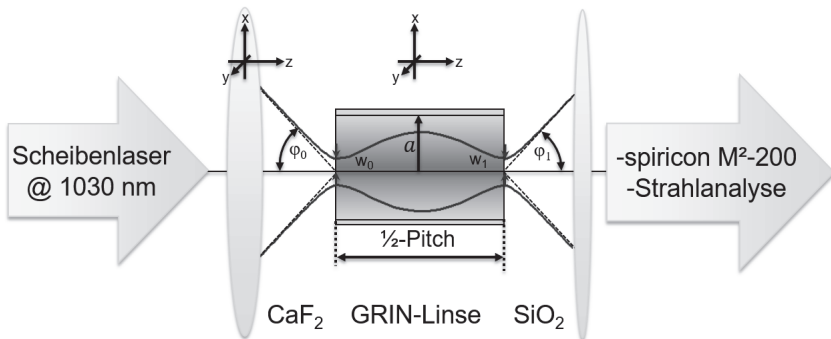
Wie im Bild 4.9 dargestellt, wurde für diese Untersuchung mit einem Drahterodier-Bearbeitungsverfahren eine Bohrung mit einer Durchmesserstoleranz von  $1\ \mu\text{m}$  in eine GRIN-Halterung aus Kupfer eingebracht. Durch diese passgenaue Halterung wurde sowohl eine stabile Positionierung, als auch eine effiziente Wärmeübertragung ermöglicht. Des Weiteren wurde die GRIN-Halterung im wassergekühlten Kupfer-Halter montiert und somit indirekt eine Wärmesenke erzeugt.

Die schematische Versuchsanordnung im Bild 4.10 zeigt eine  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse, die zwischen die Brennpunkte zweier Sammellinsen positioniert wird. Der linke und rechte Brennpunkt der GRIN-Linse steht idealerweise auf dem Brennpunkt der entsprechenden Sammellinse. Die erste Strahltaille liegt damit in der Eintrittsebene der GRIN-Linse und wird durch sie abgebildet. Im weiteren Verlauf wird der divergent aus der GRIN-Linse

austretende Strahl mit der  $\text{SiO}_2$ -Linse (Suprasil<sup>TM</sup>-3002) des Strahlanalyse-Aufbaus (siehe Anhang A.2) kollimiert und im Nah- und Fernfeld auf CCD-kameras abgebildet.



**Bild 4.9:** Links: Aufnahme mit Rasterelektronen-Mikroskop (REM) verdeutlicht die hohe Präzision der drahterodierten Bohrung in Halterung für GRIN-Linsen. Rechts: GRIN-Linse eingebaut in der passgenauen GRIN-Halterung, die im wassergekühlten Kupfer-Halter geklemmt wird.

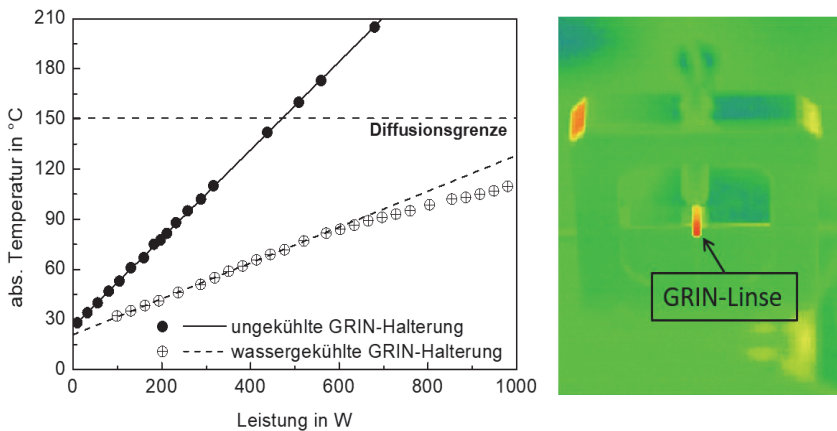


**Bild 4.10:** Schematische Versuchsanordnung, welche die ideale Positionierung der GRIN-Linse verdeutlicht. Sowohl die  $\text{CaF}_2$ - als auch die GRIN-Linse werden mithilfe von ihren 3-Achsen-Verstellungen auf die optische Achse des Strahlanalyse-Aufbaus (incl.  $\text{SiO}_2$ -Linse).

Aufgrund des geringen Durchmessers von 1 mm und der kurzen effektiven Brennweite von ca. 2.5 mm der untersuchten GRIN-Linse musste die Ausrichtung  $\mu\text{m}$ -genau und in einer bestimmten Reihenfolge durchgeführt werden. Zum Ausrichten wurden die Intensitätsverteilungen auf der Nah- und Fernfeld-Kamera des Strahlanalyse-Aufbaus genutzt. Zunächst wurde der kollimierte Strahl des Scheibenlasers direkt auf die vom

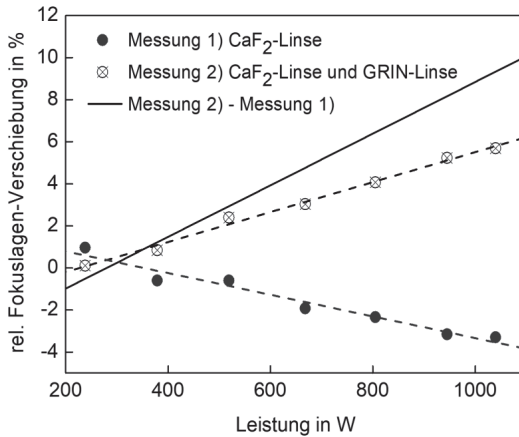


Strahlanalyse-Aufbau vorgegebene optische Achse ausgerichtet. Im zweiten Schritt wurde die  $\text{CaF}_2$ -Linse in den Strahlengang eingebracht und auf die optische Achse ausgerichtet. Letztlich wurde die GRIN-Linse auf die Strahlteile des Laserstrahls positioniert und ebenso auf die optische Achse ausgerichtet. Anhand der Abbildungsschärfe in Nahfeld wurden ferner auch die axialen Positionen der  $\text{CaF}_2$ - und GRIN-Linse genauer einjustiert. Für die eigentliche Strahlqualitätsmessung wurde ein kamerabasiertes Strahlvermessungsgerät (Spiricon M<sup>2</sup>-200) parallel eingesetzt, das die gesamte Kaustik im Fokusbereich vermessen hat.



**Bild 4.11:** Links: Gemessene Temperaturen einer Na+/Li+-basierten GRIN-Linse in Abhängigkeit von der gekoppelten Laserleistung. Rechts: Thermoaufnahme einer ungekühlten GRIN-Klemmung.

Das Diagramm im Bild 4.11 zeigt Messungen der absoluten Temperatur der Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen in Abhängigkeit von der eingestellten Laserleistung. Die leichte Abweichung vom linearen Verhalten bei Verwendung der wassergekühlten GRIN-Halterung, wird auf das begrenzten Auflösungsvermögens der eingesetzten Thermokamera zurückgeführt. Der Unterschied zwischen den beiden Temperaturanstiegen zeigt, dass die wassergekühlte Halterung niedrigere Temperaturen der GRIN-Linse zufolge hatte. In Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen können bereits ab 150 °C Ionen-Bewegungen auftreten, woraus sich über eine längere Zeitdauer für die Abbildungsqualität relevante Änderungen des Brechungsindex ergeben. Bis zu einer Leistung von 1 kW überschreitet die gemessene Temperatur die Diffusionsgrenze von 150 °C jedoch nicht. Es ist aber auch möglich, dass sich innerhalb der GRIN-Linse höhere Temperaturen eingestellt haben, die von der Thermokamera nicht erfasst werden konnten.



**Bild 4.12:** Gemessene relative Fokusslagen-Verschiebung. Die Messpunkte beider Messungen wurden durch Ausgleichsgeraden angepasst. Aus der Differenz der beiden Ausgleichsgeraden wurde die relative Fokusslagen-Verschiebung für die Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierten GRIN-Linse ermittelt.

Ein quantitatives Maß für thermische Effekte innerhalb der untersuchten GRIN-Linse bietet die relative Fokusslagen-Verschiebung (vgl. Kapitel 2.1). Wie in Bild 4.12 dargestellt, erfolgte ihre Bestimmung in zwei separaten Messungen. Für Leistungen bis zu 1,1 kW wurde die Fokusslagen-Verschiebung zuerst nur mit einer  $\text{CaF}_2$ -Linse und danach die Fokusslagen-Verschiebung mit der  $\text{CaF}_2$ -Linse und der GRIN-Linse gemessen. Das negative  $\text{dn}/\text{dT}$  (vgl. Tabelle 2.1) des Calciumfluorids bewirkte dabei eine Reduktion der insgesamt wirkenden Fokusslagen-Verschiebung. Die leistungsabhängige Fokusslagen-Verschiebung wurde mithilfe des Spiricon M<sup>2</sup>-200 gemessen und daraus die Fokusslagen-Verschiebung der GRIN-Linse abgeleitet. Für die indirekt wassergekühlte Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierte GRIN-Linse wurde eine rel. Fokusslagen-Verschiebung von 9 % pro kW ermittelt.

### 4.3 Zusammenfassung

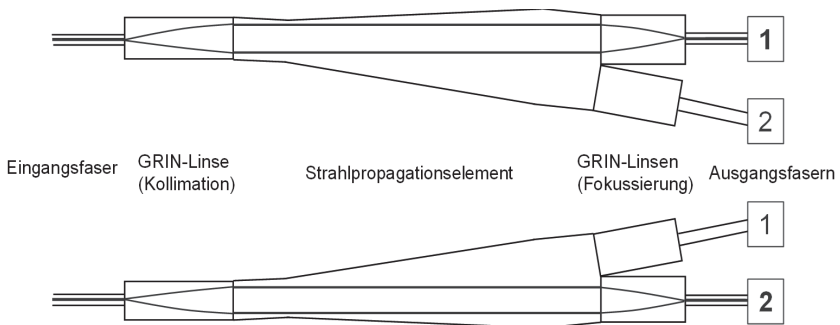
Die experimentelle Umsetzung der monolithischen Strahlweiche ist maßgeblich von der Abbildungsqualität verfügbarer GRIN-Linsen abhängig. Mithilfe eines Interferometers wurden bei allen GRIN-Linsen aus gängigen Abscheidungsverfahren (MCVD, PCVD und VAD) relativ starke Wellenfrontdeformationen nachgewiesen. Speziell das Kollabieren der Vorformen verursachte einen zentralen Brechungsindex-Einbruch, der durch das Ausziehen der Vorform auf eine Faser mit einem Durchmesser von 1 mm

nicht ausgeglichen werden konnte. Von den untersuchten Abscheidungsverfahren bietet das VAD-Verfahren das am meisten geeignete Brechungsindexprofil. Die verfügbare VAD-Faser zeigte jedoch ebenso deutliche Aberrationen, die wiederum auf das Ausziehen der ovalen Vorform zurückgeführt wurden.

Mit dem Ionenaustausch-Verfahren können GRIN-Linsen mit einem Durchmesser von 1 mm und nachweislich beugungsbegrenzter Abbildungsqualität hergestellt werden. Für eine indirekt wassergekühlte Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierte GRIN-Linse wurde in Rahmen dieser Arbeit erstmalig eine Fokuslagen-Verschiebung von nur 9 % bei 1 kW cw-Leistung bestimmt. Im Dauerbetrieb bei 1 kW könnten jedoch im Inneren der GRIN-Linse Temperaturspitzen auftreten, die Diffusionsprozesse auslösen und dadurch ihre Abbildungseigenschaften beeinträchtigen.

## 5 Monolithische Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen

Die Prinzipskizze im Bild 5.1 zeigt eine monolithische Strahlweiche nach [33] (vgl. Bild 2.7) in ihren beiden Schaltstellungen. Alle Komponenten werden im Folgenden als stoffschlüssig aneinander gefügt betrachtet, so dass sie insgesamt ein einzelnes monolithisches und faserintegriertes Element darstellen. Ausgehend von der linken Seite wird die Laserstrahlung der Eingangsfaser mit der ersten  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse zunächst kollimiert. Das nachfolgende Strahlpropagationselement (SPE) besteht aus reinem Quarzglas und wird unabhängig von seiner Schaltstellung vom kollimierten Strahl gradlinig durchstrahlt. Am rechten Ende des SPE sind zwei weitere  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen dicht nebeneinander angeordnet. Je nach Schaltstellung wird der kollimierte Strahl axial in den jeweiligen Faserkern fokussiert.



**Bild 5.1:** Prinzipskizze der monolithischen Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen nach [33]. Die zwei Abbildungen zeigen die beiden Schaltstellungen.

Die Dimensionierung von monolithischen Strahlweichen und ihren Komponenten basiert auf einem Kompromiss zwischen optimalen optischen und mechanischen Eigenschaften.

## 5.1 Optische Eigenschaften

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Strahlpropagation innerhalb der monolithischen Strahlweiche mit dem Strahlverfolgungsprogramm ZEMAX™ simuliert. Dabei wurde der Einfluss unterschiedlicher GRIN-Linsen auf die Dimensionierung der Strahlweiche untersucht.

Parameter		GRIN-015	GRIN-020	GRIN-025
nominelle NA		0,15	0,2	0,25
Kernradius $a$	mm	0,5	0,5	0,5
zentraler Brechungsindex		1,524	1,524	1,524
Gradientenkonstante $g$	1/mm	0,197	0,263	0,329
eff. Brennweite $f_{\text{eff}}$	mm	3,331	2,495	1,994
$\frac{1}{4}$ -Pitschlänge (1030nm)	mm	8,056	6,013	4,792
SPP <sub>max</sub>	mm-mrad	5	6,68	8,36

**Tabelle 5.1:** Parameter von drei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen. Die Pitschlängen wurden auf die Wellenlänge von 1030 nm optimiert. Das maximale SPP wurde nach Gleichung (3.27) bestimmt, wobei ein Strahltaillenradius  $w_0$  mit 50  $\mu\text{m}$  eingesetzt wurde.

In der Tabelle 5.1 wurden Parameter von drei GRIN-Linsen ausgewählt, die eine gute Vergleichbarkeit ermöglichen. Die Parameter der GRIN-020 sind dabei Parameter einer kommerziell erhältlichen Na+/Li+-basierten GRIN-Linse mit der Bezeichnung GT-LFRL-100-025-20 [46]. Für die Parameter der GRIN-015 und GRIN-025 wurde eine tiefere bzw. höhere NA vorgegeben und ausgehend von gleichen Kernradien sowie gleichen zentralen Brechungsindizes die restlichen Parameter berechnet. Dazu wurde aus den Gleichungen (3.9) und (3.12) ein proportionaler Zusammenhang

$$\frac{NA^2}{2a^2n_1} \approx \frac{n_1\Delta n}{a^2} = \frac{n_1g^2}{2}, \quad (5.1)$$

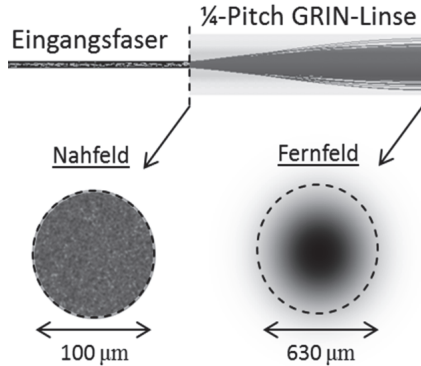
zwischen der Gradientenkonstante  $g$  [46], der rel. Brechungsindexdifferenz  $\Delta n$  und der NA hergestellt. Die Gradientenkonstante definiert letztlich das GRIN-Profil

$$n(r) = n_1 - \frac{n_1g^2}{2} \cdot r^2, \quad (5.2)$$

die effektive Brennweite [46]

$$f_{\text{eff}} = (n_1g \sin(gL_P))^{-1} \quad (5.3)$$

sowie mit Gleichung (3.20) die Pitchlänge von GRIN-Linsen. Die genaue Bestimmung der Pitchlänge erfordert jedoch die Berücksichtigung der Dispersion des Basismaterials. Eine entsprechende Optimierung der Pitchlängen auf die Wellenlänge von 1030 nm erfolgte im sequenziellen Modus von ZEMAX<sup>TM</sup>. Dazu wurde die Abbildung einer GRIN-Linse anhand des Rayleigh-Kriteriums [68] analysiert und ihre Pitchlänge wiederholt angepasst.



**Bild 5.2:** Simulation einer Kollimation mittels GRIN-020 im nicht-sequenziellen Modus von ZEMAX<sup>TM</sup>. Die Simulationsergebnisse zeigen das Nah- und Fernfeld mit berechneten Strahldurchmessern.

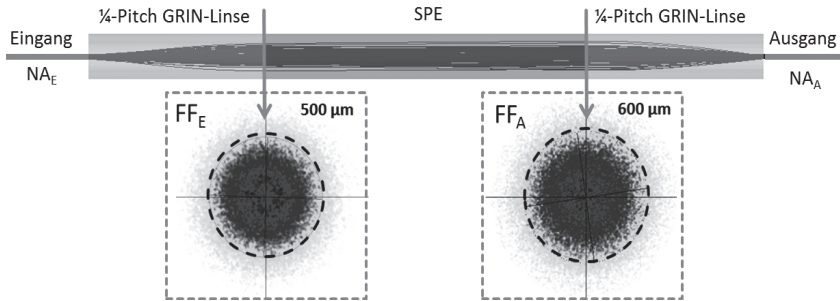
Die Analyse der Strahlpropagation durch eine monolithische Strahlweiche wurde hingegen im nicht-sequenziellen Modus von ZEMAX<sup>TM</sup> durchgeführt. Bild 5.2 zeigt ein Simulationsmodell, für das der Kern der Eingangsfasers als ein zylindrisches Volumen aus Quarzglas und einer integrierten Strahlenquelle, sog. Source Ellipse [68], modelliert wurde. Auf diese Weise wurde eine Durchmischung der Strahlen der Source Ellipse erzeugt und zugleich ein idealer Glas/Glas-Übergang auf die GRIN-Linse modelliert. Die Source Ellipse wurde dabei als eine kreisförmige Fläche mit punktuellen Strahlquellen definiert, die gemäß dem Lambertschen Gesetz [37] [68]

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^{Cn}(\theta) \quad (5.4)$$

abgestrahlt haben. Der hierbei verwendete Exponent ist durch

$$Cn = \frac{-4}{\ln\left(1 - \left(\frac{NA_E}{n_1}\right)^2\right)} \quad (5.5)$$

gegeben, wobei die numerischen Apertur der Eingangsstrahlung ( $NA_E$ ) sowie der zentrale Brechungsindex  $n_1$  der Eingangsfaser eingesetzt wurde. Ausgehend vom SPP von 5 mm·mrad und einer Eingangsfaser mit einem Kerndurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  folgt eine  $NA_E$  von 0,1. Die Simulation im Bild 5.2 zeigt eingangsseitig sowie ausgangsseitig der  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse definierte Ebenen, deren Intensitätsverteilungen als Nahfeld (NF) und Fernfeld (FF) jener Kollimation bezeichnet werden. Während das Nahfeld eine homogene (Top-Hat) Intensitätsverteilung aufweist, wird im Fernfeld eine Gaußsche Intensitätsverteilung festgestellt. Die Bestimmung der Strahldurchmesser aus den typischen Intensitätsverteilungen erfolgte mithilfe der sog. Momenten-Methode (MM) nach ISO-Vorschrift 11146 [69].

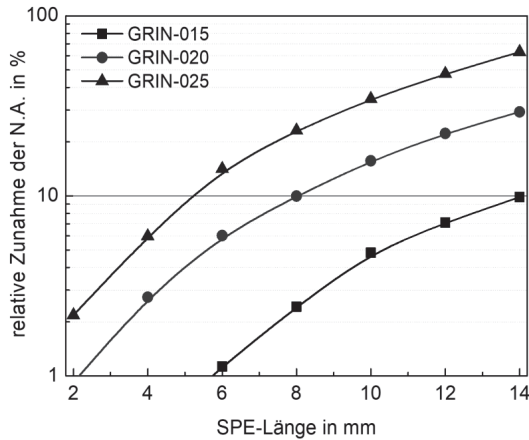


**Bild 5.3:** Simulation einer monolithischen Faser-Faser-Kopplung mit zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einem 11 mm langen SPE im nicht-sequenziellen Modus von ZEMAX™. Das Simulationsergebnis zeigt beide Fernfelder sowie nach der Momenten-Methode bestimmte Strahldurchmesser.

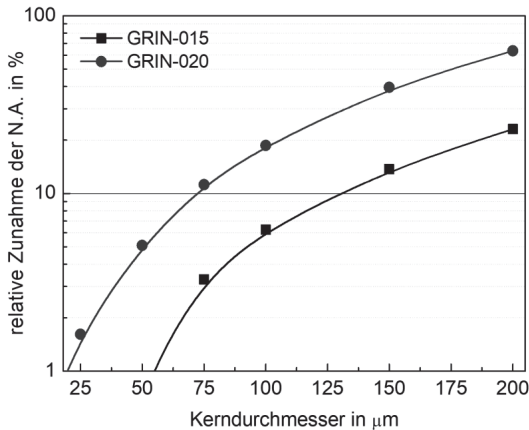
Eine erweiterte Simulation im Bild 5.3 zeigt eine monolithische Faser-Faser-Kopplung mit zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einem 11 mm langen SPE. Für alle Komponenten wurden ideale optische Glas/Glas-Übergänge angenommen. Für eine optimale Abbildung müssten beide  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen unmittelbar aneinander kontaktiert sein, d.h. eine  $\frac{1}{2}$ -Pitchlänge ergeben. Mit dem SPE, das zwischen die  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen hinzukommt, wird die Bedingung für ein ideales Teleskop verletzt, woraus eine Verschlechterung der Strahlqualität resultiert. Für beugungsbegrenzte Abbildungen lässt sich ein Anstieg der Strahlqualität anhand der relativen Zunahme der NA

$$RZ_{NA} = \frac{\emptyset(FF_A)}{\emptyset(FF_E)} - 1 \quad (5.6)$$

ausdrücken, die aus den Strahldurchmessern  $\emptyset$  des Fernfelds am Eingang ( $FF_E$ ) sowie des Fernfelds am Ausgang ( $FF_A$ ) des SPE bestimmt wird.



**Bild 5.4:** Die Simulationsergebnisse zeigen eine rel. Zunahme der NA bei einer monolithischen Faser-Faser-Kopplung in Abhängigkeit von der Länge des SPE. Eingesetzt wurden ein Kerndurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  und eine  $NA_E$  von 0,1.

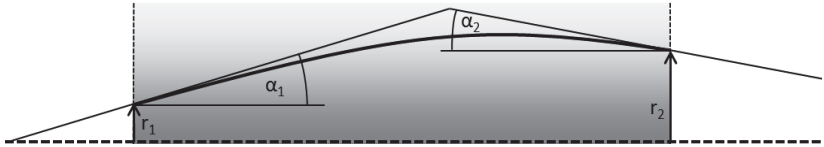


**Bild 5.5:** Die Simulationsergebnisse zeigen eine rel. Zunahme der NA bei einer monolithischen Faser-Faser-Kopplung in Abhängigkeit vom Kerndurchmesser der Eingangsfasern. Eingesetzt wurden eine SPE-Länge von 11 mm und eine  $NA_E$  von 0,1.

Mit dem Simulationsmodell im Bild 5.3 wurde die rel. Zunahme der NA für die Parameter aus Tabelle 5.1 zunächst für unterschiedlichen SPE-Längen bestimmt und im Diagramm (siehe Bild 5.4) aufgetragen. Höhere rel. Zunahmen der NA ergeben sich zum einen für längere SPE und zum anderen für GRIN-Linsen mit kürzeren effektiven



Brennweiten, bzw. mit größeren NA. Weitere Simulationsergebnisse im Bild 5.5 zeigen die Abhängigkeit der rel. Zunahmen der NA vom Kerndurchmesser der Eingangsfaser. Für eine konstant gehaltene  $NA_E$  von 0,1 wurde dabei auch das SPP der transmittierten Strahlung verändert. Höhere rel. Zunahmen der NA ergeben sich zum einen für größere Kerndurchmesser und zum anderen für GRIN-Linsen mit kürzeren effektiven Brennweiten, bzw. mit größeren NA.



**Bild 5.6:** Darstellung der Propagation eines Strahls im GRIN-Medium. Es ist hier nur die eine Hälfte einer  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse von der Symmetrieachse radial nach außen dargestellt.

Die im Bild 5.4 und Bild 5.5 gezeigten rel. Zunahmen der NA lassen sich auf die Verletzung der Teleskop-Bedingung zurückzuführen und anhand der Ausbreitung der Strahlen erklären. Aus der allgemeinen ABCD-Matrix für eine GRIN-Linse gemäß [47] wird mit Gleichung (3.20) und den Zusammenhängen aus Gleichung (5.1) eine allgemeine Matrix für  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen abgeleitet. Mit ihr lässt sich eine Propagation von Strahlen durch eine  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse mit der Gradientenkonstante  $g$  anhand von

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{g} \\ -g & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

mathematisch beschreiben, wie das in Bild 5.6 gezeigt ist. Der Mittelachsenversatz  $r_2$  ist demnach proportional zum Eintrittswinkel  $\alpha_1$  und der Austrittswinkel  $\alpha_2$  ist proportional zum Mittelachsenversatz  $r_1$ . Für eine konstante  $NA_E$  von 0,1 bleibt folglich der Durchmesser des ersten Fernfelds  $\emptyset(FF_A)$  eines GRIN-Mediums konstant. Jedoch ändert sich mit dem Kernradius der Eingangsfaser der Mittelachsenversatz  $r_1$  und damit der Austrittswinkel  $\alpha_2$  der kollimierten Strahlung. Bei nachfolgender Propagation durch das SPE führt der größere Austrittswinkel  $\alpha_2$  zum stärkeren Auseinanderlaufen der äußeren Strahlen und damit zum größeren Durchmesser des zweiten Fernfeldes  $\emptyset(FF_A)$ . Für größere nominellen NA der GRIN-Linse nimmt nach Gleichung (5.1) die Gradientenkonstante  $g$  proportional zu und verstärkt das Auseinanderlaufen der äußeren Strahlen zusätzlich.

Aus optischer Sicht begünstigen kurze SPE, kleine Kerndurchmesser sowie möglichst kleine Gradientenkonstanten die Erhaltung der Strahlqualität. Eine Dimensionierung der monolithischen Strahlweiche basierend auf kommerziell erhältlichen  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen des Typs GRIN-020 und einem 11 mm langen SPE ergibt eine rel. Zunahme der NA von lediglich 18 %.

## 5.2 Mechanische Eigenschaften

Mit dem Begriff Beanspruchung wird in der Technik die Auswirkung einer äußeren Belastung auf das Innere eines Körpers bezeichnet. Aus mechanischer Sicht ist eine zulässige Beanspruchung während des Biegevorgangs ebenso maßgebend für die Dimensionierung des SPE. Aus der Praxiserfahrung kann geschlossen werden, dass durch eine Reduktion der Durchmesser und bzw. oder eine Verlängerung des SPE die Beanspruchung verkleinert wird. Da diese Maßnahmen zu den optischen Forderungen entgegengesetzt stehen, wurde für das SPE aus Quarzglas der Grenzwert für die zulässige Beanspruchung definiert und der Biegevorgang in mechanischen Simulationen detailliert betrachtet.

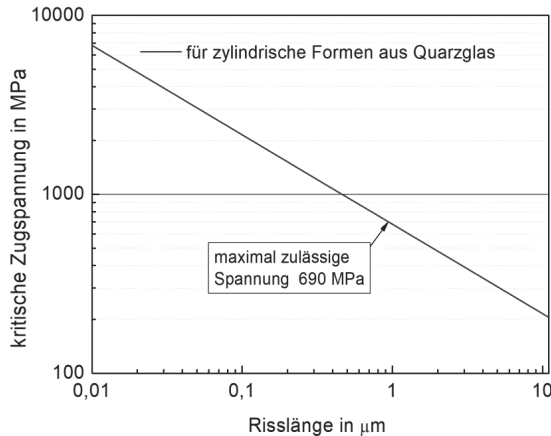
### 5.2.1 Beanspruchungsgrenzen von Fasern

Entgegen weitverbreiteter Vorstellungen, können Glasfasern sehr großer mechanischer Beanspruchung standhalten. Für ideales Quarzglas (reines, störungs- und rissfreies Glas) lässt sich nach dem Hookeschen Gesetz [36] eine maximale Zugspannung  $\sigma_{max}$  von 20 GPa berechnen, wobei ein Elastizitätsmodul  $E$  von 70 GPa und eine kritische relative Längenänderung  $\Delta l/l$  von 30 % eingesetzt wurden. Ungeschütztes Quarzglas ist jedoch auf sog. Luft-Korrosion anfällig [6], bei welcher ein Risswachstum durch Reaktionen zwischen Siliziumoxid und Wasser aus der Umgebung hervorgerufen wird [70]. Nach der Griffithischen Sprödbbruchtheorie lässt sich eine kritische Zugspannung

$$\sigma_{krit} = \frac{K_{IC}}{Y\sqrt{C}} \quad (5.8)$$

in Abhängigkeit der Risslänge  $C$  berechnen [71] [72], wobei für Fasern aus Quarzglas ein Spannungsintensitätsfaktor  $K_{IC}$  von  $0,789 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  und ein Geometriefaktor  $Y$  für Zylinderformen von 1,16 eingesetzt werden. Das Diagramm im Bild 5.7 zeigt entsprechend berechnete, kritische Zugspannungen für Risslängen zwischen 10 nm und

10  $\mu\text{m}$ . Bei Risslängen von 100 nm können bereits Spannungen von 2 GPa einen Faserbruch verursachen. Im Vergleich zur idealen (d.h. rissfreien) Faser ist die kritische Zugspannung folglich um eine ganze Größenordnung kleiner.



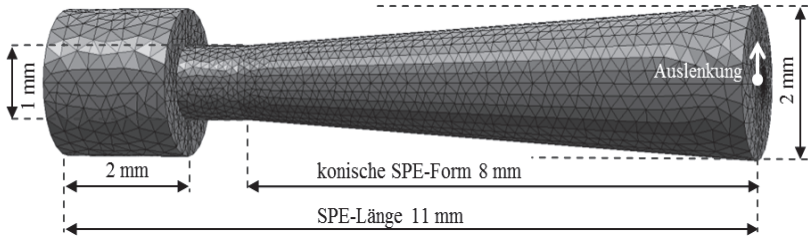
**Bild 5.7:** Kritische Zugspannung für Fasern aus Quarzglas in Abhängigkeit der Risslänge nach der Griffithschen Spröbruchtheorie.

Coating-Beschichtungen von Fasern, die während des Zieh-Prozesses (vgl. Anhang A.1) aufgetragen werden, hemmen jedoch das Eindringen von Feuchtigkeit [73] in das Quarzglas, wodurch ein Risswachstum weitgehend vermieden wird. Coatings sind in der Regel elastischer als Quarzglas und tragen selbst nur geringfügig zur mechanischen Festigkeit einer Faser bei [36]. Üblicherweise werden Fasern in der Telekomindustrie unter einer Beanspruchung von 0,69 GPa (entspricht 100 kpsi) auf ihre Bruchfestigkeit getestet [72]. Bei den folgenden mechanischen Betrachtungen der Biegevorgänge wurde daher die Spannung von 690 MPa als eine zulässige Beanspruchung übernommen.

### 5.2.2 Beanspruchung eines konischen SPE

Für die Simulation des Biegevorgangs des SPE kam das FEM-Programm COMSOL<sup>TM</sup> Multiphysics [74] mit dem Strukturmechanik-Modul [75] zum Einsatz. Im Bild 5.8 ist ein Strukturmodell des SPE einer monolithischen Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen (vgl. Bild 5.1) dargestellt. Eine erste Domäne definiert dabei ein 11 mm langes und 1 mm bis 2 mm dickes SPE mit einer teilweise konischen Geometrie. Diese spezielle Geometrie wurde auf den Durchmesser der GRIN-Linsen aus Tabelle 5.1 angepasst, wobei eingangsseitig eine und ausgangsseitig zwei GRIN-Linsen

nebeneinander vorgesehen sind. Die zweite Domäne definiert eine passgenaue zylindrische Halterung auf den ersten 2 mm des SPE, die in den x/y/z-Koordinaten örtlich fixiert ist. Um möglichst detaillierte Zustände des SPE zu erhalten, wurde dabei ein dichtes Netz aus 30.000 finiten Elementen in beiden Domänen generiert.



**Bild 5.8:** Strukturmodell eines SPE mit einer teilweise konischen Form in COMSOL<sup>TM</sup>.

Materialeigenschaften			Quarzglas [76]	Kupfer [74] [77]	Zirkonia [78]
Elastizitätskoeffizient	E	GPa	70	110	200
Mohshärte			7	3	8
Poissonzahl	$\nu$		0,17	0,35	0,3
Wärmeausdehnungskoeffizient	$\alpha_{TH}$	$10^{-6}/K$	0,55	17,7	10
Wärmeleitfähigkeit (bei 20 °C)	$\kappa$	W/mK	1,38	394	2,5

**Tabelle 5.2:** Eigenschaften der Materialien, die für die monolithische Strahlweiche primär in Betracht gezogen wurden. Das SPE besteht aus hochtransparentem Quarzglas F300 [61]. Für die Halterung wurden Materialien wie Kupfer und Zirkonia vorgesehen.

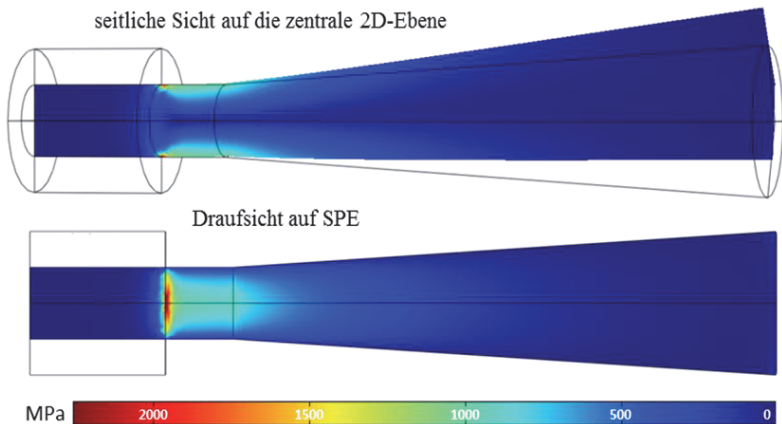
Im weiteren Modellierungsschritt wurden den einzelnen Domänen unterschiedliche Materialien mit ihren materialspezifischen Eigenschaften zugeordnet (vgl. Tabelle 5.2). Für das SPE wurde Quarzglas eingesetzt, das aufgrund seiner außerordentlich guten Transmissionseigenschaften vor allem im Bereich der Hochleistungslaser Vorteile bietet. Als Material für die Halterung wurde Zirkonia-Keramik eingesetzt, das sowohl einen hohen Elastizitätskoeffizienten als auch eine hohe Mohshärte ausweist. Damit wird eine mechanische Stabilität der Fassung bei wiederholenden Schaltungen gewährleistet. Zugleich besitzt Zirkonia eine geringe Wärmeausdehnung, infolge dessen eine geringe thermisch bedingte Pressung auf die fixierte SPE entsteht. Die Wärmeleitfähigkeit von Zirkonia ist im Vergleich zum Kupfer, das im Abschnitt 4.2.4 zur Kühlung einer Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierten GRIN-Linse eingesetzt wurde, weit niedriger. Im Vergleich zum Quarzglas ist die Wärmeleitfähigkeit von Zirkonia aber doppelt so hoch,

so dass bei guter mechanischer Kontaktierung zum fixierten SPE ebenso eine effiziente Kühlung gegeben ist.

Auf Basis des definierten Strukturmodells wurden schließlich Berechnungen des Biegevorgangs durchgeführt, wobei die rechte Stirnfläche des SPE um 500  $\mu\text{m}$  ausgelenkt und eingangsseitig durch die Halterung festgehalten wurde. Diese Auslenkung entspricht dem erforderlichen möglichen Wert, der bei vorgegebener Geometrie für eine Schaltung zwischen zwei GRIN-Linsen und damit zwischen beiden Ausgangsfasern notwendig ist. Die Berechnung lieferte Hauptachsenspannungen ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$ ), und Scherspannungen ( $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{xz}$ ), wobei als ein Maß für die Beanspruchung die daraus abgeleitete Tresca-Spannung

$$\sigma_{Tresca} = \max\{|\sigma_x - \sigma_y|, |\sigma_y - \sigma_z|, |\sigma_x - \sigma_z|\} \quad (5.9)$$

ausgewertet wurde. Nach der Schubspannungshypothese von Tresca ist die größte Differenz der Hauptspannungen für das mechanische Versagen (z.B. durch Bruch) eines Materials verantwortlich [79].



**Bild 5.9:** Ergebnisse einer COMSOL<sup>TM</sup>-Simulation des gebogenen SPE nach dem Strukturmodell in Bild 5.8. In zwei Ansichten wird die Verteilung der auftretenden Tresca-Spannung in farblicher Skalierung dargestellt. Die maximale Tresca-Spannung (dunkel rot) beträgt 2250 MPa.

Bild 5.9 zeigt Ergebnisse der FEM-Berechnung. Im Inneren des SPE werden breit verteilte Tresca-Spannungen von ca. 1 GPa festgestellt. Auf der Oberfläche des SPE wird hingegen ein schmaler Bereich direkt an der inneren Kante der Halterung mit einer Spannungsspitze von 2,25 GPa ersichtlich. An dieser Stelle wird die maximal zulässige

Spannung von 690 MPa um das Dreifache überschritten, wodurch sich eine sehr hohe Bruchanfälligkeit ergibt. Eine deutliche Reduktion der Beanspruchung kann lediglich durch eine Verlängerung des SPE erreicht werden, die jedoch eine Verschlechterung der Strahlqualität (vgl. Bild 5.5) zufolge hat.

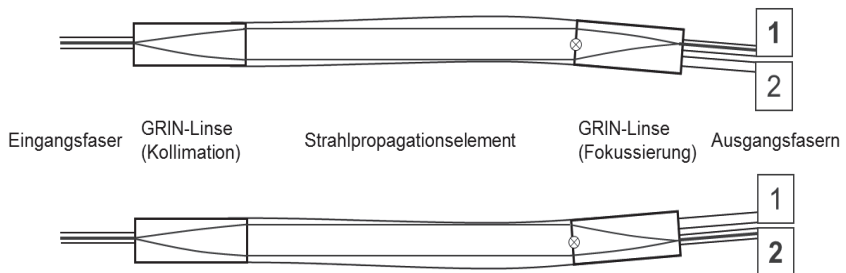
### 5.3 Zusammenfassung

Die monolithische Strahlweiche auf Basis von drei GRIN-Linsen wurde sowohl nach optischen als auch mechanischen Gesichtspunkten in Simulationen untersucht. Ihre bevorzugte Ausführungsform bestand aus einer SPE mit einer teilweise konischen Form mit der Länge von 11 mm sowie kommerziell erhältlichen  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen mit einer nominellen NA von 0,2 und einem Durchmesser von 1 mm. In optischen Simulationen wurde zunächst eine entsprechende Faser-Faser-Kopplung auf möglichst gute Erhaltung der Strahlqualität hin dimensioniert. Ausgehend von einer Strahlqualität von 5 mm·mrad und einer Eingangsfaser mit einem Kerndurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  wurde eine rel. Zunahme der NA von 18 % ermittelt.

Darüber hinaus wurde in einer COMSOL<sup>TM</sup>-Simulation eine maximale Tresca-Spannung von 2,25 GPa für die erforderliche Auslenkungen des SPE von  $\pm 500 \mu\text{m}$  berechnet. Dieser Wert ist dreimal höher als die zulässige Beanspruchung von 690 MPa, die auf der Griffithschen Sprödbbruchtheorie [71] [72] basiert.

## 6 Monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei GRIN-Linsen

Die Ausführungsform der monolithischen Strahlweiche aus Kapitel 5 erwies sich als nicht realistisch umsetzbar. Eine alternative Ausführungsform wird mit der Prinzipskizze im Bild 6.1 dargestellt. Sie basiert auf nur zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einem kernlosen Faserelement. Die Schaltung zwischen den Ausgangsfasern wird durch eine definierte Drehung der fokussierenden GRIN-Linse realisiert. Mit der Drehung der zweiten GRIN-Linse wird die Position des erzeugten Fokus versetzt, so dass abhängig von der Drehstellung Strahlung in eine der beiden Ausgangsfasern eingekoppelt wird. Der Durchmesser des faserbasierten SPE wird auf den Durchmesser der GRIN-Linsen dahingehend ausgelegt, dass zwischen allen Komponenten eine optimale stoffschlüssige Glas-Glas-Verbindung ermöglicht wird. Bei der Schaltbewegung passt sich das SPE elastisch der aufgeprägten Drehbewegung an.



**Bild 6.1:** Prinzipskizze der monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen nach [33] in den beiden Schaltstellungen. Die Schaltung erfolgt über die Drehung der fokussierenden GRIN-Linse. Die Drehachse ist mit einem Kreuz gekennzeichnet.

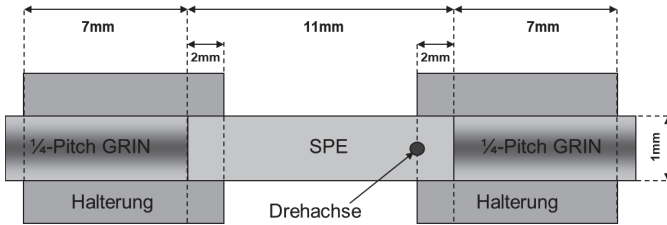
### 6.1 Optische Eigenschaften

Auf Basis der aus Kapitel 5 bekannten Dimensionierung wird ebenso diese monolithische Strahlweiche mit  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen des Typs GRIN-020 (vgl.

Tabelle 5.1) sowie einem SPE mit einer Länge von 11 mm ausgelegt. Entsprechend den Ergebnissen aus Kapitel 5.1 resultieren die gleichen rel. Zunahmen der NA, die durch die Verletzung der Teleskop-Bedingung verursacht werden. Mit der Gleichung (5.7) wurde bereits gezeigt, dass für eine  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse der Mittelachsenversatz  $r_2$  vom Eintrittswinkel  $\alpha_1$  abhängt. In dieser Ausführungsform entspricht der Eintrittswinkel dem Drehwinkel der fokussierenden GRIN-Linse. Somit können über den Drehwinkel der fokussierenden GRIN-Linse, die für die Schaltung erforderlichen Fokuspositionen eingestellt werden. Unter der Voraussetzung, dass zwei gleiche Ausgangsfasern mit einem Manteldurchmesser  $\varnothing_{FM}$  von 125  $\mu\text{m}$  dicht nebeneinander an die fokussierende GRIN-Linse angebracht werden, sind ausgehend von der Mittelachse der GRIN-Linse Fokusversätze von  $\pm 62,5 \mu\text{m}$  gefordert. Für diese Fokusversätze ergeben sich gemäß

$$\alpha_1 = g \cdot r_2 \quad (6.1)$$

Drehwinkel von  $\pm 1$  Grad. Des Weiteren sind nach Gleichung (5.7) die Austrittswinkel  $\alpha_2$  proportional zu den Mittelachsenversätzen  $r_1$ , die für zumindest kleine Drehwinkel gleichbleibend sind. Folglich bleiben auch die Austrittswinkel  $\alpha_2$  unverändert, so dass die Ausgangsfasern parallel zur Mittelachse der GRIN-Linse angebracht werden können.



**Bild 6.2:** Aufbau einer monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen. Es werden Halterungen eingesetzt, welche das SPE und beide GRIN-Linsen fixieren. In den Halterungen werden die GRIN-Linsen sowie ihre Fügestellen gekühlt und mechanisch stabilisiert.

Im Idealfall wird die Drehachse auf der Eintrittsfläche der fokussierenden GRIN-Linse positioniert (vgl. Bild 6.1). Bei der Anordnung aus Bild 6.2 wurde die Drehachse jedoch 2 mm vor der Eintrittsfläche der fokussierenden GRIN-Linse an den Anfang der zweiten Halterung gesetzt. Mit dieser Maßnahme wurden die Fügestellen zwischen GRIN-Linsen und SPE mechanisch stabilisiert. Ausgehend von der Gleichung (5.7) kann ein abweichender Austrittswinkel

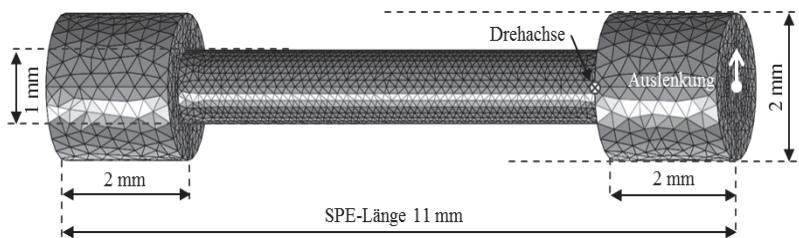
$$\alpha'_2 = -g \cdot r_1 = -g \cdot \tan(\alpha_1) \cdot H \quad (6.2)$$



durch eine entsprechende Hebellänge  $H$  beschrieben werden. Ausgehend von der GRIN-020 aus Tabelle 5.1 sowie einer Hebellänge von 2 mm ergibt sich ein Austrittswinkel von 0,5 Grad. Für parallel zur Mittelachse der GRIN-Linse angebrachte Ausgangsfasern steigt damit die NA zusätzlich um ca. 9 %.

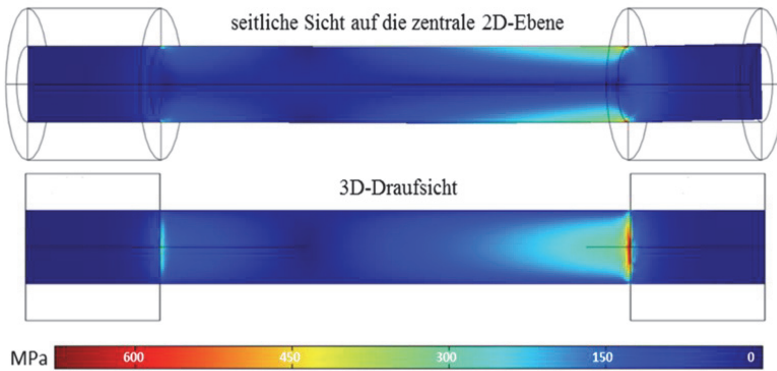
### 6.1.1 Beanspruchung des faserbasierten SPE

Die geometrischen Randbedingungen sind im Strukturmodell im Bild 6.3 dargestellt. Das SPE mit dem Durchmesser von 1 mm wurde beidseitig auf der Länge von 2 mm mit passgenauen zylindrischen Halterung fixiert. Als Materialien wurde Zirkonia für die Halterung (vgl. Tabelle 5.2) sowie Quarzglas für das SPE eingesetzt. Basierend auf dem Strukturmodell wurde die geforderte Drehbewegung aufgeprägt und die resultierenden Tresca-Spannungen innerhalb des SPE mit COMSOL<sup>TM</sup> berechnet. Die Drehung der 2 mm langen rechten Halterung erfolgte über eine Auslenkung ihrer rechten Außenfläche um eine ortsfeste Drehachse, die sich auf ihrer linken Außenfläche befand. Für die geforderte Drehung um  $\pm 1$  Grad wurde die rechte Außenfläche um  $\pm 17,5 \mu\text{m}$  ausgelenkt und die linke Halterung örtlich festgehalten, infolgedessen das SPE zwischen den beiden Halterungen elastisch verformt wurde. Im Simulationsergebnis in Bild 6.4 wird deutlich, dass die höchsten Spannungswerte auf Oberfläche des SPE und zwar direkt an der inneren Kante der gedrehten Halterung aufgetreten. Für Drehwinkel von  $\pm 1$  Grad erreichte die Beanspruchung eine Spannungsspitze von 650 MPa.

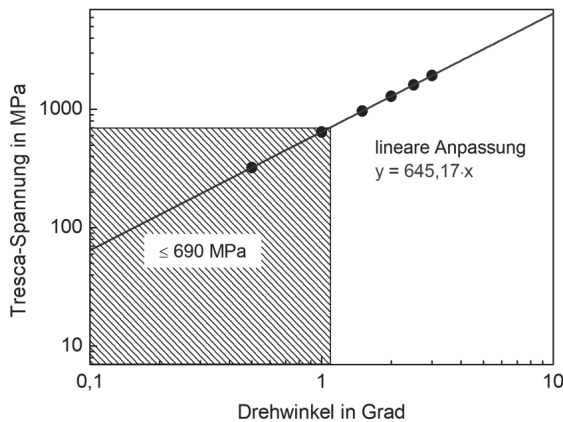


**Bild 6.3:** Strukturmodell eines SPE mit einer Drehbewegung der fokussierenden GRIN-Linse im COMSOL<sup>TM</sup>.

Das Diagramm im Bild 6.5 zeigt die Abhängigkeit dieser maximalen Tresca-Spannung vom eingestellten Drehwinkel. Im vorgegebenen Bewegungsablauf findet demnach eine zulässige Beanspruchung (vgl. Kapitel 5.2.1) bis zum Drehwinkel von 1,1 Grad statt. Mit dieser Ausführungsform erfolgen Schaltungen zwischen zwei Ausgangsfasern mit Durchmessern von  $125 \mu\text{m}$  im zulässigen Spannungsbereich.



**Bild 6.4:** Ergebnisse einer COMSOL<sup>TM</sup>-Simulation eines um 1 Grad gedrehten SPE nach dem Strukturmodell aus Bild 6.3. In zwei Ansichten ist die Verteilung der auftretenden Tresca-Spannung in farblicher Skalierung dargestellt. Die maximale Tresca-Spannung (dunkel rot) erreicht 650 MPa.



**Bild 6.5:** Durch Simulationen ermittelte lineare Abhängigkeit der maximalen Tresca-Spannung vom Drehwinkel der GRIN-Linse. Der gestrichelte Bereich markiert die zulässige Beanspruchung bis zu einer Beanspruchung von 690 MPa.

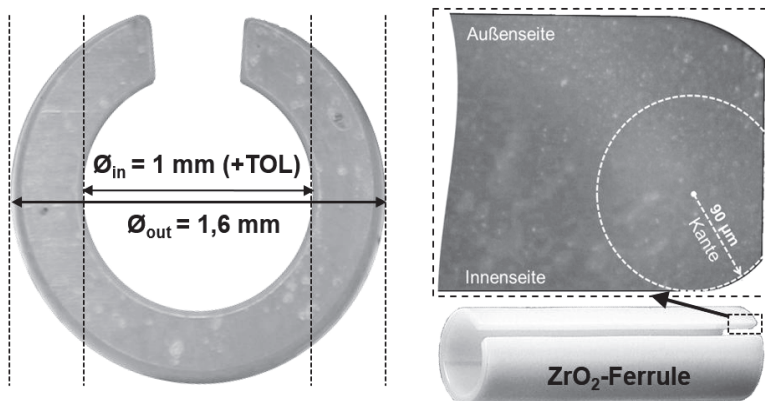
## 6.2 Mechanische Eigenschaften

In Analogie zu Kapitel 5.2 wurde auch die biegeinduzierte Beanspruchung des faserbasierten SPE mit dem FEM-Programm COMSOL<sup>TM</sup> Multiphysics [80] und Strukturmechanik-Modul [81] simuliert. Um die theoretischen Ergebnisse zu

verifizieren wurden zudem auch experimentelle Biegeuntersuchungen anhand von entsprechenden Faserelementen durchgeführt.

### 6.2.1 Experimentelle Biegeuntersuchung an faserbasierten SPE

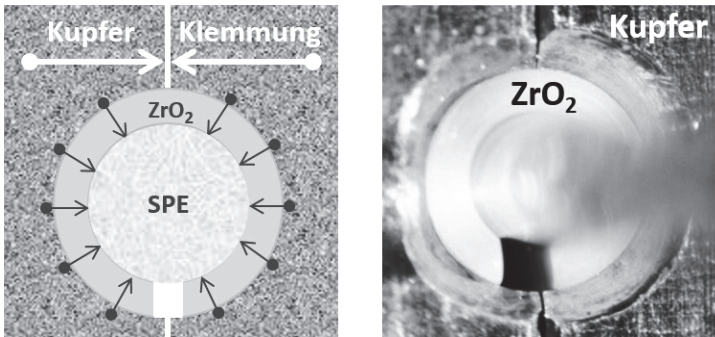
Belastbare Aussagen über die Beanspruchungsgrenzen der elastisch verformten SPE lassen sich erst anhand von spezifischen Dauertests unter realen Bedingungen treffen. Äußere Einflüsse führen zur Entstehung und zum Wachstum von Rissen im Quarzglas, so dass die Bruchfestigkeit nach der Griffithschen Sprödbbruchtheorie (vgl. Bild 5.7) beeinflusst wird. In den Anhängen A.3 und A.4 werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Biegeuntersuchungen an SPE-Proben detailliert beschrieben.



**Bild 6.6:** Mikroskopaufnahmen einer 9 mm langen  $\text{ZrO}_2$ -Ferrule mit Längsschlitz. Rechts ist die Frontseite der  $\text{ZrO}_2$ -Ferrule mit relevanten Maßen dargestellt. Links ist ein äußerer Teil der Ferrulen-Wand vergrößert dargestellt. Für diese Aufnahme wurde die  $\text{ZrO}_2$ -Ferrule in Längsrichtung in zwei gleiche Hälften gebrochen. Die nach innen gerichtete Kante der Ferrulen-Wand weist eine Abrundung mit einem Radius von  $90 \mu\text{m}$  auf.

Basierend auf der in Bild 6.2 gezeigten Montageanordnung wurden Halterungen bestehend aus keramischen Ferrulen mit Längsschlitz sowie zweiteilige Klemmungen eingesetzt. Wie in den Mikroskopaufnahmen im Bild 6.6 dargestellt, wurden die Ferrulen vom Hersteller (Swiss Jewel Co. SA) mit dem Innendurchmesser von 1 mm auf die Längen von 9 mm zugeschnitten und poliert. Um das Einführen der SPE-Probe in  $\text{ZrO}_2$ -Ferrulen zu erleichtern, wurde eine Pulstoleranz für die Innendurchmesser vorgesehen. Die Abbildungen im Bild 6.7 zeigen eine entsprechend fixierte SPE-Probe. Durch das Zusammenschrauben der zweiteiligen Klemmungen wurden die  $\text{ZrO}_2$ -

Ferrulen dahingehend zusammengedrückt, dass die SPE-Proben rundum umschlossen und auf der Fixierungslänge von 9 mm gleichmäßig geklemmt wurden. Der Ferrulen-Hersteller Swiss Jewel Co. SA spezifiziert die Zirkonia-Keramik mit einer mittleren Korngröße von  $< 500$  nm. Diese feine Oberflächenbeschaffenheit minimiert das Risiko, dass Risse auf den SPE aufgrund von Reibung zugeführt werden. Wie bereits im Abschnitt 5.2 erläutert, ermöglicht der Einsatz von Zirkonia eine thermisch stabile mechanische Positionierung und zugleich eine Wärmesenke der geklemmten optischen Komponenten.



**Bild 6.7:** Halterung einer SPE-Probe bestehend aus einer  $ZrO_2$ -Ferrule und einer zweiteiligen Klemmung aus Kupfer, links als schematische Darstellung und rechts als Mikropkopaufnahme. Die Pfeile deuten die lokal wirkenden Kraftvektoren an.

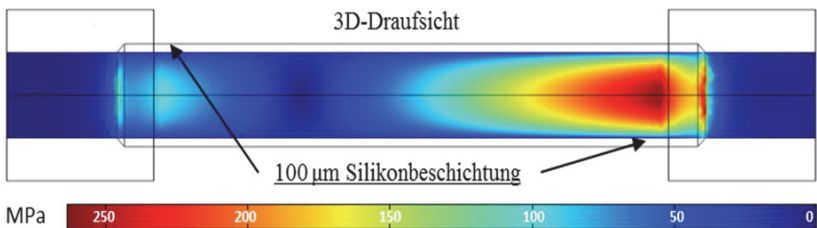
Im Anhang A.3 werden statischen Biegeuntersuchungen vorgestellt, bei denen insgesamt 33 SPE-Proben kontinuierlich bis zu ihren Brüchen verformt und ihre Ausfallrate nach Weibull-Statistik ausgewertet wurde. Für den erforderlichen Drehwinkel von 1 Grad wurde eine Bruchwahrscheinlichkeit von lediglich 0,5 % bestimmt. Zwei Frühausfälle wurden auf mechanische zugeführte Risse während der Montage der SPE-Proben zurückgeführt. Die Auswertung der restlichen 31 SPE-Proben ergab einen Anstieg der Bruchwahrscheinlichkeit erst für Drehwinkel von  $> 1,7$  Grad. Dieser Drehwinkel entspricht einer Beanspruchung von 1,1 GPa (vgl. Bild 6.5). Die real aufgetretene Beanspruchung kann jedoch aufgrund der abgerundeten Kante auf Innenseite der Ferrulen-Wand (vgl. Bild 6.6) als schwächer angenommen werden.

Im Anhang A.4 werden ebenso dynamische Biegeuntersuchung vorgestellt, wobei zugleich 11 SPE-Proben bei einer Schaltwiederholrate von 10 Hz und bei den Drehwinkeln von  $\pm 1,7$  Grad beansprucht wurden. Bei 7 der untersuchten SPE-Proben sind Frühausfälle aufgetreten, die auf Vibrationen der Versuchsanordnung,

insbesondere der Halterung, zurückgeführt wurden. Die Frühausfälle in beiden Versuchen zeigen einen zusätzlich auftretenden Einfluss der realen Bedingungen auf die Lebensdauer der beanspruchten SPE-Proben. Für eine stabile Schaltung, die bis an die Grenze der zulässigen Spannung ausgelegt ist, werden ideale Bedingungen vorausgesetzt.

### 6.2.2 Reduktion der Beanspruchung

Eine nachhaltige Stabilität einer monolithischen Strahlweiche wird erst mit geeigneter Coating Beschichtung erreicht werden können. Wie bereits im Anhang A.1 anhand der Faserherstellung verdeutlicht, bietet ein Coating insbesondere den Schutz vor Luft-Korrosion [6], die ein Risswachstum vom Quarzglas verursacht. Einen Schutz von Alterungsprozessen bietet im einfachen Fall eine hydrophobe Beschichtung, die aus wasserabweisenden Nanopartikeln besteht. Im Bereich der Hochleistungslaser werden in der Regel Coating-Materialien wie Polyimide, Acrylate oder Silikone eingesetzt. Wegen der hohen thermischen Belastung in der monolithischen Strahlweiche erscheint vor Allem der Einsatz vom optischen Silikon mit einer Wärmebeständigkeit bis 200 °C [82] als vielversprechend. Mit dem Silikon wird zugleich eine luftdichte Versiegelung erzeugt, welche die Luft-Korrosion vom Beginn der Produktionskette an hemmt. Die Wärmeleitfähigkeit von Silikon ist mit 0,15 - 0,25 W/K·m [82] allerdings nur unwesentlich höher als die Wärmeleitfähigkeit vom Quarzglas (vgl. Tabelle 5.2) selbst, wodurch eine effektive Kühlung beschichteter Komponenten gehemmt wird.



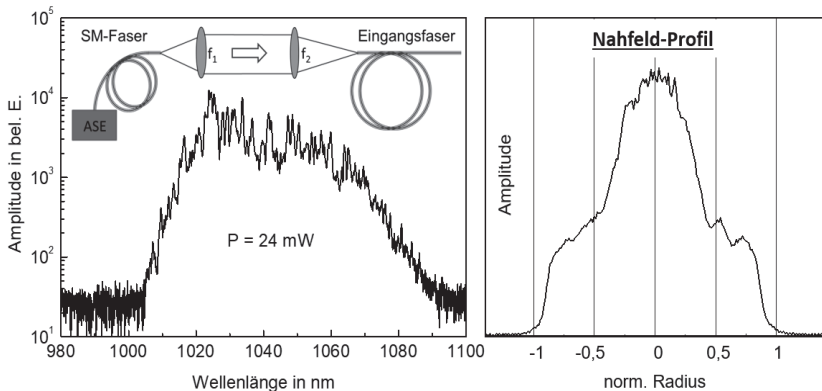
**Bild 6.8:** Ergebnisse einer COMSOL<sup>TM</sup>-Simulation einer 1 Grad gedrehten SPE mit Silikonbeschichtung nach dem Strukturmodell aus Bild 6.3. Die Verteilung der auftretenden Tresca-Spannung ist in farblicher Skalierung dargestellt, wobei ein maximaler Wert (dunkel rot) von 263 MPa erreicht wird.

Die COMSOL<sup>TM</sup>-Simulation in Bild 6.8 zeigt die monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei ¼-Pitch GRIN-Linsen mit einem beschichteten SPE. Für die 100 µm dicke Silikonbeschichtung wurde ein E-Modul von 3 GPa [73] eingesetzt. Die

Silikonbeschichtung ragt auf der Länge von 500  $\mu\text{m}$  beidseitig in die Halterungen hinein. Mit der Silikonbeschichtung wurde die SPE an den inneren Kanten der Halterung dahingehend stabilisiert, dass die Tresca-Spannung weiträumig verteilt und die Beanspruchung auf 263 MPa reduziert wurde. Auf den restlichen Fixierungslängen wurde weiterhin ein physikalischer Kontakt zur Halterung vorgesehen, so dass die optischen Komponenten sowie ihre Fügstellen effektiv gekühlt werden können.

### 6.3 Experimentelle Umsetzung

Die Fügstellen der monolithischen Strahlweiche müssen sowohl hohe mechanische Stabilität als auch minimale optische Verluste aufweisen. Verluste an den Fügstellen entstehen in der Regel durch Streuung, die aufgrund von einer Inhomogenität des Brechungsindex hervorgerufen wird. In der monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen sind insgesamt 4 Fügstellen verhandeln.



**Bild 6.9:** Links: Gemessenes Spektrum der fasergekoppelten Superlumineszenz-Quelle. Das dargestellte Teleskop veranschaulicht die Freistrahlskopplung zwischen der SM- und MM-Faser. Rechts: Typisches Intensitätsprofil, das aus der Kopplung in eine MM-Faser mit dem Kerndurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  resultiert.

Bereits bei Verlusten von -0,02 db pro Fügstelle werden somit insgesamt 1,83 % der Leistung in der monolithischen Strahlweiche gestreut. In ungekühlten Bereichen, insbesondere Bereichen mit einem Coating, können 100 W Streulicht bereits zum Abbrand der Komponenten führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher unterschiedliche Fügeverfahren auf Komponenten der monolithischen Strahlweiche angewendet und optisch charakterisiert. Im Fokus der im Anhang A.5 beschriebenen

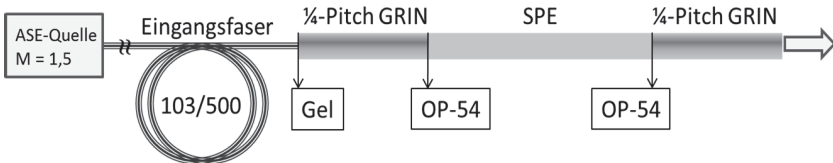
Untersuchung standen Verfahren für das Fügen von Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierten GRIN-Linsen mit Quarzglas-basierte Fasern. Eine große Herausforderung stellte das Basismaterial jener GRIN-Linsen (vgl. Abschnitt 4.1) dar, das eine weit tiefere Erweichungstemperatur (bei ca. 510 °C) als das Quarzglas (bei ca. 1700 °C) aufweist. Gemäß dieser Untersuchungen konnte lediglich das kontrollierte Kleben der Fügestellen ausreichend gute mechanische und optische Eigenschaften gewährleisten. Für hohe Leistungen bestand jedoch ein hohes Risiko, dass die durch Restabsorption verursachte Wärme aus der Klebeschicht nur ineffizient über das Quarzglas abgeführt wird, infolgedessen die Fügestelle zerstört wird. Aus diesem Grund wurden die optischen Charakterisierungen auf niedrige Leistungen beschränkt.

Für weitere Untersuchungen wurde eine fasergekoppelte Superlumineszenz-Quelle (Amplified Spontaneous Emission, ASE) mit einer Ausgangsleistung von 25 mW eingesetzt. Das linke Diagramm im Bild 6.9 zeigt ein gemessenes Spektrum der eingesetzten Superlumineszenz-Quelle mit einer Zentralwellenlänge von 1040 nm sowie einer Linienbreite von  $\pm 20$  nm. Links im Bild 6.9 wird anhand einer schematischen Darstellung verdeutlicht, wie ihre Strahlung über ein 1,5-faches Teleskop in die Eingangsfasern der untersuchten Komponenten gekoppelt wurde. Ausgehend von der SM-Faser mit einer NA von 0,14 wurde die Strahlung mit einer NA von 0,093 in die Eingangsfasern fokussiert. Vorzugsweise wurden Eingangsfasern mit einem Kerndurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  eingesetzt, so dass eine Strahlqualität von ca. 4,7 mm-mrad resultierte. Für jede gekoppelte Eingangsfasern wurden mithilfe des Strahlanalyse-Aufbau (Anhang A.2) Referenzmessungen bestehend aus der Ausgangsleistung sowie Intensitätsverteilungen im Nahfeld und Fernfeld durchgeführt. Das rechte Diagramm im Bild 6.9 zeigt ein typisches Nahfeld, das nach der MM-Faser gemessen wurde. Hier resultierte ein vom idealen Top-Hat (vgl. im Bild 5.2) abweichendes Intensitätsprofil, das eine im Zentrum der Faserkerns konzentrierte Intensität aufweist.

### 6.3.1 Optische Charakterisierung

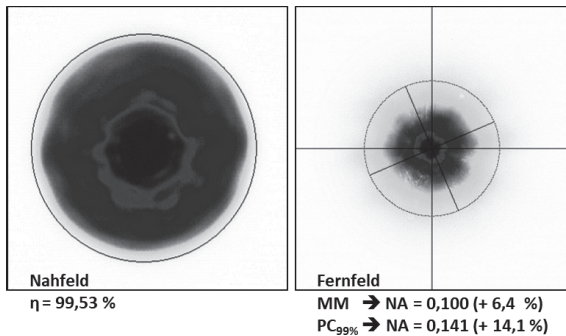
Die monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -GRIN-Linsen wurde im Rahmen dieser Arbeit sequenziell zusammengesetzt und mithilfe des Strahlanalyse-Aufbau (siehe Anhang A.2) optisch charakterisiert. Ausgehend von einer Referenzmessung mit der entsprechenden Eingangsfasern (vgl. Bild 6.9) wurden die optischen Verluste  $\eta$  sowie die rel. Zunahme der NA (vgl. Gleichung (5.6)) der jeweiligen Anordnung bestimmt. Dazu wurden Nah- und Fernfelder aufgenommen (vgl. Bild 6.11) und die Strahldurchmesser anhand der Momenten-Methode (MM) nach ISO-Vorschrift 11146

[69] und anhand des 99 prozentigen Leistungsinhalts ( $PC_{99\%}$ ) ermittelt. Bei der zweiten Methode wurden die Strahldurchmesser hingegen bei 99 % der maximalen Intensität bestimmt (vgl. Kapitel 3.4).



**Bild 6.10:** Schematische Darstellung einer monolithischen Anordnung mit zwei GRIN-Linsen des Typs GT-LFRL-100-025-20 [46] und einen 11 mm langen SPE. Die Komponenten wurden mit dem Kleber des Typs OP-54 gefügt. Vor der Eingangsfasern erfolgt die im Bild 6.9 dargestellte Freistrahlokupplung.

Die Darstellung im Bild 6.10 zeigt eine monolithische Anordnung, in der ein SPE zwischen zwei  $\frac{1}{4}$ -GRIN-Linsen geklebt (vgl. Anhang A.5) wurde. Die Eingangsfasern mit einem Kerndurchmesser von 103  $\mu\text{m}$  und Manteldurchmessern von 500  $\mu\text{m}$  (bezeichnet als 103/500) wurde unter Anwendung eines Gels des Typs OCF-452 von Nye® mit der ersten GRIN-Linse optisch kontaktiert und anhand des Fernfelds axial ausgerichtet. Das Gel sowie auch der eingesetzte Klebstoff OP-54 weisen einen zum Quarzglas ähnlichen Brechungsindex von ca. 1,5 auf.

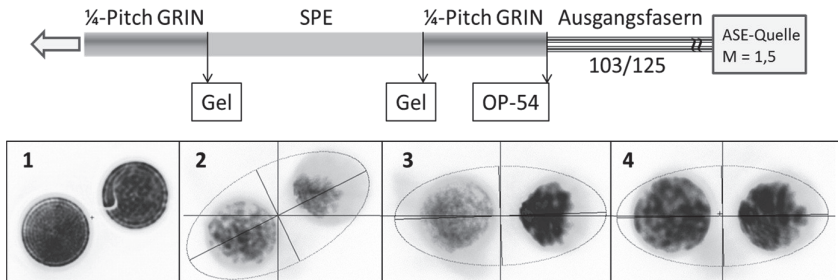


**Bild 6.11:** Gemessenes Nah- und Fernfeld nach der im Bild 6.8 dargestellten monolithischen Anordnung. Die Strahldurchmesser wurden sowohl anhand der Momenten-Methode (MM) als auch anhand des 99 prozentigen Leistungsinhalts ( $PC_{99\%}$ ) ermittelt. Ausgehend von der Referenzmessung der Eingangsfasern wurden die NA bzw. in Klammern die Zunahmen der NA sowie eine Transmission von 99,53 % bestimmt.



Mit dieser Anordnung konnten die Transmissionsverluste auf weniger als 1 % minimiert werden. Ausgehend von der Referenzmessung direkt nach der Eingangsfaser wurden rel. Zunahmen der NA anhand der MM zu 6,4 % bzw. anhand des  $PC_{99\%}$  zu 14,1 % bestimmt. Im Vergleich zu den Simulationsergebnissen im Bild 5.5 sind im Experiment geringere rel. Zunahmen der NA aufgetreten. Während in den Simulation vom idealen Top-Hat-Profil (vgl. Bild 5.2) ausgegangen wurde, findet, gemäß des Intensitätsprofils im Bild 6.9, eine Erhöhung der Intensität im Zentrum des Faserkerns statt. Gemäß der Gleichung (5.7) tragen zentrumsnahe Strahlen jedoch deutlich weniger zu einer Zunahme der NA bei.

Die Montage der monolithischen Strahlweiche erfolgte in Analogie zu der im Bild 6.2 dargestellten Anordnung. Die im Bild 6.7 dargestellte Halterungsmethode hat jedoch häufig zum Bruch der geklebten Fügestellen geführt. Dieses Verhalten wurde auf den Winkelversatz zwischen den geklebten Komponenten zurückgeführt, der wiederum vom Bruchwinkel des SPE (vgl. Anhang A.5) abhängig ist. Als Alternative wurde das optische Gel des Typs OCF-452 von Nye® auf diesen Kontaktstellen eingesetzt, so dass die optischen Verluste minimiert werden konnten.

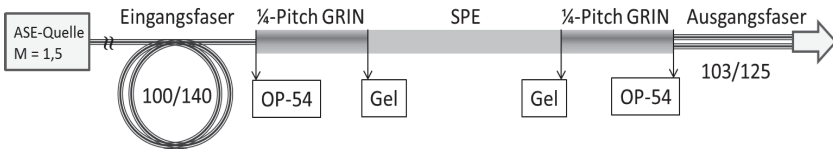


**Bild 6.12:** Schematische Darstellung einer monolithischen Anordnung mit zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einer 11 mm langen SPE. Anhand der Nahfelder wird die Ausrichtung der beiden Ausgangsfasern ersichtlich.

Wie im Bild 6.12 dargestellt, wurde eine weiterführende monolithische Anordnung realisiert. Hierbei erfolgte die Kopplung der ASE-Strahlung (vgl. Bild 6.9) zugleich in beide Ausgangsfasern, die an die rechte GRIN-Linse mit dem Kleber des Typs OP-54 angefügt wurden (vgl. Anhang A.5). Der Aufbau dieser monolithischen Anordnung erfolgte in folgender Reihenfolge:

1. Abbildung durch zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen ohne das SPE,
2. Einbau des SPE zwischen beiden GRIN-Linsen,
3. Ausrichtung der Ausgangsfasern durch Drehung der zweiten GRIN-Linse,
4. Auftragen des Gels auf Kontaktstellen sowie Halterung der Komponenten.

Mit dieser sequenziellen Vorgehensweise wurde die Ausrichtung der angeklebten Ausgangsfasern in Bezug zur ortsfesten Drehachse realisiert. Mithilfe des Strahlanalyse-Aufbaus wurden Nahfelder in einzelnen Schritten aufgenommen und im Bild 6.12 dargestellt. Anhand dieser Intensitätsverteilungen im Nahfeld wird bereits im zweiten Schritt eine Verschlechterung der Abbildungsqualität deutlich. Durch das eingebaute SPE wurde die Strahlführung des kollimierten Strahls offenbar stark beeinträchtigt.

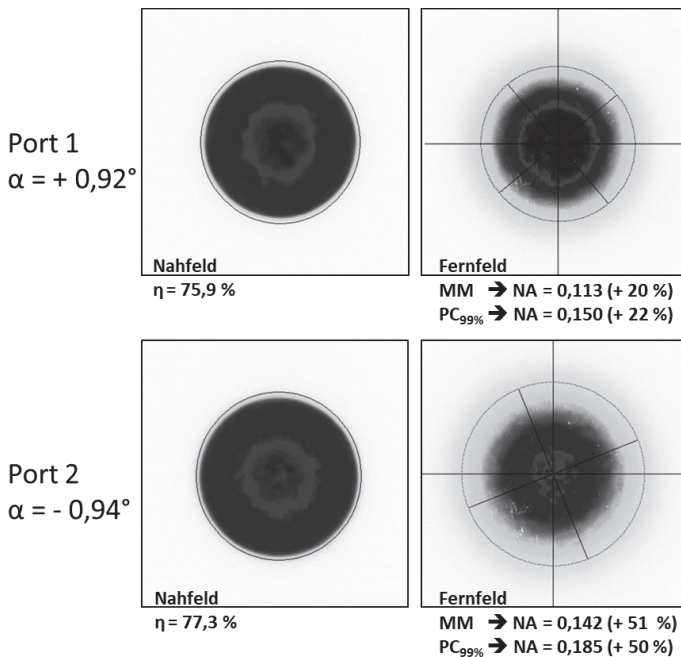


**Bild 6.13:** Schematische Darstellung der monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen (GT-LFRL-100-025-20) und eine 11 mm langen SPE (Quarzglas). Vor der Eingangsfaser ( $\varnothing_K = 100 \mu\text{m}$  und  $\varnothing_{FM} = 140 \mu\text{m}$ ) erfolgt die im Bild 6.9 dargestellte Freistrahkopplung.

Eine schematische Darstellung der umgesetzten monolithischen Strahlweiche ist im Bild 6.13 gezeigt. Die für die Schaltung zwischen beiden Ausgangsfasern erforderliche Drehbewegung wurde mithilfe des im Anhang A.3 beschriebenen Drehtisches durchgeführt. Wie zuvor beschrieben wurde bei der Halterung der Komponenten ebenso ein optisches Gel für die optische Kontaktierung eingesetzt. Die Eingangs- und Ausgangsfasern wurden hingegen durch das Kleben (vgl. Anhang A.5) an die jeweiligen GRIN-Linsen gefügt. Die Charakterisierung der sog. Ports erfolgte in jeweiligen Schaltstellungen, die anhand von maximalen Kopplungseffizienzen ermittelt wurden. Wie die entsprechenden Nahfelder im Bild 6.14 zeigen, wurde am Port 1 eine Kopplungseffizienz von 75,9 % bei einem Drehwinkel von 0,92 Grad und am Port 2 eine Kopplungseffizienz von 77,3 % bei einem Drehwinkel von 0,94 Grad erreicht. In den entsprechenden Fernfeldern im Bild 6.14 wurden zudem hohe Zunahmen der NA von 20 % am Port 1 und 51 % am Port 2 ermittelt.

Die Resultate der optischen Charakterisierung liegen weit unter den gestellten Anforderungen für eine monolithische Strahlweiche. Insbesondere wurden deutlich zu hohe Kopplungsverluste verzeichnet, die auf eine Beeinträchtigung der Strahlführung zurückzuführen werden. Insbesondere konnten die Brechwinkel der Eingangs- und Ausgangsfasern durch das Kleben nicht ausgeglichen werden, so dass die Propagationsrichtung von der idealen optischen Achse abweichen konnte. Bereits für eng tolerierten Brechwinkel von 0,5 Grad resultiert nach einer 11 mm freien Propagation innerhalb des SPE eine Strahlauslenkung von ca.  $100 \mu\text{m}$ , was bereits 25 % des SPE-

Radius ausmacht. In diesem Fall kann die kollimierte Strahlung innerhalb des SPE teilweise totalreflektiert werden, so dass die Kopplungseffizienz sinkt. Ein Strahlversatz relativ zur fokussierenden GRIN-Linse bewirkt gemäß der Gleichung (5.7) ebenso die starke Zunahme der NA.

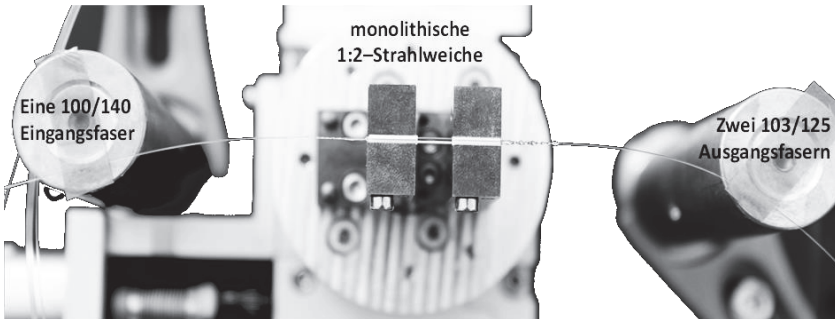


**Bild 6.14:** Gemessenes Nah- und Fernfeld nach der im Bild 6.13 dargestellten monolithischen Strahlweiche. Ausgehend von der Referenzmessung der Eingangsfaser wurden die NA bzw. die Zunahmen der NA sowie die Kopplungseffizienz  $\eta$  für beide Ports bestimmt.

## 6.4 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen in mehreren Schritten aufgebaut und optisch charakterisiert. Dafür wurden mechanische und optische Aspekte aus theoretischen Vorbetrachtungen und Simulationen einbezogen. In der ersten monolithischen Anordnung wurde zunächst nur die Abbildung des optischen Systems mit zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einem dazwischen geklebten SPE untersucht. Dabei wurden sowohl eine hohe

Kopplungseffizienz  $> 99\%$  als auch eine niedrige Zunahme der NA von  $< 20\%$  nachgewiesen.



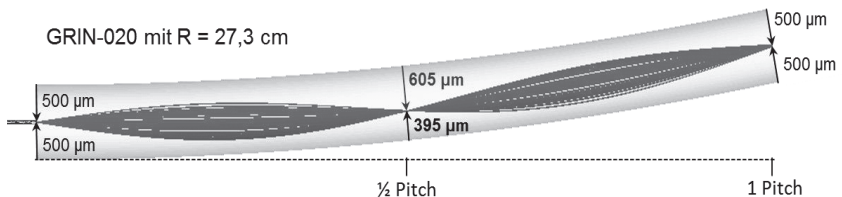
**Bild 6.15:** Fotografie einer monolithischen Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen und einem 11 mm langen SPE.

Die Fotografie im Bild 6.15 zeigt eine optomechanische Anordnung mit der eine Schaltung zwischen zwei Ausgangsfasern durchgeführt wurde. Die Komponenten dieser monolithischen Strahlweiche wurden in keramischen Ferrulen fixiert und auf einen Drehtisch angebracht, der die geforderte Drehung der fokussierenden GRIN-Linse von  $\pm 1^\circ$  mithilfe eines Schrittmotors ausgeführt hat. Neben den technischen Anforderungen an die Mechanik stellte vor allem die axiale Ausrichtung der optischen Komponenten eine große Herausforderung dar. Die eingesetzten Na<sup>+</sup>/Li<sup>+</sup>-basierten GRIN-Linsen konnten nur durch das Kleben gefügt werden, so dass vorhandene Bruchwinkel der faserbasierten Komponenten nicht ausgeglichen werden konnten. Die niedrigen Kopplungseffizienzen von ca. 75 % pro Port machen deutlich, dass die Einhaltung der optischen und mechanischen Toleranzen bei dieser Ausführungsform zwingend erforderlich ist.

Aus optischer Sicht ist die Funktionalität der monolithischen Strahlweiche in der dargestellten Ausführungsform grundsätzlich gegeben. Eine erfolgreiche industrielle Umsetzung ist jedoch an höchste Anforderungen geknüpft. Des Weiteren wird eine durchgehende Beschichtung [73] (z.B. Silikon) der monolithischen Strahlweiche vorausgesetzt um die mechanische Beanspruchung weiter zu reduzieren sowie die Luft-Korrosion vom Quarzglas und damit verbundenen Alterungsprozess zu unterbinden.

## 7 Monolithische Strahlweiche auf Basis von einer GRIN-Linse

Idealerweise muss die monolithische Strahlweiche die Strahlqualität erhalten und einen unterbrechungsfreien Betrieb gewährleisten. Als Konsequenz muss die Anzahl der erforderlichen Fügestellen auf ein Minimum reduziert, insbesondere eine zusammenhängende GRIN-Linse ohne das SPE eingesetzt werden. Dieser Ansatz führt zu einer weiteren Ausführungsform der monolithischen Strahlweiche, bei der der Schaltvorgang allein durch das Biegen einer GRIN-Linse realisiert wird. Das Simulationsergebnis im Bild 7.1 zeigt eine Strahlpropagation innerhalb einer gebogenen GRIN-Linse bei einem gleichmäßigen Biegeradius von 27,3 cm. Im nichtsequenziellen Modus vom ZEMAX<sup>TM</sup> wurde die Strahlung einer Eingangsfaser (vgl. Bild 5.2) zentral an einen gebogenen Torus-Körper gekoppelt, dessen radialer Brechungsindex durch Parameter der GRIN-020 aus Tabelle 5.1 definiert wurde.



**Bild 7.1:** Simulationsergebnis der Strahlpropagation innerhalb einer gebogenen GRIN-020-Linse (vgl. aus Tabelle 5.1) bei einem Biegeradius von 27,3 cm.

In den Abbildungsebenen bei 1/2- und 1-Pitch wurden unterschiedliche Positionen der Schwerpunkte [69] in Bezug zur Mittelachse der gebogenen GRIN-Linse erkennbar.

### 7.1 Optische Eigenschaften

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine allgemeine analytische Beschreibung der Strahlpropagation aus Bild 7.1 auf Basis der Gaußschen Strahlenoptik (vgl. Kapitel 3.4) hergeleitet. Aus dem parabolischen Brechungsindexprofil nach Gleichung (3.9) sowie

dem äquivalenten Brechungsindex für Makro-Biegungen nach Gleichung (3.27) lässt sich eine vom Faserradius  $r$  abhängige Funktion des äquivalenten Brechungsindex

$$n_{eq}(r) = n_1 \cdot \left( 1 - \frac{g^2}{2} r^2 + \frac{r}{R} \right) \quad (7.1)$$

für eine gebogene GRIN-Fasern ableiten, wobei der Biegeradius  $R$ , der zentrale Brechungsindex  $n_1$  sowie die Gradientenkonstante  $g$  eingesetzt werden. Diese Funktion ist als eine Näherung durch eine entsprechende Reihenentwicklung dargestellt. In Analogie zum äquivalenten Indexprofil-Modell einer gebogenen SI-Faser wird damit eine gebogene GRIN-Faser in ihren äquivalenten geraden Zustand überführt. In Bild 7.2 sind äquivalente Brechungsindexprofile einer GRIN-020-Linse bei unterschiedlichen Biegeradien dargestellt. Dabei wird eine Verschiebung des Brechungsindex-Maximums in Abhängigkeit vom Biegeradius  $R$  deutlich. Die Bedingung

$$\frac{d}{dr} n_{eq}(r) = 0 \quad (7.2)$$

für das Maximum der Funktion des äquivalenten Brechungsindex liefert einen allgemeinen Ausdruck für die Verschiebung des Brechungsindex-Maximums

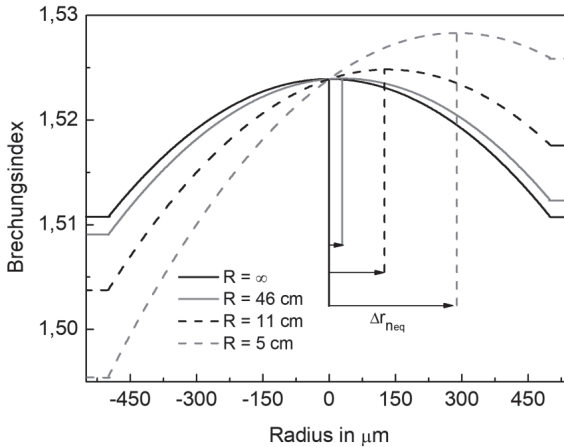
$$\Delta r_{n_{eq}} = \frac{1}{R \cdot g^2} \cdot \quad (7.3)$$

Für kleinere Biegeradien sowie kleinere Gradientenkonstanten resultieren somit stärkere Verschiebungen im äquivalenten Indexprofil-Modell. Während ein axial eingekoppelter, geometrischer Strahl eine ungebogene GRIN-Linse geradlinig durchläuft, stellt sich in einer gebogenen GRIN-Linse hingegen eine oszillierende Propagation ein. Unter Berücksichtigung der biegeinduzierten Verschiebung des Brechungsindex-Maximums wird ein geometrischer Strahl mit dem Mittelachsenversatz  $r_1$  zunächst als einer mit einem Versatz von  $r_1 - \Delta r_{n_{eq}}$  aufgefasst. Aus geometrischer Sicht muss jener Strahl aber weiterhin auf die GRIN-Mittelachse bezogen werden, so dass ein entsprechender Dejustagevektor [83] additiv hinzukommt. Die allgemeingültige, formelle ABCD-Formulierung jener Strahlpropagation

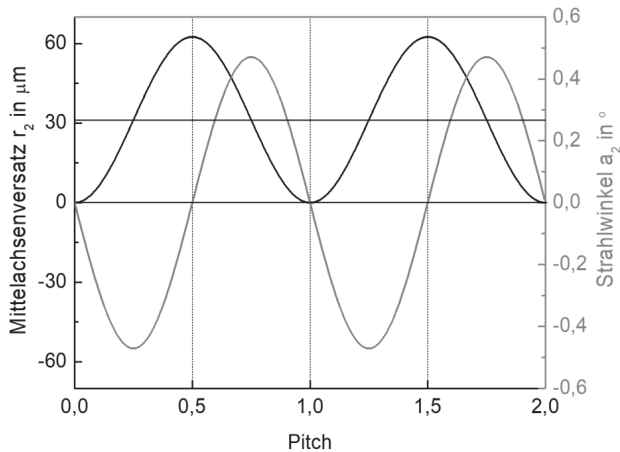
$$\begin{pmatrix} r_2(z) \\ \alpha_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(gz) & \sin(gz) \cdot g^{-1} \\ -g \cdot \sin(gz) & \cos(gz) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 - \Delta r_{n_{eq}} \\ \alpha_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta r_{n_{eq}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

wird auf Basis der Strahlenmatrix für GRIN-Medien [47] aufgestellt. Für einen definierten Mittelachsenversatz  $r_1$  und Eintrittswinkel  $\alpha_1$  am Eingang der GRIN-Linse

werden Strahlversätze  $r_2$  sowie Strahlwinkel  $\alpha_2$  entlang der GRIN-Mittelachse  $z$  definiert. Dieses vereinfachte Modell kann auch als Propagation des Schwerpunkts [69] radialsymmetrischer Intensitätsverteilung aufgefasst werden.



**Bild 7.2:** Äquivalente Brechungsindexprofile der GRIN-020-Linse bei unterschiedlichen Biegeradien  $R$ .

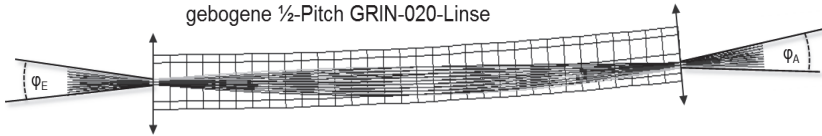


**Bild 7.3:** Anhand der Gleichung 7.4 berechnete Strahlversätze  $r_2$  (schwarz) sowie Strahlwinkel  $\alpha_2$  (grau) entlang einer gleichmäßig um den Radius vom 46 cm gebogenen GRIN-020-Linse.

In Bild 7.3 ist eine berechnete Strahlpropagation im äquivalenten Indexprofil-Modell dargestellt. Für halb- und ganzzahlige Pitch-Werte ( $\frac{1}{2} \cdot i$ , für  $i \in \mathbb{N}_0$ ) hat der Strahlwinkel  $\alpha_2$  einen Wert von 0 Grad und zeigt damit keine Änderung bezüglich dem Eintrittswinkel  $\alpha_1$ . In diesen periodischen Abständen ist eine strahlqualitätserhaltende Kopplung des Eintrittswinkels in parallel zur GRIN-Mittelachse angefügte Ausgangsfasern gegeben. Innerhalb der GRIN-Linse oszilliert der Mittelachsenversatz  $r_2(z)$  hingegen um das verschobene Brechungsindex-Maximum bei  $31,25 \mu\text{m}$ . Während für ganzzahlige Pitch-Werte ( $i$ , für  $i \in \mathbb{N}_0$ ) kein Fokusversatz ( $FV$ ) auftritt, wird für halbzahlige Pitch-Werte ( $\frac{1}{2} + i$ , für  $i \in \mathbb{N}_0$ ) ein  $FV$  von  $62,5 \mu\text{m}$  erzeugt. Bei einer gleichmäßigen Biegung ( $gB$ ) entspricht der  $FV$

$$FV_{gB} = \frac{2}{R \cdot g^2} \quad (7.5)$$

der Doppelten Verschiebung des Brechungsindex-Maximums. Für entgegengesetzte Biegeradien von  $\pm 46 \text{ cm}$  resultieren auch entgegengesetzte  $FV$  von  $\pm 62,5 \mu\text{m}$ . In der Summe kann der Fokus also um  $125 \mu\text{m}$  lateral verschoben werden, so dass eine verstellbare Fokussierung in zwei dicht aneinander angefügte Ausgangsfasern mit gleichen Manteldurchmessern von  $125 \mu\text{m}$  möglich wird.



**Bild 7.4:** Abbildung mithilfe einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-020-Linse bei einem Biegeradius von  $46 \text{ cm}$  im sequenziellen Modus vom ZEMAX<sup>TM</sup>. Eingang und Ausgang der GRIN-Linse sind mit einem Doppelpfeil markiert. Die Strahlkonvergenz  $\varphi_E$  am Eingang gleicht der Strahldivergenz  $\varphi_A$  am Ausgang.

Für eine Aussage über die in der Fokusebene resultierende Abbildungsqualität wurde wieder das Rayleigh-Kriteriums [68] hinzugezogen. Wie im Bild 7.4 dargestellt, wurde dazu die Abbildung mittels einer gleichmäßig gebogener  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-020-Linse im sequenziellen Modus vom ZEMAX<sup>TM</sup> analysiert. Das entsprechende Ergebnis brachte einen Nachweis für eine beugungsbegrenzte Abbildungsqualität, die für eine effiziente Faser-Faser-Kopplung vorausgesetzt wird. Anhand der Strahlkonvergenz  $\varphi_E$  am Eingang und der Strahldivergenz  $\varphi_A$  am Ausgang, wurde zusätzlich die Erhaltung der Ausbreitungswinkel nachgewiesen. Demzufolge ermöglicht die Ausführungsform auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse eine monolithische Strahlschaltung mit vollständiger Erhaltung der Strahlqualität.



## 7.2 Mechanische Eigenschaften

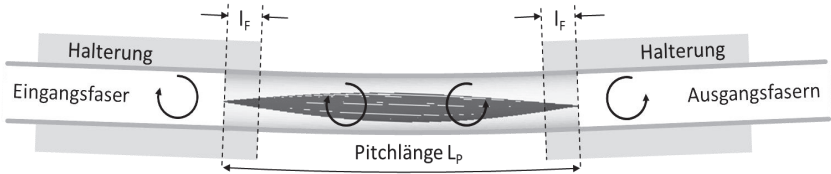
Die mechanische Betrachtung der gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse basiert auf der allgemeinen Beschreibung der Biegespannungen

$$\sigma(z) = \frac{\emptyset \cdot M(z)}{2 \cdot I_y} \quad (7.6)$$

entlang eines gebogenen Körpers [84], die aus dem Biegemoment  $M(z)$  und dem Flächenträgheitsmoment  $I_y$  berechnet werden. Für zylindrische Körper ist das Flächenträgheitsmoment durch  $\pi \cdot \emptyset^4/64$  gegeben und allein vom Durchmesser  $\emptyset$  abhängig. Der Fall der einseitigen Auslenkung ( $eA$ ) um den Betrag  $w$  (vgl. Bild 5.8) wird als eine Querkraftbiegung bezeichnet, die ein ortsabhängiges Biegemoment [84]

$$M_{eA}(z) = -\left(\frac{3EI_y}{L^3} w\right) \cdot (L - z) \quad (7.7)$$

aufweist, das durch das Elastizitätsmodul  $E$ , das Flächenträgheitsmoment  $I_y$  sowie die Länge des zylindrischen Körpers  $L$  bestimmt wird.



**Bild 7.5:** Darstellung einer monolithischen Strahlweiche auf Basis einer gleichmäßig gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse. Die erforderliche Bewegung wird durch gegensinnig verdrehte Halterungen ermöglicht. Die linke und rechte Halterung kann die äußeren Enden der GRIN-Linse auf der Fixierungslänge  $l_F$  einklemmen.

Hingegen weist eine querkraftfreie Biegung bei einem gleichmäßigen Biegeradius  $R$  ein konstantes Biegemoment [84]

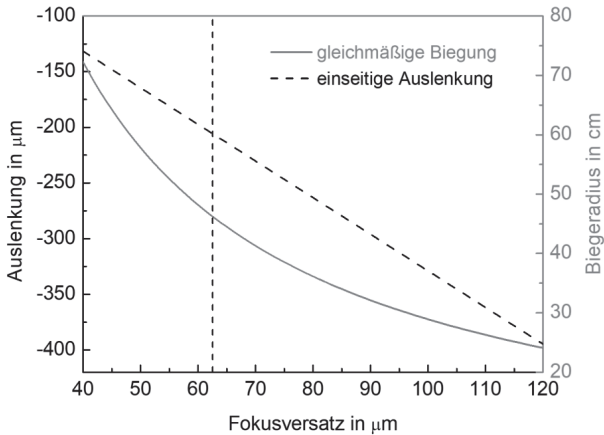
$$M_{gB}(z) = EI_y R^{-1} = \text{konstant} \quad (7.8)$$

auf. In Bild 7.5 ist eine monolithische Strahlweiche auf Basis einer gleichmäßig gebogenen GRIN-Linse dargestellt, wobei ihre Halterungen dahingehend ausgelegt ist, dass Spannungsspitzen an ihren Kanten (vgl. Kapitel 5.2.2 sowie 6.1.1) vernachlässigt werden. Diese Idealisierung setzt voraus, dass die Halterungen auf hinreichend dick beschichteten Ein- und Ausgangsfasern angebracht (vgl. Bild 6.6) sowie ihre inneren

Kanten optimal abgerundet werden. Um die notwendigen Biegemomente beidseitig auf die GRIN-Linse zu übertagen, kann beispielsweise eine Mechanik basierend auf einem Festkörpergelenk zum Einsatz kommen, die eine gegensinnige Verdrehung und zugleich eine Annäherung der linken und rechten Halterung erlaubt.

### 7.2.1 Einflüsse der Biegemethoden

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Biegemethoden sowie der mechanischen Anordnung auf den Fokusversatz detailliert betrachtet. Dabei wird eine allgemeine Formulierung der für die Schaltung erforderlichen *FV* aufgestellt.



**Bild 7.6:** Biegeradien bzw. Auslenkungen in Abhängigkeit vom Fokusversatz. Zugrundeliegende Berechnungen basieren auf Parameter der GRIN-020 aus Tabelle 5.1 und Fixierungslängen gleich Null.

Zunächst wurde der Einfluss der Halterungen auf den *FV* vernachlässigt. Für den Fall der gleichmäßigen Biegung wurde der *FV* bereits durch die Gleichung (7.5) definiert. Bei der einseitigen Auslenkung ist das Biegemoment entlang der Mittelachse *z* nicht konstant, so dass auch eine ortsabhängige Verschiebung des Brechungsindex-Maximums vorliegt. Ausgehend von den Gleichungen (7.3) und (7.8) wurde ein entsprechender ortsabhängiger Zusammenhang abgeleitet

$$\Delta r_{neq}(z) = \frac{M(z)}{g^2 E I_y}. \quad (7.9)$$

Die Integration von  $\Delta r_{neq}(z)$  über  $z$  sowie eine Normierung auf die Pitchlänge  $L_p$  führt schließlich zu der Definition des Fokusversatzes für einseitige Auslenkungen

$$FV_{eA} = \frac{\int_0^{L_p} 2 \cdot \Delta r_{neq}(z) dz}{L_p} = \frac{3w}{g^2 L_p^2}. \quad (7.10)$$

Das Diagramm im Bild 7.6 zeigt am Beispiel der GRIN-020 die resultierenden Biegeradien bzw. Auslenkungen in Abhängigkeit vom  $FV$ . Für eine Schaltung zwischen zwei Ausgangsfasern mit Manteldurchmessern von  $125 \mu\text{m}$  muss der Fokus um  $125 \mu\text{m}$  verschoben werden. Entsprechende Fokusversätze von  $\pm 62,5 \mu\text{m}$  ergeben sich für Biegeradien von  $\pm 46 \text{ cm}$  bzw. Auslenkungen von  $\pm 205 \mu\text{m}$ . Für gleiche  $FV$  ergeben sich gemäß den Gleichungen (7.7) und (7.8) unterschiedliche Biegemomente bei beiden Biegemethoden. Sowohl die Biegemomente als auch entsprechende Biegespannungen beider Biegemethoden können gemäß

$$\frac{\sigma_{eA}(z)}{\sigma_{gB}} = \frac{-2(L_p - z)}{L_p} \quad (7.11)$$

entlang der GRIN-Mittelachse  $z$  in Relation gesetzt werden. Mit dieser Gleichung wird verdeutlicht, dass bei einer einseitigen Auslenkung eingangsseitig (also für  $z = 0$ ) eine um den Faktor 2 höhere Biegespannung erzeugt und die gebogene GRIN-Linse stärker beansprucht wird.

Der zunächst vernachlässigte Einfluss der Halterungen auf den  $FV$  wird im Folgenden in die mechanische Betrachtung miteinbezogen. Wie Bild 7.5 dargestellt, können Halterungen der GRIN-Linse eine Reduktion der gebogenen Länge um die Fixierungslängen  $l_F$  bewirken und damit den  $FV$  beeinflussen. Basierend auf der Gleichung (7.10) mit angepassten Integrationsbereichen wurde gemäß

$$\frac{3w}{g^2 L_p^2} = \frac{3w'(l_F - L_p)^2}{g^2 \cdot L_p^4} \quad (7.12)$$

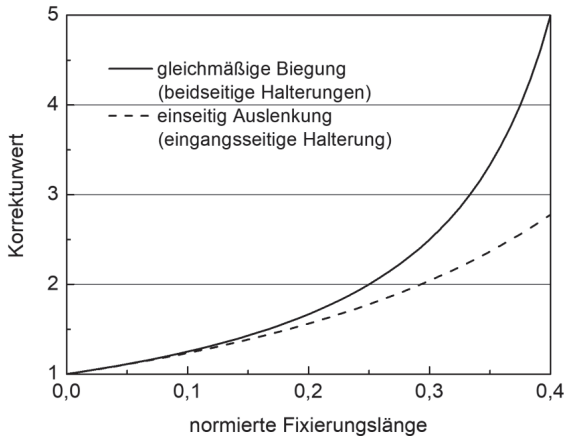
ein Zusammenhang zwischen GRIN-Linsen mit und ohne Halterung bei gleichen  $FV_{eA}$  hergestellt. Für GRIN-Linsen mit einer eingangsseitigen Halterung wird die erforderliche Auslenkung

$$w' = w \cdot K_{eA} \text{ mit } K_{eA} = \frac{L_p^2}{(l_F - L_p)^2} \quad (7.13)$$

als Produkt der Auslenkung  $w$  entsprechender GRIN-Linse ohne einer Halterung mit dem Korrekturwert  $K_{eA}$  ausgedrückt. Im Fall der gleichmäßigen Biegung werden hingegen beidseitig Halterungen mit der gleichen Fixierungslänge  $l_F$  vorausgesetzt, wodurch eine Reduktion der gebogenen Länge einer GRIN-Linse um  $2l_F$  berücksichtigt wird. Entsprechend wird der erforderliche Biegeradius  $R'$  einer GRIN-Linse mit beidseitigen Halterungen

$$R' = \frac{R}{K_{gB}} \text{ mit } K_{gB} = \frac{L_p}{L_p - 2l_F} \quad (7.14)$$

als Quotient vom Biegeradius  $R$  entsprechender GRIN-Linse ohne Halterungen und dem Korrekturwert  $K_{gB}$  ausgedrückt.



**Bild 7.7:** Basierend auf Parametern der GRIN-020-Linse (Tabelle 5.1) werden berechnete Korrekturwerte in Abhängigkeit von der auf die Pitchlänge normierten Fixierungslänge bei beiden Biegemethoden gezeigt.

Bild 7.7 zeigt anhand der Parameter der GRIN-020-Linse berechnete Korrekturwerte in Abhängigkeit von der auf die Pitchlänge normierten Fixierungslänge. Für beide Biegemethoden ergeben sich mit steigender Fixierungslänge zunehmende Korrekturwerte, wobei aber bei der gleichmäßigen Biegung aufgrund der beidseitigen Halterung eine stärkere Zunahme verzeichnet wird. Für eine typische Fixierungslänge von 3 mm, also einer normierten Fixierungslänge von 0,25, ergeben sich Korrekturwerte von  $\leq 2$ . Gemäß den Gleichungen (7.6), (7.7) und (7.8) steigen bei beiden Biegemethoden ebenso die Biegemomente sowie Biegespannungen proportional um die jeweiligen Korrekturwerte an.

### 7.2.2 Gestaltungsmöglichkeiten

Im folgenden Abschnitt werden die Gestaltungsmöglichkeiten der monolithischen Strahlweiche basierend auf einer gleichmäßig gebogener  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse ermittelt. Dazu werden zwei Randbedingungen betreffend ihrer Auslegung aufgestellt.

Die erste Randbedingung betrifft die grundlegende geometrische Anordnung der Ausgangsfasern und legt einen Fokusversatz

$$FV = \frac{1}{4} \cdot N_{port} \cdot \varnothing_{FM} \quad (7.15)$$

für eine beliebige Anzahl der Ports  $N_{port}$  fest. An den Ports werden Ausgangsfasern mit gleichen Manteldurchmessern  $\varnothing_{FM}$  dicht nebeneinander in der Biegeebene vorgesehen. Zugleich sollen Ausgangsfasern stets achsensymmetrisch zur GRIN-Mittelachse angeordnet werden, so dass in beiden Biegerichtungen stets gleich große Fokusversätze erfolgen. Die zweite Randbedingung legt fest, dass die nominelle NA von GRIN-Linsen stets doppelt so groß ist wie die NA der Eingangsstrahlung ( $NA_E$ ). Mit dieser Randbedingung wird für gaußförmige Intensitätsverteilungen (vgl. Bild 5.2, Bild 5.3) eine hundertprozentige Transmission im GRIN-Kern gewährleistet (vgl. Kapitel 3.4). Ausgehend von der Gleichung (7.3) und den Zusammenhängen aus Gleichung (5.1) kann für den erforderlichen Fokusversatz ein gleichmäßiger Biegeradius

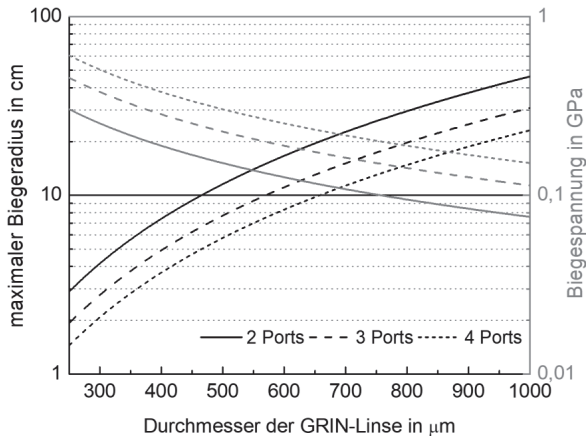
$$R = \frac{(n_1 \cdot \varnothing_{GRIN})^2}{2FV \cdot (2 \cdot NA_E)^2} \quad (7.16)$$

bestimmt werden. Mit den aufgestellten Randbedingungen wird eine störungsfreie Propagation von Gaußschen Strahlen (vgl. Kapitel 3.4) innerhalb beliebiger GRIN-Linsen ermöglicht. Durch die Zusammenführung der Gleichung (7.6) und (7.8) können Biegespannungen

$$\sigma_{gB} = \frac{\varnothing \cdot E}{2R} \quad (7.17)$$

direkt aus dem Biegeradius und dem Durchmesser der GRIN-Linse bestimmt werden. Am Beispiel einer um 46 cm gebogenen, 1 mm dicken GRIN-Linse ergibt sich eine maximale Biegespannung von lediglich 76 MPa, so dass die zulässige Beanspruchung von 690 MPa bei Weitem unterschritten wird. Für denselben  $FV$  mittels einseitiger Auslenkung steigt die maximale Biegespannung nach Gleichung (7.11) auf 152 MPa an. Ausgehend von einer  $NA_E = 0,1$  zeigt das Diagramm im Bild 7.8 die maximalen

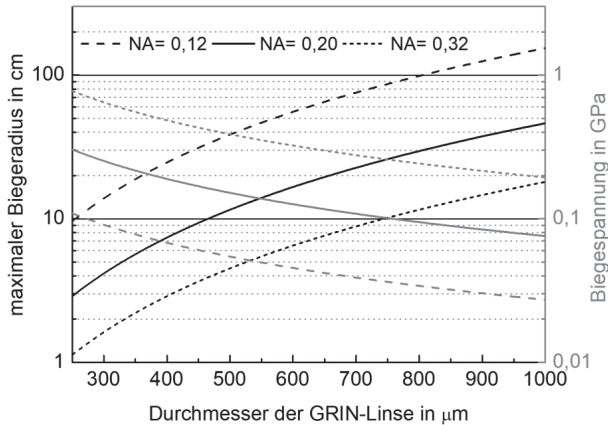
Biegeradien sowie die zugehörigen Biegespannungen bei unterschiedlicher Anzahl an Ports. Für eine GRIN-Linse mit einem Durchmesser von 1 mm sind demnach Schaltvorgänge auf vier Ports mit einer Beanspruchung von  $< 200$  GPa möglich. Wesentlich ist aber, dass eine Schaltung zwischen zwei Ports auch mit deutlich kleinerem Durchmesser der GRIN-Linse möglich ist. Bereits eine 250  $\mu\text{m}$  dünnen GRIN-Linse erlaubt eine Schaltung bei einem Biegeradius von ca. 3 cm und einer Beanspruchung von lediglich 300 GPa. Für diesen Fall ergibt sich aus Gleichung (3.20) jedoch eine sehr kurze Pitchlänge von lediglich 2,9 mm. Für nächst größere halbzahlige Pitch-Werte ( $\frac{1}{2} + i$ , für  $i \in \mathbb{N}$ ) werden gleiche Biegeradien benötigt, wobei aber die Pitchlängen entsprechend länger werden. Auf diese Weise könnte die Handhabung während der Umsetzung vereinfacht werden.



**Bild 7.8:** Maximale Biegeradien sowie resultierende Beanspruchung in Abhängigkeit vom Durchmesser der GRIN-Linse bei unterschiedlicher Anzahl an Ports. Dabei wurden Manteldurchmesser  $\varnothing_{\text{FM}}$  typischer Fasern von 125  $\mu\text{m}$  eingesetzt. Basierend auf einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse mit einer nominellen NA von 0,2 können unterschiedliche Gestaltungsmöglichkeiten abgeleitet werden.

Des Weiteren zeigt das Diagramm in Bild 7.9 die maximalen Biegeradien sowie die entsprechenden Biegespannungen in Abhängigkeit vom Durchmesser der GRIN-Linse mit nur zwei Ports. Für diese Berechnungen sind unterschiedliche nominellen NA der GRIN-Linsen anhand von der  $\text{NA}_{\text{E}}$  typischer SM- und MM-Fasern definiert worden. So werden GRIN-Linsen mit einer NA von 0,2 vorzugsweise für mittlere Strahlqualitäten eingesetzt. Für Durchmesser im Bereich zwischen 250  $\mu\text{m}$  und 1000  $\mu\text{m}$  sind Schaltvorgänge mit geringer Beanspruchung  $< 300$  GPa möglich. Auch für LMA-Fasern mit einer typischen  $\text{NA}_{\text{E}}$  von 0,06 ergeben sich bereits für eine 250  $\mu\text{m}$  dünne GRIN-

Linse relativ große Biegeradien von  $> 10$  cm und folglich eine geringe Beanspruchung von  $< 100$  GPa. Für niedriger Strahlqualität werden hingegen GRIN-Linsen mit einer NA von 0,32 eingesetzt, die erst bei Durchmessern von  $> 650$   $\mu\text{m}$  eine geringe Beanspruchung  $< 300$  GPa erreichen.



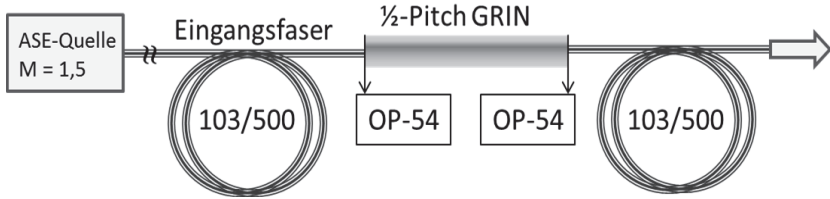
**Bild 7.9:** Maximale Biegeradien sowie resultierende Beanspruchung in Abhängigkeit vom Durchmesser der GRIN-Linse bei drei verschiedenen nominellen NA. Dabei wurden die Manteldurchmesser  $\varnothing_{\text{FM}}$  typischer Fasern von 125  $\mu\text{m}$  eingesetzt. Basierend auf einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse mit zwei Ports können unterschiedliche Gestaltungsmöglichkeiten abgeleitet werden.

## 7.3 Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen der monolithischen Strahlweiche auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse beinhalten die optische Charakterisierung sowie die Verifizierung des für den Schaltvorgang benötigten Fokusversatzes. Im Rahmen dieser Arbeit wurden grundlegende Versuche durchgeführt, welche die Vorteile dieser Ausführungsform belegen.

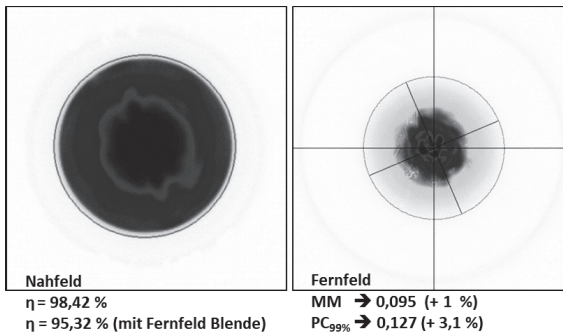
### 7.3.1 Monolithische Faser-Faser-Kopplung

Die Kopplungseffizienz der monolithischen Strahlweiche auf Basis einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse wurde anhand einer entsprechenden Faser-Faser-Kopplung bei niedrigen Leistungen ermittelt. Der Versuchsaufbau ist im Bild 7.10 schematisch dargestellt.



**Bild 7.10:** Schematische Darstellung einer monolithischen Kopplung zwischen zwei Mehrfach-Mantel-Fasern über eine  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-020-Linse. Die Komponenten wurden mit dem Kleber des Typs OP-54 gefügt. Vor der Eingangsfasern erfolgt die im Bild 6.9 dargestellte Freistrahlskopplung.

Im Anhang A.5 wird detailliert gezeigt, wie identische MM-Fasern mit Kerndurchmessern von 103  $\mu\text{m}$  mittig zur GRIN-Linse ausgerichtet und beidseitig angeklebt werden. Die Bestimmung der transmittierten Leistungen sowie der Strahlqualitäten erfolgte mithilfe des Strahlanalyse-Aufbau (vgl. Anhang A.2). In Bezug zur Referenzmessung nach der eingesetzten Eingangsfasern wurden die optischen Verluste sowie die Zunahmen der NA nach der Ausgangsfasern bestimmt.



**Bild 7.11:** Gemessenes Nah- und Fernfeld nach der im Bild 7.10 dargestellten monolithischen Anordnung. Ausgehend von der Referenzmessung der Eingangsfasern wurden die NA bzw. die rel. Zunahmen der NA und die Kopplungseffizienz  $\eta$  bestimmt.

Die wesentlichen Ergebnisse dieser optischen Charakterisierung sind im Bild 7.11 zusammengefasst. Anhand der Zunahme NA von nur 1 % konnte ein wesentlicher Vorteil dieser Ausführungsform, nämlich die Erhaltung der Strahlqualität, nachgewiesen werden. Ebenso konnte eine hohe Kopplungseffizienz von 98,42 % erreicht werden. Diese geringen Verluste von 1,58 % werden vorwiegend auf Streuung an den Fugestellen zurückgeführt. Im Nah- und Fernfeld werden jedoch auch ringförmige Intensitätsverteilungen deutlich, die auf eine im Mantel geführte Strahlung



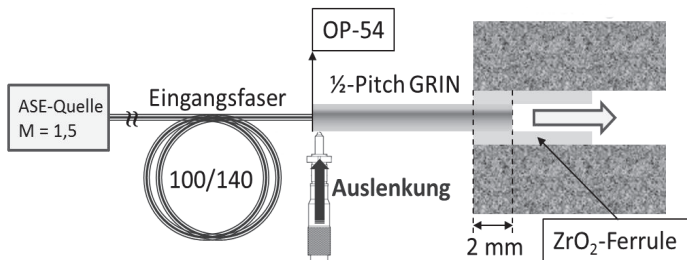
hindeuten. Mithilfe von geeigneten Blenden des Strahlanalyse-Aufbaus konnte derjenige Strahlungsanteil ausgeblendet und eine Kopplungseffizienz von 95,32 % bestimmt werden. Damit wurden 3,1 % der Leistung in den Mantel der Mehrfach-Mantel-Faser gekoppelt. Diese Verluste wurden auf einen lateralen Versatz  $\delta$  zwischen den identischen Faserkernen zurückgeführt. Wie in [85] beschrieben, führt ein lateraler Versatz zwischen zwei Faserkernen mit den Durchmessern  $\varnothing_K$  zu einer Dämpfung von

$$D(\delta) = -10 \log \left( \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \sqrt{1 - \left( \frac{\delta}{\varnothing_K} \right)^2} - \frac{2\delta}{\pi \varnothing_K} \sqrt{1 - \left( \frac{\delta}{\varnothing_K} \right)^2} \right) \cdot dB . \quad (7.18)$$

Für den gemessenen Mantellichtanteil von 3,1 % ergibt sich demnach ein lateraler Versatz von 24  $\mu\text{m}$ . Als mögliche Ursachen sind Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung der Komponenten und ihre relative Verschiebungen während des Fügeprozesses (vgl. Anhang A.5) sowie ihre materialspezifische Kern-Mantel-Koaxialität zu nennen. Grundsätzlich kann aber mithilfe von angepassten Ausgangsfasern, die im Vergleich zu der Eingangsfasern einen geringfügig größeren Kerndurchmessern (z.B. um 3 bis 5 %) aufweisen, diese Dämpfung vermieden werden.

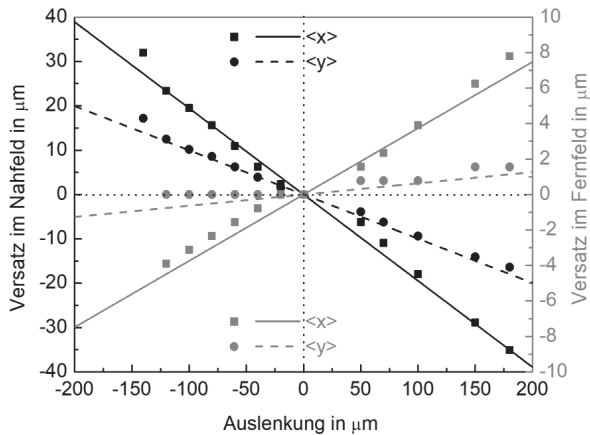
### 7.3.2 Biegeinduzierter Fokusversatz

Wie aus der theoretischen Vorbetrachtung bekannt, bewirken gebogene  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linsen eine Verschiebung der Fokusposition in der Biegeebene, die für eine Schaltung zwischen zwei Ausgangsfasern ausgenutzt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser biegeinduzierte Effekt auch experimentell untersucht.



**Bild 7.12:** Versuchsaufbau zur Bestimmung der Fokusversätze einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-020-Linse. Die Eingangsfasern wurde mit dem Kleber des Typs OP-54 angeklebt und die GRIN-Linse mit einer Mikrometerschraube einseitig ausgelenkt. Zwischen der SM-Faser der ASE-Quelle und der Eingangsfasern wurde die im Bild 6.9 dargestellte Faser-Faser-Kopplung durchgeführt.

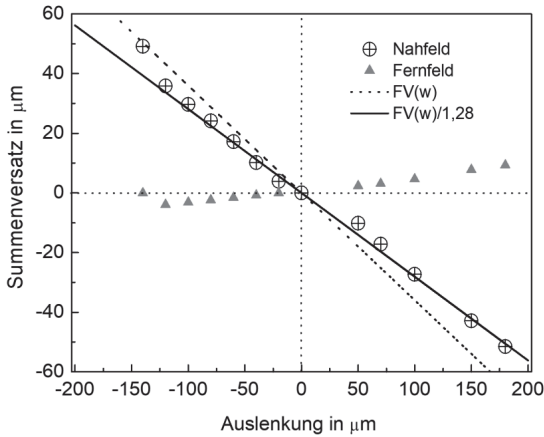
Der Darstellung des Versuchsaufbaus im Bild 7.12 zeigt einen monolithischen Verbund mit einer Eingangsfaser und einer  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-020-Linse, die ausgangsseitig mit einer  $\text{ZrO}_2$ -Ferrule auf der Länge von zwei Millimetern fixiert wurde. Bei der Versuchsdurchführung wurde diese GRIN-Linse mithilfe einer Mikrometerschraube eingangsseitig ausgelenkt und mit dem Strahlanalyse-Aufbaus (siehe Anhang A.2) in Transmission charakterisiert. Aus den gewonnen Nah- und Fernfeldern wurden zunächst Schwerpunktskoordinaten anhand der Momente Methode [69] bestimmt und daraus die  $\langle x \rangle$ - und  $\langle y \rangle$ -Versätze in Abhängigkeit von der Auslenkungen der GRIN-Linse ermittelt.



**Bild 7.13:** Gemessener  $\langle x \rangle$ - und  $\langle y \rangle$ -Versatz von Schwerpunkten im Nah- und Fernfeld in Abhängigkeit von der einseitigen Auslenkung der GRIN-020-Linse, die auf der x-Achse erfolgte.

In Bild 7.13 sind die  $\langle x \rangle$ - und  $\langle y \rangle$ -Versätze in Abhängigkeit von der Auslenkung, die auf der x-Achse erfolgte, aufgetragen und mit linearen Funktionen angepasst. Die markanten Versätze der Schwerpunkte in y-Richtung zeigen einen Unterschied zur theoretischen Vorbetrachtung im Kapitel 7.1, nach der die Fokusversätze ausschließlich auf der x-Achse, d.h. in Biegeebene, stattfinden dürfen. Dieses Verhalten kann zum einen durch Abweichung der Auslenkrichtung von der idealen x-Richtung und zum anderen durch Verschiebungen der GRIN-Linse innerhalb der Halterung beruhen. Andererseits können die Materialeigenschaften der Na+/Li+-basierten GRIN-Linse selbst eine entscheidende Rolle gespielt haben. Wie in [86] gezeigt, weisen GRIN-Linsen aus den Ionenaustausch-Verfahren aufgrund ihrer inhomogenen Dotierungskonzentration eine radial-azimutale Doppelbrechung auf. Jene intrinsische Doppelbrechung kann die

Verteilung der biegeinduzierten Spannungen innerhalb der gebogenen GRIN-Linse dahingehend beeinflussen, dass sich die radiale Richtung des Fokusversatzes ändert.



**Bild 7.14:** Aus gemessenen Schwerpunktkoordinaten berechneter Summenversatz in Abhängigkeit von der Auslenkung. Die durchgezogene und gestrichelte, schwarze Geraden zeigen theoretisch ermittelte Fokusversätze.

Fasst man die biegeinduzierte Gesamtspannung als Summe beider Hauptspannungen ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ) auf, kann der effektiv wirkende Fokusversatz auch durch die Summe beider  $\langle x \rangle$ - und  $\langle y \rangle$ -Versätze ausgedrückt werden. Aus den gemessenen Schwerpunktkoordinaten wurden dementsprechend Summenversätze berechnet und in Abhängigkeit von der Auslenkungen in Bild 7.14 dargestellt. Ausgehen von den Parametern der GRIN-020 aus Tabelle 5.1 wurde der Fokusversatz

$$FV_{eA}(w) = \frac{3w}{g^2 L_P \cdot (L_P - l_F)} \quad (7.19)$$

für die Auslenkungen  $w$  bei einer Fixierungslänge von 2 mm berechnet und als gestrichelte Linie im Diagramm im Bild 7.14 aufgetragen. Unter Berücksichtigung der spannungsinduzierten Brechungsindex-Änderung nach Gleichung (3.28) sowie der aus Gleichungen (7.5) und (7.10) abgeleiteten Relation

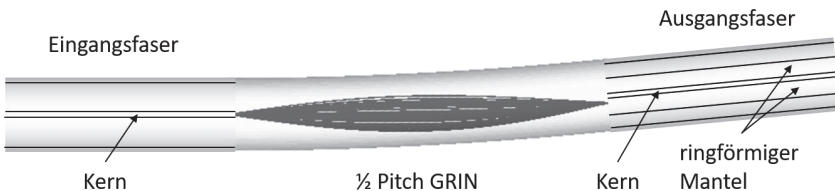
$$w \sim R^{-1} \quad (7.20)$$

wurde der theoretisch ermittelte Fokusversatz zusätzlich durch 1,28 dividiert und als durchgezogene Linie im Diagramm im Bild 7.14 aufgetragen. Auf diese Weise konnte eine eindeutige Übereinstimmung der Messwerte mit der Theorie nachgewiesen werden.

Anhand der GRIN-020 wurde ein Summenversatz von ca.  $\pm 50 \mu\text{m}$  erreicht sowie sein linearer Zusammenhang mit der Auslenkung nachgewiesen.

## 7.4 Zusammenfassung

Aus optischer und zugleich mechanischer Sicht wurden mit der Ausführungsform auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse deutliche Vorteile aufgezeigt. Insbesondere wird die Strahlung durchgehend vom parabolischen Brechungsindexprofil geführt, infolgedessen höchste Kopplungseffizienten und eine vollständige Erhaltung der Strahlqualität gewährleistet sind. Aus optischer Sicht sind damit Voraussetzungen für eine Kopplung von Strahlen beliebiger Qualitäten erfüllt. Unter der Voraussetzung, dass die mechanische Halterung auf Coatings erfolgt und damit Spannungsspitzen vermieden werden können, sind unkritische Beanspruchungen für eine breite Gestaltungsvielfalt berechnet worden. Für sowohl eine einseitige Biegung als auch die gleichmäßige Biegung sind Schaltungen zwischen mehreren Fasern möglich. Beispielhaft wird eine spezielle Ausführungsform der monolithischen Strahlweiche auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse in Bild 7.15 dargestellt. Dieses Prinzip ermöglicht eine umschaltbare Kopplung auf den zentralen Kern sowie den ringförmigen Mänteln einer Mehrfach-Mantel-Faser. In Abhängigkeit von der Schaltstellung nimmt der Freistrahlnach der Ausgangsfaser unterschiedliche Strahldurchmesser in seiner Strahltaile an, wobei seine Divergenz gleich bleibt. Die Strahlqualität wird lediglich durch den jeweiligen Kern bzw. Manteldurchmesser bestimmt. Ein entsprechendes Prinzip der umschaltbaren Strahlkopplung wurde bereits in [13] als Freistrah-Anordnung (vgl. Bild 2.1) sowie im ursprünglichen Konzept der monolithischen Strahlweiche nach [33] als optionale Ausführungsform vorgestellt. Für eine Schaltung zwischen zwei oder mehreren gleichen Kernen können entweder mehrere Ausgangsfasern oder auch eine Zwillingskern-Faser [14] mit mehreren Kernen eingesetzt werden.



**Bild 7.15:** Ausführungsform einer monolithischen Strahlweiche auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse, die eine umschaltbare Kopplung auf den zentralen Kern bzw. den ringförmigen Mantel einer Mehrfach-Mantel-Faser ermöglicht.

Da der Mantel in der Regel radial symmetrisch um den Kern angeordnet ist, spielt die im Kapitel 7.3.2 gemessene Richtungsabweichung des Fokusversatzes eine untergeordnete Rolle. Ein wesentlicher Vorteil dieser Strahlweiche ist die Möglichkeit alle faserbasierten Komponenten auf denselben Außendurchmesser hin auszulegen. Dadurch können Komponenten leichter stoffschlüssig gefügt und durchgehend mit gleichdicken Coating geschützt werden, so dass die Leistungstauglichkeit maßgeblich verbessert werden kann.

## 8 Ausblick

Zurzeit sind technologische Hürden für die Umsetzung der monolithischen Strahlweiche gegeben. Insbesondere ist die Herstellung geeigneter Quarzglas-basierten GRIN-Linsen zu nennen. Für diese Arbeit zugekaufte GRIN-Linsen wurden mit MCVD-, PCVD- und VAD-Verfahren hergestellt. Durch optische Charakterisierung wurden aber unzureichende Abbildungseigenschaften nachgewiesen. Als Hauptursache dafür wurde radiale Inhomogenitäten ihrer Brechungsindexprofile aufgezeigt.

In dieser Arbeit hat sich die Ausführungsform auf Basis einer gebogenen  $\frac{1}{2}$ -Pitch GRIN-Linse als vielversprechend für eine industrielle Umsetzung herauskristallisiert. Die Ausführungsform erlaubt den Einsatz von GRIN-Linsen mit kleinen Durchmessern und damit die Möglichkeit alle faserbasierten Komponenten auf denselben Außendurchmesser hin auszulegen. Durch das Ausziehen von GRIN-Vorformen auf kleine Durchmesser (z.B. auf 250  $\mu\text{m}$ ) könnten auch störende Inhomogenität des Brechungsindexprofils weitgehend reduziert werden. Insbesondere könnten auf diese Weise konzentrische Brechungsindex-Schwankungen in VAD-Fasern vermieden werden. Kleine Durchmesser erlauben ferner den Einsatz herkömmlicher Füge-technik aus der Telekommunikation, welche die Herstellbarkeit und Integration von monolithischen Strahlweichen entscheidend erleichtert.

Als Motivation für weitere Forschungsarbeiten auf diesem Thema soll vor allem der Nutzen für die industrielle Fertigungstechnik in den Vordergrund gestellt werden. Im Vergleich zu heutigen freistrahlbasierten Strahlweichen ermöglichen monolithische Strahlweichen niedrigere Herstellungskosten in einer Serienproduktion sowie eine einfachere Integration. Ausgehend von einer SM-Faser kann wahlweise auf gleiche SM- oder unterschiedliche MM-Ausgangsfasern geschaltet werden, woraus drei unterschiedliche Strahlqualitäten mit derselben Laserstrahlquelle erzeugt werden können. Die Erhaltung der Strahlqualität erlaubt zusätzlich eine mehrstufige Hintereinanderschaltung von monolithischen Strahlweichen, wodurch der Weg für flexible Lasernetzwerke im Bereich der Hochleistungslaser eröffnet wird. Folglich werden die Anlasserfügbarkeit der Laserstrahlquellen sowie die Prozessvielfalt in Bearbeitungsstationen erhöht und damit der Weg für Neugestaltung effizienter laserbasierter Fertigungslinien eröffnet.



# Anhang

## A.1. Abscheidungsverfahren und der Ziehprozess

Die Herstellung einer Glasfaser wird generell in zwei getrennten Verfahrensschritten durchgeführt, indem zuerst eine Vorform hergestellt und zweitens diese zur Faser auszogen wird. Die klassische Vorformherstellung läuft in sog. Abscheidungsverfahren ab, bei denen Quarzglas ( $\text{SiO}_2$ ) als Basismaterial eingesetzt wird.

Quarzglas ist ein amorpher Festkörper, der oberhalb seiner Erweichungstemperatur von etwa 1700 °C [61] Eigenschaften einer zähen Flüssigkeit annimmt. Anders als bei Kristallen ist Quarzglas ohne Fehlstellen und Versetzungen herstellbar, so dass Strahlung störungsfrei propagieren kann. Zusätzlich besitzt Quarzglas eine sehr hohe Bindungsenergie zwischen den Si- und den O- Atomen von 20 GW/cm<sup>2</sup> [53] und damit eine sehr hohe intrinsische Zerstörschwelle. Infolge von kleinsten Imperfektionen oder auch mechanischen Überbelastungen können jedoch Faserabbrände (sog. fiber fuses) bereits bei Intensitäten im Bereich von 2 - 3 MW/cm<sup>2</sup> [87] entstehen. Folglich ist die Vorformherstellung an hohe Reinheitsanforderung gebunden, die eine möglichst saubere Reaktion des hochreinen Siliziumchlorids ( $\text{SiCl}_4$ ) mit Sauerstoff gemäß



erfordert. Nebenreaktionen, die OH-Ionen in das Quarzglas einbinden, werden in heutigen Herstellungsverfahren mithilfe spezieller Dehydrierungsmethoden auf ein Minimum von 2 - 4 ppm reduziert [53]. Zusätzlich zum Quarzglas werden Dotierungen zur Modifikation des Brechungsindex eingesetzt, wobei z.B. Germanium und Phosphor den Brechungsindex erhöht und Fluor den Brechungsindex senkt. Der Einfluss unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen auf den Brechungsindex vom Quarzglas wird in [88] detaillierter beschrieben.

### Outside Vapour Deposition (OVD)

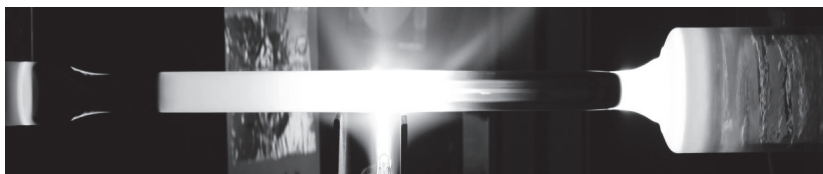
Bei dem OVD-Verfahren werden auf einen Rundstab aus Keramik oder Graphit von außen die gasförmigen Chemikalien in die Gasflamme eingeblasen, verglasen dabei und setzen sich in Form von Mikropartikel mit einem Durchmesser von ca. 100 nm auf den



Rundstab ab [36] [88]. Mithilfe der Zulaufregelung der eingeblasenen Gase kann die Dotierungskonzentration jeder einzelnen Schicht einzeln eingestellt werden. Durch die Rotations- und Lateral-Bewegung des Rundstabes können ferner gleichmäßige Glasschichten mehrlagig abgeschieden werden. Beim OVD-Verfahren werden Abscheidungsraten von 1,8 g/min im Kernbereich und 6 g/min im Mantelbereich erreicht [88]. Nach dem Abscheidungsvorgang wird der Keramikstab entfernt und die porösen Schichten im Hochtemperaturofen zum festen Glasrohr gesintert. Im letzten Schritt wird das gesinterte Glasrohr erneut stark erhitzt und unter leichter Zugkraft kollabiert, d.h. der mittlere Bereich der Vorform geschlossen.

### **Modified Chemical Vapour Deposition (MCVD)**

Das 1974 in Bell Labs entwickelte MCVD-Verfahren [88] basiert auf der Abscheidung der Gasphasen im Inneren einer rohrförmigen Vorform. Dieser Prozess beginnt mit einem rotierenden Glasrohr, das mit unterschiedlichen Gasen durchströmt und gleichzeitig mit radial angeordneten Brennern von außen geheizt wird. Die Brenner werden entlang der Vorform verfahren und initiieren abschnittsweise chemische Reaktionen der beteiligten Gase. Dabei werden Mikropartikel mit einem Durchmesser von ca. 200 nm gebildet und in der kalten Zone als poröse Schichten mit Dicken von 15  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$  an der Rohrrinnenwand abgeschieden [88]. Das MCVD-Verfahren ist vergleichsweise wenig effizient, so dass Abscheidungsraten von ca. 0,5 g/min erreicht werden [88]. Wie im Bild A.1.1 dargestellt, werden letztlich die abgeschiedenen Schichten gesintert, indem die Vorform bei Temperaturen von 1800 °C bis 2000 °C zu einem Stab kollabiert wird.



**Bild A.1.1:** MCVD-Drehbank im Betrieb am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) [89].

### **Plasma Chemical Vapour Deposition (PCVD)**

1980 wurde das PCVD erstmals in Bell Labs als ein abgewandeltes Verfahren zum MCVD eingeführt und diente in erster Linie zur Reduzierung der OH-Gruppen bei der Vorformherstellung [88]. Anstelle der Gasflammen wird dabei mithilfe eines Mikrowellenresonators Plasma innerhalb des Rohrsubstrats angeregt. Reines bzw. dotiertes Quarzglas wird somit direkt, also ohne Erzeugung von porösen Schichten, an der Innenseite des Rohrsubstrates abgeschieden. Um mechanische Spannungen an den

ichten Schichten zu reduzieren, wird das Rohrschubstart zusätzlich mithilfe eines Ofens oder Flammen auf eine Temperatur von ca. 1200 °C geheizt. Mit dem PCVD-Verfahren können im Vergleich zum MCVD-Verfahren extrem dünne Schichten im Bereich von 1 µm abgeschieden werden [88]. Die Abscheidung erfolgt relativ schnell, so dass hunderte Zyklen durchgeführt werden, was eine sehr gute Kontrolle der Brechungsindexprofile ermöglicht [88]. Während der Sintervorgang wegfällt, wird das PCVD-Verfahren ebenso mit der Kollabierung abgeschlossen.

### **Vapour Axial Deposition (VAD)**

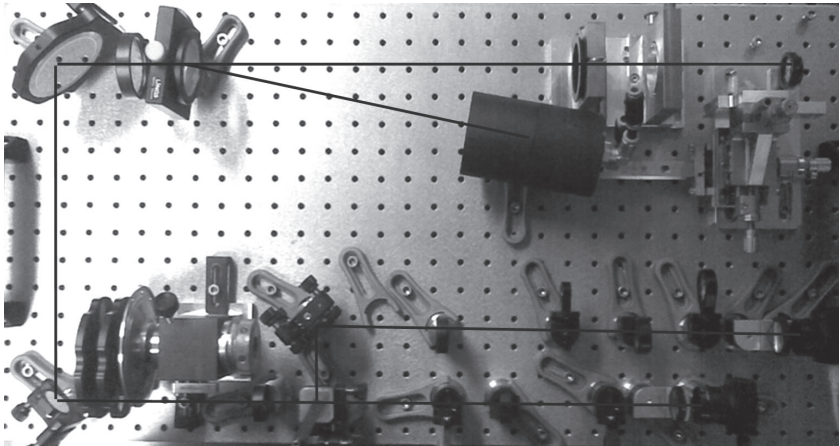
Das in Japan entwickelte VAD-Verfahren [36] wird als ein kontinuierliches Verfahren zur Herstellung von optischen Fasern verwendet [88], das folglich auch ohne Kollabierung auskommt. Es handelt sich hierbei um ein axiales Abscheidungsverfahren, bei dem die Mikropartikel stets an der Stirnseite eines massiven Glasstabes abgelagert werden. Der Glasstab steht dabei unter permanenter Drehung und wächst longitudinal an. Der kritischste Teil des VAD-Verfahrens ist die Abscheidungskammer, in der zugleich der Kern und Mantel abgeschieden werden. Um das vorgesehene Brechungsindexprofil zu erhalten, müssen die Flammenbrenner sorgfältig positioniert werden [88]. Bei dieser axialen Züchtung resultiert in der Regel eine oval ausgeprägte Abscheidungsfläche [90]. In einen über der Abscheidungskammer angeordneten Ofen wird hierbei Vorform kontinuierlich gesintert.

### **Herstellung von Fasern aus Vorformen**

Die Herstellung der eigentlichen Faser erfolgt im sog. Zieh-Prozess. Das geschieht im sog. Faserziehturm, bei dem im oberen Bereich der Ofen, im mittleren Bereich eine Beschichtungsvorrichtung und im unteren Bereich Antriebs- und Aufnahme-Rollen untergebracht sind. Die Herstellung findet damit in der vertikalen Richtung von oben nach unten statt und wird in drei sequenzielle Abschnitte unterteilt. Im ersten Abschnitt wird die Vorform bei etwa 2000 °C im Ofen aufgeheizt und stetig nachgeführt. Im zweiten Abschnitt wird die Glasfaser aus der erweichten Vorform mithilfe von sekundären Antriebsrollen gleichmäßig nach unten gezogen. Im zweiten Abschnitt erfolgt auch das Aufbringen und Aushärten des Coatings statt. Je nach Coating-Material kommen zum Aushärten infrarote-Lampen (für Silikone) oder UV-Lampen (für Akrylate und Polymide) zum Einsatz. Im dritten Abschnitt wird die beschichtete Faser mithilfe der primären Antriebsrolle auf die benötigte Spannung gebracht, gleichmäßig gezogen und auf die Aufnahmespule gespult. Bei einem Faserdurchmesser von 125 µm resultiert aus dem typischen Vorformdurchmesser von 25 mm ein Zieh-Verhältnis von 1/200. Das Längenverhältnis skaliert quadratisch, so dass das 40000-fache der Vorformlänge in Form einer 125 µm Faser gezogen werden können.

## A.2. Der Strahlanalyse Aufbau

Der Strahlanalyse Aufbau und deren optische Anordnung ist im Bild A.2.1 dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde es zur Charakterisierung von Laserstrahlen für Leistungen bis ca. 1.2 kW eingesetzt.



**Bild A.2.1:** Fotografie des Strahlanalyse Aufbaus von oben. Der optische Pfad ist mit schwarzen Linien eingezeichnet.

Rechts oben im Bild A.2.1 beginnend, wird ein divergenter Strahl mit einer asphärische Einzellinse aus hochreinem Quarzglas kollimiert. Diese Kollimationslinse wurde auf eine hohe NA von 0,4 ausgelegt. Nach Kollimation im Abstand einer Brennweite der Kollimationslinse ist eine Halterung für Fernfeld-Blenden vorgesehen. Fernfeld-Blenden für unterschiedliche numerische Aperturen können in der Halterung mittig zur Strahlachse eingebracht werden.

Im weiteren Strahlverlauf erfolgt eine Leistungsdämpfung mithilfe eines dichroitischen Spiegels, der unter einen kleinen Winkel zur Strahlachse angeordnet wird. Der höhere Leistungsanteil von  $> 99\%$  wird dadurch in eine wassergekühlte Strahlfalle reflektiert und lediglich  $1\%$  der transmittierten Leistung zur Charakterisierung eingesetzt.

Nach dem dichroitischen Spiegel folgen eine Fokussierlinse sowie zwei Strahlumlenkungen. In der entsprechenden Fokusebene können über ein Teilapparat

unterschiedlich große Nahfeld-Blenden präzise im Strahlengang eingestellt werden. Die Blendenbohrungen wurden in eine Scheibe aus Messing lasergebohrt.

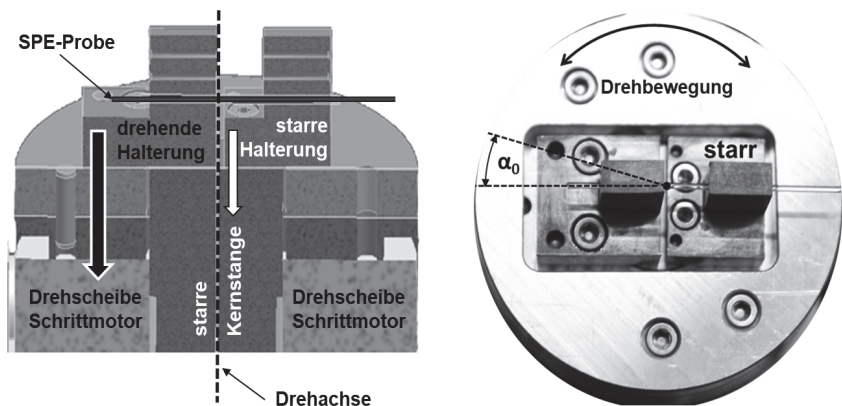
Im weiteren Verlauf wird der Strahl mit einem Strahlteilerwürfel gleichmäßig aufgeteilt und über unterschiedliche Optik-Konfigurationen auf zwei CCD-Kameras abgebildet. Mithilfe unterschiedlicher Optik-Kombinationen konnte das Nahfeld mit einer 10- oder 80-facher Vergrößerung abgebildet werden. Das Fernfeld hingegen wurde mit einer 0,625- oder 0,1-fachen Verkleinerung abgebildet.

Die Auswertung der Intensitätsverteilungen im Nah- und Fernfeld erfolgte mithilfe einer für dieses Gerät entwickelten Software mit der Bezeichnung: RealtimeProfil. Dieses Labview<sup>TM</sup>-basierte Programm erlaubte eine Bestimmung von Strahldurchmessern nach DIN-Norm [69] in Echtzeit.

### A.3. Statische Beanspruchung des SPE

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die monolithische Strahlweiche auf Basis von zwei  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linsen eine Ausfallwahrscheinlichkeiten statistisch ermittelt. Dazu wurde ein sog. Drehtisch konstruiert, der die geforderte Drehbewegung der SPE-Proben ausführen konnte. Als Basis diente ein kommerziell erhältlicher Schrittmotor des Typs M-038 von Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. Durch eine definierte Reihenfolge bei der Montage des Drehtisches sowie durch die Einhaltung mechanischer Toleranzen von 1/100 mm bei den Einzelteilen, wurde eine Genauigkeit der spezifischen Drehbewegung bestmöglich eingehalten.

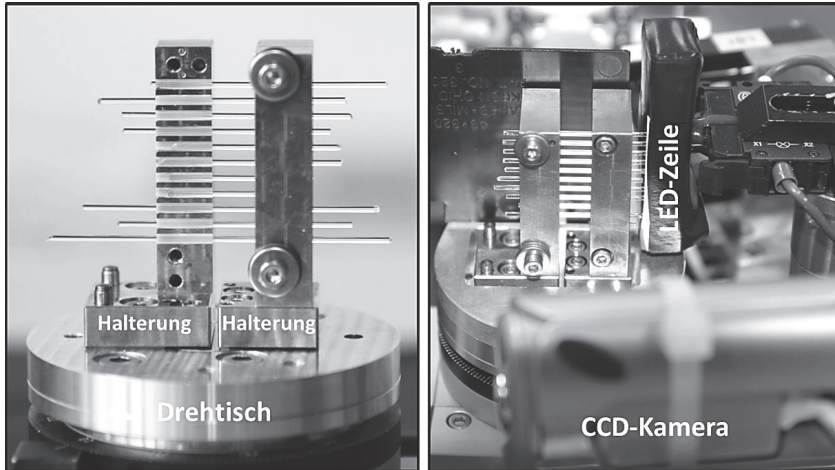
Ausgehend von beiden Darstellungen des Drehtisches im Bild A.3.1 lässt sich die Funktionsweise des Drehtisches nachvollziehen. Die Drehbewegung erfolgt über die Drehscheibe des Schrittmotors, die mit der linken Halterung mechanisch verbunden ist. Mit der Verstellung der Drehscheibe wird folglich die linke Halterung um die Drehachse verdreht. Die rechte Halterung ist hingegen mit der starren Kernstange mechanisch verbunden. Die beidseitig fixierte SPE-Probe wird folglich wie im Kapitel 6 beschrieben um den Drehwinkel  $\alpha_0$  einseitig verdreht.



**Bild A.3.1:** Links: Konstruktionszeichnung des Drehtisches im Querschnitt. Rechts: photographische Abbildung des Drehtisches von Oben.

Die Biegeversuche wurden mit mehreren SPE-Proben durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde eine spezielle Halterung (vgl. Bild A.3.2) entwickelt, die bis zu 11 SPE-Proben gleichzeitig aufnimmt. Die Halterung der SPE-Proben erfolgte in Analogie zu der im

Bild 6.7 dargestellten Klemmung mithilfe von  $\text{ZrO}_2$ -Ferrulen. Für die Montage der SPE-Proben wurden die Halterungen auf dem Drehtisch verstiftet und verschraubt sowie der Drehtisch auf einen Drehwinkel von 0 Grad vorjustiert. Durch diese Maßnahmen wurden möglichst gleiche Anfangsbedingungen für alle untersuchten SPE-Proben sichergestellt.

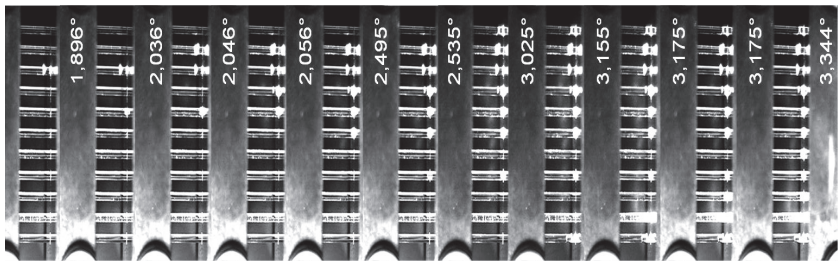


**Bild A.3.2:** Links: Abbildung der Halterung von 11 SPE-Proben mithilfe von  $\text{ZrO}_2$ -Ferrulen. Rechts: Abbildung des Versuchsaufbaus mit dem 11 SPE-Proben kontinuierlich ausgelenkt und mit der CCD-Kamera überwacht wurden.

Für eine automatisierte Versuchsdurchführung wurde eine auf LabVIEW® basierte Computersteuerung programmiert und eingesetzt. Wie rechts im Bild A.3.2 dargestellt, wurde dazu eine Einrichtung für Bruch-Überwachung der SPE-Proben vorgesehen, bei der die ausgelenkten SPE-Proben mittels CCD-Kamera fotografiert und jene CCD-Aufnahmen an die Computersteuerung zur Bildanalyse übermittelt wurden. Zusätzlich wurden alle SPE-Proben von ihren rechten Enden aus (vgl. Bild A.3.2) mit einer Grünlicht-LED ausgeleuchtet. Auf diese Weise wurden auf den CCD-Aufnahmen mit gebrochenen SPE-Proben differenzierte Helligkeitsunterschiede erzeugt, die vom eingesetzten Bilderkennungsmodul von LabVIEW® (Vision Development Module) verarbeitet werden konnten.

## Ablauf der statischen Versuchsdurchführung und Auswertung

Bei dem automatisierten Ablauf der statischen Biegeuntersuchung wurde ein Drehwinkel von 0 Grad voreingestellt und ferner schrittweise um 1/1000 Grad in nur eine Richtung kontinuierlich verstellt. Für jeden angefahrenen Drehwinkel wurde eine Wartezeit von 10 Sekunden eingehalten und eine CCD-Aufnahme der SPE-Proben an die Computersteuerung übertragen. Das Bilderkennungsmodul hat die Summe der Helligkeitswerte relevanter Bildpunkte gebildet und diese in Relation zu vorherigen Summen gesetzt. Im Falle eines Faserbruchs fand an der Bruchstelle eine Zunahme des Streulichts statt, infolgedessen die Summe der Helligkeitswerte relativ angestiegen ist. In diesen Fällen hat die Computersteuerung das Speichern jener CCD-Aufnahme mit der Angabe des aktuellen Drehwinkels ausgelöst und danach den nächsten Drehwinkel angefahren. Andernfalls wurde ohne Speicherung jener CCD-Aufnahme direkt der nächste Drehwinkel angefahren. Mit dieser Maßnahme konnte die Anzahl der gespeicherten CCD-Aufnahmen wesentlich reduziert werden. Nach ca. 15 Stunden Laufzeit lieferte ein Durchlauf 11 Drehwinkel bei denen Ausfälle zumindest einer SPE-Probe verzeichnet wurden (vgl. Bild A.3.3).



**Bild A.3.3:** Hintereinander gereichte CCD-Aufnahmen von 11 ausgelenkten SPE-Proben auf denen Ausfälle detektiert wurden. Die zugehörigen Drehwinkel sind jeweils seitlich eingetragen.

Um belastbare statistische Aussagen zu erhalten, wurden insgesamt drei Durchläufe mit jeweils 11 SPE-Proben durchgeführt. Die statistische Auswertung wurde anhand der Weibull-Statistik durchgeführt. Für Drehwinkel  $i$ , bei denen ein Ausfall stattfand, wurden Ausfallwahrscheinlichkeiten [91]

$$H = \frac{i - 0,3}{n + 0,4} \quad (\text{A.2})$$

berechnet, wobei für  $n$  der zuletzt angefahrne Drehwinkel, bei dem ein Ausfall stattfand, eingesetzt wurde. Wie in [91] und [92] beschrieben, werden ferner zwei Funktionsreihen

$$X = \ln(i - \alpha_0), \quad Y = \ln(\ln((1 - H)^{-1})), \quad (\text{A.3})$$

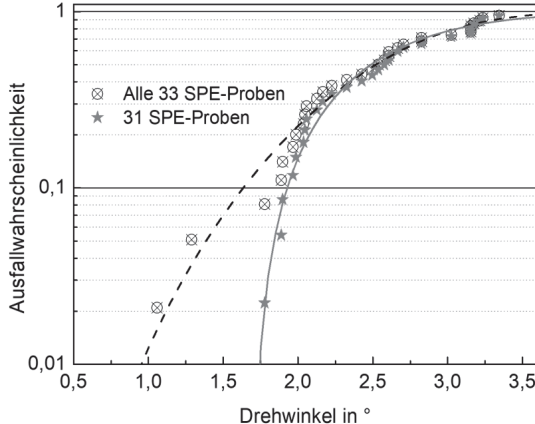
berechnet, die aus der drei-parametrischen Weibull-Funktion

$$H(\alpha) = 1 - e^{-\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{A - \alpha_0}\right)^b} \quad (\text{A.4})$$

abgeleitet sind. Im Einzelnen bestehen die Weibull-Parameter aus dem charakteristischen Drehwinkel  $A$ , dem Formparameter  $b$  sowie dem ausfallfreien Drehwinkel  $\alpha_0$ . Im linearisierten Wahrscheinlichkeitsdiagramm wurden die beiden Funktionsreihen folglich mit einer linearen Funktion

$$Y = bX - b \cdot \ln(A - \alpha_0) \quad (\text{A.5})$$

angepasst. Für eine minimale Residualquadratsumme [93] wurden aus dieser linearen Anpassungsfunktion schließlich die Weibull-Parameter abgeleitet.

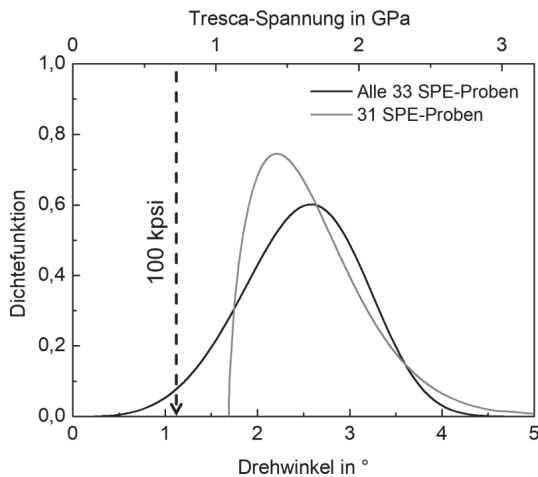


**Bild A.3.4:** Anhand der Weibull-Statistik durchgeführte statistische Auswertung für alle 33 und 31 selektierte SPE-Proben.

In Bild A.3.4 ist eine statistische Auswertung anhand der Weibull-Statistik für alle 33 und 31 selektierte SPE-Proben aufgeführt. Zwei Ausfälle sind auffällig früh aufgetreten, so dass sie für eine zweite Betrachtung ausselektiert wurden. Mit der Anpassung nach Gleichung (A.5) für 33 Ausfälle ergeben sich folgende Weibull-Parameter:  $A = 2,74^\circ$ ,



$b = 4,35$ ,  $\alpha_0 = 0^\circ$  bei einer Residualquadratsumme von 1,32. Die Auswertung zeigt, dass Ausfälle bereits ab dem Drehwinkel von 0 Grad auftreten können. Nach der Griffithsche Sprödbbruchtheorie (vgl. Gleichung (5.8)) ergeben sich für längere Risse höhere Wahrscheinlichkeiten spröder Brüche. Unter der Annahme, dass beide Frühausfälle durch entsprechend lange Mikrorisse bedingt sind, wurden die selektierten 31 Ausfälle einzeln ausgewertet und daraus folgende Weibull-Parameter:  $A = 2,7^\circ$ ,  $b = 1,55$ ,  $\alpha_0 = 1,69^\circ$  bei einer Residualquadratsumme von 0,87 abgeleitet. Diese 31 Ausfälle sind demnach erst ab einem ausfallfreien Drehwinkel von 1,69 Grad aufgetreten.



**Bild A.3.5:** Berechnete Dichtefunktionen basierend aus den ermittelten Weibull-Parametern der statischen Biegeuntersuchung. Auf der oberen x-Achse wurden entsprechend zu den Drehwinkeln die Tresca-Spannungen nach Bild 6.5 zugewiesen.

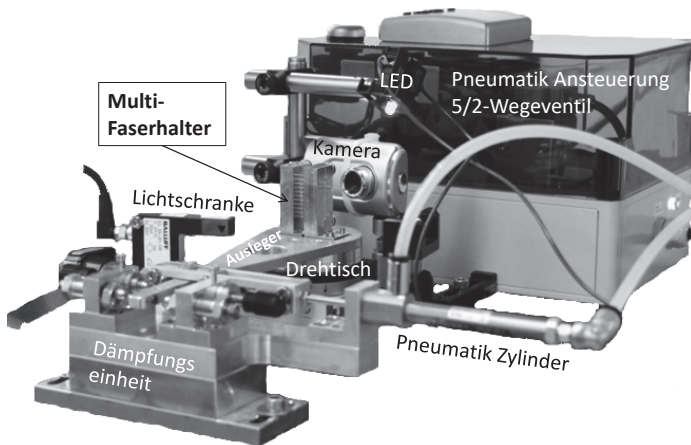
In Bild A.3.5 sind die ermittelten Weibull-Parameter in eine Dichtefunktion [92]

$$f(\alpha) = \frac{b}{A - \alpha_0} \left( \frac{\alpha - \alpha_0}{A - \alpha_0} \right)^{b-1} e^{-\left( \frac{\alpha - \alpha_0}{A - \alpha_0} \right)^b} \quad (\text{A.6})$$

eingesetzt. Während aus den Weibull-Parametern der 33 SPE-Proben eine Normalverteilung resultiert, entsteht aus den Weibull-Parametern der 31 SPE-Proben eine Verteilung mit steilerem Anstieg, die erst bei Spannungen ab ca. 1 GPa beginnt.

## A.4. Dynamische Beanspruchung des SPE

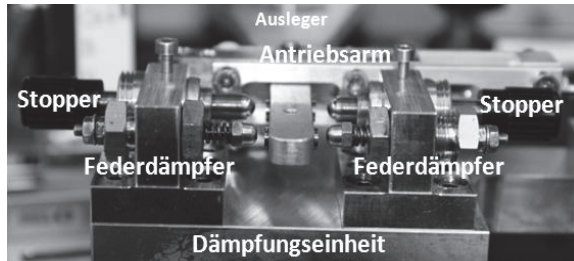
Für die dynamische Biegeuntersuchung wurde ein alternativer Antrieb entwickelt, der den Schaltvorgänge im Millionenbereich möglichst materialschonend durchführen konnte. Dazu wurde der Schrittmotor des Drehtisches durch einen pneumatischen Antrieb ersetzt, der über ein programmierbares 5/2-Wegeventil mit Pressluft versorgt wurde. Im Bild A.4.1 wird eine Fotografie des Versuchsaufbaus gezeigt und dessen Einzelkomponenten beschrieben. Der Pneumatik-Zylinder bewegte den Ausleger in beide Richtungen hin und her und bewirkt somit eine Drehbewegung des Drehtisches, auf dem 11 SPE-Proben fixiert wurden. Die Halterung sowie die Bruch-Überwachung der SPE-Proben erfolgten in Analogie zum im Anhang A.3 beschriebenen Vorgehen. Die Lichtschranke wurde als Signalgeber eingesetzt, durch den für jeden Schaltzyklus (SZ) eine CCD-Aufnahme der SPE-Proben ausführt und von der Computersteuerung analysiert wurde. Ein Schaltzyklus entspricht dabei zweien entgegen gerichteten Schaltvorgängen, also einen vollen Bewegungsablauf bis in die Ursprungslage zurück.



**Bild A.4.1:** Fotografie des Versuchsaufbaus mit pneumatischem Antrieb für die dynamische Biegeuntersuchung.

Bild A.4.2 zeigt die eingesetzte Dämpfungseinheit, mit der die Kraft des pneumatischen Zylinders materialschonend aufgefangen und der Ausleger in definierter Position gestoppt wurde. Die Auslenkungen des Auslegers erfolgten dabei zwischen zwei Stoppern, die mittels Mikrometerschrauben präzise auf die jeweiligen Drehwinkel

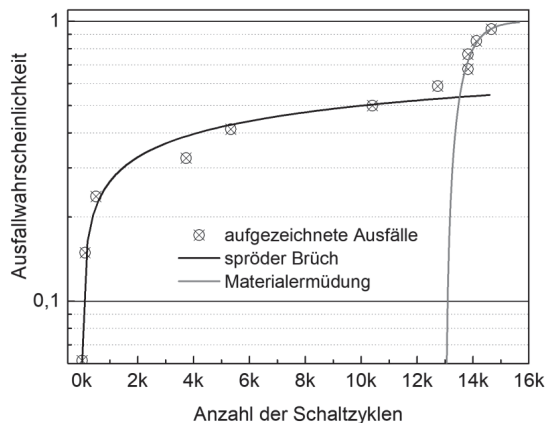
eingestellt wurden. Bevor der Ausleger einen der beiden Stopper erreichte, wurde zuvor ein Federdämpfer dahingehend eingedrückt, dass der Ausleger bereits vor dem Stopper abgebremst werden konnte.



**Bild A.4.2:** Fotografie der Dämpfungseinheit mit den einzelnen Komponenten.

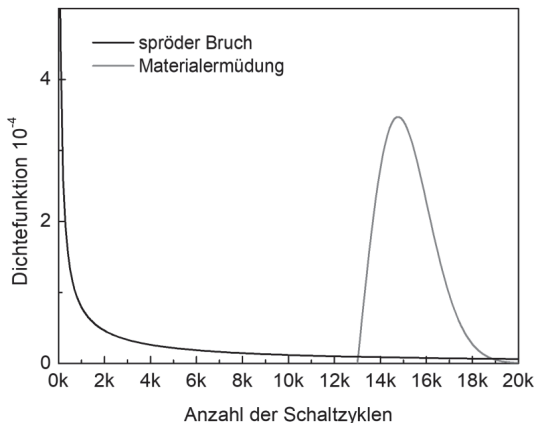
## Ablauf der dynamischen Versuchsdurchführung und Auswertung

Mit dem dynamischen Versuchsaufbau wurde eine Schaltwiederholrate von 10 Hz erreicht, so dass für eine Million Schaltvorgänge ca. 1,2 Tage Dauerbetrieb benötigt wurde. Für die dynamische Biegeuntersuchung wurden Drehwinkel von  $\pm 1.5$  Grad voreingestellt. Die Auswertung erfolgte ebenso anhand der Weibull-Statistik, wobei aber der Drehwinkel durch die Anzahl der Schaltzyklen substituiert wurde.



**Bild A.4.3:** Anhand der Weibull-Statistik durchgeführte statistische Auswertung von 11 SPE-Proben, die dynamisch zwischen Drehwinkeln von  $\pm 1.5$  Grad und bei einer Beanspruchung von 1 GPa geschaltet wurden.

Basierend auf einem Durchlauf mit 11 dynamisch gebogenen SPE-Proben zeigt Bild A.4.3 zwei Ausfallwahrscheinlichkeiten, die mit zwei unterschiedlichen Weibull-Funktionen angeglichen wurden. Für die Anpassung der ersten 7 Ausfälle ergeben sich dabei folgende Weibull-Parameter:  $A = 28772$ ,  $b = 0,35$ ,  $SZ0 = 0$  mit einer Residualquadratsumme von 0,1. Bei einem Formparameter mit  $< 1$  spricht man von Frühausfällen [92], die beispielsweise eine spröde Brüche verursacht wurden. Für die letzte 4 Ausfälle wurden folgende Weibull-Parameter:  $A = 15480$ ,  $b = 2,01$ ,  $SZ0 = 13000$  mit einer Residualquadratsumme von 0,55 ermittelt. Bei einem Formparameter mit  $> 1$  spricht man hingegen von Spätausfällen [92], die beispielsweise durch eine Materialermüdung verursacht wurden. Während die ersten 7 Ausfälle auf Frühausfälle hindeuten, liegen die restlichen 4 Ausfälle sichtbar auf einer Anpassungsfunktion, die auf Spätausfälle zurückgeführt wird. Aufgrund der geringen Anzahl an untersuchten SPE-Proben geben die resultierenden Weibull-Parameter lediglich ein tendenzielles Verhalten wieder.



**Bild A.4.4:** Berechnete Dichtefunktionen basierend auf den ermittelten Weibull-Parametern der dynamischen Biegeuntersuchung.

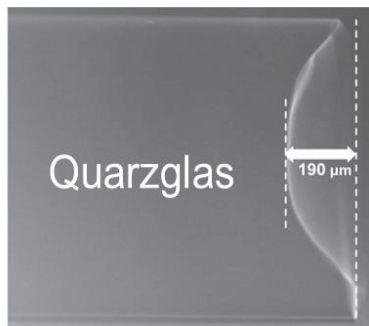
In Bild A.4.4 sind die für die Weibull-Parameter ermittelten Dichtefunktionen dargestellt. Die Ausfallwahrscheinlichkeit aufgrund von Frühausfällen ist anfangs sehr hoch. Die mechanischen Anschläge des pneumatischen Antriebs erzeugten, trotz vorgesehener Dämpfung, starke Vibrationen, die über den Ausleger auf die SPE-Proben übergehen konnten und die Ausfallwahrscheinlichkeit beeinflusst haben. Die Spätausfälle verkürzen die Lebensdauer der SPE-Proben hingegen erst ab einer Anzahl von ca. 13000 Schaltzyklen.

## A.5. Fügeverfahren für die monolithische Strahlweiche

Das Fügen von optischen Fasern wird heutzutage durch das Spleißen realisiert. Beim sog. Spleißen werden mit einem Faserbrechgerät (Cleave) gebrochene Faserenden mithilfe eines Lichtbogens lokal auf ihre Erweichungstemperatur aufgeheizt und präzise und definiert ineinander gefahren. Gespleißte Fasern weisen in der Regel optische Verluste von 0,02 dB ( $< 0,5\%$ ) auf, wodurch sich Einsatzmöglichkeiten auch im Bereich der Hochleistungslaser etabliert haben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Verfahren für das Fügen von Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen mit Quarzglas-basierten Fasern untersucht. Eine große Herausforderung stellte das Basismaterial der GRIN-Linsen (vgl. Abschnitt 4.1) da, das eine weit tiefere Erweichungstemperatur (bei ca.  $510\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) als das Quarzglas (bei ca.  $1700\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) aufweist.

### Das Spleißen der Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen

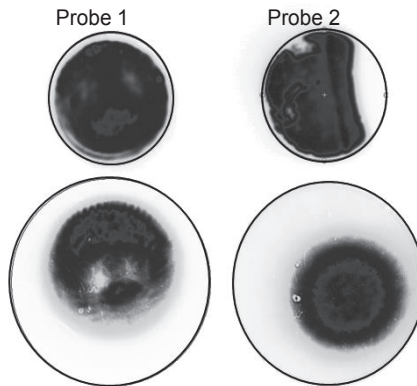


**Bild A.5.1:** Mikroskopaufnahme einer Quarzglas-basierter Faser, die an Na+/Li+-basierte Faser gespleißt wurde und danach abgebrochen ist. Die beiden geschichteten Linien markierten einen  $190\text{ }\mu\text{m}$  tiefen Materialausbruch.

Ein Lichtbogen eines Spleißgerätes kann relativ tiefe Temperaturen von  $500\text{ }^{\circ}\text{C}$  in der Regel nicht erreichen. Für das Spleißen der Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen wurde deshalb ein  $\text{CO}_2$ -Laser-basiertes Verfahren [94] angewendet. Für den ersten Versuch wurden  $1\text{ mm}$  dicke Faser aus Quarzglas und Na+/Li+-basierten Material eingesetzt. Die Na+/Li+-basierte Faser wurde mit einem fokussierten  $\text{CO}_2$ -Laserstrahl auf ihrer Stirnseite bis zum Erweichen aufgeheizt und die Quarzglas-basierte Faser darauf geschoben, sodass beide Faser stoffschlüssig verschmolzen. Die erzeugte Spleißstelle

war jedoch mechanisch instabil und ist direkt nach dem Spleißen abgebrochen. Die Mikroskopaufnahme im Bild A.5.1 zeigt einen 190  $\mu\text{m}$  tiefen Materialausbruch im Quarzglas. Bei Temperaturen von größer als 150  $^{\circ}\text{C}$  könnten Diffusionsprozesse im Na+/Li+-basierten Material stattfinden, die auf das kontaktierte Quarzglas übergreifen und dessen Gefüge schwächen.

In [26] wird ein alternatives Verfahren beschrieben, dass für das Spleißen von Gläsern mit unterschiedlichen Erweichungstemperaturen eingesetzt wird. Dabei wird eine mechanische Vorspannung zwischen zwei optischen Komponenten erzeugt und deren äußere Kanten mit einem CO<sub>2</sub>-Strahl rundum verschmolzen. Der Energieeintrag wird mit einem Leistung-Zeitprofil fein abgestimmt, so dass eine mechanisch stabile und stoffschlüssige Verbindung entsteht. Basierend auf diesen Verfahren [26] wurden Spleiße zwischen 1/4-Pitch GRIN-Linsen des Typs: GT-LFRL-100-025-20 [46] und Quarzglas-Fasern ( $\varnothing_K = 100 \mu\text{m}$  und  $\varnothing_{FM} = 125 \mu\text{m}$ ) in Auftrag gegeben und hergestellt.



**Bild A.5.2:** Nahfelder (oben) und Fernfelder (unten) aufgenommen nach Eingangsfasern mit angespleißten 1/4-Pitch GRIN-Linsen. Die schwarzen äußeren Kreise entsprechen den Geometrien der Faserkerne bzw. der GRIN-Linsen.

Die hergestellten Spleiße wurden im Rahmen dieser Arbeit mit dem Strahlanalyse-Aufbau (vgl. Anhang A.2) charakterisiert. Mithilfe der links im Bild 6.9 dargestellten Freistrahlkopplung wurde Strahlung in die Eingangsfasern eingekoppelt und die angespleißten 1/4-Pitch GRIN-Linsen ausgeleuchtet. Die resultierenden Nah- und Fernfelder sind im Bild A.5.2 dargestellt. Während das Nahfeld der Probe 1 relativ homogen ist, wird das Nahfeld der Probe 2 teilweise abgeschnitten. In beiden Fernfeldern sind hingegen eine deutliche Dezentrierungen sichtbar. Im Fernfeld der Probe 1 ist zudem eine deutliche Inhomogenität im Zentrum der GRIN-Linse sichtbar.

Die aufgenommenen Intensitätsverteilungen in beiden Proben deuten auf Änderungen des Brechungsindex sowie mechanische Instabilitäten hin. Auch bei diesen Verfahren sind Spannungen aufgrund von unterschiedlichen Erstarrungstemperaturen an den Spleißstellen entstanden. Trotz des abgestimmten Leistung-Zeitprofils wurden auch hierbei Diffusionsprozesse im Bereich des Faserkerns angeregt. Die Dezentrierung in beiden Fernfeldern kann unter anderem aus Winkelversätzen zwischen GRIN-Linsen und angespleißten Eingangsfasern resultieren.

## Kleben der Na+/Li+-basierten GRIN-Linsen

Um Gläser mit unterschiedlichen Erweichungstemperaturen zu fügen, sind die Komponenten der monolithischen Strahlweiche schließlich mit optischen Klebern (siehe Tabelle A.5) stoffschlüssig verbunden worden. Bei den eingesetzten Klebstoffen handelt es sich um transparente, UV-härtende Fluide unterschiedlicher Viskosität, die mit 1,504 einen zum Quarzglas ( $n_{\text{SiO}_2} = 1,459$  bei 589,6 nm) ähnlichen Brechungsindex aufweisen. Bei diesem Fügeprozess findet keine Aufschmelzung des Glasmaterials statt, so dass Diffusionsprozesse im Na+/Li+-basierten Material und soeben beschriebene Nachteile vermieden werden.

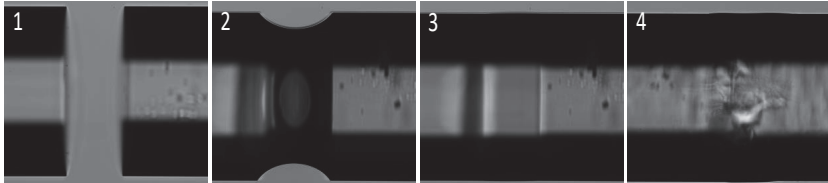
optische Klebstoffe	Brechungsindex bei 589.6 nm	Viskosität [cP]	Temperaturbereich [°C]
<b>Dymax® OP-29</b>	1,504	2500	von -55 bis +200
<b>Dymax® OP-54</b>	1,506	105	von -30 bis +125

**Tabelle A.5:** Zusammenstellung der eingesetzten optischen Klebstoffe.

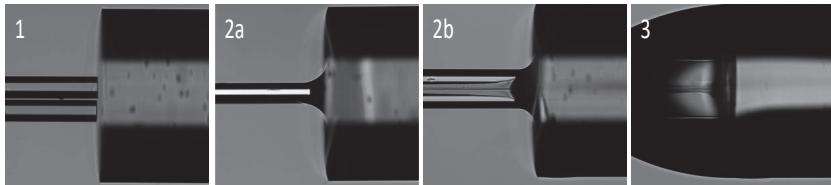
Vor dem Kleben mussten die faserbasierten Komponenten zunächst mit einem Cleaver gebrochen werden. Da resultierende Winkelfehler an den Bruchstellen durch das Kleben nicht ausgeglichen werden können, wurden von vornherein enge Toleranzen für Bruchwinkel von  $< 0,5$  Grad vorgegeben. Die Bestimmung dieser Bruchwinkel erfolgte mit einem Spleiß-Gerät (GPX-3400 von Vytran LLC). Dieses Spleiß-Gerät diente zugleich als eine feinmechanische Vorrichtung, die eine nanometer-genaue Ausrichtung der faserbasierten Komponenten ermöglichte. Kamerabasierend konnten die radialen Versätze zwischen geklebten Komponenten ausgeglichen werden.

Im Bild A.5.3 sind einzelne Schritte dieses Fügeprozesses anhand von Kameraaufnahmen des GPX-3400 veranschaulicht. In diesen Fall wurde eine GRIN-020-Linse mit einem SPE verklebt. Nach dem Einlegen der Komponenten im Spleiß-

Gerät wurde eine Ausrichtung auf ihre Außenkanten sowie die Annäherung auf  $15\text{ }\mu\text{m}$  durchgeführt (vgl. Schritt 1 im Bild A.5.3). Im zweiten Schritt wurde der dünnflüssigere Klebstoff (OP-54) punktuell zwischen die beiden Komponenten aufgetragen. Der Klebstoff wurde aufgrund von Kapillarkräften in den Zwischenraum gezogen und hat sich festgesetzt (vgl. Schritt 2 im Bild A.5.3). Anschließend wurden die Komponenten auf Kontakt zusammengefahren (vgl. Schritt 3 im Bild A.5.3). Schließlich wurde mit einer UV-Lampe (bei  $365\text{ nm}$ ) der Klebstoffes ausgehärtet (vgl. Schritt 4 im Bild A.5.3).



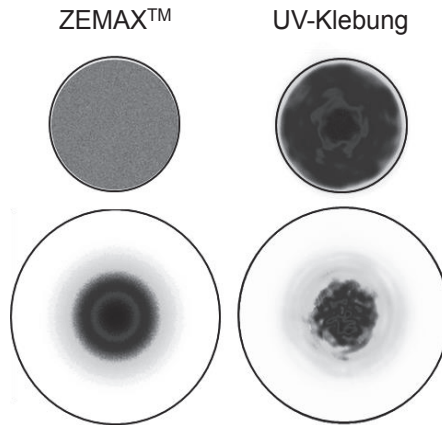
**Bild A.5.3:** Kamera-Aufnahmen, die in vier Schritten die Klebung einer GRIN-020-Linse mit einer SPE aus Quarzglas verdeutlichen. Beide Komponenten weisen einen Durchmesser von  $1\text{ mm}$  auf.



**Bild A.5.4:** Kamera-Aufnahmen, die in 3 Schritten die Klebung zwischen einer GRIN-020-Linse und zwei Ausgangsfasern ( $\varnothing_K = 103\text{ }\mu\text{m}$  und  $\varnothing_{FM} = 125\text{ }\mu\text{m}$ ) verdeutlichen. In der Aufnahme 2 a und 2 b sind zueinander senkrechte Ansichten auf dieselbe Fügestelle dargestellt.

Im Bild A.5.4 werden Aufnahmen gezeigt, die die Klebung zweier Ausgangsfasern (mit  $\varnothing_K = 103\text{ }\mu\text{m}$  und  $\varnothing_{FM} = 125\text{ }\mu\text{m}$ ) und einer GRIN-020-Linse veranschaulichen. Beide Ausgangsfasern wurden einzeln gebrochen und parallel zueinander in den Spleißer eingelegt sowie auf die Außenkanten der GRIN-Linse ausgerichtet (vgl. Schritt 1 im Bild A.5.4). Im zweiten Schritt wurde der dünnflüssigere Klebstoff (OP-54) punktuell auf die Komponenten aufgetragen und ausgehärtet (vgl. Schritt 2a, 2b im Bild A.5.4). Schließlich wurde ein dickflüssigerer Klebstoff (OP-29) großflächigen auf die Fügestelle aufgebracht und ausgehärtet (vgl. Schritt 3 im Bild A.5.4). Dadurch wurde die Fügestelle zusätzlich stabilisiert. Auf die gleiche Weise wurde die Klebung der Eingangsfasern mit der GRIN-Linse durchgeführt.





**Bild A.5.5:** Links: Nahfeld (oben) und Fernfeld (unten) aufgenommen nach einer Eingangsfasern mit angeklebter  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse. Rechts: Entsprechend dazu berechnete Intensitätsverteilungen mit ZEMAX™. Die schwarzen äußeren Kreise entsprechen der Geometrien des Faserkerns bzw. der GRIN-Linse.

Mit diesen Verfahren hergestellten Spleiße wurden ebenfalls mit dem Strahlanalyse-Aufbau (vgl. Anhang A.2) charakterisiert. Mithilfe der links im Bild 6.9 dargestellten Faser-Faser-Kopplung wurde eine Eingangsfasern ( $\varnothing_K = 103 \mu\text{m}$  und  $\varnothing_{FM} = 125 \mu\text{m}$ ) mit angeklebter  $\frac{1}{4}$ -Pitch GRIN-Linse ausgeleuchtet und die resultierenden Nah- und Fernfelder aufgenommen (vgl. Bild A.5.5). Zum Vergleich wurden entsprechende ideale Abbildungen mit ZEMAX™ simuliert (vgl. Bild 5.2) und den gemessenen Intensitätsverteilungen gegenübergestellt. Intensitätsverteilungen aus dem Versuch zeigen dabei eine eindeutige Ähnlichkeit mit den Ergebnissen aus der Simulation. Aufgrund von den qualitativ sehr guten optischen Eigenschaften erwies sich die Klebung von faserbasierten Komponenten als praktikables Fügeverfahren für den niedrigen Leistungsbereich, das bei der experimentellen Umsetzung der monolithischen Strahlweiche angewendet wurde.

# Literaturverzeichnis

- [1] TRUMPF LASER- UND SYSTEMTECHNIK GMBH: *Laser: Jede Aufgabe perfekt lösen*. Ident-Nr. 0376143-40-05-11-St, 2011.
- [2] SIVALINGAM, K; SUBRAMANIAM, S.: *Optical WDM Networks: Principles and Practice*. MA: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [3] IPG PHOTONICS: *High Power Fiber Lasers for Industrial Applications*. IPG Photonics Corporation, 2010.
- [4] OPTOSCAND AB: *Beam delivery components – for high-power lasers*. Produktkatalog, 2014.
- [5] BLOMQVIST, M; PÄLSSON, M; BLOMSTER, O; MANNEBERG, G: *Fundamental-mode fiber-to-fiber coupling at high-power*. SPIE Photonics West conference, San José, 2009.
- [6] WIEDERHORN, S. M.; BOLZ, L. H.: *Stress corrosion and static fatigue of glass*. Journal of The American Ceramic Society, Vol. 53, 1970.
- [7] MÄRTEN, O.; KRAMER, R.; SCHWEDE, H.; WOLF, S.; BRANDL, V: *Charakterisierung von Fokussiersystemen für Hochleistungslaser mit hoher Strahlqualität (Teil 1)*. Laser + Photonik (Ausgabe 2), 2008.
- [8] GRUPP, M: *Neue Schweißanwendungen mit dem Faserlaser*. Bremen: Laser-Anwenderforum, 2006.
- [9] GONTHIER, F.; MARTINEAU, L.; AZAMI, N.; FAUCHER, M.; SÉGUIN, F.; STRYCKMAN, D.; VILLENEUVE, A.: *High-power All-Fiber® components: The missing link for high power fiber lasers*. Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications, (Proc. SPIE Vol. 5335), 2004.

- [10] POPP, A.; VOSS, A.; GRAF, TH.; UNGER, S.; KIRCHHOF, J.; BARTELT, H.: *Thin-disk-laser-pumped ytterbium-doped fiber laser with an output power in the kW range*. Brussels: Proceedings of the Conference on State Lasers and Amplifiers IV, and High-Power Lasers (Proc. SPIE Vol. 7721), 2010.
- [11] PAPADIMITRIOU, G. I.; PAPAZOGLU, C.; POMPORTSIS, A. S.: *Optical Switching: Switch Fabrics, Techniques, and Architectures*. Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 2, 2003.
- [12] LEONI FIBER OPTICS GMBH: *Light switching for optical systems*. [www.leoni-fiber-optics.com](http://www.leoni-fiber-optics.com), 2011.
- [13] HUBER, R; ANDREASCH, W: *Verfahren und Anordnung zum Erzeugen eines Laserstrahls mit unterschiedlicher Strahlprofilcharakteristik mittels einer Mehrfachclad-Faser*. Trumpf Laser GmbH+Co.KG, WO2011124671A1, 2012.
- [14] BROCKMANN, R; HUONKER, M: *Laserbearbeitungsvorrichtung*. TRUMPF Laser und Systemtechnik GmbH, DE102011003686A1, 2012.
- [15] RYBA, T: *Unique beam delivery and processing tools*. Industrial Laser Solutions for Manufacturing, April 2012.
- [16] DÖTTLING, J; GANTER, R; ARMBRUSTER, B; DITTRICH, M: *Strahlweiche und Laserbearbeitungsanlage damit*. Trumpf Laser GmbH +Co.KG, DE102011085929B3, 2013.
- [17] BLOMSTER, O; ROOS, S-O.: *Fiber to Fiber Optic Switching*. Proceedings of the Third International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, Munich, 2005.
- [18] II-VI INFRARED: *Transmissive Materials for 1µm Optics*. 0908, 2013.
- [19] SAINT-GOBAIN CERAMICS & PLASTICS, INC.: *Sapphire Products Properties and Benefits*. Produktkatalog, 2014.
- [20] ALEXANDROVSKI, A; FEJER, M; GUSTAFSON, E; ROUTE, R: *Optical Absorption Measurements in Sapphire*. LSC Meeting at Hanford, LIGO Document G000242-x0, August 2000.
- [21] PIEHLER, S; THIEL, CH; VOß, A; ABDOU AHMED, M; GRAF, T: *Self-compensation of thermal lensing in optics for high-brightness solid-state lasers*. Proceedings of SPIE 8239, San Francisco, 2012.

- [22] SAAYMAN, M: *Materials for Infrared Optics*. OPTI 521 Tutorial, 2009.
- [23] HERAEUS QUARZGLAS: *Home of Quartz Solutions*. V1.0\_D/5tc, Juni 2007.
- [24] SCAGGS, M.; HAAS, G.: *Thermal lensing compensation optic for high power lasers*. Laser Resonators and Beam Control XIII, Proc. SPIE 7913, 2011.
- [25] HERDING, M: *Auslegung, Simulationen und Fertigung eines elektrostatisch bertiebenen, selnstjustierenden, optischen 1x2 Multiplexers*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2005.
- [26] SCHRÖDER, H; LANG, G; ARNDT-STAUENBIEL, N; KRISSLER, J; SCHEEL, W: *Sondertechnologien der Faseroptik - Faserlinsen und Laserschweißen*. ITG – Workshop Photonische Aufbau- und Verbindungstechnik, 2003.
- [27] NUNOSHITA, M; NOMURA, Y; MATSUI, T, NAKAYAMA, T: *Optical switch for multimode optical-fiber systems*. Optics Letters, Vol. 4, No. 1, 1979.
- [28] RAWSON, E, G: *Optical Couplers*. Bell Telephone Laboratories Incorporated, 373.272, 1973.
- [29] COPNER, N: *1,5 x 2 optical switch*. JDS Uniphase Inc., EP1061389A2, 2000.
- [30] TANAKA, T; TSUJIMOTO, Y; SERIZAWA, H, HATTORI K: *Optical switching device*. US4498730, 1981.
- [31] KRABE, D; LANG, G; ARNDT-STAUENBIEL, N: *Kopplungselement zur Kopplung hochintensiver Lichtstrahlung und Verfahren zu dessen Herstellung sowie Anordnung aus Koppelementen zur Kopplung hochintensiver Lichtstrahlung*. DE19927167A1, 1999.
- [32] MUENDEL M. H.; KLINER, D.: *Varying beam parameter product of a laser beam*. Amada Holdings Co., Ltd., US9250390B2, 2016.
- [33] RATAJ, TH.; VOß, A.: *Optical Beam Switch*. Trumpf Laser GmbH +Co.KG, US2012128294, 2012.
- [34] RATAJ, TH.; VOß, A.: *Vorrichtung zum Einstellen eines Strahlprofils, Laserbearbeitungsmaschine und Verfahren zur Herstellung der Vorrichtung*. Trumpf Laser GmbH +Co.KG, WO2012/150149A2, 2012.

- [35] ANDREASCH W. HUBER, R., MOCK, D.: *Two concentric fiber diameters in one laser light cable*. Wiley-VCH Verlag GmbH & co. KGaA, Weinheim, 2011.
- [36] MITSCHKE, F.: *Glasfasern*. München: Elsevier GmbH, 2005.
- [37] ZINTH, W.; ZINTH, U.: *Optik Lichtstrahlen-Wellen-Photonen*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München, 2009.
- [38] HERTEL, I. V.; SCHULZ, C.-P.: *Atome im starken Laserfeld*. Springer, 2010.
- [39] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition*. Academic Press, 2001.
- [40] BOYD, W. R.: *Nonlinear Optics*. Burlington: Elsevier Inc., 2008.
- [41] SALEH, B.E.A.; TEICH, M.C.: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons Inc., 1991.
- [42] SNYDER, A.W.; LOVE, J.D.: *Goos-Hänchen shift*. Cambridge: Applied Optics 15 (236-238), 1976.
- [43] GHATAK, A.; THYAGARAJAN K.: *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [44] TIDWELL, S. C.; FORD, D. H.; KIMURA, W. D.: *Generating radially polarized beams interferometrically*. Applied Optics, Vol.: 29, No.: 15, 1990.
- [45] GROSJEAN, T; SABAC, A.; COURJON, D.: *A versatile and stable device allowing the efficient generation of beams with radial, azimuthal or hybrid polarizations*. Optics Communications, Vol.: 252, Seiten 12-25, 2005.
- [46] GRINTECH GMBH.: *Grintech GmbH-product information*. Revision, 2015.
- [47] GRAF, TH.: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Springer Vieweg Verlag, 2015.
- [48] EICHLER, J.; DÜNKEL, L.; EPPICH, B.: *Die Strahlqualität von Lasern*. Laser Journal LTJ, 2004.
- [49] YARIV, A.: *Optical Electronics, Fourth Edition*. Saunders College Publishing, a division of Holt, Rinehart and Winston Inc., 1991.

- [50] KUNGLIGA VETENSKAPSAKADEMIEN: *Two Revolutionary Optical Technologies; Scientific Background on the Nobel Prize in Physic 2009*. Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences, 2009.
- [51] NAGAYAMA, K.; KAKUI, M.; MATSUI, M.; SAITOH, I.; CHIGUSA, Y.: *Ultra-low-loss (0.1484 dB/km) pure silica core fibre and extension of transmission distance*. Electron. Lett. 38, 1168-1169, 2002.
- [52] LANGNER, A., SCHÖTZ, G., VYDRA, J.: *Spezial-Glasfasern zur Lichtübertragung vom UV- bis in den IR-Bereich*. Photonik, 2006.
- [53] SKUTNIK, B. J.; SMITH, C.; BAKHSHPOUR, K.: *Reliable Large Acceptance Optical Fibers for High Power Transmission*. Proceedings of the Conference on High-Power Diode Laser Technology and Applications III (Proc. SPIE Vol. 5711), 2005.
- [54] VYDRA, J.; SCHÖTZ, G.: *Improved silica fibers for deep UV-application*. Proceedings of the Conference on Specialty Fiber Optics for Medical Applications (Proc. SPIE Vol. 3596), 1999.
- [55] MARCUSE, D.: *Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers*. Appl. Opt. 21, 4208, 1982.
- [56] FINI, J. M.: *Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area*. Optics Express 80, Vol. 14, No. 1, 2006.
- [57] SCHERMER, R. T.; COLE, J. H.: *Improved Bend Loss Formula Verified for Optical Fiber by Simulation and Experimentl*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007.
- [58] GLOGE, D.: *Bending Loss in Multimode Fibers with Graded and Ungraded Core Index*. Applied Optics, Vol. 11, No. 11, 1972.
- [59] EBERLEIN, D.: *Fasertypen, Parameter, Anwendungen*. Praxis Optische Netze, Nr. 4, 2013.
- [60] CARNEVALE, A.; PAEK, U. C.: *Empirical evaluation of profile variations in an MCVD optical waveguide fiber using modal structure analysis*. Bell Labs Journals, vol. 62, 1983.

- [61] HERAEUS QUARZGLAS GMBH & CO. KG: *Pure Silica Rods for Specialty Fiber Applications*. 2012.
- [62] LORENSER, D.; YANG, X.; SAMPSON, D.D.: *Accurate Modeling and Design of Graded-Index Fiber Probes for Optical Coherence Tomography Using the Beam Propagation Method*. IEEE Photonics Journal, 2013.
- [63] HORNSCHUH, S.: *Untersuchungen an Gläsern aus dem  $\text{Na}_2\text{O} / \text{Al}_2\text{O}_3 / \text{B}_2\text{O}_3 / \text{SiO}_2$ -System im Hinblick auf deren Eignung zur Herstellung von Gradientenindexmikrooptiken*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena 2004.
- [64] MESSERSCHMIDT, B.: *Alumoborosilikatglas und Verfahren zur Herstellung kristallinfreier Gradientenindexlinsen*. Grintech GmbH, EP1544176A2, 2004.
- [65] DRAGIC, P.; HAWKINS, T.; FOY, P.; MORRIS, S.; BALLATO, J.: *Sapphire-Derived All-Glass Optical Fibers*. Nature Photonics Nr. 6, 2012.
- [66] BACHMANN, P. K.; WIECHERT, D. U.; MEEUWSEN T. P. M.: *Thermal expansion coefficients of doped and undoped silica prepared by means of PCVD*. Journal of Materials Science 23, 1988.
- [67] SACHER LASERTECHNIK: *Tiger Series: TEC-300-1010-500*. Technical Documentation.
- [68] ZEMAX DEVELOPMENT CORPORATION: *Optical Design Program, ZEMAX User's Guide*, November 2008.
- [69] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMEN E.V.: *DIN-Taschenbuch 341 Charakterisierung von Laserstrahlen und Laseroptiken (Normen)*. Berlin, Beuth Verlag GmbH, Juni 2005.
- [70] MICHALSKE, T.; FREIMAN, S.W.: *A molecular mechanism for stress corrosion in vitreous silica*. Journal of the American Ceramic Society, Vol. 66, 1983.
- [71] LINDHOLM, E.; LI, J.: *Application Note: Fiber strength and reliability*. OFS Specialty photonics division, Avon,CT, 2001.
- [72] LINDHOLM, E.; LI, J.; HOKANSSON, A.; SLYMAN, B.; BURGESS, D.: *Zero-stress aging behavior of optical fibers with various protective coatings*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2004.

- [73] SUPPA, M.: *Silikone als Beschichtungsstoffe in der Elektronik*. Peters, Speziallacke für Elektronik, Ref.-Nr. 163D, 2006.
- [74] COMSOL AB.: *COMSOL Multiphysics, Reference Guide*. Dokumentation zur Software COMSOL Multiphysics, Version 3.5a, 2008.
- [75] COMSOL AB.: *COMSOL Multiphysics, Structural Mechanics Module User's Guide*. Dokumentation zur Structural Mechanics Module von Comsol Multiphysics, Version 3.5a, 2008.
- [76] HERAEUS: *Quarzglas für die Optik – Daten und Eigenschaften*. HERAEUS, 2010.
- [77] DEUTSCHES-KUPFERINSTITUT E.V.: *Kupfer in der Elektrotechnik – Kabel und Leitungen*. Deutsches-Kupferinstitut e.V., 2000.
- [78] WOLF, K.; HOLZHÜTER, TH.: *Zirkonoxid - Ein neuer Werkstoff für den Pumpenbau in der chemischen Industrie*. Chemie-Technik, Heft 8, 1988.
- [79] ISSLER, L.; RUOB, H.; HÄFELE, P.: *Festigkeitslehre – Grundlagen, Band 1*. Springer Verlag, 2003.
- [80] COMSOL AB.: *COMSOL Multiphysics, Reference Guide*. Dokumentation zur Software COMSOL Multiphysics, Version 3.5a, 2008.
- [81] COMSOL AB.: *COMSOL Multiphysics, Structural Mechanics Module User's Guide*. Dokumentation zur Structural Mechanics Module von Comsol Multiphysics, Version 3.5a, 2008.
- [82] WACKER CHEMIE AG.: *Silicone für die Elektroindustrie*. Broschüre, 2011.
- [83] ERHARD, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für Scheibenlaser*. Herbert Utz Verlag – Wissenschaft, München, 2002.
- [84] FELDHUSEN, J.; GROTE, K.H.: *Dubbel: Taschenbuch des Maschinenbaus*. Beuth Verlag, 2012.
- [85] PALAIS J. C.: *Fiber coupling using graded-index rod lenses*. Applied Optics, Juni 1980.



- [86] TENTORI, D.; CAMACHO, J.: *Conoscopic evaluation of the birefringence of gradient-index lenses: infidelity sources*. Applied Optics, 2002.
- [87] DAVIS, JR.; DONALD, D.; METTLER S. C.; DIGIOVANNI, D. J.: *Experimental data on the fiber fuse*. International Society for Optics and Photonics, 1996.
- [88] COGNOLATO, L.: *Chemical Vapour Deposition for Optical Fibre Technology*. Journal de Physique IV, 1995.
- [89] INSTITUT FÜR STRAHLWERZEUGE (IFSW): *MCVD*. Bilderdatenbank, 2010.
- [90] DOS SANTOS, J. S.; ONO, E.; GUSKEN, E.; SUZUKI, C. K.: *Correlation Study Between VAD Preform Deposition Surface and Germanium Doping Profiles*. Lightwave Technology, Journal Nr. 2, 2006.
- [91] RONNIGER, C-U.: *Reliability and Weibull Analysis, Edition 12*. CR GRAPH, 2012.
- [92] WILKER, H.: *Weibull-Statistik in der Praxis, Band 3*. Books on Demand GmbH, Norderstedt, 2010.
- [93] ECKSTEIN, P.P.: *Repetitorium Statistik: Deskriptive Statistik - Stochastik - Induktive Statistik, Ausgabe 8*. Springer-Verlag, 2014.
- [94] WIRTH, C.; SCHREIBER, T.; EBERHARDT, R.; ESCHRICH, T.; BÖHME, S.; TÜNNERMANN, A.: *Fasern richtig präparieren*. Laser+Produktion, Hanser, 2007.

# Danksagung

Ich bedanke mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf für meine Aufnahme am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) und die ausgezeichnete Betreuung meiner Arbeit. Der aktive und interessante Austausch hat zum Gelingen dieser Arbeit maßgeblich beigetragen.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Alois Herkommer für die Übernahme des Mitberichts herzlich bedanken.

Besonderen Dank richte ich an meinem Gruppenleiter Herrn Dr. Voss für seine engagierte wissenschaftliche Betreuung meiner Tätigkeiten am IFSW. Seine herausragenden Fähigkeit des „Querdenkens“ sowie seine fachübergreifenden Kenntnisse haben stets interessante und zukunftsweisende Sichtweisen eröffnet.

Bedanken möchte ich mich bei Kollegen der gesamten LEO-Gruppe für hervorragende Teamarbeit, vorbildliche Arbeitsatmosphäre sowie die spürbare Begeisterung an der Lasertechnologie.

Bedanken möchte ich mich auch bei der TRUMPF Laser GmbH für die finanzielle Unterstützung durch das Doktorandenprogramm und das persönliche Engagement von Herrn Dr. Wallmeroth, Herrn Dr. Schmitz und Herrn Dr. Strohmaier.

Abseits des Instituts gilt mein besonderer Dank meinen Eltern Jolanta und Ignatz, die mir das Studium ermöglicht haben. Stets standen Sie mir mit Rat und Tat zur Seite.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Ewa und meiner Tochter Mia für ihren Rückhalt und Motivation. Sie haben mir genügend Freiraum geschaffen, um diese Arbeit fertigzustellen, mir aber zugleich auch einen wichtigen Ausgleich geboten. Diese Arbeit ist deshalb meiner lieben Frau Ewa und meiner lieben Tochter Mia gewidmet.

# 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**

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

### **Mohr, Ursula**

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>- 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**

Laserschweißignung 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 3-519-06227-5

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-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

**Plaß, Wilfried**

Zerstörschwellen und Degradation von CO<sub>2</sub>-Laseroptiken  
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

**Schaller, Markus K. R.**

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

**Hack, Rüdiger**

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-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 Zerspänung  
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 CO<sub>2</sub>-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 3-89675-811-9

### **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 Karoseriebau

2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

### **Breitschwerdt, Sven**

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen

2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

### **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 Weichlötens 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 Laserpräzisionsabtrags 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 Hochleistungsdiodelnlasern  
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 CO<sub>2</sub>-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

Pulsenergiestabilität 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 variab-lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

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 Nahteig-enschaften 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

Charakterisierte 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 Breitting

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 Hochgeschwindigkeitslaserschneiden  
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

**Moritz Vogel**

Speciality 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 Fügspalt  
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 Heißrissen 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 978-3-8316-4638-8

**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 Strahlweichen

2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

