





Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

A. Popp  
Faserlaser und Faserlaserverstärker  
als Brillanzkonverter für Scheiben-  
laserstrahlen

# **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.

# **Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen**

von Dr.-Ing. Andreas Popp  
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. Thomas Graf  
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Hartmut Bartelt

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., 2017

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 2017

ISBN 978-3-8316-4643-2

Printed in Germany

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

# Kurzfassung

Eine stetig steigende Ausgangsleistung bei gleichzeitig besserer Strahlqualität eröffnet dem Festkörperlaser, im Besonderen dem Scheiben- und Faserlaser, immer mehr Anwendungsfelder. Dadurch wurden diese Laserarten zu den bedeutendsten Festkörperlasern in der Materialbearbeitung. Eingesetzt werden sie in konventionellen Anwendungen wie Laserstrahlschneiden und -schweißen, aber auch in neuen Applikationen, wie Remote-Dampfdruck-Abtragschneiden.

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von Ytterbium-dotierten Faserlasern und Faserverstärkern die als Strahlkonverter bzw. Brillanzkonverter eingesetzt werden, um die Laserstrahlung von Scheibenlasern zu Strahlung mit einer höheren Brillanz zu konvertiert. Diese faserbasierten Laser eignen sich besser dazu, eine hohe Strahlqualität zu erzielen, da die Strahlqualität des Scheibenlasers nach dem gegenwärtigen Stand der Technik bei hohen Ausgangsleistungen durch eine thermisch induzierte Phasenfrontstörung verringert wird. Des Weiteren gibt es auch heute noch keine Lösung, den Strahl eines Grundmode-Scheibenlasers im kW-Bereich, wie er bereits vereinzelt demonstriert wurde, zuverlässig in Fasern einzukoppeln. Um diese Begrenzungen des Scheibenlasers bezüglich der Strahlqualität zu überwinden, werden in dieser Arbeit zwei Konzepte zur Steigerung der Brillanz untersucht: zum einen ein Diodenlaser-gepumpter Faserverstärker zur Verstärkung der Grundmode-Strahlung eines Scheibenlaser-Oszillators und zum anderen ein Multimode-Scheibenlaser, der als Pumplaser für einen Faserlaser eingesetzt wird, um so eine höhere Strahlqualität zu erzielen.

Im ersten Ansatz wird die Ausgangsleistung des Scheibenlaser-Oszillators in einer aktiven Faser verstärkt, die mit einem Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpt wird. Hierbei führt die im Vergleich zu den üblichen Wellenlängen von Faserlasern kürzere und damit näher bei der Pumpwellenlänge des Verstärkers liegende Emissionswellenlänge des Scheibenlasers von 1030 nm zu einer hohen Stokes-Effizienz von 95 %. Damit wird beim Verstärkungsprozess nur wenig Wärme in der aktiven Faser freigesetzt. Da die Ausgangsleistung durch die Zersetzungstemperatur des Acrylat-Schutzmantels begrenzt ist, wird so eine Leistungsskalierung des Faserverstärkers ermöglicht.

Ein weiterer Vorteil dieses Konzepts besteht in der Unempfindlichkeit des Scheibenlasers gegenüber Reflexionen; dadurch kann zwischen Seed-Laser und Verstärker auf Isolatoren verzichtet werden. Diese Unempfindlichkeit ist eine Folge der vergleichsweise niedrigen Auskopplungsgrads von Scheibenlasern, wodurch vom Verstärker reflektierte Strahlung

kaum in den Resonator einkoppelt.

Mit diesem Ansatz wurde erstmalig bei einer Seed-Laserleistung von 30 W eine linear polarisierte Ausgangsleistung von 440 W demonstriert. Dabei wurde eine sehr gute Strahlqualität von  $M^2 \approx 2$  erzielt. Als Verstärker kam eine polarisationserhaltende Faser mit einer Länge von 7 m zum Einsatz. In einem weiteren Experiment wurde die linear polarisierte Strahlung des Seed-Lasers mit einer nicht-polarisationserhaltenden Faser verstärkt. Die Motivation für diese Untersuchung liegt darin, dass konventionelle, nicht-polarisationserhaltende Stufenindex-Fasern im Allgemeinen leistungsbeständiger sind und große Kerndurchmesser ( $> 20 \mu\text{m}$ ) nicht mehr polarisationserhaltend ausgeführt werden können. Für die Leistungsskalierung des Grundmode-Scheibenlasers sind jedoch große Kerndurchmesser wichtig, um eine hohe Schwellleistung für die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) und die stimulierte Raman-Streuung (SRS) sicherzustellen und damit hohe Leistungsskalierungspotenziale zu erschließen. Damit beim Aufbau des Faserverstärkers mit einer nicht-polarisationserhaltenden Faser die Polarisation der verstärkten Strahlung trotzdem erhalten bleibt, muss die Faser druck- und zugspannungsfrei gelagert werden, sodass in ihr keine Doppelbrechung verursacht wird. Um dies zu erleichtern, wurde für die experimentelle Untersuchung eine Faser mit besonders hoher Pumpabsorption gewählt, bei der eine Länge von nur 1,1 m für eine effiziente Verstärkung ausreicht.

Mit einem solchen Verstärker konnte erstmals gezeigt werden, dass trotz der nicht-polarisationserhaltenden Faser die Polarisation der verstärkten Strahlung bis zu einer Ausgangsleistung von 129 W beibehalten wurde. Bei höheren Leistungen war die Polarisationserhaltung wegen des mit der Ausgangsleistung zunehmenden thermischen Einflusses begrenzt. Insgesamt erreichte der Verstärker eine maximale Ausgangsleistung von 285 W. Dies entspricht einer extrahierten Leistung von 260 W/m und einer Verstärkung des Seed-Lasers um 12,6 dB.

Im zweiten weiter oben genannten Ansatz wird die Brillanz der erzeugten Strahlung erhöht, indem die Strahlung des Scheibenlasers zur Anregung eines Faserlasers eingesetzt wird. Gegenüber konventionell schmalbandigen Diodenlaser-gepumpten Faserlasern steht damit auch eine signifikant höhere Pumpleistung in vergleichsweise hoher Strahlqualität zur Verfügung. Darüber hinaus führt die gegenüber der Wellenlänge der üblicherweise eingesetzten Pumpdioden verhältnismäßig lange Emissionswellenlänge des Scheibenlasers im damit gepumpten Faserlaser zu einer höheren Stokes-Effizienz von 94 %. Im Vergleich zum Diodenlaser-gepumpten Faserlaser werden in der aktiven Faser dadurch 30 % weniger Wärme frei. Da auch hier die Zersetzungstemperatur des Acrylat-Schutzmantels der Faser die Leistungsskalierung begrenzt, ermöglicht der geringere Wärmeeintrag eine Leistungsskalierung in den Multi-kW-Bereich bei beugungsbegrenzter Strahlqualität.

Für die experimentelle Umsetzung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers standen zwei verschiedene Ytterbium-dotierte Fasern zur Verfügung, die sich für das Pumpen bei einer Wellenlänge von 1030 nm eigneten. Die erste Faser (IPHT 30/100/400) hatte einen relativ

großen Kerndurchmesser von 30  $\mu\text{m}$ , wodurch mit gleichzeitig hoher Dotierkonzentration eine hohe Pumpabsorption erzielt wurde. Dies ermöglicht bei einem effizienten Laserbetrieb zu kurzen Faserlängen und damit zu hohen Schwelleleistungen für SRS und SBS. Des Weiteren wirken auf die Laserstrahlung geringe absolute Hintergrundverluste. Damit war die Faser optimal für das Erreichen einer hohen Ausgangsleistung geeignet. In den Experimenten mit der IPHT-Faser wurden unterschiedliche Faserführungen mit zunehmender Kühlung der dotierten Faser erprobt. Mit dem in dieser Arbeit am weitesten entwickelten spiralförmigen Laseraufbau wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1,1 kW bei einer maximalen optisch-optischen Effizienz von 85 % erzielt. Damit konnte erstmalig die Leistungsfähigkeit dieses Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers gezeigt werden. Dieser Laser erreichte eine Strahlqualität von  $M^2 = 3,3$ . Somit wurde die Strahlqualität des Scheibenlasers von  $M^2 = 15$  mit nur geringen Verlusten deutlich gesteigert.

Als zweite Faser für die Experimente stand eine dotierte Faser (Liekki Yb1300-25/105/300 DC) mit einem im Vergleich zur IPHT-Faser kleineren Kerndurchmesser von 25  $\mu\text{m}$  zur Verfügung. Diese Faser erzielte in Voruntersuchungen eine deutlich geringere Pumpabsorption, jedoch eine höhere Strahlqualität. Um die Strahlqualität des Faserlasers weiter zu verbessern, erfolgte der Resonatoraufbau nicht durch diskrete Spiegel im Freistrah, sondern faserintern durch *Fiber Bragg Gratings* (FBGs). Diese im Faserkern eingeschriebenen Bragg-Gitter wirken begünstigend auf den geführten Grundmode im Laser. Dadurch wurde eine Grundmode-Ausgangsleistung von 350 W erreicht.

Mit dem Auftreten des in Fasern bis dato wenig bekannten Effekts der Mode-Instabilität verminderte sich abrupt die Strahlqualität, und ein signifikanter Teil der Leistung wurde in den Mantel ausgekoppelt. Die Mode-Instabilität wird unterstützt durch transversal räumliches Lochbrennen, das in *Large-Mode-Area Fiber* (LMA)-Fasern auftritt, in denen die Laserstrahlung im Grundmode propagiert. Um Faserlaser zu entwickeln, bei denen der Effekt minimiert werden kann, werden neue Faserkonzepte benötigt, wo die Modeführung und die Ytterbium-Dotierung teilweise räumlich voneinander getrennt sind (engl. *confined doping*). Auf dieser Basis könnte zukünftig ein Multi-kW-Grundmode-Betrieb realisiert werden, der den Weg zu vielen neuen Anwendungen eröffnet.



# Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	9
Liste der verwendeten Symbole	13
Abkürzungsverzeichnis	17
Extended Abstract	19
<b>1 Einleitung</b>	<b>25</b>
1.1 Hochleistungslaser in der Materialbearbeitung . . . . .	25
1.2 Motivation und Konzeptvergleich . . . . .	30
1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit . . . . .	32
<b>2 Grundlagen zu Faserlasern und Faserlaserverstärkern</b>	<b>35</b>
2.1 Strahlenoptische Beschreibung der Strahlführung in einer Glasfaser . . . . .	35
2.2 Wellenoptische Beschreibung der Strahlausbreitung in einer Stufenindex-Faser . . . . .	38
2.2.1 Generelle Unterscheidung von Stufenindex-Fasern . . . . .	44
2.3 Faserverstärker und Faserlaser . . . . .	46
2.3.1 Prinzipieller Aufbau . . . . .	46
2.3.2 Absorption der Pumpleistung in dotierten Glasfasern . . . . .	47
2.3.3 Modale und temperaturabhängige Verstärkungssättigung . . . . .	52
2.4 Modendiskriminierung durch Biegung . . . . .	55
2.5 Führung von polarisierter Laserstrahlung in Glasfasern . . . . .	59
2.6 Aufbau des Faserlaserresonators . . . . .	63
2.6.1 Die <i>Butt-Coupling</i> -Technik . . . . .	63
2.6.2 Faserintegrierte Bragg-Gitter . . . . .	64
2.7 Transversales räumliches Lochbrennen und Mode-Instabilität in LMA-Fasern	68
<b>3 Das laseraktive Material Yb:Glas</b>	<b>73</b>
3.1 Das Energieniveauschema von Yb:Glas . . . . .	74
3.1.1 Niveau-Systeme in Yb-Glas . . . . .	75

3.2	Messung der Fluoreszenzlebensdauer . . . . .	78
3.3	Bestimmung der temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte . . . . .	82
3.4	Temperaturabhängige Transparenzeigenschaften . . . . .	88
3.5	Temperaturabhängige Lasereffizienz . . . . .	94
3.6	Photodarkening in Ytterbium-dotierten Fasern . . . . .	98
3.6.1	Messaufbau zur Bestimmung von Photodarkening in Glasfasern . . . . .	103
3.7	Neutronenstreuung an Ytterbium-dotierten Gläsern . . . . .	109
3.7.1	Magnetisierbarkeit von $\text{Yb}^{3+}$ in Glas . . . . .	110
3.7.2	Das Experiment MIRA an der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz . . . . .	112
3.7.3	Ergebnisse aus der Messung der Neutronenstreuung . . . . .	114
<b>4</b>	<b>Grenzen der Leistungskalierbarkeit</b> . . . . .	<b>121</b>
4.1	Thermische Grenzen . . . . .	121
4.1.1	Wärmestrahlung . . . . .	122
4.1.2	Konvektion mit einem Luftstrom . . . . .	123
4.1.3	Wärmeleitung . . . . .	124
4.2	Rayleigh-Streuung und nichtlineare Streuung . . . . .	127
4.2.1	Rayleigh-Streuung . . . . .	128
4.2.2	Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) . . . . .	128
4.2.3	Stimulierte Raman-Streuung (SRS) . . . . .	133
4.3	Fazit zu den thermischen und durch nichtlineare Effekte hervorgerufenen Begrenzungen . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Linear polarisierter Scheibenlaser-Oszillator mit Faserlaserverstärker</b> . . . . .	<b>141</b>
5.1	Der Scheibenlaser als Seed-Laser . . . . .	141
5.2	Diodenlaser zum Pumpen des Faserverstärkers . . . . .	144
5.3	Faserlaserverstärker mit polarisationserhaltender Faser . . . . .	145
5.3.1	Ergebnisse der Simulation des Faserverstärkers mit polarisationser- haltender Faser . . . . .	148
5.3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	150
5.4	Faserlaserverstärker mit nicht-polarisationserhaltender Faser . . . . .	156
5.4.1	Ergebnisse der Simulation des Faserverstärkers mit nicht-polarisationserhaltender Faser . . . . .	160
5.4.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	161
5.4.3	Fazit aus den experimentellen Untersuchungen Faserverstärker für linear polarisierte Seedlaser . . . . .	167
<b>6</b>	<b>Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser</b> . . . . .	<b>169</b>
6.1	Faserlaser mit einfachem und doppeltem Pumpdurchgang . . . . .	169

---

6.2	Der als Pumplaser verwendete Scheibenlaser . . . . .	173
6.3	Aktive Fasern mit hoher Pumpabsorption . . . . .	174
6.3.1	Die aktive Faser IPHT 30/100/400 . . . . .	174
6.3.2	Die aktive Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC . . . . .	178
6.3.3	Vergleich der beiden aktiven Fasern . . . . .	180
6.4	Ergebnisse der Simulation des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers . . . . .	181
6.4.1	Ergebnisse der Simulation für die Faser IPHT 30/100/400 . . . . .	182
6.4.2	Ergebnisse der Simulation für die Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC184 . . . . .	182
6.4.3	Vergleich der berechneten Ergebnisse . . . . .	186
6.5	Experimentelle Untersuchung der Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser . . . . .	189
6.5.1	Experimentelle Untersuchung des unidirektionalen Aufbaus . . . . .	189
6.5.2	Experimentelle Untersuchung des bidirektionalen Aufbaus mit der Faser IPHT 30/100/400 . . . . .	196
6.5.3	Endgepumpter Faserlaser mit faserintegrierten Bragg-Gittern . . . . .	205
6.5.4	Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser mit FBG . . . . .	207
6.5.5	Fazit aus den experimentellen Untersuchungen der Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser . . . . .	212
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>217</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>231</b>



# Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Einheit	Erklärung
$A_{\text{eff}}$	$\text{m}^2$	Effektive Modenquerschnittsfläche
$A_{\text{Kern}}$	$\text{m}^2$	Querschnittsfläche des Faserkerns
$A_{\text{Mantel}}$	$\text{m}^2$	Querschnittsfläche des Fasermantels
$A_e$	–	Amplitude des elektrischen Felds
$a$	$\text{m}$	Kernradius
$B$	$\text{W}/(\text{cm}^2 \text{ sr})$	Brillanz
$\Delta B$	–	Modale Doppelbrechung
$B$	T	Betrag der magnetischen Flussdichte
$C_{\text{Kern}}$	–	Amplitudenkoeffizient im Faserkern
$C_{\text{Mantel}}$	–	Amplitudenkoeffizient im Mantel
$c$	$\text{m}/\text{s}$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$c_{\text{sp}}$	$\text{J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität
$D$	$\text{m}$	Lochblendendurchmesser
$d$	$\text{m}$	Probenlänge
$E_k$	J	$k$ -tes Energieniveau
$\Delta E$	J	Energiedifferenz
$G$	–	Verstärkungsfaktor
$g$	$1/\text{m}$	Verstärkungskoeffizient
$g_0$	$1/\text{m}$	Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient
$G_{\text{max}}$	–	Maximaler Verstärkungsfaktor
$G_{\text{R}}$	–	Raman-Verstärkungsfaktor
$g_{\text{dirac}}$	–	Gyromagnetischer Faktor
$g_{\text{eff}}$	$1/\text{m}$	Effektiver Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient
$g_{\text{R}}$	$1/\text{m}$	Raman-Verstärkungskoeffizient
$g_{\text{B}}$	$1/\text{m}$	Brillouin-Verstärkungskoeffizient
$g_{\text{SBSmax}}$	$1/\text{m}$	Maximaler SBS-Verstärkungskoeffizient
$H$	$\text{A}/\text{m}$	Betrag der magnetische Feldstärke
$h$	$\text{J s}$	Planck'sches Wirkungsquantum
$I$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensität
$I_1$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensität der einfallenden Laserstrahlung
$I_{\text{LP}}$	$\text{W}/\text{m}^2$	Intensitätsverteilung des LP-Modes

$I_{\min}$	W/m <sup>2</sup>	Transparenzintensität
$I_{\text{psat}}$	W/m <sup>2</sup>	Sättigungsintensität des Pumplasers
$I_{\text{p}}$	W/m <sup>2</sup>	Pumpintensität
$I_{\text{sat}}$	W/m <sup>2</sup>	Sättigungsintensität
$I_{\text{Yb}}$	–	Anteil angeregter Ionen
$\mathbf{J}$	–	Gesamtdrehimpulsvektor
$J_l$	–	Bessel-Funktion erster Gattung $l$ -ter Ordnung
$k_{\text{B}}$	J/K	Boltzmann-Konstante
$K_l$	–	Bessel-Funktion zweiter Gattung $l$ -ter Ordnung
$\mathbf{L}$	–	Gesamtbahndrehimpulsvektor
$L$	m	Gesamtlänge
$L_{\text{B}}$	m	Schwebungslänge
$L_{\text{eff}}$	m	Effektive Faserlänge
$l$	m	Mittlere freie Weglänge
$M$	–	Multiplizität
$M^2$	–	Beugungsmaßzahl
$M_J$	–	Orientierungsquantenzahl
$N$	1/m <sup>3</sup>	Ionenkonzentration
$N_{\text{g}}$	1/cm <sup>3</sup>	Dotierkonzentration
$N_i$	–	Besetzungszahl des $i$ -ten Niveaus
$N_{\text{o}}$	–	Besetzungszahl des oberen Laserniveaus
$N_{\text{u}}$	–	Besetzungszahl des Grundniveaus
$N_2^{\text{max}}$	–	Maximale Inversion
$n$	–	Brechungsindex
$\Delta n$	–	Brechungsindexdifferenz
$n_{\text{eff}}$	–	Effektiver Brechungsindex
$\delta n_{\text{eff}}$	–	Effektive mittlere Brechzahländerung
$n_{\text{Kern}}$	–	Brechungsindex im Faserkern
$n_{\text{Mantel}}$	–	Brechungsindex im Fasermantel
$P$	W	Leistung
$P_{\text{abs}}$	W	Absorbierte Leistung
$P_{\text{Laser}}$	W	Laserleistung
$P_{\text{Mantel}}$	W	Leistung im Mantel geführt
$P_{\text{p}}$	W	Pumpleistung
$P_{\text{sat}}$	W	Sättigungspumpleistung
$P_{\text{SBS}}$	W	SBS-Schwelleistung
$P_{\text{SRS}}$	W	SRS-Schwelleistung
$p$	A m <sup>2</sup>	Magnetisches Moment
$\Delta Q$	J	Wärmeenergie

$q$	1/m	Ortskoordinate im reziproken Raum
$R_{\text{Rayleigh}}$	dB/(km $\mu\text{m}^4$ )	Rayleigh-Streukoeffizient
$R_{\text{res}}$	–	Resonatorrückkopplung
$r$	m	Radius
$r_{\text{B}}$	m	Biegeradius
$r_{\text{Kern}}$	m	Kernradius
$r_{\text{Mantel}}$	m	Mantelradius
$\mathbf{S}$	–	Gesamtspindrehimpulsvektor
$s$	–	Spin
$T$	–	Transmissionsspektrum
$T_{\text{res}}$	–	Resonatorverluste
$U$	T/m V/m	Komponente des magnetischen bzw. elektrischen Felds
$V$	–	Normierte Frequenz
$v_{\text{a}}$	km/s	Schallgeschwindigkeit in Quarzglas
$W_{\text{p}}$	1/s	Pumprate
$w$	1/s	Geschwindigkeitskonstante
$\dot{W}$	W/m <sup>3</sup>	Leistungsdichte
$Z_{\text{o}}$	–	Zustandssumme des oberen Multipletts
$Z_{\text{u}}$	–	Zustandssumme des unteren Multipletts
$\alpha$	1/m	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{\text{g}}$	–	Gewichtungsfaktor
$\alpha_{\text{Kern}}$	1/m	Absorptionskoeffizient Faserkern
$\alpha_1$	dB/m	Dämpfungskoeffizient der einfallenden Laserstrahlung
$\alpha_{\text{Mantel}}$	1/m	Absorptionskoeffizient Fasermantel
$\alpha_{\text{k}}$	W/(m K)	Wärmeübergangskoeffizient
$\alpha_{\text{Rayleigh}}$	dB/km	Rayleigh-Dämpfungskoeffizient
$\beta$	1/m	Propagationskonstante
$\beta_{\text{I}}$	–	Inversion
$\beta_{\text{min}}$	–	Transparenzinversion
$\delta$	1/s	Abweichung der Kreiswellenzahl
$\eta_{\text{Stokes}}$	–	Stokes-Effizienz
$v$	–	Kontrast des Brechungsindex
$\Phi$	–	Azimutale Funktion
$\Phi_{\text{ges}}$	W	Gesamtstrahlungsfluss
$\Phi_{\text{kon}}$	W	Wärmefluss durch Konvektion
$\phi$	rad	Azimutalwinkel
$\Gamma$	–	Einschließungsfaktor

$\tau_{\text{Ph}}$	s	Phononenlebensdauer
$\Gamma_{\text{p}}$	–	Überlappintegral der Pumpintensität mit dem Faserkern
$\Gamma_{\text{s}}$	–	Überlappintegral der Laserintensität mit dem Faserkern
$\gamma$	rad	Winkel
$\eta$	1/m	Biegeverlustkoeffizient
$\kappa$	–	AC-Koppelkoeffizient
$A$	m	Brechzahlperiodizität
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\lambda_{\text{B}}$	m	Bragg-Wellenlänge
$\lambda_{\text{l}}$	m	Laserwellenlänge
$\lambda_{\text{max}}$	m	Wellenlänge bei maximaler Reflexion
$\lambda_{\text{p}}$	m	Pumpwellenlänge
$\lambda_{\text{w}}$	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
$\nu_{\text{B}}$	Hz	Brillouin-Verschiebung
$\Delta\nu_{\text{B}}$	Hz	Breite der Brillouin-Verstärkung
$\nu_{\text{s}}$	Hz	Laserfrequenz
$\Omega$	sr	Raumwinkel
$\varpi$	m	Modenfelddurchmesser
$\Omega_{\text{B}}$	Hz	Differenzenfrequenz
$\Pi$	–	Linear polarisierter Leistungsanteil
$\mathfrak{R}$	–	Reflektivität
$\mathfrak{R}_{\text{max}}$	–	Maximale Reflektivität
$\rho$	–	Normierte Radialkoordinate
$\rho_{\text{Quarz}}$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte von Quarzglas
$\zeta^2$	m <sup>2</sup>	Strahlvarianz
$\sigma$	m <sup>2</sup>	Effektiver Wirkungsquerschnitt
$\hat{\sigma}$	–	DC-Koppelkoeffizient
$\sigma_{\text{abs}}$	m <sup>2</sup>	Effektiver Wirkungsquerschnitt der Absorption
$\sigma_{\text{em}}$	m <sup>2</sup>	Effektiver Wirkungsquerschnitt der Emission
$\vartheta$	K	Temperatur
$\tau$	s	Lebensdauer
$\tau_{\text{rad}}$	s	Fluoreszenzlebensdauer

# Abkürzungsverzeichnis

ASE	Verstärkte spontane Emission (engl. <i>Amplified Spontaneous Emission</i> )
DOLP	Polarisationsgrad der linearen Polarisation (engl. <i>Degree of Linear Polarization</i> )
DOP	Polarisationsgrad (engl. <i>Degree of Polarization</i> )
FBG	Faser-Bragg-Gitter (engl. <i>Fiber Bragg Grating</i> )
HR	Hochreflektierend
LED	Leuchtdiode (engl. <i>Light-emitting Diode</i> )
LLK	Lichtleitkabel
LMA	Fasern mit großer Modenfläche (engl. <i>Large-Mode-Area Fiber</i> )
LP-Moden	Linear polarisierte Moden
MM	Mehrmodig (engl. <i>Multimode</i> )
N.A.	Numerische Apertur
NBOH	Nicht-brückenbildender Sauerstoff (engl. <i>Non-bridging Oxygen Holes</i> )
OC	Auskopplung (engl. <i>Output Coupler</i> )
ODC	Sauerstoffverarmungszentrum (engl. <i>Oxygen Deficiency Center</i> )

PD	Lichtinduzierte Verluste (engl. <i>Photodarkening</i> )
PM	Polarisationserhaltend (engl. <i>Polarization-maintaining</i> )
SBS	Stimulierte Brillouin-Streuung
SM	Einmodig (engl. <i>Singlemode</i> )
SPP	Strahlparameterprodukt
SRS	Stimulierte Raman-Streuung
TEM	Transversal elektromagnetische Moden
TSHB	Transversal räumliches Lochbrennen (engl. <i>Transverse Spatial-Hole Burning</i> )

# Extended Abstract

The generation of high-power (kW-class), near-diffraction-limited laser beams using the combination of thin-disk and fiber laser is reported in the present thesis. Today the thin-disk and the fiber laser are widely recognized to be the most advanced and well established high-power solid-state laser concepts with a substantial market share for materials processing as well as for other applications. Thin-disk lasers can deliver very high output powers in the multi-kW range with a comparably good beam quality ( $15 < M^2 < 30$ ). However, for diffraction-limited laser beams, this laser concept has so far been limited to sub-kW output powers of approximately 800 W if the diffraction-limited quality was maintained over the complete power range of the laser [1] and to 4 kW for a single defined working point [2]. The beam quality is generally limited due to thermally induced wave front distortions. Additionally for multi-kW single-mode laser beams generated outside of a fiber, no fiber delivery is possibly without very high losses. This is a strong disadvantage for many industrial applications which require the flexibility of the fiber.

The present thesis describes the investigation and development of two new concepts to overcome the brightness limitations of the thin-disk lasers by combining the disk laser with an active fiber. In the first concept a low-power single-mode thin-disk seed laser is amplified by a diode-pumped fiber amplifier. In the second concept the multi-kW output beam of an Yb:YAG thin-disk laser is coupled into a fiber with a core diameter of 100 microns and a N.A.= 0.1 and used as a high-brightness pump source for a Yb:glass fiber laser. In this latter concept, the fiber laser acts as a brilliance converter and improves the beam quality considerably with low conversion losses.

In the beginning of the thesis more theoretical investigations are presented which were required for the experimental testing. To be able to realize an efficient fiber laser and amplifier, detailed simulations were performed. For these simulations the fluorescence lifetime and the effective cross-sections of the active material were needed as input for the modeling. In the present studies, the investigated Yb:glass was doped using the direct nano-particle deposition technology. The fluorescence lifetime and the temperature-dependent effective cross-sections of this active material were studied and are reported here for the first time. Using the Fourier transform spectroscopy (FTIR), the temperature-dependent effective absorption cross-sections were measured within a temperature range from 20 °C to 170 °C. The effective emission cross-sections were determined from the absorption cross-sections using the McCumber formalism. Moreover, the fluorescence

lifetime of the Yb:glass with a doping level of  $8.5 \times 10^{25}/\text{m}^3$  was measured to be 960  $\mu\text{s}$ . The thus determined effective gain cross-sections were then applied to calculate the transparent inversion (bleaching threshold) of the used active material. The transparent inversion was found to be 1.2% at a laser wavelength of 1070 nm and reduced to 0.4% at 1100 nm, where the longer emission wavelength is obtained by pumping a fiber laser with a thin-disk laser and also exhibits a higher Stokes efficiency. A complete simulation of the fiber laser was performed by taking into account the temperature-dependence of the pump absorption derived from the temperature-dependent effective cross-sections of the ytterbium doped glass. The simulation showed that the output power of diode-pumped fiber laser at a wavelength of 976 nm with a emission wavelength of 1070 nm decreases by about 5% within a temperature ranging from 20 °C to 170 °C. In contrast, the thin-disk pumped fiber laser reaches 11% higher output power at higher temperatures, which results from a more populated pump-level. The pump-level is in this case not the ground state thus, at higher temperatures the absorption is increased. As a result, the fiber length of thin-disk pumped lasers can be shortened for an efficient operation, with a corresponding benefit of reduced background losses.

When operated at a high inversion, Ytterbium-doped fiber lasers based on standard aluminosilicate host glass exhibit a reduction of the output power over time due to the so-called photodarkening effect. Photodarkening strongly depends on the technology used to manufacture the fiber, the chemical composition of the host glass matrix, the degree of inversion, and the laser wavelength. The photodarkening behavior of two different fibers, the Liekki Yb1300-25/105/300 DC and the IPHT 30/100/400 fiber, were investigated and are discussed in this thesis. In an accelerated aging experiment at an inversion level of 70%, the output power of a conventionally fabricated Liekki fiber suffered from an attenuation of the laser beam of 25 dB/m for wavelengths longer than 900 nm. On the other hand, the accelerated aging experiment of the cerium co-doped IPHT fiber showed no photodarkening-induced degradation. Pumping at longer wavelengths is also known to reduce photodarkening in aluminosilicate ytterbium-doped fibers because the photodarkening rate strongly depends on the inversion. Due to its long pump wavelength, the inversion of a typical thin-disk pumped fiber oscillator is low (max. 6%) in contrast to a conventional diode-pumped laser (max. 12%). Therefore, no special effort for co-doping to suppress photodarkening is required for disk-laser pumped fiber lasers.

Until now, the photodarkening effect has not been fully understood, yet it appears that the formation of  $\text{Yb}^{3+}$ -clusters within the glass is the principal cause for this effect. Neutron scattering was used for the first time as reported in this thesis to experimentally investigate cluster formation in Yb-doped glasses. Compared to the conventionally used transmission electron microscopy (TEM) [3], the sample is not affected and the whole cylindrical glass sample (15 mm diameter and 35 mm length) can be analyzed at once. The results have shown that the size of the ytterbium-clusters has to be smaller than 3.5 nm in diameter.

This localization of the cluster size will be beneficial for future investigations with other methods based on neutron scattering.

The results from the characterization of Yb:glass are used in the second part of the thesis to realize the main objective, namely to generate high brightness laser beams based on thin-disk lasers in combination with fiber based concepts. For this purpose the power scaling limits of this fiber based concepts were investigated. One scaling limit in high-power fiber lasers results from the need to limit the operation temperature due to the decomposition temperature (85 °C) of the fiber coating. The heat is generated during pumping in the fiber core and will be conducted to the fiber surface. Therefore, various setups providing efficient cooling were investigated in order to enable high pump and output powers. The evaluation showed that both convection and the thermal radiation from the surface of the fiber have a minor effect. The dominant heat transport mechanism is the thermal conduction out of the fiber into the surrounding heat sink. Simulations showed that, when the fiber is in a perfect contact with the heat sink, at a pump power of 5000 W the temperature rise can be 20 K at the surface of the fiber cladding. Additionally the simulation results indicated that increasing the fiber cladding diameter is also beneficial for the heat transport out of the lasing medium because of the increased surface, which enables a higher heat transport.

The onset of nonlinear optical effects such as stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Brillouin scattering (SBS) constitute another limitation for power scaling. Calculations of these effects were performed in order to verify the limits of the laser concepts which were investigated in the thesis. As a result, the most critical non-linear effect in the considered laser architectures is SRS. In contrast to SBS, the SRS does not depend on the spectral emission properties of the laser; it rather depends on the intensity distribution along the fiber. Two laser configurations (bidirectional and unidirectional) were considered. It was shown that for a fiber with a core diameter of 25  $\mu\text{m}$  and at a pump power of 5 kW, the maximum fiber length to avoid SRS is 12 m for the unidirectional setup and 16 m for the bidirectional setup. The SRS threshold thus limits the fiber length and consequently leads to a higher heat load per unit length of the fiber at a given power. Further scaling of the output power requires better heat removal, lower fractional heating, and / or suppression of SRS by other means.

With the aim to generate polarized radiation, a fiber amplifier was developed to increasing the power of the linearly polarized output beam from a medium-power single-mode thin-disk laser. In this case, the thin-disk laser was used as a seed source for the fiber-based amplifier. As the low output-coupling makes the thin-disk laser insensitive to back reflections, this approach has the additional advantage that no additional isolator is needed. Another advantage of the thin-disk laser is its emission wavelength of 1030 nm, at which the amplifier reaches a high Stokes-efficiency of 95 % when pumped at a wavelength of 976 nm. An intra-cavity Brewster plate was used to polarize the seed laser and its degree

of linear polarization (DOLP) was measured to be 99%. The fiber amplifier consisted of an ytterbium-doped polarization-maintaining (PM) fiber (Liekki Yb1200-20/400 DC-PM). With this setup, a total linearly polarized output power of 440 W with a beam quality of  $M^2 = 2$  was achieved, corresponding to a gain of 11,4 dB for the 30 W output from the thin-disk seed laser.

A conventional active step index fiber (non-PM) was utilized in the amplifier instead of the PM fiber for further investigation of the polarization behavior in a 1.1 m long fiber (Liekki Yb1200-30/250 DC). In general non-PM fibers are able to handle higher laser power because of lower intrinsic losses and strain and with a core diameter of 30  $\mu\text{m}$  the amplifier offered a higher potential for power scaling with regard to SRS and SBS. The active fiber was mounted in a customized holder to minimize the compressive and the tensile stresses on the fiber (to avoid polarization scrambling). The amplifier was seeded with the same thin-disk laser described in the previous section and delivered up to 129 W of linearly polarized (DOLP of 99%) output power. The DOLP reduced to 55% at higher output powers due to depolarization effects in the fiber. The maximum output power achieved with this fiber was 285 W with a beam quality of  $M^2 = 3$ . The beam quality was decreased by the transverse spatial-hole burning effect. The thin-disk seed laser with an output power of 15 W was amplified by a factor of 12.4 dB. This result corresponds to an extracted laser power of 260 W/m from the 1.1 m long fiber, which is the highest reported output from a conventional step index fiber with acrylate coating.

The last part of this thesis is devoted to investigations on the combination of the thin-disk and the fiber laser for the generation of high brilliance. This tandem-pumping concept, which consists of an ytterbium-doped fiber laser pumped by a Yb:YAG thin-disk laser at a wavelength of 1030 nm, offers a convenient way to scale the output power of fiber lasers to the multi-kilowatt level and offers a variety of benefits for applications. One of the main benefits is the flexibility of the laser source concerning the beam quality. For some applications (e.g. welding) the thin-disk laser can be used directly and for applications demanding higher brightness (e.g. remote cutting) the fiber laser acts as a brilliance converter. As previously noted, high-power, high-brilliance flexible beam delivery with optical fibers over longer distances is typically limited by the onset of nonlinear effects such as SRS and SBS. A pumping concept which effectively circumvents these limitations is remote pumping, where the pump beam is guided over long distances in a fiber delivery cable and the compact high-power single-mode fiber laser is placed close to the workpiece. The multi-mode fiber-coupled pump source can thus be placed far away from the cavity and the pump radiation is transported over long distances without SRS-related constraints.

The most common approach for the pumping of high-power fiber lasers is diode laser pumping, either directly, using fiber-coupled diodes spliced to the fiber laser, or remotely with fiber-coupled diode lasers using comparatively long transport fibers. One of the

ultimate limits for scaling the output power of these direct diode-pumped lasers is the accessible Stokes-shift which results in a high heat load per unit length. Therefore, an obvious approach to reduce the fractional heating is to increase the pump wavelength. In fact, a thin-disk pumped fiber laser exhibits a 30% lower heat load as compared to a conventional diode-pumped fiber laser due to the higher Stokes-efficiency. Pumping at long wavelengths however implicates a strongly reduced pump absorption. To compensate this reduction much higher pump brilliance is required, which cannot be provided by today's commercially-available pump diode lasers.

The thin-disk laser-pumped fiber laser employing a bidirectional pumping configuration (with a double pass for both the pump and the laser radiation) generated a maximum output power of 1008 W with only 1264 W of pump power. The active fiber (IPHT 30/100/300) was mounted on a water-cooled cylinder. Despite the low pump absorption at a wavelength of 1030 nm, this kW-fiber laser reached a maximal optical efficiency of 85%. The fiber laser operating as a brilliance converter reached a beam quality of  $M^2 = 2.5$  pumped with a laser beam out of a fiber coupled thin-disk laser with a  $M^2 = 15$ . To further improve the cooling, the fiber was mounted on an water-cooled spiral holder in a second step. With this compact and robust setup, the laser achieved a maximum output power of 1.1 kW with 80% of optical efficiency.

The investigation was pursued with another fiber (Liekki Yb1300-25/105/300 DC) optimized to reach a diffraction-limited beam quality. This fiber had a reduced core diameter of 25  $\mu\text{m}$  which results in less guided modes. The resonator of the laser was realized with fiber Bragg gratings (FBGs). The FBGs exhibit a mode-selective reflectivity and thereby favors the fundamental mode. This fiber laser was mounted on a double spiral and reached an output power of 350 W with a near-diffraction limited beam quality of  $M^2 = 1.4$ . At higher output powers, a mode instability occurs, which leads to high gain for modes with a higher transversal order to the detriment of the fundamental mode.

In summary, fiber based concepts acting as beam converters to overcome the brightness limitations of the thin-disk laser are presented. The results show that a high-output power with a good beam quality and a very high efficiency is achievable. According to the above assessment, by utilizing improved cooling as well as an optimized fiber, it turned out the possibility for the thin-disk pumped fiber laser concept to achieve a high beam quality with an output power of about 13 kW (85% efficiency) in conjunction with a commercially available 16 kW thin-disk laser as the pump source.



# 1 Einleitung

## 1.1 Hochleistungslaser in der Materialbearbeitung

Seit den Siebzigerjahren ist der von C. K. N. Patel 1964 entwickelte Kohlendioxidlaser der am häufigsten eingesetzte Laser in der Materialbearbeitung [4, 5, 6]. Der Kohlendioxidlaser erzielt heute eine Ausgangsleistung von bis zu 20 Kilowatt bei einer guten Strahlqualität von  $M^2 = 4,5$  [7]. Dies eröffnet dem CO<sub>2</sub>-Laser vielseitige Einsatzmöglichkeiten beim Laserstrahlschneiden und -schweißen. Der ebenfalls 1964 entwickelte Neodym-dotierte Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG)-Stablaser [8] war der erste in der Materialbearbeitung eingesetzte Festkörperlaser. Er fand vor allem Anwendung beim Laserstrahlschweißen im Karosseriebau sowie beim Punktschweißen. Der Nd:YAG-Stablaser hat den Nachteil, dass er in der Ausgangsleistung und Strahlqualität begrenzt ist, wodurch seine Einsatzgebiete beschränkt sind. Die Vorteile des Festkörperlasers im Gegensatz zum CO<sub>2</sub>-Laser sind zum einen die Führung des Laserstrahls in einer Glasfaser, wodurch sich manche Anwendung sehr viel flexibler gestalten lässt, zum anderen die Wechselwirkung mit dem Werkstück; hier profitiert der Festkörperlaser mit seiner Wellenlänge von ca. 1 µm von einer höheren Absorption und keiner Abschattung durch ein Plasma beim Laserstrahlschweißen. Ein Festkörperlaser, der ebenfalls diese Vorteile zeigt, zudem aber in der Ausgangsleistung und der Strahlqualität deutlich weniger begrenzt ist, ist der Scheibenlaser. Im Jahr 1993 wurde der Scheibenlaser am Institut für Technische Physik des DLR und am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart in der Scheibenlaser-Gruppe um A. Giesen [9] erfunden und entwickelt. Die Ausgangsleistung des Scheibenlasers war in den ersten Jahren der Entwicklung, insbesondere durch die geringe verfügbare Leistung der Pumpdioden, begrenzt. Mit der stetigen Zunahme der Diodenlaserleistung nahm gleichermaßen die Ausgangsleistung des Scheibenlasers zu.

Der Scheibenlaser wird im Gegensatz zum Stablaser in Richtung der Strahlausbreitung gekühlt und nicht quer dazu [10]. Dadurch wird die Strahlqualität des Lasers deutlich weniger negativ beeinflusst. Des Weiteren führt das günstige Verhältnis von aktivem Material zur kühlbaren Oberfläche beim Scheibenlaser zu einer starken Kühlwirkung und damit zu einer hohen Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität.

Die hohe Ausgangsleistung bei einem geringeren Strahlparameterprodukt, dennoch multimodig, eröffnet dem Scheibenlaser viele Anwendungsmöglichkeiten, z. B. Laserstrahlschneiden und Laserstrahlschweißen.

Mit Beginn der industriellen Entwicklung, die zu einem großen Teil bei der TRUMPF Laser GmbH stattfindet, konnte die Ausgangsleistung des Yb:YAG-Scheibenlasers stetig gesteigert werden. Ein Multimode-Scheibenlaser erreicht heute im Labor eine Leistung von bis zu 10 kW je Scheibe [11]. Kommerziell angeboten wird, durch Kombination von mehreren Scheiben in einem Resonator, eine Gesamtleistung von 16 kW mit einem Strahlparameterprodukt von 8 mm mrad [7].

Die Realisierung eines Grundmode-Scheibenlasers ist sehr viel schwieriger als die des bisher beschriebenen Multimode-Lasers, da durch den Pumpvorgang und die damit in der Scheibe frei werdende Wärme sowohl eine thermisch induzierte Brechzahländerung als auch eine Deformation der Scheibe auftritt. Dadurch erfährt der Grundmode eine Phasenfrontstörung, und die Strahlqualität vermindert sich.

Ausschließlich nahe der Maximalleistung (dadurch kann die Phasenfrontstörung der Scheibe teilweise durch optische Elemente kompensiert werden) erreichte der Yb:YAG-Scheibenlaser mit einem evakuierten Resonator eine Ausgangsleistung von 1,1 kW mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 = 1,4$ ) und einer optisch-optischen Effizienz von 40 % [12]. Diese Ausgangsleistung konnte jüngst durch ein Entwicklerteam bei der TRUMPF Laser GmbH ohne einen evakuierten Resonator auf 4 kW gesteigert werden [2]. Im Experiment wurden eine Effizienz von 56 % und eine Strahlqualität vom  $M^2 = 1,4$  erreicht.

Scheibenlaser, die über die gesamte Ausgangsleistung eine grundmodenahe Strahlqualität erzielen, erreichen gegenwärtig eine maximale Leistung von 815 W bei einer optisch-optischen Effizienz von 39 % [1]. Diese Strahlqualität wurde durch Einsatz eines deformierbaren Spiegels erlangt, der die Phasenfrontstörung leistungsabhängig teilweise kompensierte.

Mit der Verwendung von Ytterbium-dotiertem Lutetium-Aluminium-Granat (Yb:LuAG) anstelle von Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) als Wirtskristall und durch spektral schmalbandiges Pumpen beim sogenannten Zero-Phonon-Übergang bei einer Wellenlänge von 969 nm konnte eine Maximalleistung von 742 W mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,55$  und einer maximalen optisch-optischen Effizienz von 58,5 % erzielt werden [13]. Durch diese spektral schmale Pumpwellenlänge konnte ein schmaler Absorptionsübergang effizient gepumpt werden, und im Vergleich zur zuvor verwendeten Pumpwellenlänge von 940 nm wurden 32 % weniger Wärme im Kristall frei. Dieser reduzierte Wärmeeintrag folgt aus der 3 % höheren Stokes-Effizienz ( $\eta_{\text{Stokes}} = \frac{\lambda_{\text{Pump}}}{\lambda_{\text{Laser}}}$ ), die auf diese Weise erreicht wird. Die Flexibilität, die der Multimode-Scheibenlaser aufgrund der Strahlführung in einer Glasfaser hat, kann auf den Grundmode-Scheibenlaser nicht übertragen werden. Für den industriellen Einsatz ist der Grundmode-Scheibenlaser an die Freistrahpropagation gebunden, da bei Leistungen größer 200 W eine Einkopplung des Laserstrahls in ein Lichtleitkabel ohne Verschlechterung der Strahlqualität und hohen Verlusten nicht möglich ist [14]. Diese Grenzleistung ergibt sich durch eine thermisch induzierte Dejustage und

die geringe Zerstörschwelle der Faserfacette. Eine solche Begrenzung ist für Grundmode-Faserlaser nicht gegeben. Bei Faserlasern wird die Laserstrahlung durch Anspießen einer Transportglasfaser, ohne Einkopplung im Freistrah, direkt an das Werkstück weitergeleitet. Der erst deutlich nach dem Scheibenlaser industriell wichtig gewordene Faserlaser erschließt so durch seine hohe Strahlqualität und hohe Ausgangsleistung ebenso viele Anwendungsfelder.

Ziel dieser Arbeit ist es, Faserlaser bzw. Faserverstärkerkonzepte zu entwickeln, die als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen eingesetzt werden können und damit Laserstrahlung bei höherer Brillanz erzeugen. Dabei wird zum einen der Scheibenlaser als Seed-Laser verwendet und die Ausgangsleistung in einem diodengepumpten Faserverstärker gesteigert. Zum anderen wird der Scheibenlaser als Pumplaser für einen Ytterbium-dotierten Faserlaser eingesetzt; man spricht dabei vom *tandem-pumping* [15]. Beim *tandem-pumping* handelt es sich um einen zweistufigen Pumpprozess, bei dem ein diodengepumpter Scheiben- oder Faserlaser einen nachfolgenden Faserlaser pumpt. Es wird nachfolgend gezeigt werden, dass das *tandem-pumping* aufgrund der gesteigerten Stokes-Effizienz des Faserlasers für die Erzeugung einer hohen Ausgangsleistung mit beugungsbegrenzter Strahlqualität wesentlich ist. Weiter wird die Frage beantwortet werden, ob die Effizienz des *tandem-pumping* im Vergleich zum grundmodenahen Scheibenlaser konkurrenzfähig ist. Bevor in den nachfolgenden Kapiteln die beiden Brillanzkonverterkonzepte detailliert diskutiert werden, folgt nun sowohl eine Darstellung der Historie als auch der aktuellsten Forschungsergebnisse zu Faserverstärkern und Faserlasern.

Die Idee eines Faserverstärkersystems wurde 1961 durch P. P. Kisliuk und W. S. Boyle [16] sowie 1962 von J. E. Geusic und H. E. D. Scovil [17] lange vor dem Scheibenlaser an den Bell Labs vorgestellt. Wenig später, 1964, wurde der erste Neodym-Faserverstärker von Ch. J. Koester und E. Snitzer [18] im Labor realisiert. Im Experiment wurde im Pulsbetrieb die Emission eines lampengepumpten Neodym-Glas-Stablasers im Faserverstärker verstärkt. Dieser erste Faserverstärker erreichte zunächst nur eine Ausgangsleistung von einigen hundert Milliwatt.

Erst mit der Verwendung von Ytterbium als aktives Laser-Ion konnte die Ausgangsleistung in den Watt-Bereich gesteigert werden. Dadurch erzielte P. Koplow im Jahr 2000, rund 40 Jahre nach der ersten Demonstration eines Faserlasers, mit einem Ytterbium-dotierten Grundmode-Faserverstärker eine Ausgangsleistung von 4 W [19].

Das Verstärkerprinzip ermöglicht es, durch stimulierte Emission die Eigenschaften des Seed-Lasers, beispielsweise Strahlqualität, Polarisation oder einfrequenter Betrieb, zu erhalten und gleichzeitig die Ausgangsleistung zu steigern. Der Vorteil hierbei ist, dass die oben aufgeführten Eigenschaften des Seed-Lasers bei einer geringen Leistung aufgrund von fehlenden thermischen Einflüssen und einer geringeren Verstärkung einfacher zu realisieren sind. Die Polarisationseigenschaften sind dabei von besonderem Interesse, da sie Einfluss auf das Absorptionsverhalten der Laserstrahlung in Metallen haben. Mit der Verwendung

von speziell polarisierten Lasern ließ sich beispielsweise eine Steigerung der Produktivität beim Bohren von Löchern zeigen [20]. Daher werden in dieser Arbeit ausschließlich linear polarisierte Faserverstärker betrachtet, die nachfolgend in spezielle Polarisationsformen wie radial oder azimuthal polarisiert gewandelt werden können [21]. Ytterbium-dotierte einstufige Faserverstärker, die linear polarisiert sind und zudem noch einfrequenz oszillieren, haben bisher eine maximale Ausgangsleistung von 100 W [22] und 402 W [23] erzielt. Bei beiden Experimenten wurden die Polarisations-eigenschaften durch den polarisierten Seed-Laser in den Verstärker eingebracht.

Um die Ausgangsleistung von Verstärkern weiter steigern zu können, werden mehrere hintereinander folgende Verstärkerstufen verwendet. Mit einem zweistufigen Verstärkersystem konnten bisher 502 W im Grundmode [24] und mit einem dreistufigen Verstärker 1 kW Ausgangsleistung [25] erreicht werden. Da die Besonderheit von Faserverstärkern hauptsächlich in den besonderen Strahleigenschaften wie dem Polarisationszustand begründet liegt, ist es sinnvoll, auch Faserlaser mit eben diesen Eigenschaften zu betrachten. Mit Faserlasern wurde eine polarisierte Ausgangsleistung von 306 W demonstriert, ohne eine Strahlführung im Freistrah (engl. *all-fiber*). Diese wurde allein durch das Aufwickeln der polarisationserhaltenden aktiven Faser auf einen sehr kleinen Durchmesser erreicht [26]. In weiteren Laserexperimenten mit polarisierenden optischen Elementen, die resonatorintern im Freistrah angeordnet waren, wurden nochmals höhere Ausgangsleistungen von 633 W [27] und 850 W [28] erreicht.

Parallel zur Entwicklung des Faserverstärkers, bei der es hauptsächlich um das Erreichen zusätzlicher Strahleigenschaften wie der Polarisation geht, verlief die Entwicklung des Faserlasers. Hier stand vor allem eine Steigerung der Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität im Vordergrund.

Im Jahr 1961 baute E. Snitzer den ersten Faserlaser [29, 30] mit wenigen Milliwatt Ausgangsleistung. Dieser erste Faserlaser war ein kerngepumpter Laser, der eine Pumpquelle mit einer vergleichbaren Strahlqualität benötigte, wie der Faserlaser selbst sie erzeugte.

Erst durch die Entwicklung einer Doppelkernfaser, bei der ein niedrigbrechendes Schutzcoating aufgebracht ist, konnte die Pumpstrahlung im Fasermantel mit einem großen Durchmesser geführt werden [31]. Dadurch ließ sich eine Pumpstrahlung geringer Strahlqualität, aber hoher Leistung in die Faser einkoppeln. Damit und mit der Verwendung von Ytterbium als aktives Laser-Ion begann zu Beginn des neuen Jahrtausends eine herausragende Leistungssteigerung des Faserlasers, hauptsächlich durch V. Gapontsev und sein Unternehmen IPG Photonics. V. Gapontsev stellte im Jahr 2002 einen auf einer Grundmode-Faser aufgebauten Laser mit 135 W Ausgangsleistung vor [32]. Mit dem Einsatz von Fasern mit großer Modenquerschnittsfläche und gleichzeitig hoher Strahlqualität (LMA-Faser) konnte durch eine höhere Pumpabsorption und höhere Schwellleistung für nichtlineare Effekte die Ausgangsleistung weiter gesteigert werden. Im darauffolgenden Jahr demonstrierte J. Limpert einen Faserlaser, basierend auf einer LMA-Faser mit einer

Leistung von 500 W [33]. Dieses Konzept aufgreifend zeigte IPG im Jahr 2005 einen 2-kW-[34] und 2008 einen 6-kW-Faserlaser mit beugungsbegrenzter Strahlqualität [35]. Andere Forschergruppen entwickelten ebenfalls den Faserlaser weiter und erzielten Leistungen von 1,36 kW [36] und 2,1 kW [37] mit guter Strahlqualität. Mit einem Faserverstärker der mit einem Seed-Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1070 nm betrieben und bei einer Wellenlänge von 1030 nm mit einem Scheibenlaser gepumpt wurde, könnte 2011 eine Ausgangsleistung von 2,9 kW bei einer Strahlqualität vom  $M^2 = 5$  erzielt werden [38].

Die Ausgangsleistung der konventionell Diodenlaser-gepumpten Faserlaser mit sehr guter Strahlqualität konnte aufgrund des hohen Wärmeeintrags nicht mehr durch die Verwendung von immer leistungsstärkeren Pumplasern gesteigert werden. Erst durch ein zweistufiges Pumpkonzept, bei welchem mehrere diodengepumpte Grundmode-Faserlaser einen Grundmode-Faserlaser pumpen, erzielte IPG Photonics im Jahr 2009 eine Ausgangsleistung von 10 kW bei beugungsbegrenzter Strahlqualität [39]. Dieser Faserlaser hatte einen 1 kW starken Seed-Laser bei einer Wellenlänge von 1070 nm. Der nachfolgende Verstärker wurde durch geometrisch gekoppelte Grundmode-Faserlaser gepumpt, die bei einer Wellenlänge von 1018 nm emittierten. Mit dem zweistufigen Pumpkonzept kann die Stokes-Effizienz gesteigert und dadurch die in der Faser frei werdende Wärme signifikant gesenkt werden. Der Strahl des monolithisch (d. h. keine Strahlführung im Freistrahl) aufgebauten 10-kW-Lasers wurde in eine 3 m lange Transportfaser (LLK) eingekoppelt [39]. Die Länge ist durch das Auftreten der stimulierten Raman-Streuung (SRS) begrenzt, welche bei einer Schwelleistung auftritt, die umgekehrt proportional mit der Faserlänge und proportional mit dem Kerndurchmesser skaliert (siehe Kapitel 4). Die geringe Länge der Transportfaser ist für die industrielle Anwendung eine starke Einschränkung, da das Lasergerät sehr nahe beim Werkstück aufgestellt werden muss. Nahe am Werkstück ist durch komplexe Anlagentechnik meist aber nur wenig Platz. Vier Jahre später, 2013 und ebenfalls von IPG Photonics entwickelt, wurde ein 20-kW-Grundmode-Faserverstärker präsentiert [40]. Auch dieser Verstärker wurde bei einer Wellenlänge von 1018 nm gepumpt, jedoch bei einer deutlich kürzeren Emissionswellenlänge von 1035 nm betrieben. Dies führte zu einer nochmals gesteigerten Stokes-Effizienz von 98 %. Da weitere Details nicht bekannt sind, ist unklar, ob es sich hierbei tatsächlich um eine Faser oder einen dotierten Glasstab handelt. Dies ist gegenwärtig der leistungsstärkste Grundmode-Faserverstärker der Welt.

Scheibenlaser und Faserlaser, die bis heute eine immer höhere Ausgangsleistung erzielen, haben in der Materialbearbeitung neben dem Kohlendioxidlaser einen wichtigen Platz eingenommen und gewinnen stetig an Bedeutung.

## 1.2 Motivation und Konzeptvergleich

Bei der vorhergehenden Beschreibung des zweistufigen Pumpkonzepts des 10-kW-Grundmode-Lasers von IPG Photonics wurde erwähnt, dass aufgrund der nichtlinearen stimulierten Raman-Streuung die Transportfaserlänge auf 3 m begrenzt ist. Um die Begrenzung durch nichtlineare Effekte bei der Leistungsübertragung zu umgehen, können Faserlaser nahe am Werkstück platziert und die Pumpleistung über weite Entfernungen fasergeführt übertragen werden. Dieses *remote pumping* kann sowohl mit Diodenlasern als auch mit dem Scheiben- bzw. Faserlaser als Pumpquelle realisiert werden. Der Faserlaser-gepumpte 10-kW-Faserlaser war dagegen mit den Pumpquellen fest verspleißt und lässt sich nicht ohne weiteres räumlich von der Pumpquelle trennen.

Die Scheiben- bzw. Faserlaser die als Pumpquelle zum Einsatz kommen haben wegen des kleineren Strahlparameterprodukts bei gleicher Ausgangsleistung gegenüber dem Diodenlaser den Vorteil, dass sie auch direkt, d. h. ohne einen Faserlaser als Brillanzkonverter zu verwenden, vielseitig einsetzbar sind. Im Gegensatz dazu sind die direkten Anwendung von Diodenlasern, die typisch zum Pumpen von Festkörperlasern verwendet werden, durch ihre geringe Strahlqualität auf den Einsatz beim Löten, Härten und wenige Schweißanwendungen beschränkt. Auch ohne Brillanzkonverter können hingegen Scheibenlaser bzw. Faserlaser durch das steckbare Lichtleitkabel für klassische Laserschweiß- und Laserschneidanwendungen genutzt werden. Dies ermöglicht eine hohe Flexibilität und andere Prozessregime in der Lasermaterialbearbeitung. Werden bei bestimmten Anwendung, z. B. beim Remote-Dampfdruk-Abtragschneiden oder Feinschneiden, eine nochmals gesteigerte Strahlqualität benötigt, so kann der durch den Scheibenlaser oder Faserlaser gepumpte Faserlaser-Brillanzkonverter genutzt werden. Mit Brillanzkonversion ist in diesem Zusammenhang die Steigerung der Strahlqualität unter geringen Verlusten durch Pumpen eines Faserlasers mit einem Festkörperlaser gemeint.

Alle bisher hier diskutierten Faserlaserkonzepte sowie die neuen Faserlaserkonzepte, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, sind in Tabelle 1.1 miteinander verglichen und bewertet. Mit dem Begriff „Komplexität“ wird der technologische Gesamtaufwand inklusive Pumpquelle und abbildender Optik bezeichnet. Die Möglichkeit, sowohl den Pumplaser direkt als auch einen damit gepumpten Faserlaser hoher Strahlqualität einsetzen zu können, soll durch den Begriff „Flexibilität“ ausgedrückt werden. In den beiden letzten Zeilen „Potenzial 10 kW“ und „Potenzial 20 kW“ wird die Möglichkeit bewertet, prinzipiell eine Grundmode-Leistung von 10 kW bzw. 20 kW erreichen zu können. Hierbei geht vor allem die in der Faser frei werdende Wärme in die Bewertung ein.

Der Vergleich der unterschiedlichen Pumpkonzepte zeigt die Vorteile des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers bezüglich der hohen Stokes-Effizienz, dem flexiblen Einsatz in der Materialbearbeitung und der nicht durch nichtlineare Effekte begrenzten Übertragbarkeit der Laserstrahlung.

Tabelle 1.1: Vergleich verschiedener Pumpkonzepte.

Pumpkonzept	Direkt-Diodenlaser- gepumpter Faserlaser	Remote-Diodenlaser- gepumpter Faserlaser	Direkt-Faserlaser- gepumpter Verstärker	Remote-Faserlaser- gepumpter Faserlaser	Remote-Scheibenlaser- gepumpter Faserlaser
<b>Stokes-Effizienz</b>	o 91%	o 91%	++ 95%	++ 95%	++ 94%
<b>Komplexität</b>	++ einfach, robust, geringe Kosten	+ zusätzlicher Aufwand für die Übertragung der Pumpleistung	- zweistufiges Pumpkonzept	- zweistufiges Pumpkonzept	-- zweistufiges Pumpkonzept mit zwei unterschiedlichen Lasertypen
<b>Übertragung des Grundmodes</b>	- Übertragungslänge durch SRS begrenzt	++ keine Übertragung des Grundmodes	- Übertragungslänge durch SRS begrenzt	++ keine Übertragung des Grundmodes	++ keine Übertragung des Grundmodes
<b>Flexibilität</b>	-- keine separate Nutzung der Pumpquelle	o geringe Brillanz der Pumpquelle; nur wenige Anwendungen	-- keine separate Nutzung der Pumpquelle	++ hohe Anwendungsvielfalt der Pumpquelle	++ hohe Anwendungsvielfalt der Pumpquelle
<b>Potenzial 10 kW</b>	- starke thermische Begrenzung	- starke thermische Begrenzung	++ bereits demonstriert	++ ähnliche Voraussetzung wie Direkt-Faserlaser- gepumpter Verstärker	++ ähnliche Voraussetzung wie Direkt-Faserlaser- gepumpter Verstärker
<b>Potenzial 20 kW</b>	-- jenseits der thermischen Begrenzung	-- jenseits der thermischen Begrenzung	++ bereits demonstriert	+	+

"++" sehr ungünstig      "++" ungünstig      "o" neutral      "++" günstig      "++" sehr günstig

Besonders vorteilhaft ist die höhere Stokes-Effizienz, die sich aufgrund der im Vergleich zum Diodenlaser langen Pumpwellenlänge des Scheibenlasers ergibt. Dadurch wird ca. 30 % weniger Wärme in der aktiven Faser frei. All diese Vorteile sind im Vergleich zu Diodenlaser-gepumpten Faserlasern allerdings mit einer höheren Komplexität des Laseraufbaus verbunden.

In dieser Arbeit wird der Scheibenlaser nicht nur als Pumplaser eines Faserlasers (Brillanzkonverter) verwendet, sondern auch als Seed-Laser in einem Faserverstärker. Der Faserverstärker erhöht, ohne signifikante Verschlechterung der Laserstrahleigenschaften des Seeds, die Ausgangsleistung des Systems. Dabei werden linear polarisierte Grundmode-Scheibenlaser (siehe Kapitel 5) verwendet, um für einen späteren Einsatz, z. B. in der Materialbearbeitung, die polarisierte Laserstrahlung nutzen zu können. Der Scheibenlaser als Seed-Laser für Faserverstärker hat zahlreiche Vorteile, die zum einen auf einem geringen Auskopplungsgrad und zum anderen auf der meist kürzeren Emissionswellenlänge im Vergleich zum Faserlaser beruhen. Typisch ist der Auskopplungsgrad eines Faserlasers  $> 90\%$ , im Gegensatz zu einer geringen Auskopplung vom  $< 5\%$  des Scheibenlasers. Der geringe Auskopplungsgrad macht den Scheibenlaser unempfindlich gegenüber der im Verstärker reflektierten Laserstrahlung, folglich bleiben die Eigenschaften des Seed-Strahls langzeitstabil und unabhängig gegenüber den meisten äußeren Einflüssen. Auf den Einsatz von Isolatoren zum Schutz vor rückläufiger Laserstrahlung, wie bei Seed-Faserlasern üblich, kann verzichtet werden, wodurch sich unter anderem die Systemkomplexität vermindert. Weiter ermöglicht die vergleichsweise kurze Emissionswellenlänge des Scheibenlaser-Seeds von 1030 nm, z. B. 1070 nm beim Ytterbium-Faserlaser, in Verbindung mit einer Pumpwellenlänge von 976 nm, eine hohe Stokes-Effizienz von 95 %. Folglich wird nur ein kleiner Teil der Pumpleistung als Wärme in der aktiven Faser frei und es eröffnet sich ein hohes Leistungsskalierungspotenzial, da die Ausgangsleistung durch die Zersetzungstemperatur des Faserschutzmantels begrenzt wird.

### 1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Zur Brillanzsteigerung werden in dieser Arbeit zwei verschiedene Herangehensweisen untersucht: zum einen das Verstärken des Ausgangsstrahls eines linear polarisierten Grundmode-Scheibenlasers durch einen nachfolgenden Faserverstärker und zum anderen die Verwendung des Scheibenlasers als Pumpquelle für einen Faserlaser. Bei diesem zweistufigen Pumpkonzept wirkt der Faserlaser als Brillanz- bzw. Strahlkonverter zur Steigerung der Strahlqualität.

Beim zweistufigen Pumpkonzept pumpt ein konventionell Diodenlaser-gepumpter Scheibenlaser einen nachfolgenden Faserlaser. Im Vergleich zum direkten Pumpen mit einem fasergekoppelten schmalbandigen Diodenlasers ( $\Delta\lambda_{FWHM} \leq 10\text{ nm}$ ) bietet der Scheibenlaser eine höhere Ausgangsleistung bei gleichzeitig kleinerem Strahlparameter-

produkt.

Dies ermöglicht bei gleichem Kerndurchmesser kleinere Pumpmanteldurchmesser und damit eine höhere Pumpabsorption. Im **Grundlagenkapitel 2** werden diese Zusammenhänge erläutert sowie die Führungseigenschaften und der Resonatoraufbau des Faserlasers beschrieben. Diese Grundlagen sind wichtig für die Auslegung von Faserlasern und -verstärkern sowie die Interpretation der experimentellen Ergebnisse.

In **Kapitel 3** wird das temperaturabhängige Absorptions- bzw. Emissionsverhalten des aktiven Mediums diskutiert. Im Weiteren wird daraus das temperaturabhängige Transparenz- und Effizienzverhalten des Lasers abgeleitet. Das Kapitel schließt mit der Betrachtung des Photodarkening-Effekts und den dazu durchgeführten Messungen an den in dieser Arbeit verwendeten Ytterbium-dotierten Fasern. Bei den Untersuchungen wurden besonders die langen Pump- und Emissionswellenlängen betrachtet, wie sie beim Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser auftreten.

Wie bereits erwähnt, führen nichtlineare optische Effekte in Glasfasern bei einer hohen Strahlqualität zu einer Begrenzung der Ausgangsleistung bzw. der Faserlänge. Diese Leistungsgrenzen werden in **Kapitel 4** analysiert und beispielhaft für die in dieser Arbeit verwendeten Fasern bestimmt. Dabei werden nicht nur nichtlineare Prozesse, sondern auch Wärmeentstehungsprozesse betrachtet und daraus thermische Grenzen abgeleitet. Auf diese Weise lassen sich zweistufige Pumpkonzepte mit direkt durch einen Diodenlaser gepumpten Faserlasern vergleichen und Potenziale ableiten. In **Kapitel 5** werden die Experimente sowie die Ergebnisse vorgestellt, die mit einem Diodenlaser-gepumpten Faserverstärker mit Scheibenlaser-Oszillator erreicht wurden. Der Grundmode-Scheibenlaser-Oszillator war hierbei linear polarisiert. Ferner werden linear polarisierte Faserverstärker erläutert, die sowohl mit einer polarisationserhaltenden als auch einer nicht-polarisationserhaltenden Faser aufgebaut wurden. Die Motivation in der Verwendung einer nicht-polarisationserhaltenden Faser ist, dass solche Fasern allgemein leistungsbeständiger sind und größere Kerndurchmesser haben können, wodurch die Schwellleistungen für das Auftreten von nichtlinearen Effekten erhöht sind. Dabei steht die Steigerung der polarisierten Ausgangslaserstrahlung bei hoher Strahlqualität zur Leistungsskalierung des Scheibenlasers im Vordergrund.

Die experimentellen Ergebnisse des als Brillanzkonverter wirkenden Faserlasers, der von einem Scheibenlasers gepumpt wird, werden in **Kapitel 6** vorgestellt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden zwei verschiedene Ytterbium-dotierte Fasern verwendet. Die Untersuchungen, bei denen zahlreiche verschiedene Laseraufbauten realisiert wurden, haben gezeigt, dass eine dieser Fasern eher zum Erzielen einer hohen Ausgangsleistung und die andere zum Erzielen von beugungsbegrenzter Strahlqualität geeignet war.

Abschließend wird aus den gewonnen Erkenntnissen ein Faseraufbau abgeleitet, mit dem sich sowohl eine hohe Leistung als auch eine hohe Strahlqualität erzielen lassen.

Mit den gewonnenen Ergebnissen aus den Experimenten mit den Faserlasern und

Faserverstärkern wird am Ende der Kapitel 5 und 6 abschließend die Frage beantwortet werden, ob die faserbasierten Konzepte im Hinblick auf den Gesamtwirkungsgrad, die Ausgangsleistung und die Strahlqualität wettbewerbsfähig im Vergleich zur direkten Strahlerzeugung im grundmodenahen Scheibenlaser sind.

# 2 Grundlagen zu Faserlasern und Faserlaserverstärkern

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des mit Seltenen Erden dotierten Quarzglas-Faserlasers dargestellt. Dazu werden die Strahlführungseigenschaften zunächst mithilfe der geometrischen Optik und anschließend wellenoptisch beschrieben. Bei der wellenoptischen Darstellung werden die in der Faser geführten Moden eingeführt, welche die Strahlqualität des Faserlasers bestimmen. Zur Erhöhung der Strahlqualität dient die Modenunterdrückung durch Biegung der Faser, deren Wirkungsweise im Anschluss hergeleitet wird. Die Strahlqualität ist eine wichtige Kenngröße des Faserlasers bzw. -verstärkers, da eine hohe Strahlqualität einen großen Einsatzbereich des Lasers in der Materialbearbeitung ermöglicht. Auch bei den hier beschriebenen Strahlquellen steht die Optimierung der Strahlqualität im Vordergrund; daher ist das Verständnis der Zusammenhänge von besonderer Bedeutung. Danach wird das Absorptionsverhalten der Pumpleistung betrachtet und deren Abhängigkeit von der Fasergeometrie, der Wellenlänge und dem aktiven Material gezeigt. Aufgrund der langen Pumpwellenlänge und dem damit stark verminderten effektiven Wirkungsquerschnitt der Absorption, wie sich im Weiteren zeigen wird, ist die Erhöhung der Pumpabsorption für den nachfolgend dargestellten Scheibenlasergepumpten Faserlaser besonders entscheidend, da nur bei ausreichender Pumpabsorption ein effizienter Laser gebaut werden kann.

In dieser Arbeit werden auch polarisierte Faserverstärker beschrieben; daher werden in diesem Kapitel die polarisationserhaltenden Fasern erörtert und die wichtigsten Begriffe zur Polarisation eingeführt. Damit lassen sich die hier dargestellten experimentellen Ergebnisse bewerten und interpretieren. Das Kapitel endet mit einer Beschreibung der *Fiber Bragg Gratings* und deren Eigenschaften, die zur faserintegrierten Rückkopplung des Lasers auch in dieser Arbeit verwendet wurden.

## 2.1 Strahlenoptische Beschreibung der Strahlführung in einer Glasfaser

Die im Folgenden gezeigte strahlenoptische Behandlung von Lichtstrahlen in Glasfasern ist ein einfacher Ansatz zur Beschreibung der Ausbreitungseigenschaften, basierend auf

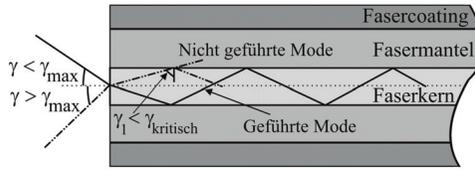


Abbildung 2.1: Faserquerschnitt mit der Einkopplung unter einem Winkel  $\gamma$  in den Faserkern. Wird der Maximalwinkel  $\gamma_{\max}$  bei der Einkopplung überschritten, so wird der kritische Winkel  $\gamma_{\text{kritisch}}$  für die Totalreflexion unterschritten, und die Leistung koppelt in den Faserkern aus.

der geometrischen Optik. Sie erklärt die Einkopplung in die Faser und die Strahlführung durch Brechung bzw. Totalreflexion. Dies ist vor allem für die im Experiment realisierte Einkopplung des Pumpstrahls in die aktive Faser von Bedeutung. Es wird gezeigt werden, dass die Brechungsindexdifferenz von Faserkern und -mantel die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Einkopplung in die Faser und deren Führungseigenschaften bestimmt. Die Beschreibung der Ausbreitung von Licht in Fasern mithilfe der geometrischen Optik kann angewandt werden, solange die Wellenlänge des verwendeten Lichts klein gegenüber den Faserstrukturen (d. h. Kern- und Manteldurchmesser) ist. Betrachtet werden Stufenindex-Glasfasern, deren Brechungsindexverlauf vom Mantel in den Kern einen diskontinuierlichen stufenförmigen Brechungsindexanstieg zeigt.

Glasfasern führen Lichtstrahlen durch Totalreflexion an der Grenzfläche von Kern und Mantel. Totalreflexion tritt nur bei der Reflexion vom optisch dichteren Medium  $n_{\text{Kern}}$  zum optisch dünneren Medium  $n_{\text{Mantel}}$  ( $n_{\text{Kern}} > n_{\text{Mantel}}$ ) auf. Aus der Bedingung für die Totalreflexion im Faserkern kann ein maximaler Einkoppelwinkel  $\gamma_{\max}$  bestimmt werden, bei welchem noch Totalreflexion in der Faser auftritt (siehe Abb. 2.1). Diese Bedingung für Totalreflexion im Faserkern leitet sich aus dem Brechungsgesetz nach Snellius ab [41] und wird durch die numerische Apertur (N.A.)

$$\text{N.A.} = n_{\text{Umgebung}} \cdot \sin(\gamma_{\max}) = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.1)$$

der Glasfaser definiert. Der Index  $n_{\text{Umgebung}}$  ist der Brechungsindex des umgebenden Mediums der Faser, in der Regel Luft und damit  $n_{\text{Umgebung}} = 1$ .

Bei einem gegebenen Faserkerndurchmesser lässt sich daraus das maximale Strahlparameterprodukt berechnen, das in die Faser eingekoppelt und geführt werden kann. Die numerische Apertur einer konventionellen Stufenindex-Faser beispielsweise liegt zwischen  $\text{N.A.} = 0,2$  und  $0,35$  [42], abhängig von der glaschemischen Zusammensetzung.

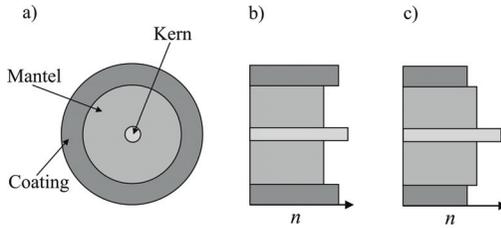


Abbildung 2.2: a) Querschnitt einer Glasfaser mit Kern, Mantel und Coating. b) Brechungsindexprofil einer konventionellen Stufenindex-Faser. c) Brechungsindexprofil einer Doppelkernfaser mit niederbrechendem Coating.

Bei der Einkopplung in eine Faser können drei verschiedene Einkoppelsituationen unterschieden werden [10].

1. Der Einkoppelwinkel  $\gamma$  ist kleiner als der Maximalwinkel  $\gamma_{\max}$ :

Der Lichtstrahl wird durch Brechung in den Faserkern eingekoppelt und im Kern durch Totalreflexion geführt.

2. Der Einkoppelwinkel  $\gamma$  ist gleich dem Maximalwinkel  $\gamma_{\max}$ :

Nach der Einkopplung wird der transmittierte Anteil des Strahl im Kern an der Kern-Mantel-Grenzschicht unter dem Winkel  $\gamma_{\text{kritisch}}$  gespalten und breitet sich anschließend parallel zur Grenzschicht aus. Der reflektierte Anteil des Strahls wird unverändert im Kern geführt.

3. Der Einkoppelwinkel  $\gamma$  ist größer als der Maximalwinkel  $\gamma_{\max}$ :

Der Strahl wird nicht mehr vollständig im Faserkern geführt und koppelt bei jeder Reflexion teilweise in den Mantel aus.

Wird der Lichtstrahl nicht in den Faserkern, sondern in den Fasermantel eingekoppelt, kann an der Grenzschicht zu einem im Vergleich zum Fasermantel höher brechenden Coating keine Totalreflexion auftreten, und der Strahl koppelt aus dem Mantel aus (siehe Abb. 2.2 b). Ist der Brechungsindex des Coatings hingegen geringer als der des Fasermantels, kann Totalreflexion auftreten und der Strahl auch im Mantel geführt werden. Fasern mit solch einem Aufbau werden als Doppelkernfaser [31] bezeichnet (siehe Abb. 2.2 c).

Beim Faserlaser ist nur der Faserkern mit Seltenen Erden, z. B. mit Ytterbium dotiert. Die im Laserprozess entstehende Strahlung wird im Faserkern geführt, welcher damit die Strahleigenschaften des Faserlasers bestimmt. Bei einer konventionellen Faser ohne Doppelkern muss die Pumpleistung direkt in den Faserkern eingekoppelt werden; dabei benötigt die Pumpquelle eine ähnliche Strahlqualität wie der Laser selbst. Mit der Verwendung von Doppelkernfasern kann die Pumpleistung geringer Strahlqualität und meist hoher Leistung in den Fasermantel mit hoher Mantel-N.A. eingekoppelt werden.

Die Pumpstrahlung wechselwirkt entlang der Propagationsrichtung mit dem Faserkern und wird so absorbiert. Mit diesem Grundprinzip der Doppelkernfaser werden hohe Ausgangsleistungen mit sehr guter Strahlqualität erzielt.

## 2.2 Wellenoptische Beschreibung der Strahlausbreitung in einer Stufenindex-Faser

Bei der folgenden wellenoptischen Beschreibung der Strahlführung in einer Glasfaser wird die räumliche Ausbreitung eines elektromagnetischen Felds in einem Wellenleiter beschrieben. Mathematisch lässt sich die Ausbreitung durch die Helmholtz-Gleichung darstellen, die - wie sich zeigt - diskrete Lösungen aufweist. Sie beschreiben die sogenannten Eigenmoden, die im Wellenleiter propagieren. Weiter zeigt sich, dass aus den in der Faser propagierenden Eigenmoden eine wichtige Kenngröße, die Strahlqualität des Faserlasers bzw. -verstärkers, folgt. Mit Kenntnis der Entstehung und der Abhängigkeiten der Eigenmoden von den Glasfasereigenschaften können die Strahlqualität der zu entwickelnden Laser verbessert und experimentelle Ergebnisse erklärt werden.

Eine exakte vollständige Lösung der Maxwell-Gleichungen für zylindrische Wellenleiter mit homogenem Brechungsindex ist mit hohem mathematischem Aufwand verbunden, deren Darstellung nicht Ziel dieser Arbeit ist. Hier soll nur auf die Ausbreitung der Moden im Wellenleiter eingegangen werden. Die Beschreibung lehnt sich dabei an J. Senior „Optical Fiber Communications“ [43] an.

Zunächst folgt eine intuitive Beschreibung der Modenstruktur in einem Wellenleiter. Für die Strahlführung in einem zylindrischen Wellenleiter mit der Propagationsrichtung in  $z$  müssen zwei Randbedingung erfüllt werden. Um eine jeweilige Mode zu spezifizieren, werden zwei ganzzahlige Parameter  $l$ ,  $m$  eingeführt. Für die in der Faser propagierenden transversalen Moden folgt damit für die transversal-elektrische Welle ( $TE_{lm}$ ) mit  $E_z = 0$  und für die transversal-magnetische Welle ( $TM_{lm}$ ) mit  $H_z = 0$  nach [43]. Des Weiteren existieren in Wellenleitern für nicht verschwindende elektrische bzw. magnetische Feldkomponenten in Propagationsrichtung  $z$  die sogenannten Hybridmoden  $HE_{lm}$  und  $EH_{lm}$ , die nicht vernachlässigt werden dürfen, da sie die sogenannten Helixmoden [43] beschreiben. Dabei drückt  $HE_{lm}$  (bzw.  $EH_{lm}$ ) aus, dass die magnetische (elektrische) Komponente im Vergleich zur elektrischen (magnetischen) einen größeren Anteil am transversalen Feld hat.

Die Beschreibung der Moden wird durch die Näherung der schwachen Führung  $(n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}})/n_{\text{Kern}} \ll 1$  vereinfacht. Diese Näherung setzt eine geringe Brechungsindexdifferenz zwischen Kern  $n_{\text{Kern}}$  und Mantel  $n_{\text{Mantel}}$  voraus und führt dazu, dass sich das gesamte elektromagnetische Feld durch eine einzige Feldkomponente beschreiben lässt. Daraus folgt ein dominierendes transversal elektromagnetisches Verhalten der Feldkom-

Tabelle 2.1: Linear polarisierte Moden (genähert) und entsprechende exakte Moden nach J. Senior [43].

Linear polarisierter Mode	Exakter Mode
LP <sub>01</sub>	HE <sub>11</sub>
LP <sub>11</sub>	HE <sub>21</sub> , TE <sub>01</sub> , TM <sub>01</sub>
LP <sub>21</sub>	HE <sub>31</sub> , EH <sub>11</sub>
LP <sub>02</sub>	HE <sub>12</sub>
LP <sub>31</sub>	HE <sub>41</sub> , EH <sub>21</sub>

ponenten und die gesamte Modenstruktur des Wellenleiters - bisher beschrieben durch das Modenset TE, TM und HE, EH - kann durch zwei linear polarisierte Komponenten beschrieben werden. Diese linear polarisierten Moden (LP-Moden) sind allerdings bis auf den LP<sub>01</sub>- und LP<sub>02</sub>-Mode keine exakte Lösung der Gleichung die den Wellenleiter beschreibt.

Bei vorliegender schwacher Führung haben HE<sub>lm</sub>, EH<sub>lm</sub> und TM<sub>lm</sub>, TE<sub>lm</sub> bei gleichen ganzzahligen Parametern  $l, m$  nahezu die gleichen Propagationskonstanten und gelten daher als entartet. Die Beziehung der traditionellen HE<sub>lm</sub><sup>-</sup>, EH<sub>lm</sub><sup>-</sup>, TE<sub>lm</sub><sup>-</sup> und TM<sub>lm</sub><sup>-</sup>-Moden zu den LP<sub>lm</sub>-Moden ist in Tabelle 2.1 für einige LP-Moden gegeben. Zudem kann jeder dieser Moden in zwei unabhängigen Polarisationszuständen auftreten, die bei schwacher Führung ebenfalls entartet sind. Daher werden beide Entartungszustände bei der Klassifikation zu einem Mode zusammengefasst und als linear polarisierte Moden (LP<sub>lm</sub>-Moden) bezeichnet. Die zusätzliche Entartung der Polarisationszustände hat somit zur Namensgebung der in Fasern auftretenden Moden geführt. Die Näherung der schwachen Führung liefert so eine einfache Beschreibung der Fasermode.

Für die mathematische Beschreibung der LP-Moden werden hier nur die wesentlichen Schritte gezeigt; eine vollständige Beschreibung ist in [43, 44] gegeben. Aus der Näherung der schwachen Führung folgt für die räumliche Feldverteilung im Wellenleiter mit dem Brechungsindex  $n_{\text{Kern}}$  die skalare Wellengleichung in Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi)$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + (n_{\text{Kern}}^2 k_0^2 - \beta) U = 0 \quad (2.2)$$

Dabei sind  $U$  eine Komponente des elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$  bzw. des magnetischen Felds  $\mathbf{H}$  und  $k_0 = 2\pi/\lambda$  die Propagationskonstante im Vakuum. Für den Wert der Propagationskonstante des geführten Modus  $\beta = n_{\text{eff}} 2\pi/\lambda$  gilt  $n_{\text{Mantel}} k < \beta < n_{\text{Kern}} k$ .

Die Wellengleichung wird durch folgenden Ansatz

$$U(r, \varphi) = E(r) \begin{bmatrix} \cos(l\varphi) \\ \sin(l\varphi) \end{bmatrix} e^{\omega t - \beta z} \quad (2.3)$$

gelöst. Diese Lösung lässt sich in eine Azimutal- und Radialfunktion aufteilen. In diesem

Fall repräsentiert  $U$  die elektrische Feldkomponente, und die periodische Abhängigkeit von  $\varphi$  gibt dem Mode eine radiale Amplitudenverteilung mit  $2 \cdot l$  Nullstellen. Insgesamt folgt aus dem Lösungsansatz, dass der Wellenleiter eine endliche Anzahl Moden führt.

Durch Einsetzen des Lösungsansatzes in Gleichung 2.2 folgt

$$\frac{d^2 \mathbf{E}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\mathbf{E}}{dr} + \left[ (n_{\text{Kern}} k^2 - \beta^2) - \frac{l^2}{r^2} \right] \mathbf{E} = 0 \quad (2.4)$$

Diese Bessel-Differenzialgleichung kann durch die abschnittsweise definierten Bessel-Funktionen

$$E(\rho) = C_{\text{Kern}} \cdot J_l(U\rho) \text{ für } \rho < 1 \quad (2.5)$$

$$E(\rho) = C_{\text{Mantel}} \cdot J_l(U) \cdot \frac{K_l(W\rho)}{K_l(W)} \text{ für } \rho > 1 \quad (2.6)$$

gelöst werden.

Mit der normierten Radialkoordinate  $\rho \equiv r/a$  gilt für die Radialkomponente des elektrischen Felds im Kernbereich die Bessel-Funktion  $J_l$  erster Gattung und  $l$ -ter Ordnung, und im Bereich des Fasermantels gilt die exponentiell abfallende modifizierte Bessel-Funktion  $K_l$  zweiter Gattung und  $l$ -ter Ordnung.  $C_{\text{Kern}}$  sowie  $C_{\text{Mantel}}$  sind frei gewählte Amplitudenkoeffizienten. Zudem sind

$$U \equiv a \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.7)$$

$$W \equiv a \sqrt{\beta^2 - n_{\text{Mantel}}^2 k_0^2}$$

die Eigenwerte im Kern und im Mantel.

Weiter gilt  $U^2 + W^2 = V^2$ , woraus sich die normierte Frequenz

$$V \equiv a \cdot k_0 \cdot \text{N.A.} \equiv \sqrt{u^2 + w^2} \quad (2.8)$$

ergibt, auch V-Parameter genannt.

Die normierte Frequenz  $V$  ist eine wichtige Kenngröße von Fasern, da sie drei wichtige Faserparameter enthält, den Kernradius, die Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel sowie die Wellenlänge des in der Faser propagierenden Strahls. Nach [45] ergibt sich daraus die Anzahl geführter Moden  $M_s \approx \frac{V^2}{2}$ .

Abschließend folgt aus der Näherung der schwachen Führung und unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen der elektrischen Feldkomponenten an der Kern-Mantel-Grenzfläche ( $r = a$ ) die Eigenwertgleichung

$$U \frac{J_{l\pm 1}(U)}{J_l(U)} = \pm W \frac{K_{l\pm 1}(W)}{K_l(W)} \quad (2.9)$$

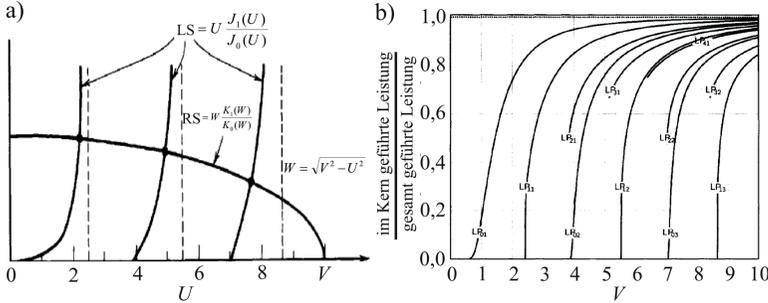


Abbildung 2.3: a) Grafische Lösung der Modengleichung 2.9. Bei den Schnittpunkten der rechten Seite der Gleichung (RS) und der linken Seite (LS) ergibt sich eine Lösung der Gleichung, dabei entspricht jeder Schnittpunkt einem Eigenmode. b) Verhältnis der im Kern geführten Leistung zur Gesamtleistung in einer Stufenindex-Faser. Der Leistungsanteil, der im Faserkern geführt wird, steigt ab der *cut-off*-Frequenz ( $V = 2,405$ ) mit zunehmender normierter Frequenz stark an [46]

der LP-Moden [43].

Wird Gleichung 2.9 durch Einsetzen der Gleichungen 2.7 gelöst, können der Eigenwert  $U$  und anschließend die Propagationskonstante  $\beta$  des jeweiligen Modes in Abhängigkeit von der normierten Frequenz  $V$  bestimmt werden. Damit sind die Propagationseigenschaften der verschiedenen Moden in Abhängigkeit von der Wellenlänge und den Faserparametern eindeutig bestimmt, und der jeweilige Mode wird durch die Lösung der Wellengleichung 2.3 beschrieben. Zur Veranschaulichung lässt sich die Gleichung 2.9 auch grafisch lösen. Hierbei werden die linke Seite (LS) und die rechte Seite (RS) von Gleichung 2.9 in ein Diagramm eingetragen. Dies ist in Abb. 2.3 a) für  $l = 0$  dargestellt. Die Schnittpunkte der beiden Kurven sind die Lösungen der Gleichung. Um die unterschiedlichen Lösungsschnittpunkte für ein jeweiliges  $l$  unterscheiden zu können, wird der Parameter  $m$  verwendet. Der Index  $l$  gibt die Anzahl der azimutalen Knotenlinien und  $m$  die Anzahl der zugehörigen radialen Intensitätsmaxima wieder. Einige LP-Moden sind in Abb. 2.4 dargestellt.

Des Weiteren zeigt die grafische Lösung, dass für Werte von  $U \leq 2,405$  nur ein Schnittpunkt existiert. Die Frequenz  $V = 2,405$  wird daher *cut-off*-Frequenz genannt. Für Frequenzen  $V < 2,405$  wird in der Faser ausschließlich der Grundmode  $LP_{01}$  geführt.

Abb. 2.3 b) zeigt, das Verhältnis der Leistung im Kern zur insgesamt in der Faser geführten Leistung für verschiedene Transversalmoden in Abhängigkeit von der normierten Frequenz. Für jeden Mode nimmt mit abnehmender normierter Frequenz der Leistungsanteil im Kern stetig ab, da der Fasermode immer tiefer in den Fasermantel eindringt, bis er bei *cut-off* nicht mehr im Kern geführt werden kann. Typische Werte der normierten

Frequenz der in dieser Arbeit verwendeten Fasern liegen zwischen 3 und 5. Folglich wird stets ein signifikanter Leistungsanteil im Mantel geführt.

Bei der bisherigen Betrachtung der Eigenmoden wurden zur Vereinfachung die Polarisatoneigenschaften der Moden vernachlässigt. Wird nun die Polarisation der Moden mitberücksichtigt, so folgt für  $l \geq 1$  aus Gleichung 2.3, dass zu jedem Parametersatz  $(l, m)$  zwei orthogonale Feldverteilungen existieren (siehe Abb. 2.5). Wie aus der intuitiven Beschreibung bekannt, unterscheiden sich diese Moden aus Gründen der Symmetrie hinsichtlich ihrer Ausbreitungseigenschaften nicht und werden als entartet bezeichnet.

Zusammenfassend folgt aus der wellenoptischen Beschreibung der Feldpropagation in einem Wellenleiter, dass die Wellengleichung bestimmte diskrete Lösungen aufweist, die sogenannten Moden. Weiter folgt, dass unterhalb der sogenannten *cut-off*-Frequenz nur noch der Grundmode im Wellenleiter propagieren kann. Durch die Näherung der schwachen Führung bei der Lösung der Modengleichung im dielektrischen Wellenleiter folgt weiter, dass die Feldverteilung hauptsächlich einen transversalen Charakter (TEM) hat, deren orthogonale Polarisationszustände aufgrund dieser Näherung entartet sind. Diese entarteten Zustände wurde als LP-Moden des Wellenleiters definiert.

Abschließend soll nun noch eine wichtige charakteristische Größe eines Laserstrahls behandelt werden, die Beugungsmaßzahl  $M^2$ . Die Beugungsmaßzahl wird durch die Intensitätsverteilung im Freistrahл bestimmt, die sich nach der Auskopplung aus der Faser ergibt. Nachfolgend wird ein Zusammenhang zwischen den in der Faser geführten Moden und der Beugungsmaßzahl hergestellt.

Die im Folgenden gezeigte Berechnung der Beugungsmaßzahlen der  $LP_{lm}$ -Moden basiert auf der Darstellung von H. Yoda [47]. Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl wird die Intensitätsverteilung des Laserstrahls nach dem Auskoppeln aus der Faser analysiert. Hierbei wird die Strahlkaustik senkrecht zur Propagationsrichtung entlang der  $x$ -Richtung an verschiedenen Positionen gemessen. Der Zusammenhang zwischen den LP-Moden in einer Stufenindex-Faser und der Beugungsmaßzahl ist gegeben durch

$$(M_x^2)_{lm}^2 = -2C_l \frac{\zeta_x^2(z_0)}{4a^2} \frac{\omega_m^2 J_l^2}{J_{l-1} J_{l+1}} \quad (2.10)$$

mit der Varianz  $\zeta_x^2(z_0)$  des Strahls an der Stelle  $z_0$ , dem Kernradius  $a$ , der Bessel-Funktion  $J$  und der Kreisfrequenz  $\omega_m$  der entsprechenden Moden. Der dimensionslose Parameter  $C_l$  ist bestimmt durch

$$C_l = 1 \text{ für } LP_{lm}\text{-Moden mit } l \neq 1 \quad (2.11)$$

$$C_l = 1 + \frac{1}{2} \cos(2\xi) \text{ für } LP_{1m}\text{-Moden} \quad (2.12)$$

dabei beschreibt  $\xi$  die Orientierung der Feldverteilung der jeweiligen  $LP_{1m}$ -Moden (siehe Abb. 2.5). Da die Beugungsmaßzahl zunächst in  $x$ -Richtung angegeben wird, folgt für die

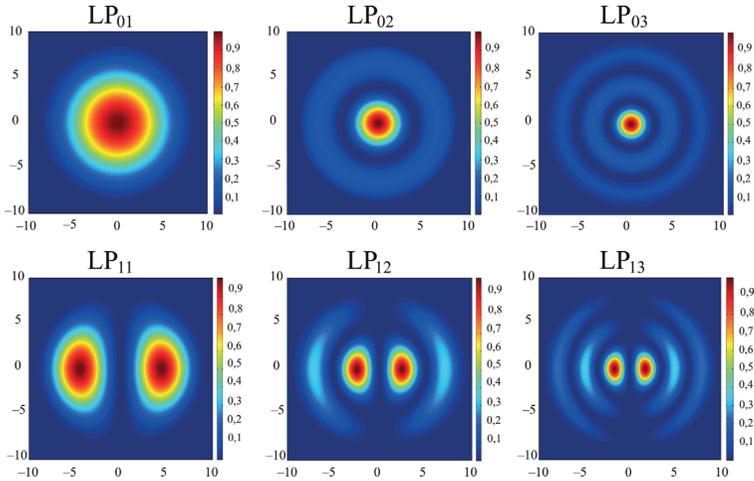


Abbildung 2.4: Berechnete Intensitätsverteilung einiger LP-Moden ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung und der um  $90^\circ$  gedrehten Lösung (siehe Gleichung 2.3).

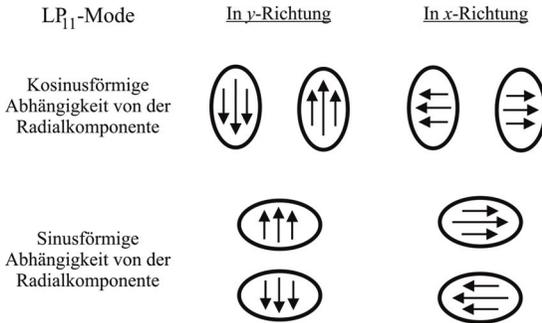


Abbildung 2.5: Intensitätsverteilung des LP<sub>11</sub>-Modes in  $x$ - und  $y$ -Richtung unter Berücksichtigung der Polarisation. Die Darstellung zeigt zudem die sinus- und kosinusförmige Abhängigkeit der Lösung der Wellengleichung (siehe Gleichung 2.3).

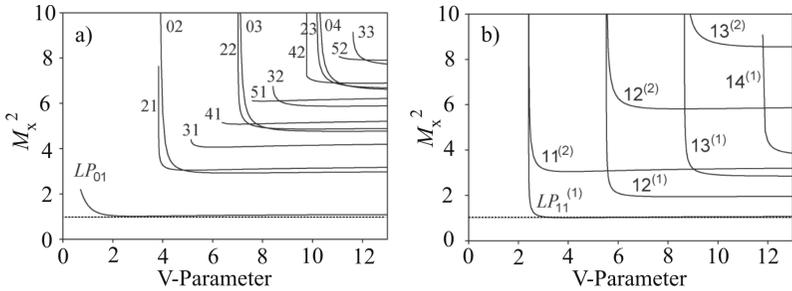


Abbildung 2.6: a) Beugungsmaßzahl in  $x$ -Richtung für verschiedene  $LP_{lm}$ -Moden mit  $l \neq 1$ . b) Beugungsmaßzahl in  $x$ -Richtung für  $LP_{lm}$ -Moden mit der zueinander orthogonalen Intensitätsverteilung (1)  $\propto \sin(\varphi)$  und (2)  $\propto \cos(\varphi)$  nach H. Yoda [47].

Feldverteilung in  $x$ -Richtung für den Orientierungsparameter  $\xi = \pi/2$ . Ist die Feldverteilung senkrecht dazu in der  $y$ -Richtung orientiert, so folgt  $\xi = 0$ .

In Abb. 2.6 ist der resultierende  $M_x^2$ -Wert in Abhängigkeit von der normierten Frequenz aufgetragen. Abb. 2.6 a) zeigt die LP-Moden mit  $l \neq 1$ . Es zeigt sich, dass  $M_x^2$  für den LP<sub>01</sub>-Mode ab einer Frequenz von  $V = 2,405$  von  $M_x^2 \approx 1$  auf  $M_x^2 = 1,123$  mit zunehmender Frequenz ansteigt. Der nächsthöhere Mode für  $l \neq 1$  ist LP<sub>21</sub>; hier erreicht  $M_x^2 = 3,285$  für  $V \rightarrow \infty$ . In Abb. 2.6 b) sind die  $LP_{lm}$ -Moden mit zunehmendem  $m$  dargestellt. Dabei zeigt  $1m^{(1)}$  eine sinusförmige und  $1m^{(2)}$  eine kosinusförmige Abhängigkeit der Radialkomponente.

Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl, die den gesamten Strahl beschreibt, gilt nach der Zweite-Momenten-Methode für große V-Parameter  $(M^2)^2 = M_x^2 \cdot M_y^2$ . Beispielsweise ergibt sich so für die rotationssymmetrische Linearkombination des LP<sub>11</sub>-Modus insgesamt ein  $M^2 = 1,9$  mit  $LP_{11} \propto \cos(\varphi) = 3,318$  und  $LP_{11} \propto \sin(\varphi) = 1,106$ .

### 2.2.1 Generelle Unterscheidung von Stufenindex-Fasern

Nach der theoretischen Behandlung der Moden in Wellenleitern folgt nun eine vorwiegend nach praktischen Gesichtspunkten bestimmte generelle Einteilung der Fasertypen. Allgemein unterscheiden sich die Fasertypen in ihrer Anzahl an geführten Moden. Welche Vor- bzw. Nachteile sich für Fasern mit verschiedenen vielen Eigenmoden ergeben, wird für Singlemode-, Multimode- und Large-mode-area-Fasern beschrieben. Für jede dieser drei Fasertypen gibt es viele unterschiedliche technische Ausführungen, jedoch weisen alle die folgenden Hauptcharakteristika auf.

### Singlemode-Fasern (SM-Fasern)

SM-Fasern sind Glasfasern, die ausschließlich den Grundmode führen. Hierbei können beide Polarisationszustände des Fundamentalmodes geführt werden. Wie in der grafischen Lösung (Abb.2.3 a) der Modengleichung gezeigt, kann ab der *cut-off*-Frequenz  $V \leq 2,405$  (Gleichung 2.8) ausschließlich der  $LP_{01}$ -Fundamentalmode in der Faser geführt werden. Diese Führungseigenschaften werden durch Anpassen der N.A. des Faserkerns und/oder dem Kerndurchmesser erreicht.

Die N.A. definiert sich aus den Brechungsindizes von Kern und Mantel, deren Wert nur innerhalb technischer Grenzen, die in der Glaschemie begründet sind, verändert werden können. Da die N.A. der Faser nicht beliebig abgesenkt werden kann, haben SM-Fasern einen Kerndurchmesser von  $5 \mu\text{m}$  bis  $10 \mu\text{m}$ . Als Folge davon, dass in der SM-Faser nur ein Mode im Kern geführt wird, ist das Intensitätsprofil am Faserende unabhängig von den Einkoppelbedingungen.

### Multimode-Fasern (MM-Fasern)

Multimode-Fasern führen eine große Anzahl an Moden. Dies wird dadurch erreicht, dass MM-Fasern große Kerndurchmesser  $\geq 50 \mu\text{m}$  und eine hohe N.A. des Kerns haben. Daher ergeben sich normierte Frequenzen (Gleichung 2.8), die deutlich größer sind als die *cut-off*-Frequenz. In MM-Fasern kann Laserstrahlung mit einem großen Strahlparameterprodukt eingekoppelt und geführt werden. Bei der Einkopplung der Laserstrahlung wird die Leistung auf viele verschiedene Moden aufgeteilt. Die hohe N.A. des Faserkerns führt zu einem kleineren kritischen Winkel (siehe Abb. 2.1), der für die Totalreflexion überschritten werden muss. Bei Krümmung der Faser liegen somit zusätzliche Winkelreserven vor, was auch bei starker Biegung eine robuste Strahlführung bei geringen Verlusten ermöglicht.

### Large-mode-area-Fasern (LMA-Fasern)

Die spezielle Gruppe der LMA-Fasern ist zwischen den SM-Fasern und den MM-Fasern einzuordnen. In LMA-Fasern können nur einige wenige Moden propagieren. Dabei ist es möglich, die Gesamtleistung oder einen Großteil der Leistung im Grundmode zu führen. Bei einer im Vergleich zu MM-Fasern meist niedrigeren N.A. des Kerns kann ein großer Kerndurchmesser bei wenigen geführten Moden erreicht werden. Die normierte Frequenz bleibt im Vergleich zu einer SM-Faser dabei nahezu unverändert (siehe Gleichung 2.8). Durch den im Vergleich zu SM-Fasern größeren Kerndurchmesser erhöht sich aber die effektive Modenquerschnittsfläche und damit die Schwellleistung für das Auftreten von nichtlinearen Effekten (siehe Abschnitt 4.2). Die niedrige N.A. führt zu einer erhöhten Biegeempfindlichkeit, wodurch bei Biegung höhere Verluste auftreten. Bei der Einkopplung des Grundmodes zeigen LMA-Fasern eine hohe Justageempfindlichkeit, da mehrere Moden in der Faser geführt und somit auch angeregt werden können. Dies beeinflusst die Strahlqualität negativ.

## 2.3 Faserverstärker und Faserlaser

Die folgenden Abschnitte erläutern die Grundelemente und den Aufbau von Faserlasern. Darin enthalten ist eine detailliert Beschreibung der Pumpabsorption und der Verstärkungssättigung in mit Seltenen Erden dotierten Glasfasern.

### 2.3.1 Prinzipieller Aufbau

Bei Faserlasern sind für den Resonatoraufbau prinzipiell zwei unterschiedliche Konzepte möglich. Im ersten Konzept wird der Resonator mithilfe von Spiegeln im Freistrahlaufgebaut. Eine hierbei besonders robuste und justage unempfindliche Art und Weise Spiegel einzusetzen ist die (*Butt-Coupling*-Technik), wie sie beim Aufbau eines endgepumpten Faserlasers in Abb. 2.7 a) dargestellt ist.

Die *Butt-Coupling*-Technik besteht darin, dass die Faserfacette der Pumpeinkopplung in optischem Kontakt mit einem hochreflektierenden Resonatorspiegel gebracht wird (siehe Abschnitt 2.6.1). Die Auskopplung der Laserstrahlung erfolgt aus dem gegenüberliegenden gespaltenen Faserende. Das gespaltene Faserende hat an der Glas-Luft-Grenzfläche eine Fresnel-Reflexion von 3,5%, die für eine ausreichende Rückkopplung sorgt. Die Pumpintensitätsverteilung einer fasergekoppelte Pumpquelle geringer Strahlqualität wird durch eine Kollimations- und Fokussierlinse auf das Faserende abgebildet. Entlang der Faser wird die Pumpleistung im aktiven Faserkern absorbiert, in welcher Laserstrahlung mit einem kleineren Strahlparameterprodukt entsteht.

Das zweite Faserlaserkonzept ist ein monolithischer Faserlaser (siehe Abb. 2.7 b). Hierbei wird die Freistrahlkopplung durch Anspießen eines Lichtleitkabels ersetzt. Die Pumpstrahlung propagiert durch das *Fiber Bragg Grating* (FBG) hindurch und weiter in die dotierte Faser des Lasers. FBGs sind in den Faserkern eingeschriebene dielektrische Spiegel, welche detailliert in Abschnitt 2.6.2 beschrieben werden. Die notwendige Rückkopplung erhält der Laser durch ein hochreflektierendes Gitter (HR-FBG) und ein teilreflektierendes Auskoppelgitter (OC-FBG). Typisch ist für Faserlaser hierbei, dass die Resonatorlänge im Bereich von einigen Metern liegt. Dies führt zu einer Vielzahl spektral nahe beieinanderliegender Longitudinalmoden.

Diese Longitudinalmoden bestimmen damit auch das Spektrum des  $\text{Yb}^{3+}$ :Glas-Lasers. Das Verstärkungsspektrum des Faserlasers ist sowohl homogen als auch inhomogen verbreitert [48], abhängig von der Temperatur tritt dabei mal der eine, mal der andere Charakter stärker hervor. Da die elektrische Feldverteilung um jedes Ytterbium-Ion im amorphen Quarzglas variiert, sind die durch den Stark-Effekt aufgespaltenen Multipletts lokal verschieden (im Detail erklärt siehe Abschnitt 3.1). Daraus resultiert bei niedrigen Temperaturen ( $\leq 300\text{ K}$ ) in Faserlasern eine überwiegend inhomogene Verbreiterung. Bei inhomogener Verbreiterung wird die Verstärkung nur nahe des oszillierenden Longitudinalmodes gesättigt. Somit steht auch für benachbarte Moden, in Abhängigkeit

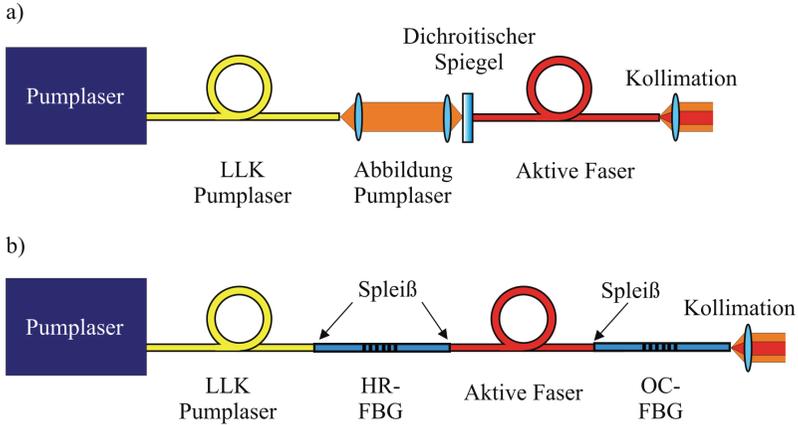


Abbildung 2.7: a) Prinzipieller Aufbau eines endgepumpten Faserlasers in Butt-Coupling-Technik ohne Rückführung der nicht absorbierten Pumpleistung. b) Monolithischer Faserlaser ohne Freistrahlführung mit angespleißten Fiber Bragg Gratings (FBGs).

von der Anregung, eine ausreichende Verstärkung zur Verfügung, um über die Laserschwelle zu kommen [10]. Das Spektrum zeigt dabei einzelne gut separierte Linien mit einigen Longitudinalmoden. Mit steigender Faserkerntemperatur wird jede einzelne Linie zunehmend homogen verbreitert [49]. Die homogene Verbreiterung entsteht zum einen aus der stets vorhandenen natürlichen Linienverbreiterung und zum anderen aus der thermisch angeregten Kollisionsverbreiterung der Ionen mit den Phononen (siehe Abb. 3.1). Jede einzelne Linie im Spektrum wird dann zusätzlich homogen verbreitert wobei es zu einem spektralen Überlapp der einzelnen Linien kommen kann und diese nicht mehr separierbar sind, folge ist ein breiter durchgehender Emissionsverlauf.

Zusammenfassend kann der Faserlaser in unterschiedlichen Aufbauten realisiert werden, entweder monolithisch oder mit optischen Komponenten im Freistrahlführung. Der monolithische Aufbau ist vor allem im industriellen Einsatz zu bevorzugen, da er robuster ist und nicht dejustiert werden kann. Das Spektrum eines Faserlasers zeigt abhängig von der Faserkerntemperatur eine vorwiegend homogene oder inhomogene Verbreiterung.

### 2.3.2 Absorption der Pumpleistung in dotierten Glasfasern

Im weiteren Verlauf werden die verschiedenen Abhängigkeiten der Absorption der Pumpleistung in einer dotierten Faser erläutert. Es wird gezeigt, dass die Absorption im Allgemeinen von der Temperatur des Faserkerns und der Wellenlänge des Pumplasers abhängig

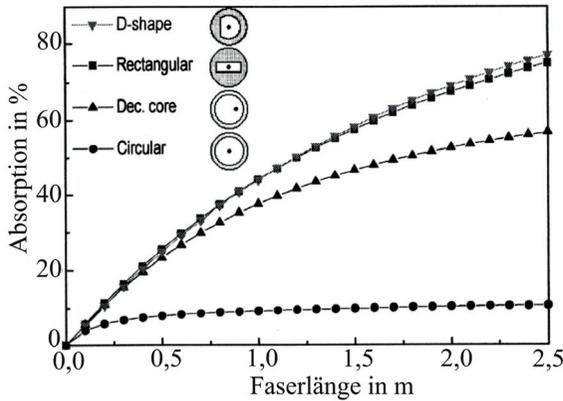


Abbildung 2.8: Relative Absorption entlang einer Faser für verschiedene Fasermantelgeometrien. Aufgrund der hohen Durchmischung der Pumpstrahlung erzielt die Faser mit der sogenannten *D-shape*-Geometrie die höchste relative Absorption [50].

ist, maßgeblich aber durch die Fasergeometrie und Dotierkonzentration bestimmt wird. Eine hohe Pumpabsorption ist wichtig, um mit einer kurzen aktiven Faser einen effizienten Laserbetrieb zu erreichen, denn lange Fasern haben aufgrund von Streuverluste an der Glasmatrix (Rayleigh-Streuung, Abschnitt 4.2) oder Verunreinigungen eine höhere absolute Hintergrunddämpfung. Des Weiteren sind kurze Faserlängen für Hochleistungsfaserlaser von Bedeutung, da die Ausgangsleistung durch das Auftreten von nichtlinearen Effekten begrenzt wird (siehe Abschnitt 4.2.3) deren Schwellleistung indirekt proportional zur Faserlänge skaliert. Da es das Ziel dieser Arbeit ist, effiziente Hochleistungsfaserlaser zu entwickeln, werden nachfolgend die Abhängigkeiten solcher Effekte aufgezeigt und bewertet. Hierbei gewonnene Erkenntnisse gehen in die Auslegung der im Experiment realisierten Laser ein.

Der allgemeine Pumpabsorptionskoeffizienten  $\alpha_{\text{Mantel}}$  ist z. B. in [51] dargestellt. Im Folgenden wird eine deutlich erweiterte Darstellung verwendet, die alle Abhängigkeiten wie Pumpwellenlänge  $\lambda_p$  und Temperatur  $\vartheta$  einschließt, hiermit ergibt sich wie folgt

$$\alpha_{\text{Mantel}}(\lambda_p, \vartheta) = \Gamma_p \alpha_{\text{Kern}}(\lambda_p, \vartheta) \frac{A_{\text{Kern}}}{A_{\text{Mantel}}} = \Gamma_p N \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p, \vartheta) \left( \frac{r_{\text{Kern}}}{r_{\text{Mantel}}} \right)^2 \quad (2.13)$$

Die Pumpabsorption ist also durch das Überlappintegral  $\Gamma_p$ , den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{\text{Kern}}(\lambda_p, \vartheta)$  des Kerns sowie das Verhältnis der Querschnittsflächen von Kern zu Mantel  $\frac{A_{\text{Kern}}}{A_{\text{Mantel}}}$  bestimmt. Die Kernabsorption (engl. *bulk absorption*) ist eine Materialkonstante

des dotierten Glases und leitet sich aus der Dotierkonzentration  $N$  und dem temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitt der Absorption  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p, \vartheta)$  her (siehe Abschnitt 3.3).

Das Überlappintegral  $\Gamma_p$ , das die Wechselwirkung der Pumpstrahlung mit dem dotierten Kern beschreibt, ist hierbei von der Pumpmantelgeometrie abhängig, da die Pumpstrahlung bei der Propagation entlang der Faser durch Reflexion an der Grenzschicht von Fasermantel und Coating bei unterschiedlichen Winkeln reflektiert wird und so mehr oder weniger stark mit dem Kern wechselwirkt. In Abb. 2.8 ist die Absorption entlang einer Faser für verschiedene Mantelgeometrien aufgetragen [50]. In dieser Darstellung wurde die Absorption auf die Kernabsorption normiert. Entlang der Faser nimmt bei allen Mantelgeometrien die Absorption ab, daran zu erkennen, dass sich die Steigung der Kurven vermindert. Dies liegt daran, dass kurz nach der Einkopplung der Pumpstrahlung in die Faser sehr viele Strahlen vorhanden sind die gut mit dem Kern wechselwirken und so schnell absorbiert werden. Nach einer gewissen Propagationsstrecke sind jedoch nur noch Pumpstrahlen vorhanden die erst nach mehrfacher Reflexion mit dem Faserkern wechselwirken.

Die Abbildung zeigt, dass eine runde Pumpmantelgeometrie die geringste Absorption erzielt. Dies folgt daraus, dass die Pumpintensität in Moden auftreten kann, die schraubenförmig um den Kern propagieren, ohne mit ihm zu wechselwirken. Solche Moden werden Helixmoden (engl. *skewed rays*) [44] genannt. Eine nicht repräsentative Untersuchung einiger Faserhersteller (nLIGHT Liekki, Nufem, Coreactiv) zeigte, dass eine der häufigsten verwendeten Geometrie zur Vermeidung von Helixmoden ein achteckiger Pumpmantel ist. Damit wird eine vergleichbare Absorption erzielt wie mit einer *D-shape*-Faser. Alternativ zur veränderten Pumpmantelgeometrie kann auch der aktive Faserkern außerhalb der Fasermitte angeordnet werden.

Bei der bisherigen Betrachtung der Pumpabsorption wurde deutlich, dass das Verhältnis der Querschnittsflächen von Kern und Mantel das Absorptionsverhalten maßgeblich beeinflusst. Jedoch sind an die Fasergeometrie für einen Faserlaser hoher Strahlqualität weitere Anforderungen geknüpft. So wird die Strahlqualität des Faserlasers maßgeblich durch den Kerndurchmesser bestimmt, da mit zunehmendem Durchmesser, bei gleichbleibender N.A. des Kerns, mehr Moden geführt werden (siehe Abschnitt 2.2). Wenn der Laser eine hohe Strahlqualität erzielen soll, unterliegt der maximale Kerndurchmesser festen oberen Grenzen. Ähnlich verhält es sich mit dem Manteldurchmesser. Zum Erreichen einer hohen Pumpabsorption ist ein kleiner Pumpmanteldurchmesser von Vorteil. Dabei stößt die Einkopplung der Pumpstrahlung geringer Strahlqualität an ihre Grenzen, da die Strahlung stark verkleinert abgebildet werden muss, wodurch eine hohe Strahldivergenz folgt. Die Pumpintensitätsverteilung kann zwar nahezu beliebig verkleinert auf das Faserende abgebildet werden, jedoch kann in der Faser nur ein Laserstrahl einer bestimmten maximalen N.A. geführt werden (siehe Abschnitt 2.1). Übersteigt die Divergenz der

Pumpstrahlung die N.A. der Faser, so koppelt die Leistung aus dem Mantel aus und steht zum Pumpen nicht mehr zur Verfügung. Des Weiteren führt die ausgekoppelte Leistung zur Erwärmung des Fasercoatings, das sich bei einer bestimmten Temperatur zersetzt. Vor allem für die Realisierung von Hochleistungsfaserlasern einer hohen Strahlqualität sind kleine Pumpmanteldurchmesser eine der vielversprechenden Möglichkeiten zur Steigerung der Pumpabsorption. Damit eröffnen Pump Laser hoher Brillanz neue Möglichkeiten in der Leistungsskalierung.

### 2.3.2.1 Pumpen mit hoher Brillanz

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass für eine hohe Pumpabsorption, die mit einem kleinen Fasermanteldurchmesser einhergeht, hohe Anforderungen an den Pump Laser zu stellen sind. Nachfolgend soll gezeigt werden, welche Auswirkungen die Strahlqualität des Pump Lasers auf den Faser Laser insgesamt hat. Es wird sich dabei zeigen, dass das Pumpen mit dem Faser- bzw. Scheiben Laser neben der höheren Leistung einige weitere Vorteile im Vergleich zum Pumpen mit einem fasergekoppelten Dioden Laser mit sich bringt.

Die integrale Brillanz

$$B = \frac{P}{A_{\text{kaustik}} \cdot \Omega} \approx \frac{P}{\pi^2 \cdot \text{SPP}^2} \quad (2.14)$$

ist definiert als die Leistung  $P$ , bezogen auf die Querschnittsfläche der Strahlkaustik  $A_{\text{kaustik}}$  im Fokus und dem Raumwinkel  $\Omega$ , unter dem sich die Laserstrahlung im Raum ausbreitet [51]. Der Näherungsausdruck für die Brillanz durch das Strahlparameterprodukt ( $\text{SPP} = \omega \cdot \varphi$ ) folgt aus der Näherung für den Raumwinkel  $\Omega = 4\pi \sin^2(\varphi/4) \approx \pi \varphi^2$  [52]. Die physikalische Einheit der Brillanz  $B$  ist  $\text{W}/(\text{cm}^2 \text{sr})$ .

Generell wird in dieser Arbeit die Pumpbrillanz in zwei Gruppen eingeteilt. Wird von Pumpquellen geringer Brillanz ausgegangen, so sind fasergekoppelte schmalbandige Dioden Laser gemeint, die eine typische Brillanz von  $10^6 \text{W}/(\text{cm}^2 \text{sr})$  erzielen [53]. Hochbrillante Pumpquellen stehen in diesem Zusammenhang für Faser- bzw. Scheiben Laser, die eine vielfach höhere Brillanz von typischerweise  $10^8 \text{W}/(\text{cm}^2 \text{sr})$  erreichen [54]. Dieses zweistufige Pumpkonzept, bei dem ein Faser Laser von einem Dioden Laser-gepumpten Faser- oder Scheiben Laser gepumpt wird, wird als *tandem-pumping* bezeichnet.

Die Folgen, die sich aus der Verwendung einer Pumpquelle hoher Brillanz ergeben, sind in Abb. 2.9 schematisch dargestellt. Nachfolgend werden die Zusammenhänge anhand dieser Darstellung erklärt.

Aus der Verfügbarkeit einer hohen Pumpleistung bei kleinem Strahlparameterprodukt folgt, dass aktive Fasern mit einem kleineren Pumpmanteldurchmesser gepumpt werden können. Dies führt zu einer höheren Pumpabsorption (Gleichung 2.13), und dadurch wird für einen effizienten Laser eine kürzere Faser benötigt. Mit Abnahme der Faserlänge nehmen die absoluten Verluste der Hintergrunddämpfung ab und erhöhen somit zusätzlich die Lasereffizienz. Kurze Faserlängen sind weiter für die Vermeidung von nichtlinearen Effek-

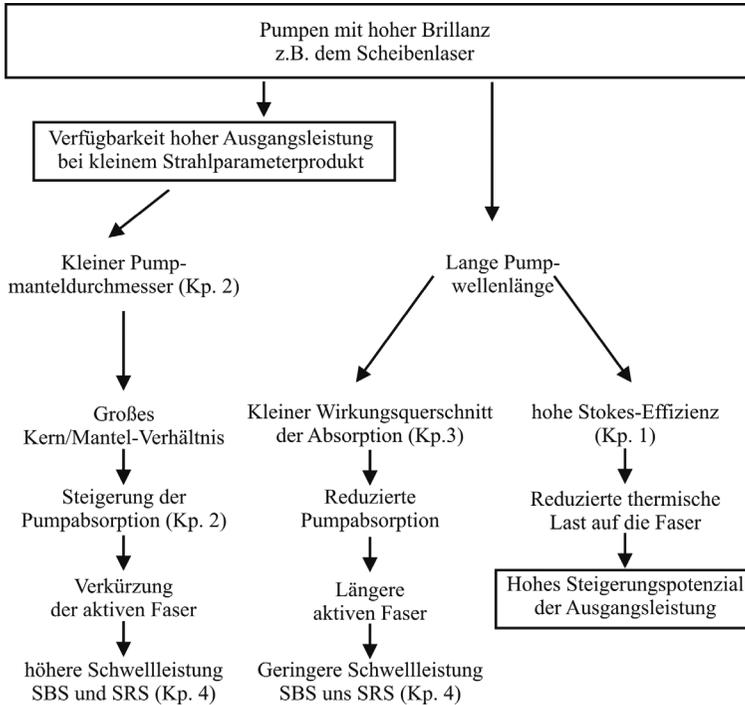


Abbildung 2.9: Zusammenhänge beim Pumpen von Faserlasern mit hoher Brillanz.

ten wie der stimulierten Raman-Streuung (SRS) und der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) im Faserlaser (siehe Abschnitt 4.2) von Bedeutung. Die Schwellleistung dieser nichtlinearen Effekte skaliert indirekt proportional mit der Faserlänge.

Durch das Pumpen mit einem Scheibenlaser anstelle eines Diodenlasers ändert sich nicht nur die Brillanz, sondern auch die Wellenlänge der Pumpquelle. Dies hat zur Folge, dass aufgrund der langen Pumpwellenlängen ( $> 976$  nm in Ytterbium:Glas) der effektive Wirkungsquerschnitt der Absorption deutlich vermindert und somit die Pumpabsorption geringer ist (siehe Kapitel 3). Deshalb wird für einen effizienten Laserbetrieb dann eine längere aktive Faser benötigt. Dies führt zu geringeren Schwellleistungen für das Auftreten von nichtlinearen Effekten und wirkt sich somit nachteilig auf den Faserlaser aus. Dennoch hat die längere Pumpwellenlänge weitreichende positive Folgen für die Steigerung der Ausgangsleistung von Faserlasern mit sehr guter Strahlqualität. Dies liegt in der höheren Stokes-Effizienz ( $\eta_{\text{Stokes}} = \frac{\lambda_{\text{Pumpe}}}{\lambda_{\text{Laser}}}$ ) begründet, die mit einer längeren Pumpwellenlänge erzielt werden kann (siehe Tabelle 1.1). Mit einer höheren Stokes-Effizienz wird

weniger Leistung in Form von Wärme in der aktiven Faser frei und ermöglicht so eine hohe Leistungssteigerung. Wie sich nachfolgend noch zeigen wird, ist die Erwärmung der aktiven Faser aufgrund der geringen Zersetzungstemperatur des Schutzcoatings eine der Leistungsskalierungsgrenzen. Diese Grenzen der Leistungssteigerung werden in Kapitel 4 diskutiert.

Da die Emission bei 1030 nm Wellenlänge und nicht wie typisch bei Faserlasern zwischen 1070 nm - 1080 nm Wellenlänge erfolgt, zeigen die in dieser Arbeit vorgestellten Faserkonzepte, der Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser und der Faserverstärker mit Scheibenlaser-Oszillator, im Vergleich zu konventionell Diodenlaser-gepumpten Faserlasern eine hohe Stokes-Effizienz. Dies ermöglicht ein hohes Skalierungspotenzial der Ausgangsleistung bei hoher Strahlqualität. Hierfür müssen im Experiment die richtige Dotierkonzentration und Fasergeometrie gewählt werden, um die reduzierte Pumpabsorption zu kompensieren.

### 2.3.3 Modale und temperaturabhängige Verstärkungssättigung

Im Folgenden soll anschaulich gezeigt werden, wie die Verstärkung und Sättigung eines Faserlasers von der Intensitätsverteilung der Lasermoden im dotierten Faserkern abhängt. Hierfür werden zunächst einige wichtige Grundlagen wie Kleinsignalverstärkung, Verstärkungskoeffizient und Sättigungsintensität aufgeführt. In diesem Zusammenhang werden sowohl Dreiniveau- als auch Vierniveau-Systeme betrachtet, da Faserlaser abhängig von der Pump- und Emissionswellenlänge sowohl als Dreiniveau- als auch Vierniveau-Laser vorkommen können. Anschließend wird die Abhängigkeit des Sättigungsverhaltens von der Intensitätsverteilung diskutiert und exemplarisch für den Grundmode gezeigt. Diese einfachen Überlegungen sind grundlegend für eine fundamentale Begrenzung der Strahlqualität von Hochleistungsfaserlasern, einer sogenannten Mode-Instabilität, das in Abschnitt 2.7 eingehender erläutert wird.

Bei der nachfolgenden Darstellung der grundlegenden Gleichungen der Verstärkung und Sättigung wird auf eine detaillierte Beschreibung verzichtet. Eine ausführliche Herleitung und Beschreibung ist z. B. in [10, 55] gegeben.

Allgemein ist die Verstärkung eines Lasers durch das aktive Medium, die Laserwellenlänge  $\lambda_1$  und die Besetzungszahl des Laserniveaus bestimmt. Der sogenannte Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient

$$g_0 = [\sigma_{\text{em}}(\lambda_1, \vartheta)N_{\text{o}} - \sigma_{\text{abs}}(\lambda_1, \vartheta)N_{\text{u}}] \quad (2.15)$$

gibt die maximale Verstärkung eines Lasers ohne Laseroszillation an. Der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient  $g_0$  ist von der Besetzungszahl des oberen Laserniveaus  $N_{\text{o}}$  und des unteren Laserniveaus  $N_{\text{u}}$  sowie von den temperaturabhängigen effektive Wirkungsquer-

schnitten der Emission  $\sigma_{\text{em}}(\lambda_1, \vartheta)$  und Absorption  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_1, \vartheta)$  abhängig. Die Besetzungszahl des oberen Niveaus wird hierbei durch die Pumprate bestimmt.

Mit Beginn der Laseroszillation nimmt die Verstärkung durch das Entvölkern des oberen Laserniveaus ab. Diese Abnahme der Verstärkung wird durch den Verstärkungskoeffizienten

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (2.16)$$

beschrieben. Die Verstärkung nimmt mit zunehmender Intensität  $I$  des Lasers ab und erreicht bei der Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}}$  den Wert der halben Kleinsignalverstärkung.

Die Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}}$  hängt dabei vom jeweiligen Niveausystem des Lasers ab. Ytterbium-dotierte Faserlaser können abhängig von der Pump- und Emissionswellenlänge als Drei- oder als Vierniveau-System vorkommen (siehe Abschnitt 3.1). Hier werden beide Sättigungsintensitäten  $I_{\text{sat}}$  angegeben.

Die Sättigungsintensität des Dreiniveau-Systems

$$I_{\text{sat}} = \frac{h \cdot c (W_p + 1/\tau)}{\lambda_1 \sigma_{\text{em}}(\lambda_1) (1 + g_o/g_u)} \quad (2.17)$$

hängt vom Entartungsgrad  $g_o$  des oberen Laserniveaus und  $g_u$  des unteren Laserniveaus, der Pumprate  $W_p$  sowie der Fluoreszenzlebensdauer  $\tau$  ab. Des Weiteren sind  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J s enthalten. Die Messung der Fluoreszenzlebensdauer wird in Abschnitt 3.2 beschrieben. Im Vergleich dazu hängt die Sättigungsintensität des Vierniveau-Systems

$$I_{\text{sat}} = \frac{h \cdot c}{\lambda_1 \tau \sigma_{\text{em}}(\lambda_1)} \quad (2.18)$$

nicht von der Pumprate ab. Das Vierniveau-Systems benötigt keine bestimmte Mindestpumprate, um Inversion zu erreichen.

Wird bei der Betrachtung der Sättigung die Intensitätsverteilung des Transversalmodes im Faserkern mit berücksichtigt, so tritt in Bereichen einer hohen Intensität eine starke Sättigung und bei niedriger Intensität eine geringe Sättigung der Inversion auf. Diese ist für den Grundmode schematisch in Abb. 2.10 dargestellt. Ohne Laserfeld liegt im homogen dotierten Faserkern eine ebenso homogene Inversion vor. Mit Einsetzen der Laseroszillation wird beispielsweise im Grundmode die Inversion zentral stärker gesättigt als im Randbereich des Faserkerns [56]. Ist die Intensität in bestimmten Bereichen des Faserkerns geringer als die benötigte Sättigungsintensität (Gleichung 2.17 und 2.18), so bleibt die Verstärkung teilweise ungesättigt. Diese ungesättigte Verstärkung kann dann beispielsweise durch den nächsthöheren Transversalmode gesättigt werden und führt zu dessen Verstärkung. Beim Grundmode-Faserlaser führt dies zu einer Verschlechterung der Strahlqualität. Diese von der Intensitätsverteilung des Modes abhängige Sättigung der

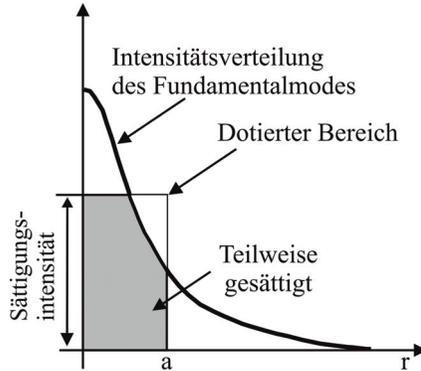


Abbildung 2.10: Überlapp der Intensitätsverteilung des LP<sub>01</sub>-Modus mit dem dotierten und angeregten Bereich des Faserkerns.

Verstärkung wird transversales räumliches Lochbrennen genannt (engl. *transverse spatial-hole burning*, TSHB).

Die Abhängigkeit der Verstärkung vom der Intensitätsverteilung des Modus kann durch die effektive Verstärkung

$$g_{\text{eff}} = \Gamma_s \cdot g \quad (2.19)$$

ausgedrückt werden. Darin enthalten ist das Überlappintegral [56]

$$\Gamma_s = \int_0^{2\pi} \int_0^a I_{\text{LP}_{01}}(r, \phi) \cdot r dr \cdot d\phi = 1 - e^{-\frac{2a^2}{\varpi^2}}, \quad (2.20)$$

welches den Überlapp zwischen der Intensitätsverteilung des Transversalmodus, z. B. des LP<sub>01</sub>-Modus  $I_{\text{LP}_{01}}$ , und dem dotierten Faserkern mit dem Kernradius  $a$  angibt [57, 58], damit geht der Modenfeldradius  $\varpi$  des entsprechenden Transversalmodus in das Überlappintegral ein. Für den transversalen Grundmode kann der Modenfeldradius nach D. Marcuse [59] mit

$$\frac{\varpi}{a} \approx 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \quad (2.21)$$

berechnet werden. Typisch liegt der Wert des Überlappintegrals des Fundamentalmodus, abhängig von der N.A. des Kerns, zwischen 95 % und 97 %.

Zusammenfassend: Der Einfluss der Intensitätsverteilung des Transversalmodus führt zu einer in radialer Richtung lokal unterschiedlichen Sättigung der Verstärkung im Faserkern, dem sogenannten transversalen räumlichen Lochbrennen (TSHB). Dadurch können höhere Transversalmoden in den Bereichen einer niedrigen Sättigung Verstärkung erfahren, und die Strahlqualität des Lasers negativ beeinflussen.

## 2.4 Modendiskriminierung durch Biegung

Faserlaser, die mit einer LMA-Faser aufgebaut sind, haben einen größeren Kerndurchmesser als Singlemode-Fasern (siehe Abschnitt 2.2.1). Die Überlegungen zur Pumpabsorption (siehe Abschnitt 2.3.2) haben gezeigt, dass ein größeres Kern-zu-Mantel-Verhältnis, d. h. größerer Kerndurchmesser bei gleichem Manteldurchmesser, zu einem höheren Pumpabsorptionskoeffizienten führt.

Um die Strahlqualität eines LMA-Faserlasers, in welchem mehrere Transversalmoden propagieren, zu verbessern, wird die aktive Faser mit einem bestimmten Durchmesser aufgewickelt. Dadurch werden auf höhere Transversalmoden größere Verluste aufgebracht als auf niedrigere bzw. den Grundmode. Im Folgenden werden ein Auszug eines Modells zur Berechnung dieser Biegeverluste beschrieben, Ergebnisse dieser Berechnung gezeigt und diskutiert.

Zur Berechnung der Biegeverluste gibt es generell zwei Ansätze, zum einen das phänomenologische Modell das durch Biegung einen Gradienten im sonst nicht beeinflussten Brechungsindexprofil vorsieht [60] und ein besonders für numerische Berechnungen geeignetes, Modell nach J.-I. Sakai und T. Kimura [61]. Letzteres zeichnet sich dadurch aus, dass es sowohl auf Singlemode-Fasern als auch auf Multimode-Fasern angewandt werden kann und damit auch für die hier in dieser Arbeit verwendeten LMA-Fasern. Die hier als Biegeverluste bezeichneten Dämpfungsverluste werden auch als Makrobiegeverluste bezeichnet. Vom Makrobiegeverlusten wird immer dann gesprochen, wenn der Krümmungsradius der Faser sehr viel größer ist als der Faserkernradius.

In diesem vereinfachten Modell werden ausschließlich passive Fasern unter Voraussetzung einer axialen Symmetrie betrachtet. Des Weiteren wird eine Beeinflussung der effektiven Modenquerschnittsfläche, hervorgerufen durch die Faserkrümmung [62], vernachlässigt.

Auf eine exakte Herleitung der Biegeverluste wird hier verzichtet. Diese lässt sich in [61] nachvollziehen. Die Grundidee des Modells und die wichtigsten Schritte der Herleitung sollen aber kurz dargestellt werden. Das Modell geht davon aus, dass die Leistung  $P_g$ , die im Faserkern geführt wird, durch Biegung teilweise als Strahlungsverlust  $P_r$  durch eine Zylinderfläche hindurch in den Fasermantel auskoppelt. Die im Mantel geführte Leistung stellt den Biegeverlust des jeweiligen Modes dar und wird durch den Biegeverlustkoeffizienten

$$\eta(r_B) = P_r/P_g \quad (2.22)$$

für einen bestimmten Biegeradius  $r_B$  pro Meter Faserlänge beschrieben. Nach J.-I. Sakai und T. Kimura [61] folgt als Ergebnis für den Biegeverlustkoeffizienten

$$\eta(r_B) = \frac{\sqrt{\pi} A_c^2}{2sP} \cdot \frac{a \cdot e^{-\frac{4\Delta n W^3}{3av^2} - r_B}}{W \left( \frac{W r_B}{a} + \frac{v^2}{2\Delta n W} \right)^{1/2}} \quad (2.23)$$

Dabei gehen die Amplitude  $A_e$  der Feldkomponente an der Grenzschicht vom Faserkern mit dem Radius  $a$  in den Fasermantel ein. Der Parameter  $s$  nimmt für den jeweilige LP<sub>*mn*</sub>-Mode den Wert  $s = 2$  an, außer für  $m = 0$ , dann ist  $s = 1$ . Die Parameter  $W$  (siehe Gleichung 2.7) und  $v$  sind folgendermaßen definiert:

$$v = kan_{\max}\sqrt{2\Delta n} \quad (2.24)$$

$$W = a\sqrt{\beta^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}n_{\text{Mantel}}^2\right)^2}, \quad (2.25)$$

mit dem maximalen Brechungsindex  $n_{\max}$  des Brechungsindexverlaufs der Faser, der sich bei der Annahme eines stufenförmigen Brechungsindex zu  $n_{\max} = n_{\text{Kern}}$  vereinfacht. Im Parameter  $W$  ist die Propagationskonstante  $\beta$  enthalten, die für jeden Transversalmode unterschiedlich ist. Es folgt ein von der Transversalmode abhängiger Biegeverlust. Die relative Differenz  $\Delta n$  der Brechungsindizes von Kern und Mantel wird durch

$$\Delta n = \frac{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}{2n_{\text{Kern}}^2} \quad (2.26)$$

definiert. Wird der Strahlungsverlust des Modes ausschließlich an der Grenzfläche vom Kern zum Mantel betrachtet und der Fasermantel als unendlich ausgedehnt definiert, kann die Gleichung

$$\frac{P_{\text{Mantel}}}{P} = \frac{A_e^2 \cdot a^2}{P} \left[ K_{l-1}(W) \cdot K_{l+1}(W) - K_l(W)^2 \right] \quad (2.27)$$

abgeleitet werden [61].

Durch Umformen von Gleichung 2.27 kann der bisher in Gleichung 2.23 unbestimmte Quotient  $A_e^2/P$  bestimmt werden. Dabei ist  $K_l$  die modifizierte Bessel-Funktion  $l$ -ter Ordnung und  $P$  die Leistung, die ohne Biegung vollständig im Kern geführt wird (siehe Abb. 2.3). Durch Biegung wird dann ein Teil dieser Leistung in den Mantel ausgekoppelt.

Mit Gleichung 2.23 können für den jeweiligen Transversalmode in Abhängigkeit von der Wellenlänge, dem Kernradius und den Brechungsindizes von Kern und Mantel die Biegeverluste bestimmt werden.

Biegeverluste von Glasfasern werden häufig in dB angegeben. Zur Umrechnung der Biegeverluste in dB werden die Definition des Pegels in dB und das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz genutzt. Für eine durch Biegung mit dem Radius  $r_B$  induzierte Dämpfung in dB ergibt sich für den Biegeverlustkoeffizienten

$$\eta_{\text{dB}}(r_B) = \frac{10}{L} \log \frac{P - P_{\text{Mantel}}}{P} = \frac{10}{L} \log(e^{\eta(r_B)L}) \quad (2.28)$$

auf der Gesamtlänge  $L$ .

Auf Grundlage dieser analytischen Herleitung wurden für die in dieser Arbeit verwendeten

Fasern die Biegeverluste bei der Laserwellenlänge von 1090 nm berechnet. Bei den Experimenten wurden die aktiven Fasern IPHT 30/100/400 (siehe Abschnitt 6.3.1) und Liekki Yb1300-25/105/300 DC (siehe Abschnitt 6.3.2) verwendet. Die Biegeverluste der IPHT-Faser mit einem Kerndurchmesser von 30  $\mu\text{m}$  und einer N.A. des Faserkerns  $N.A. = 0,06$  sind in Abb. 2.11 dargestellt.

Die Biegeverluste nehmen mit zunehmender Ordnung des Transversalmodes zu. Die Verluste der Moden  $LP_{21}$  und  $LP_{02}$  liegen dabei dicht beisammen. Deutlich abgesetzt davon sind die Verluste des Grundmodes und des nächsthöheren Transversalmodes  $LP_{11}$ . Beispielsweise hat der Grundmode bei einem Radius von 50 mm einen Verlust von 0,4 dB/m und der nächsthöhere  $LP_{11}$ -Mode 100 dB/m.

Werden die Biegeverluste in einem Faserlaser zur Steigerung der Strahlqualität verwendet, so sind diese im Idealfall so hoch, dass höhere Transversalmoden nicht über die Laserschwelle kommen. Dadurch wird in den höheren Moden keine Verstärkung gesättigt, und der Laser erzielt eine hohe Effizienz im Grundmode. Dennoch dürfen die Biegeradien nicht zu gering sein, um hohe Biegeverluste für den Grundmode zu vermeiden, sonst kommt es zu einer Auskopplung der Grundmode-Leistung in den Fasermantel. Durch die Auskopplung in den Mantel nimmt die Strahlqualität des Lasers signifikant ab.

In Abb. 2.12 sind die berechneten Biegeverluste der Faser Liekki mit einem im Vergleich zur IPHT-Faser kleineren Kerndurchmesser (25  $\mu\text{m}$ ) und einer höheren N.A. des Faserkerns (0,065) dargestellt.

Durch die höhere N.A. des Faserkerns der Liekki Faser folgen insgesamt geringere Biegeverluste, da die Transversalmoden im Kern besser geführt werden. Daher müssen kleinere Biegeradien zur Modenunterdrückung verwendet werden. Die Differenz der Biegeverluste bei 50 mm Biegeradius zwischen  $LP_{01}$ -Mode von 0,01 dB zu 30 dB des  $LP_{11}$ -Modes ist geringer als bei der Faser IPHT 30/100/400 .

Nur eine große Differenz der Biegeverluste zwischen dem Grundmode und dem nächsthöheren Transversalmode kann zu einer ausreichenden Unterdrückung der höheren Moden führen, ohne Grundmode-Leistung in den Mantel auszukoppeln. Generell ist das Aufbringen von Biegeverlusten auf höhere Transversalmoden ein probates Mittel zur Steigerung der Strahlqualität eines Faserlasers. Gleichung 2.23 zur Berechnung der Verluste gibt hierbei einen Orientierungswert unter der Annahme eines konstanten Brechungsindexprofils. Wie in den Abschnitten 6.3.1 und 6.3.2 gezeigt wird, weichen die tatsächlichen Brechungsindexprofile allerdings von den idealisierten Stufenindexprofilen ab. Des Weiteren müssen die berechneten Biegeverluste stets im Verhältnis zur Verstärkung der jeweiligen Mode im Laser gesehen werden. Diese Verstärkung ist im Faserkern nicht für alle Moden gleich (siehe Abschnitt 2.7), sodass die Differenzen der Verstärkung zu den Biegeverluste der Moden  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  bestimmend für die Strahlqualität des Lasers sind.

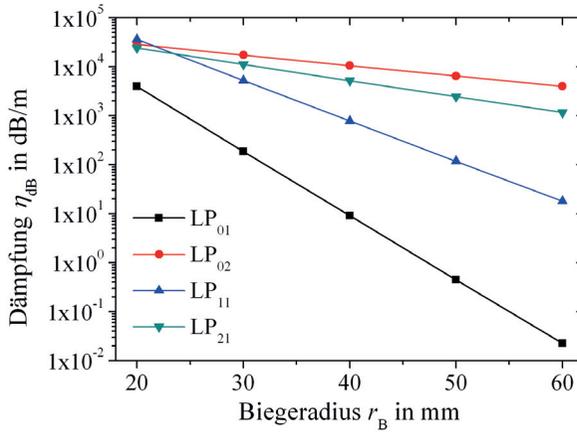


Abbildung 2.11: Berechnete Biegeverluste der Faser IPHT 30/100/400 mit einer N.A. = 0,06 des Faserkerns mit 30  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser und 100  $\mu\text{m}$  Manteldurchmesser. Die Differenz der Biegeverluste der Moden LP<sub>01</sub> und LP<sub>11</sub> ist beispielsweise bei einem Biegeradius von 50 mm rund drei Größenordnungen.

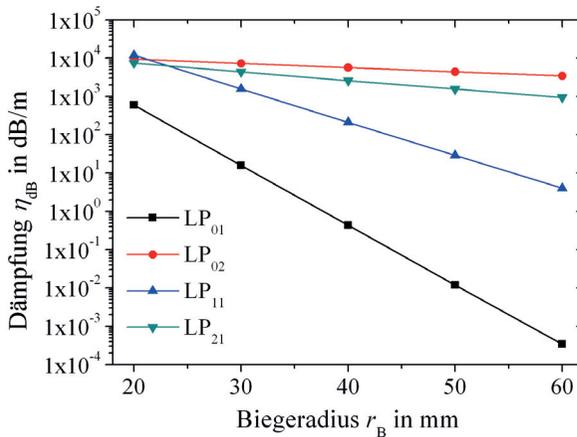


Abbildung 2.12: Berechnete Biegeverluste der Faser Liekki 25/105/300 mit einer N.A. = 0,065 des Faserkerns mit 25  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser und 105  $\mu\text{m}$  Manteldurchmesser. Die Differenz der Biegeverluste der Moden LP<sub>01</sub> und LP<sub>11</sub> bei 50 mm Biegeradius ist mit rund vier Größenordnungen vergleichsweise groß, sodass eine ausreichende Unterdrückung der LP<sub>11</sub>-Mode möglich ist.

## 2.5 Führung von polarisierter Laserstrahlung in Glasfasern

In diesem Abschnitt werden grundlegende Zusammenhänge der Erzeugung und Führung von polarisierter Laserstrahlung in einer Faser beschrieben. Wichtige Begriffe werden eingeführt, die später für das Verständnis der Experimente mit einem linear polarisierten Faserverstärker benötigt werden (siehe Kapitel 5). Auf eine allgemeine Beschreibung polarisierter Strahlung im Freistrahl wird hier verzichtet, sie ist unter anderem in [41] ausführlich dargestellt.

Polarisierte Faserlaser oder Faserverstärker basieren meist auf polarisationserhaltenden Fasern, auch PM-Fasern (engl. *polarization maintaining*) genannt. PM-Fasern wirken nicht als Polarisator, sondern nur polarisationserhaltend, d. h., wird eine polarisierte Laserstrahlung eingebracht, so bleibt die Polarisation entlang der Propagation erhalten. Die polarisierte Laserstrahlung selbst wird entweder durch einen polarisierten Seed-Laser oder im Fall eines Oszillators durch ein im Resonator eingebrachtes polarisierendes optisches Element, z. B. ein Brewster-Fenster [63], erzeugt.

Es gibt eine Vielzahl von verschiedenen Ausführungen für PM-Fasern, die alle auf gezielt eingebrachte intrinsische Spannungen um den Faserkern basieren. Diese Spannungen führen zu einer richtungsabhängigen Veränderung des Brechungsindex (Doppelbrechung) und damit zu einer Aufspaltung der Propagationskonstanten [64].

Ist die Differenz der effektiven Brechungsindizes der orthogonalen Zustände ausreichend groß, so wird ein Übersprechen von einem zu einem anderen Mode verhindert. Die am häufigsten verwendete stark doppelbrechende PM-Faser ist die sogenannte PANDA-Faser [65]. In Abb. 2.13 a) ist der Aufbau einer PANDA-Faser gezeigt. Mithilfe von zwei spannungsinduzierenden Elementen wird gezielt Druck- und Zugspannung eingebracht (siehe Abb. 2.13 b). Die spannungsinduzierenden Elemente bestehen aus einer anderen Glasart als der Fasermantel und weisen daher einen anderen thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf. Durch Abkühlung beim Faserziehprozess entsteht dadurch ein starkes Spannungs-Dehnungs-Feld um den Faserkern. Dabei führt die Zugspannung im Glas zu einer Erhöhung des Brechungsindex. Daraus folgt, dass die Phasengeschwindigkeit ( $v_{\text{ph}} = c/n$ ) für die in diese Richtung polarisierte Strahlung abnimmt, daher wird diese Richtung engl. *slow axis* genannt. Druckspannung dagegen vermindert den Brechungsindex, und die Phasengeschwindigkeit für die in der entsprechenden Richtung polarisierte Strahlung erhöht sich (engl. *fast axis*).

Aus der Differenz der orthogonalen Brechungsindizes in  $x$ - und in  $y$ -Richtung, orientiert an den spannungsinduzierenden Elementen (siehe Abb. 2.13 a), resultiert die modale Doppelbrechung

$$\Delta B = n_x - n_y. \quad (2.29)$$

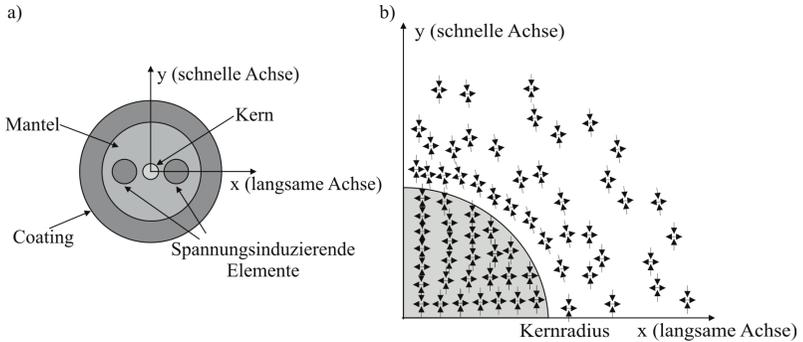


Abbildung 2.13: a) Schema einer polarisationserhaltenden PANDA-Faser. Durch die spannungsinduzierenden Elemente wird im Kern Doppelbrechung erzeugt. b) Schematische Darstellung der Druck- und Zugspannungen rund um den Faserkern. Dabei erhöht die Zugspannung den Brechungsindex (engl. *slow axis*) und Druckspannung vermindert ihn (engl. *fast axis*) wodurch es zu einer verminderten bzw. erhöhten Phasengeschwindigkeit kommt.

Dieser Parameter beschreibt die Differenz der Brechungsindizes der beiden linear polarisierten orthogonalen Moden.

Ein typischer Wert der modalen Doppelbrechung einer Stufenindex-Glasfaser ist beispielsweise  $\Delta B = 10^{-4}$  [66]. Die Differenz der Brechungsindizes kann direkt mit  $\beta = n_{\text{eff}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$  auf die Propagationskonstante

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y \quad (2.30)$$

übertragen werden. Damit lässt sich eine Schwebungslänge (engl. *beat length*)

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda_1}{\Delta B} \quad (2.31)$$

definieren. Sie gibt die Propagationsdistanz in einer Faser an, bei der die Phasendifferenz zwischen den Feldkomponenten in  $x$ -Richtung und  $y$ -Richtung gerade  $2\pi$  ist.

Ist also die Schwebungslänge kurz, so unterscheiden sich beide Propagationskonstanten der orthogonal polarisierten Moden deutlich voneinander und tauschen keine oder nur eine sehr geringe Leistung untereinander aus. Daher bleibt die Polarisation bei kurzen Schwebungslängen  $L_B$  besser erhalten. Eine tiefergehende Betrachtung dieses Übersprechverhaltens folgt aus der gekoppelten Modentheorie und kann mithilfe der Störungsrechnung berechnet werden [67].

Nach der Erläuterung der PM-Faser, der Polarisationserhaltung in Fasern und der Einführung relevanter Kenngrößen für polarisierte Strahlung in Fasern folgt nun die Beschreibung wichtiger Begriffe zur Charakterisierung polarisierter Strahlung allgemein.

Die Polarisationsart eines Strahls wird durch die sogenannten Stokes-Parameter beschrieben. Diese Parameter leiten sich aus der elektromagnetischen Beschreibung des Lichts ab und bieten eine einfache und zugleich exakte Darstellung des Polarisationszustands. Des Weiteren können die Stokes-Parameter durch eine einfache Bestimmung der Intensität eines Strahls nach einem Polarisator bei unterschiedlichen Winkelstellungen bestimmt werden. Die Parameter

$$S_0 = \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle \quad (2.32)$$

$$S_1 = \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle \quad (2.33)$$

$$S_2 = \langle 2E_x E_y \cos(\varepsilon) \rangle \quad (2.34)$$

$$S_3 = \langle 2E_x E_y \sin(\varepsilon) \rangle \quad (2.35)$$

sind definiert als die zeitlich gemittelten Amplitudenquadrate der jeweiligen elektrischen Feldkomponente  $E_x$ ,  $E_y$  [41].

$S_0$  ist die Gesamtintensität des Strahls bzw. der Betrag des Vektors ohne Polarisationsselektion, und  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  geben den Polarisationszustand an. Ist der Strahl beispielsweise unpolarisiert, so ist  $S_1 = S_2 = S_3 = 0$  und  $S_0 \neq 0$ .

Eine wichtige Kenngröße der Polarisation ist der Polarisationsgrad

$$\text{DOP} = \frac{P_{\text{pol}}}{P_{\text{pol}} + P_{\text{unpol}}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.36)$$

(engl. *degree of polarisation*). Er gibt an, wie groß der Anteil der polarisierten Leistung an der Gesamtleistung ist. Polarisiert bedeutet, dass eine feste Phasenbeziehung zwischen der  $x$ - und der  $y$ -Komponente des elektrischen Felds besteht. Der DOP ist dabei unabhängig von der Polarisationsart (zirkulare, elliptische oder lineare Polarisation).

Variiert die Beziehung zwischen der  $x$ - und der  $y$ -Komponente des elektrischen Felds stochastisch, so ist der Laserstrahl unpolarisiert. Zahlreiche Einflüsse, die von außen (extrinsisch) oder in der Faser (intrinsisch) auf den polarisierten Mode einwirken, können den Polarisationsgrad vermindern. Diese inneren bzw. äußeren Einflüsse wirken verschieden stark oder zeitlich veränderlich auf den Brechungsindex und somit auf die Polarisation. In Tabelle 2.2 sind intrinsische und extrinsische Faktoren nach J. Noda [64] zusammengestellt, welche die Polarisation in Glasfasern beeinflussen.

In der bisherigen Beschreibung des DOPs wurde der Polarisationsgrad dargestellt, ohne die jeweilige Polarisationsart zu berücksichtigen. Nachfolgend soll die lineare Polarisation, d.h. nur eine der drei Polarisationsarten näher beschrieben werden.

Um aus dem DOP auf den Leistungsanteil, der ausschließlich linear polarisiert ist, zu schließen, werden die Stokes-Parameter  $S_1$  und  $S_2$  betrachtet, hieraus folgt der Polarisations-

Tabelle 2.2: Intrinsische und extrinsische Einflüsse auf die Polarisationserhaltung in Fasern nach J. Noda [64].

Kategorie	Faktoren	Ursprung
Intrinsische Faktoren	Fertigungstoleranzen	Kerndeformation
		Deformation der spannungsinduzierenden Elemente
	Wellenlänge	Phasengeschwindigkeit
		Kohärenz
Nichtlineare Effekte	Kerr-Effekt	
Extrinsische Faktoren	Temperaturschwankungen	Instabile Doppelbrechung
		Thermisch bedingte Hysterese
	Mechanische Störungen	Biegung
		Zugspannung
		Verdrillen
		Laterale Lasten
	Elektromagnetische Effekte	Faraday-Effekt
		Kerr-Effekt

tionsgrad für linear polarisierte Strahlung (engl. *degree of linear polarisation*)

$$\text{DOLP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \quad (2.37)$$

Ist  $\text{DOLP} \approx 1$ , so handelt es sich um nahezu vollständig linear polarisiertes Licht. Der Parameter  $S_0$  im Nenner normiert den DOLP-Wert, und  $S_1$  und  $S_2$  sind Komponenten des Stokes-Vektors  $\mathcal{S} = (S_0, S_1, S_2, S_3)$ , der den Polarisationszustand beschreibt. Weiter gilt für die Länge des Stokes-Vektors

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (2.38)$$

Wird der Stokes-Vektor in ein Koordinatensystem eingezeichnet (siehe Abb. 2.14a), so spannen die Vektorkomponenten  $S_1$  und  $S_2$  die Äquatorebene auf. Da die Länge des Stokes-Vektors mit Gleichung 2.38 festgelegt ist, zeichnet die Spitze des Stokes-Vektors eine Kugel mit dem Durchmesser  $S_0$ , die sogenannte Poincaré-Kugel. Erreicht die Spitze des Vektors der aus den Komponenten  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  aufgespannt wird die Kugeloberfläche so ist der Strahl vollständig polarisiert. Mit der Poincaré-Kugel kann so jede Polarisationsart (siehe Abb. 2.14b) und Polarisationsgrad grafisch dargestellt werden. Liegt die Spitze des Stokes-Vektors rund um den Äquator, so ist der Strahl linear polarisiert. Zeigt der Vektor an die Pole der Kugel, so liegt eine zirkulare Polarisation vor. In den Bereichen zwischen den Polen und dem Äquator ist das elektrische Feld elliptisch polarisiert.

Sowohl die Begriffe DOP und DOLP als auch die gezeigte Darstellung der Poincaré-Kugel werden in Kapitel 5 für die Diskussion der Ergebnisse des linear polarisierten Faserverstärkers verwendet.

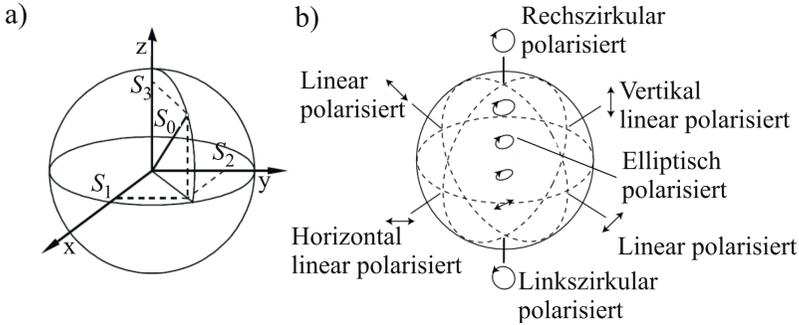


Abbildung 2.14: a) Durch die definierte Länge des Stokes-Vektors beschreibt dieser eine Kugeloberfläche. Dadurch werden der Oberfläche verschiedene Polarisationsarten zugeordnet. b) Poincaré-Kugel mit den unterschiedlichen Polarisationsarten.

## 2.6 Aufbau des Faserlaserresonators

Für die Rückkopplung von Faserlasern können generell drei verschiedene Vorgehensweisen unterschieden werden: die *Butt-Coupling*-Technik, die Verwendung von *Fiber Bragg Gratings* (FBG) und die Rückkopplung im kollimierten Freistrah durch dielektrische Spiegel [27] ohne optischem Kontakt zur Faser. Da die Rückkopplung im kollimierten Freistrah sehr justageempfindlich ist, werden nachfolgend nur die auch in dieser Arbeit verwendeten Techniken *Butt-Coupling* und die Verwendung von *Fiber Bragg Gratings* näher erläutert. Es wird sich zeigen, dass die *Butt-Coupling*-Technik sehr flexibel für verschiedene Fasern angewandt werden kann, dabei aber nur bedingt für hohe Leistung geeignet ist. *Fiber Bragg Gratings* sind im Gegensatz dazu nur optimal auf die *matching fiber* (eine nicht mit Seltenen Erden dotierte Faser gleicher Geometrie und N.A. entsprechend der Ytterbium dotierten Laserfaser) angepasst einsetzbar, bieten aber eine höhere Beständigkeit bei hoher Laserleistung. Des Weiteren wird die nachfolgende Darstellung des Reflexionsverhaltens von FBGs zeigen, dass sich dieses positiv auf die die Strahlqualität des Faserlasers auswirkt.

### 2.6.1 Die *Butt-Coupling*-Technik

Bei der *Butt-Coupling*-Technik wird das gespaltene Faserende direkt in optischen Kontakt mit einem Vielschichtspiegel gebracht, ohne weitere optische Elemente für eine Abbildung zu verwenden. Die Rückkopplung weist dadurch hohe Justagetoleranzen auf, da die Rückabbildung direkt in den Faserkern erfolgt. Abb. 6.3 zeigt die Vorrichtung die für den Justageprozess der Faser bei der *Butt-Coupling*-Technik verwendet wurde.

Einer der Vorteile dieser Rückkoppeltechnik ist die Möglichkeit, beliebige Fasertypen unterschiedlicher Geometrie ohne eine zusätzliche Anpassung verwenden zu können. Dies steht im deutlichen Gegensatz zur Rückkopplung mit FBGs, die individuell für jeden Fasertyp angefertigt werden. Nachteilig ist beim *Butt-Coupling* hingegen die begrenzte Leistungstauglichkeit, da durch Andrücken der Faser auf den Spiegel in dessen Vielschichtsystem mechanische Spannungen induziert werden können. Im Laserbetrieb kommt es dann durch Absorptionsverluste im Schichtsystem zur Erwärmung und folglich zu weiteren thermisch bedingten Spannungen. Diese mechanischen Spannungen reduzieren die Zerstörschwelle der Beschichtung (siehe Abb. 6.21) und begrenzen damit die Leistungstauglichkeit.

Bei der Vorbereitung der Faserfacetten für die *Butt-Coupling*-Technik werden die Fasern mit einem *Cleaver* definiert gespalten. Die Spaltwinkel haben eine Toleranz von  $< 0,2^\circ$  für 75 % und  $< 0,5^\circ$  für 97 % aller *Cleaves* [68]. Diese Daten beziehen sich auf den *Cleaver* LDC-400 von Vytran, der auch in dieser Arbeit verwendet wurde. Der Winkel zwischen Faserfacette und Faserachse führt dazu, dass bei der Rückkopplung eine asymmetrische Modenkopplung ermöglicht wird, beispielsweise vom  $LP_{01}$ -Mode zum  $LP_{m1}$ -Mode. Bei senkrechter Rückkopplung ist nur eine Kopplung an symmetrische Moden, z. B.  $LP_{01}$  an  $LP_{0m}$ , möglich. Die winkelbehaftete Rückkopplung führt so zu einer teilweisen Übertragung der Grundmode-Leistung an den nächsthöheren asymmetrische Transversalmode, meist den  $LP_{11}$ -Mode. Infolgedessen verringert sich die Strahlqualität des Lasers.

Zusammenfassend ist die *Butt-Coupling*-Technik eine einfache und robuste Art zur Rückkopplung des Strahls eines Faserlasers. Weiter ist diese Technik vielseitig für verschiedene Fasern einsetzbar und damit gerade im Forschungsumfeld von großer Bedeutung.

## 2.6.2 Faserintegrierte Bragg-Gitter

Faserintegrierte Bragg-Gitter sind vor allem für den Einsatz in der Industrie und die damit verbundenen monolithischen Faserlaser von großer Relevanz. Der monolithische Aufbau ist deutlich robuster, und es kann somit nicht zur ungewollten Dejustage kommen. Nachfolgend wird die Funktionsweise der FBGs erklärt und auf ihre Besonderheiten eingegangen.

Erstmals wurde 1978 in einer Germanium-dotierten Glasfaser durch einen Argon-Ionen-Laser bei einer Wellenlänge von 488 nm eine dauerhafte Brechzahländerung eingeschrieben [69]. An dadurch erzeugten Brechungsindexerhöhungen im Faserkern kann durch Bragg-Reflexion die Laserstrahlung des Faserlasers reflektiert werden.

Da die Brechungsindexänderung, die in eine konventionelle Glasfaser eingeschrieben werden kann, sehr klein ist, wird die Glasfaser zur Erhöhung des Indexkontrasts durch Dotierung des Faserkerns mit Germanium photosensitiviert. Durch anschließende Bestrahlung mit UV-Licht wird die Brechzahl insgesamt um  $\Delta n \approx 10^{-3}$  erhöht [70].

Verschiedene Modelle über die Entstehung der Indexerhöhung, z. B. Bildung von Farbzentren, werden in der Fachwelt diskutiert und sind in [71] zusammengefasst. Insgesamt kann daraus empirisch abgeleitet werden, dass die Indexerhöhung von der Wellenlänge der absorbierten Strahlung abhängt und mit zunehmender Germaniumkonzentration verstärkt wird. Weiter kann der Brechzahlssprung durch zusätzliche Verfahren, wie Wasserstoffbeladung oder Kodotierung mit Bor sowie Flammpolieren, weiter erhöht werden [71, 72].

### 2.6.2.1 Herstellungsverfahren

In den vergangenen Jahren wurden eine Vielzahl von verschiedenen Fertigungsverfahren für FBGs entwickelt, die in [72, 73] ausführlich dargestellt sind. Die gegenwärtig am häufigsten verwendete Methode zum Einschreiben von FBGs ist die Phasenmasken-Technik. Dabei wird durch Beugung an einem diffraktiven optischen Element und nachfolgende Interferenz eine periodische Intensitätsmodulation im Faserkern erzeugt. Das diffraktive optische Element ist hierbei so ausgelegt, dass die Beugung nullter Ordnung nahezu vollständig unterdrückt wird. Die Phasenmaske selbst wird durch Elektronenstrahlithografie gefertigt [74]. Der eigentliche Einschreibevorgang des FBGs in den Faserkern wird mit einem Excimerlaser vollzogen. Hierbei wird entweder ein KrF-Excimerlaser bei einer Wellenlänge von 248 nm oder ein ArF-Excimerlaser bei einer Wellenlänge von 193 nm verwendet. Die Laserstrahlung mit der kürzeren Excimerwellenlänge wird dabei stärker vom dotierten Kern absorbiert [70]. Dies führt zu einer höheren Brechzahlerhöhung, und folglich werden weniger Indexerhöhungen benötigt um eine hohe Reflektivität zu erreichen. Damit besteht die Möglichkeit, kürzere FBGs zu realisieren.

### 2.6.2.2 Grundlagen der *Fiber Bragg Gratings*

Im Folgenden wird die Entstehung der Reflexion in einem FBG erläutert und die Abhängigkeit der Reflektivität vom jeweiligen Transversalmode hergeleitet. Es wird sich zeigen, dass sich direkt aus der gekoppelten Modentheorie eine Begünstigung des Grundmodes ergibt. Dies führt bei Faserlasern zu einer höheren Strahlqualität, wie sich später bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse (Abschnitt 6.5.3) belegen lässt.

Die Grundlagen der FBGs werden hier nur kurz wiedergegeben, für eine detailliertere Darstellung sind [71, 72] empfohlen. Die Gesamtreflektivität des FBGs ergibt sich aus der sukzessiven Rückstreuung an jeder einzelnen Brechzahlerhöhung im Abstand  $\Lambda$ . Für die Rückstreuung selbst muss die Bragg-Bedingung

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (2.39)$$

für die Laserwellenlänge  $\lambda_B$  erfüllt sein. Des Weiteren ist der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  des auf das Gitter einfallenden Transversalmodes enthalten. Wie in Abb. 2.15 schematisch

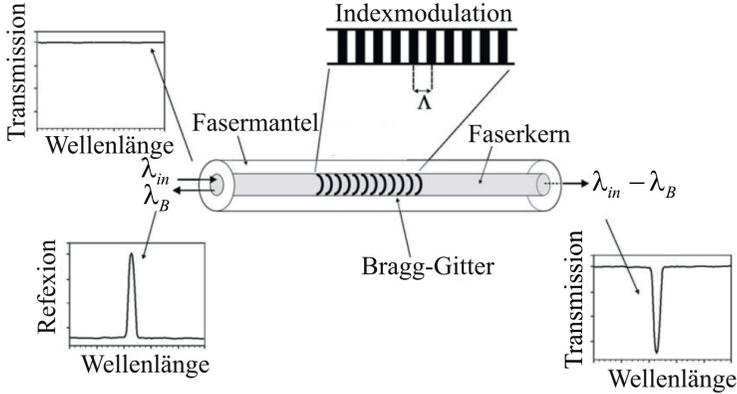


Abbildung 2.15: Vereinfachte Darstellung der Funktionsweise eines *Fiber Bragg Gratings* (FBGs) nach [72]. Die skizzierten Spektren verdeutlichen die Wirkung der Reflexion im Faserkern.

dargestellt, zeigt sich bei der Einstrahlung einer spektral breiten Laserquelle eine scharf begrenzte Reflexion. Der nicht reflektierte Leistungsanteil wird transmittiert.

### 2.6.2.3 Reflektivität und Modenselektivität

Die auf der gekoppelten Modentheorie basierende Darstellung des Reflexionsverhaltens in Abhängigkeit vom jeweiligen Transversalmode ist in [75] von T. Erdogan dargestellt. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Stufenindex-Fasern verwendet wurden, sollen nachfolgend nur diese berücksichtigt werden. Der periodische Brechzahlverlauf von FBGs führt zu einer Brechzahlerhöhung  $\delta n_{\text{Kern}}$ , die nicht zwangsläufig einen stufenförmigen diskontinuierlichen Verlauf, sondern auch einen kontinuierlichen Verlauf mit reduziertem Kontrast (z. B. sinusförmig) aufzeigen kann. Der im Wellenleiter propagierende Mode hat hierbei den effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$ .

Aus [75] in vereinfachter Form folgt für die wellenlängenabhängige Reflexion eines FBGs der Länge  $L$

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \frac{\sinh^2\left(\sqrt{\kappa(\lambda)^2 - \hat{\sigma}(\lambda)^2} \cdot L\right)}{\cosh^2\left(\sqrt{\kappa(\lambda)^2 - \hat{\sigma}(\lambda)^2} \cdot L\right) - \frac{\hat{\sigma}(\lambda)^2}{\kappa(\lambda)^2}}. \quad (2.40)$$

Darin enthalten sind zwei Kopplungskoeffizienten

$$\hat{\sigma} \equiv \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (2.41)$$

und

$$\kappa(\lambda) \cong \frac{\pi}{\lambda} v \Gamma \delta n_{\text{Kern}} \quad (2.42)$$

die sich aus der gekoppelten Modentheorie ergeben. In den Kopplungskoeffizienten  $\kappa(\lambda)$  geht der Kontrast der Brechungsindexänderung  $v = n_{\max} - n_{\text{Kern}}/n_{\max} + n_{\text{Kern}}$  mit  $n_{\max}$  dem maximalen Brechungsindex und der Einschließungsfaktor  $\Gamma$  ein, die im Folgenden noch erläutert werden. Der Koppelkoeffizient  $\hat{\sigma}$  umfasst die Änderung des *Chirps*  $\frac{d\phi}{dz}$ , d. h. der variierenden Abstandsänderung von Indexerhöhung zu Indexerhöhung entlang des FBGs, die Absorptionsverluste  $\sigma$ , welche im FBG auftreten können.

Die Abhängigkeit des Reflexionsverhaltens vom jeweiligen  $\text{LP}_{lm}$ -Mode geht in den Koppelkoeffizienten  $\kappa(\lambda)$  durch den Einschließungsfaktor

$$\Gamma = \frac{b^2}{V^2} \left[ 1 - \frac{J_l^2(V\sqrt{1-b})}{J_{l+1}(V\sqrt{1-b})J_{l-1}(V\sqrt{1-b})} \right] \quad (2.43)$$

(engl. *confinement factor*) ein, mit der entsprechenden Bessel-Funktion  $J$  und der normierten Frequenz  $V$ . Die jeweilige Ordnung der Bessel-Funktion hängt dabei vom jeweiligen Transversalmode ab (siehe Gleichung 2.9 und grafische Lösung), der im FBG reflektiert wird.

Der Parameter  $b$  ist definiert als:

$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.44)$$

und hängt vom Brechungsindex des Faserkerns und -mantels sowie von der effektiven Brechzahl des jeweiligen Modes ab.

Liegen bei einer idealen Reflexion keine Verluste  $\sigma$ , und kein *Chirp*  $\frac{d\phi}{dz}$  vor, so gilt für den Koppelkoeffizienten  $\hat{\sigma} = 0$ . Daraus folgt für die maximale Reflexion einer Stufenindex-Faser

$$\Re_{\max}(\lambda_{\max}) = \tanh^2(\kappa L). \quad (2.45)$$

Die maximale Reflektivität tritt bei der Wellenlänge

$$\lambda_{\max} = \left( 1 + \frac{\Gamma \delta n_{\text{Kern}}}{n_{\text{eff}}} \right) \lambda_{\text{B}} \quad (2.46)$$

auf. In dieser Grenzfallbetrachtung wird deutlich, dass durch den Wegfall des Chirps das Gitter keine spektrale Breite mehr hat, sondern nur noch bei einer Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  reflektiert. Hierbei sind sowohl der Wert der maximalen Reflektivität als auch die Wellenlänge, bei der die Reflektivität auftritt, durch den Einschließungsfaktor  $\Gamma$  vom jeweiligen Transversalmode abhängig.

Weiter zeigt sich, dass die maximale Reflexionswellenlänge der Bragg-Wellenlänge entspricht, wenn die effektive Brechzahländerung sehr gering ist, wie bei einem konventionellen FBG mit niedriger Indexerhöhung.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass das Reflexionsverhalten von FBGs, sowohl mit als auch ohne Chirp, vom jeweiligen Transversalmode abhängt. Dabei begünstigt die Re-

flexion die Strahlqualität des Faserlasers, da der Grundmode eine höhere Rückkopplung erfährt. Diese positive Wirkung auf die Strahlqualität konnte auch in den im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Experimenten (siehe Abschnitt 6.5.3) gezeigt werden.

## 2.7 Transversales räumliches Lochbrennen und Mode-Instabilität in LMA-Fasern

Die zu einer abrupten Verschlechterung der Strahlqualität des Lasers führende Mode-Instabilität in LMA-Fasern wird im nachfolgenden Abschnitt beschrieben. Diese Mode-Instabilität beruht auf transversalem räumlichem Lochbrennen, da dadurch höhere Moden eine ausreichende Verstärkung erfahren. Es wird sich im Folgenden zeigen, dass diese Mode-Instabilität zu einer Grenze in der Brillanzskalierung in Faserlasern führt, die auch durch das Einbringen von Biegeverlusten oder einer modeselektiven Rückkopplung durch FBGs nicht überwunden werden kann. Am Ende dieses Abschnitts wird kurz auf teilweises Dotieren des Faserkerns (engl. *confined doping*) eingegangen, das die Unterdrückung von transversalem räumlichem Lochbrennen bewirkt und damit das Auftreten einer Mode-Instabilität verhindern kann.

Sowohl transversales räumliches Lochbrennen als auch das Auftreten einer Mode-Instabilität lässt sich analytisch nur unzureichend beschreiben. Daher folgen nun Simulationsergebnisse, mit denen die beiden Effekte gegenwärtig am besten dargestellt werden können.

### Transversales räumliches Lochbrennen

Transversales räumliches Lochbrennen (engl. *transverse spatial-hole burning*, TSHB) wurde erstmals 1993 in Halbleiterlasern, speziell in *vertical-cavity surface emitting lasers* (VCSEL) beobachtet [76, 77, 78]. In Glasfasern trat TSHB erst mit zunehmender Grundmode-Leistung und dem damit verbundenen Einsatz von LMA-Fasern (siehe Abschnitt 2.2.1) auf. Dies wurde im Jahr 2008 durch Z. Jiang und J.R. Marciante simuliert und experimentell bestätigt [79, 80].

TSHB entsteht dadurch, dass der transversale Grundmode in einer aktiven Faser aufgrund seiner Intensitätsverteilung (siehe Abb. 2.10) die zur Verfügung stehende Inversion hauptsächlich im Zentrum des dotierten Faserkerns sättigt. Die im äußeren Bereich des Faserkerns verbleibende Inversion wird durch höhere Moden gesättigt, meist durch den am zweitstärksten geführten  $LP_{11}$ -Mode. Durch transversales räumliches Lochbrennen folgt eine mit der Pumpleistung stetig abnehmende Strahlqualität des Faserlasers, da mit zunehmender Verstärkung auch der nächsthöhere Mode zunehmend verstärkt wird.

In Abb. 2.16 sind Simulationsergebnisse nach Z. Jiang [80] von TSHB für eine Multimode-Faser grafisch dargestellt. Für die Simulation wurde eine Faserkerndurchmesser von  $15\ \mu\text{m}$

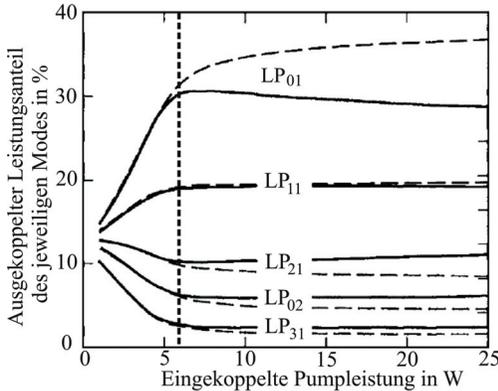


Abbildung 2.16: Berechneter prozentualer Leistungsanteil des jeweiligen Transversalmodes in einer Ytterbium-dotierten Multimode-Faser mit 15  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser und einer N.A. von 0,06 nach Z. Jiang [80]. Die gestrichelte Linie gibt das Verhalten ohne und die durchgezogene Linie mit Berücksichtigung von TSHB wieder. Die vertikale Linie kennzeichnet das Erreichen der Sättigungsleistung, ab der der Leistungsanteil des Grundmodes abnimmt und sich auf die anderen höheren Moden verteilt.

und eine Kern-N.A. von 0,06 sowie eine Ytterbium-Konzentration von  $1,02 \cdot 10^{26}/\text{m}^3$  angenommen. Die Abbildung zeigt schematisch den prozentualen Leistungsanteil des jeweiligen Transversalmodes mit zunehmender in die Faser eingekoppelter Pumpleistung. Dabei gibt die gestrichelte Linie das Verhalten ohne und die durchgezogene Linie mit Berücksichtigung von TSHB wieder. Die vertikal eingezeichnete gestrichelte Linie kennzeichnet das Erreichen der Sättigungsleistung (siehe Abschnitt 2.3.3) in diesem Lasersystem. Erreicht die Laserintensität mit zunehmender Pumpleistung die Sättigung, so nimmt durch TSHB der Leistungsanteil des Grundmodes ab. Dieser Leistungsanteil verteilt sich auf die höheren Transversalmodes, wodurch diese eine höhere Verstärkung erfahren und die Strahlqualität des Faserlasers mit zunehmender Pumpleistung stetig abnimmt.

Des Weiteren soll im Rahmen dieser Arbeit TSHB in Abhängigkeit von der Polarisation und dem Aufbringen von Biegeverlusten nur kurz erläutert werden. Eine ausführlichere Beschreibung hierzu lässt sich den jeweils aufgeführten Publikationen entnehmen.

In einem linear polarisierten Faserlaser bzw. Faserverstärker erfährt durch TSHB die Intensitätsverteilung des nächsthöheren polarisierte Modes die senkrecht zur Polarisationsrichtung des Grundmodestrahls orientiert ist die höchste Verstärkung [81]. Dadurch kommt es bei der Verstärkung eines nächsthöheren Modes nicht nur zu einer Beeinflussung der Strahlqualität des Lasers, sondern auch zu einer Abnahme des DOLP.

Häufig werden im Experiment die aktiven Fasern beispielsweise auf Zylinder aufgewickelt, um höhere Moden durch Biegeverluste zu unterdrücken. Das beeinflusst die Intensitätsverteilung des geführten Modes, die sich in Richtung Fasermantel verschiebt [62]. Damit ändert sich die Überlappung der Intensitätsverteilungen der Transversalmoden mit dem dotierten Bereich in der Faser und folglich das Verstärkungs- und Sättigungsverhalten [82]. Insgesamt bleibt TSHB aber wie oben dargestellt erhalten.

Transversales räumliches Lochbrennen führt oberhalb der Sättigungsintensität zu einer zunehmenden Verschlechterung der Strahlqualität eines Faserlasers. Eine abrupt auftretende Verschlechterung der Strahlqualität ab einer bestimmten Schwellleistung, wie im Experiment beobachtet, kann dadurch jedoch nicht erklärt werden. Diese Mode-Instabilität wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### Mode-Instabilität in LMA-Fasern

Die abrupt auftretende Mode-Instabilität in einer LMA-Faser (siehe Abschnitt 2.2.1), in der der Grundmode geführt wird, wurde erstmalig bei einem Femtosekunden-Faserlaser mit einer mittleren Leistung von 830 W beobachtet [83]. Diese Instabilität tritt ab einer bestimmten Schwellleistung [84] auf und stabilisiert sich wieder, sobald die Schwellleistung unterschritten wird. Mit der Mode-Instabilität geht eine signifikante Verschlechterung der Strahlqualität des Lasers einher. Kurz nach der erstmaligen Beobachtung im Jahr 2010 wurde als Ursache für dieses Verhalten eine thermische Einwirkung auf die Faser vermutet [85]; diese Begründung ist bis heute gültig und erklärt die Mode-Instabilität folgendermaßen.

Die Ursache der Mode-Instabilität in Lasern mit hoher Sättigung ( $I_{LP01}/I_{\text{Sat}} > 1$ ) ist eine Modeninterferenz. Verteilt sich die Leistung des Faserlasers auf den Grundmode und zu einem geringen Teil auf den nächsthöheren  $LP_{11}$ -Mode, so entsteht durch modale Interferenz eine Modulation der Intensität entlang der Faser. Diese Modulation führt zu einer periodischen Abfolge von Bereichen mit einer hohen und geringen Sättigung entlang der Faser und dadurch zu einer inhomogenen Absorption der Pumpleistung. In Bereichen von hoher Pumpabsorption wird viel Wärme frei, und in Bereichen geringer Absorption erwärmt sich das Material weniger. Damit entstehen entlang der Faser periodisch warme und kalte Bereiche und durch den thermooptischen Effekt eine Variation des Brechungsindex [86]. Daraus entsteht im Faserkern ein Beugungsgitter, das Leistung zwischen den beiden interferierenden Moden übertragen kann, jedoch nur, wenn Interferenzmuster und Beugungsgitter außer Phase sind [87, 88]. Diese feste Phasenbeziehung geht im nicht-stationären Fall durch zeitliche Variationen verloren. Die zeitliche Variation entsteht dadurch, dass das Interferenzmuster nahezu instantan auf Veränderungen reagiert, während das thermisch induzierte Gitter aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit stark verzögert agiert [89]. Als Folge davon kommt es zu einem Leistungsübertrag zwischen den beiden beteiligten Transversalmoden entlang der Propagationsrichtung. Da der Leistungs-

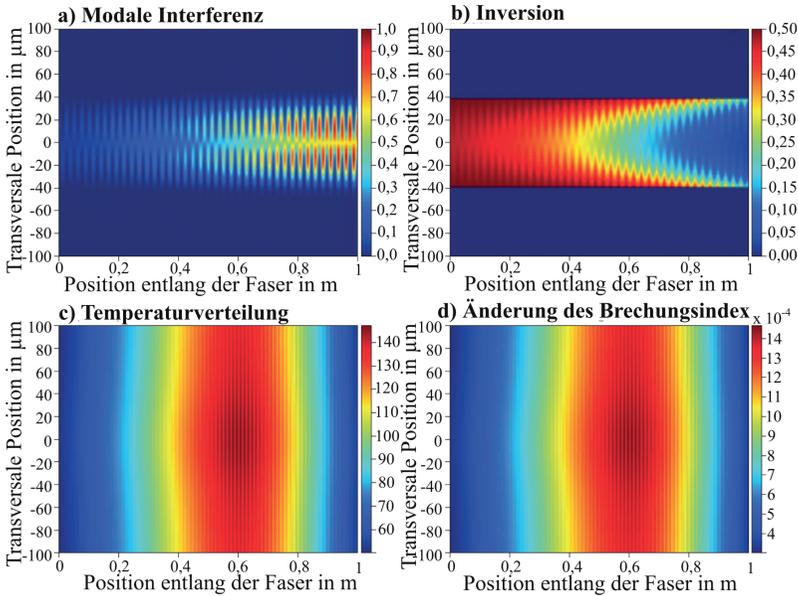


Abbildung 2.17: Entstehung einer periodischen, thermisch induzierten Brechungsindexerhöhung in einer Ytterbium-dotierten Faser durch Modeninterferenz. a) Dargestellt ist die normierte Intensität. Sowie zwei Transversalmode angeregt werden, können diese durch Modeninterferenz eine quasiperiodische Intensitätsmodulation erzeugen. b) Dargestellt ist die Inversion. Die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters wechselwirkt mit dem Ytterbium im Faserkern und führt zur räumlichen Modulation der Inversion. c) Dargestellt ist die Temperatur in Grad Celsius. Die räumliche Verteilung der Inversion führt zu einer periodischen Temperaturverteilung. d) Dargestellt ist die Änderung des Brechungsindex. Durch die periodische Temperaturänderung und dem thermooptischen Effekt kommt es zu einer periodischen Änderung des Brechungsindex (Gitter). Darstellung nach C. Jauregui [85].

inhalt des Grundmodes meist stark überwiegt, wird ein signifikanter Leistungsanteil in den nächsthöheren Mode übertragen, und der Leistungsanteil des nächsthöheren  $LP_{11}$ -Modes übersteigt den des Grundmodes.

Zur mathematischen Behandlung der Mode-Instabilität wurden in der Vergangenheit einige semianalytische Modelle entwickelt [90, 91], die jedoch nur zu einer vereinfachten Beschreibung der Simulation führten und daher bei der Simulation der Mode-Instabilität eine geringere Rechenleistung benötigten. Gut wiedergeben lässt sich der Effekt der Mode-Instabilität durch sehr rechenaufwendige Simulationen, die entweder auf der gekoppel-

ten Modentheorie [92, 93] oder dem Strahlpropagations-Verfahren (engl. *beam propagation method*, BPM) [89, 94] beruhen. Im Folgenden werden Simulationsergebnisse gezeigt, die mit dem Strahlpropagations-Verfahren bestimmt wurden. In einer Simulation von C. Jauregui [95] wurde mit dem Strahlpropagations-Verfahren die elektrische Feldverteilung unter Berücksichtigung der räumlich aufgelösten Ratengleichungen berechnet. Diese Simulation setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen, zum einen aus der stationären transversal aufgelösten Ratengleichung eines Zweiniveau-Systems und zum anderen aus der Propagation des elektrischen Felds in der Faser. Als Simulationsergebnis zeigt sich eine Oszillation der Sättigung entlang der Faser, welche die Ursache für die Mode-Instabilität ist. In Abb. 2.17 ist solch ein Simulationsergebnis von C. Jauregui [85, 86] auf Basis einer BPM-Simulation für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $80\ \mu\text{m}$  und einem Pumpmanteldurchmesser von  $200\ \mu\text{m}$  dargestellt. Für die Simulation wurde ein Verstärker mit  $300\ \text{W}$  Pumpleistung bei einer Wellenlänge von  $976\ \text{nm}$  angenommen, dessen Seed-Laserleistung sich aus  $5\ \text{W}$  des Modes  $\text{LP}_{01}$  und  $1\ \text{W}$   $\text{LP}_{11}$ -Mode zusammensetzte. Zusammenfassend gilt, dass TSHB aufgrund der Intensitätsverteilung des Grundmodes im Faserkern mit zunehmender Pumpleistung zu einer stetig abnehmenden Strahlqualität führt, da höhere Transversalmoden eine ansteigende Verstärkung erfahren. Hierbei tritt TSHB erst dann auf, wenn die Sättigungsintensität im Laser überschritten wurde. Kommt es bei deutlich höherer Leistung, und damit bei durch TSHB bedingter höherer Leistung im höheren Transversalmode, zu einer abrupten Verschlechterung der Strahlqualität, so ist diese auf eine Mode-Instabilität zurückzuführen. Diese Mode-Instabilität stellt damit eine Brillanzskalierungsgrenze von Grundmode-Faserlasern in LMA-Fasern dar. Um dennoch Grundmode-Faserlaser hoher Ausgangsleistung realisieren zu können, ist unter anderem ein neues Faserdesign notwendig, das ein von der Kerngeometrie abweichendes Dotierprofil hat (engl. *confined doping*).

Mithilfe von *confined doping* wird nicht mehr, wie bei konventionellen Stufenindex-Fasern üblich, der vollständige Faserkern dotiert, sondern nur ein geringerer Durchmesser. Dadurch wird der vom Grundmode ungesättigte Verstärkungsanteil geringer und steht somit höheren Moden nicht zur Verfügung. Dies vermindert transversales räumliches Lochbrennen und folglich das Auftreten einer Mode-Instabilität [91, 93]. Bei wenigen Watt Ausgangsleistung wurde ein Faserlaser mit teilweise dotierter Faser bereits demonstriert [96], hierbei blieb eine leistungsabhängige Strahlqualitätsverschlechterung aus.

# 3 Das laseraktive Material Yb:Glas

Im diesem Kapitel werden die Eigenschaften von Ytterbium-dotiertem Glas als laseraktives Medium eingehend betrachtet und diskutiert. Dabei steht im Vordergrund, welche Auswirkungen die Eigenschaften von Ytterbium für die in dieser Arbeit realisierten Laser haben.

Zu Beginn wird das Termschema von dreifach ionisiertem Ytterbium in Glas beschrieben. Bei dem aus Yb:Glas aufgebauten Faserlaser ist dieses Termschema grundlegend für das Energieniveauschema des Lasers und damit für seine Lasereffizienz. Dabei kann durch die richtige Wahl von Pump- und Laserwellenlänge das Energieniveauschema mit der besten Effizienz ausgewählt werden.

Im Anschluss wird ein Messaufbau für die Bestimmung von Transmissionsspektren von Ytterbium-dotiertem Glas erläutert. Aus den damit gemessenen Transmissionsspektren werden die Absorptions- und Emissionsquerschnitte abgeleitet. Daraus bestimmen sich sowohl das Pumpabsorptions- als auch das Emissionsverhalten eines Ytterbium-dotierten Faserlasers bzw. -verstärkers. Zusammen mit der Fluoreszenzlebensdauer, deren Messung mit der Lochblenden-Methode ebenfalls in diesem Kapitel erläutert wird, gehen die Querschnitte in die Simulation des Faserlasers ein. Diese Simulationen werden später (Kapitel 5 und 6) für die Auslegung der Faserlaser und Faserverstärker benötigt.

Einige Ytterbium-dotierte Faserlaser erfahren eine mit der Betriebsdauer zunehmende Abnahme der Ausgangsleistung, welche auf das sogenannte Photodarkening zurückgeführt werden kann. Bei der Beschreibung von Photodarkening werden eingangs die unterschiedlichen Erklärungsmodelle aufgeführt, die alle die Bildung von sogenannten Clustern gemeinsam haben. Anschließend werden die Abhängigkeiten dieser speziellen Dämpfung der Laserstrahlung und hierbei vor allem die Inversionsabhängigkeit erläutert. Es wird gezeigt werden, wie vorteilhaft lange Pumpwellenlängen bezüglich Photodarkening sind. Danach wird ein Messaufbau beschrieben, der für die Messung der Dämpfung durch Photodarkening verwendet wurde. Aus den Messergebnissen der in dieser Arbeit verwendeten dotierten Fasern lassen sich Rückschlüsse ziehen, in welchem Umfang Photodarkening die Ausgangsleistung bzw. die Effizienz der nachfolgenden Laserexperimenten beeinflusst.

Gegen Ende des Kapitels wird die Entstehung von Photodarkening aufgrund von Clusterbildung nochmals tiefergehend analysiert. Hierfür werden Messungen mit Neutronenstreuung an dotiertem Glas durchgeführt. Die Messungen können Aufschluss über Clustergrößen und deren Verteilung im Glas geben. Insgesamt tragen diese Untersuchungen

zur Clusterbildung zu einem erweiterten Verständnis von Photodarkening bei und helfen somit, effizientere und leistungsfähigere Faserlaser zu realisieren.

### 3.1 Das Energieniveauschema von Yb:Glas

Ytterbium in Glas eignet sich besonders gut als aktives Material für einen Laser, da das Termschema wenig komplex ist und es keine energetischen Zwischenübergänge gibt. Des Weiteren können mit  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas hohe Stokes-Effizienzen erzielt werden. Bei gegebener Pump- und Laserwellenlänge lassen sich aus dem Energieniveauschema direkt das Niveausystem des Lasers ableiten und daraus Aussagen über Lasereffizienz und Laserschwelle gewinnen. Es wird nachfolgend gezeigt, dass dabei insbesondere lange Pumpwellenlängen ( $> 1 \mu\text{m}$ ) zu einem energetisch günstigeren Niveausystem führen.

Das Termschema in einem amorphen Festkörper wie Glas kann mittels Messung des Transmissionsspektrums (siehe Abschnitt 3.3) der dotierten Probe bestimmt werden, aus dem die Wirkungsquerschnitte der Absorption und Emission berechnet werden. Im Festkörper herrscht um jedes  $\text{Yb}^{3+}$ -Ion eine unterschiedliche elektrische Feldverteilung, wodurch die Energieniveaus von  $\text{Yb}^{3+}$  durch den Stark-Effekt verschieden aufspalten. Die daraus ermittelten Querschnitte ergeben sich somit aus der Summe aller individuellen Termschemata, auch die chemische Zusammensetzung des Wirtsglases [49, 97, 98] beeinflusst die elektrische Umgebung des Ions und somit das Termschema. Daher ist es nicht möglich, ein exaktes allgemeingültiges Termschema für  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas anzugeben.

Im Gegensatz dazu ist die Elektronenkonfiguration von Ytterbium exakt zu bestimmen. Sie basiert auf der Grundkonfiguration von Xenon und ist gegeben durch  $[\text{Xe}]4f^{14} 6s^2$  [99]. Dabei sind 4f und 6s die energetisch höchst besetzten Orbitale. Elektronen aus diesen Orbitalen haben die geringste Ionisierungsenergie und können leicht entfernt werden. Durch Entfernen zweier Elektronen aus dem 6s-Orbital und einem Elektron aus dem 4f-Orbital entsteht so ein dreifach ionisiertes Ytterbium-Ion. Die Hund'sche Regel [100] besagt, dass vollständig besetzte oder vollständige entleerte Orbitale keinen resultierenden Gesamtbahndrehimpuls haben. Daher bleiben alle Orbitale bis auf das Orbital 4f (Quantenzahlen  $n=4$ ,  $l=3$ ) unberücksichtigt. Dieses Orbital ist nicht vollständig besetzt, und der resultierende Gesamtbahndrehimpuls  $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i = 3$  entspricht in der spektroskopischen Notation F [100]. Dem fehlenden Elektron im Orbital kann der Spin  $s = 1/2$  zugeordnet werden. Für den Gesamtspindrehimpuls ergibt sich  $\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i = 1/2$ , da nur ein fehlendes Elektron berücksichtigt werden muss. Für die Multiplizität  $M$  folgt  $M = 2S + 1 = 2$ . Die Multiplizität beschreibt, in wie viele Raumrichtungen sich der Gesamtspinvektor  $\mathbf{S}$  bezüglich einer ausgezeichneten Achse, die z. B. durch ein elektromagnetisches Feld vorgegeben wird, ausrichten kann.

Mit der LS-Kopplung, auch Russel-Saunders-Kopplung genannt, folgt für die beiden Spinrichtungen Spin-up und Spin-down der Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . Dieser koppelt

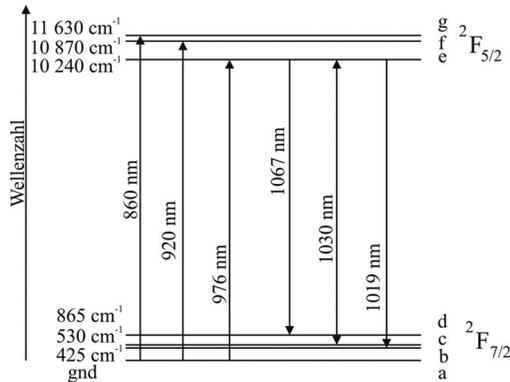


Abbildung 3.1: Termschema von Yb<sup>3+</sup> in Glas, der Gesamtdrehimpulsvektors wird durch den Stark-Effekt aufgespalten. Dadurch entstehen das obere und untere Multiplett. Der energetische Abstand der Niveaus ergibt sich aus den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten der Probe Liekki Yb1200 in Glas.

entsprechend  $|L - S| \leq J \leq L + S$  speziell für Yb<sup>3+</sup> zu  $5/2 \leq J \leq 7/2$  [100]. Aufgrund des Stark-Effekts im elektrischen Feld des Wirtsmaterials spaltet der Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J}$  jeweils in  $(2J+1)$  Komponenten auf [100]. Durch die Spinartung folgen mit  $M_J = J, J-1, \dots, -J$  drei energetisch höherliegende Energieniveaus  $M_J = 5/2, 3/2, 1/2$  (oberes Multiplett) und vier energetisch tieferliegende Energieniveaus  $M_J = 7/2, 5/2, 3/2, 1/2$  (unteres Multiplett) (siehe Abb. 3.1). In Abhängigkeit von der Pump- und Laserwellenlänge kann im Termschema von Ytterbium ein Laser nach dem Dreineveu-, Quasi-Dreineveu- oder Vierniveu-System betrieben werden. Bei welcher Pump- bzw. Laserwellenlänge welches Niveausystem vorliegt, wird im Folgenden erläutert.

### 3.1.1 Niveau-Systeme in Yb-Glas

Nachfolgend werden die drei verschiedenen Niveausysteme von Yb<sup>3+</sup> in Glas beschrieben. Dabei werden für jedes System die beteiligten Energieniveaus des oberen und unteren Multipletts angegeben. Aus den Energiedifferenzen der entsprechenden Niveausysteme lassen sich die notwendigen Pump- und Laserwellenlängen bestimmen.

#### Dreineveu-System

Das am einfachsten aufgebaute Energieniveauschema ist das Dreineveu-System. Hier wird nur dann Verstärkung erreicht, wenn sich mehr als die Hälfte der Laser-Ionen im oberen

Laserniveau befinden. Reicht die Pumpleistung nicht aus, um über die Laserschwelle zu gelangen, so relaxieren die angeregten Ionen durch spontane Emission. Im Termschema von Abb. 3.1 entspricht ein Dreiniveau-System mit dem Grundniveau a und dem Pumpniveau g oder f; der Laserübergang findet von e nach a statt. Im ungepumpten Fall oder bei sehr geringer Inversion ist der Reabsorptionsverlust auf der Laserwellenlänge groß. Dennoch kann ein Ytterbium-dotierter Faserlaser als Dreiniveau-System realisiert werden, das bei 920 nm gepumpt wird und bei einer Laserwellenlänge von 976 nm emittiert [101, 102]. Da im Dreiniveau-System eine hohe Inversion benötigt wird ( $> 50\%$ ), führt dies zu verstärktem Photodarkening (siehe Abschnitt 3.6). Ein Nachweis der Langzeitbeständigkeit dieses Lasersystems steht noch aus.

### Vierniveau-System

Ein Vierniveau-System benötigt im Gegensatz zum Dreiniveau-System keine bestimmte Inversion, um Besetzungsinversion und somit Verstärkung zu erreichen. Das untere Laserniveau ist energetisch vom Grundniveau separiert und wird schnell durch Phononstreuung entvölkert. Für ein Vierniveau-System ergeben sich für das in Abb. 3.1 dargestellte Termschema folgende Energieniveaus: a Grundniveau; g oder f Pumpniveaus (thermisch verbreitert), e oberes Laserniveau und b, c oder d unteres Laserniveau. Ein wichtiges Charakteristikum ist, dass das untere Laserniveau thermisch gar nicht oder nur sehr gering besetzt ist. Im ungepumpten Vierniveau-System hat die Reabsorption keinen Einfluss auf die Laserwellenlänge, da das untere Laserniveau entvölkert ist. Dies führt zu einer linearen Zunahme der Verstärkung mit steigender absorbierte Pumpleistung [103].

### Quasi-Dreiniveau-System

Das Quasi-Dreiniveau-System stellt einen Grenzfall zwischen einem reinen Dreiniveau-System und einem Vierniveau-System dar. Im Quasi-Dreiniveau-System ist das untere Laserniveau bei Raumtemperatur thermisch teilweise besetzt. Dies hat zur Folge, dass es im ungepumpten Fall zu Reabsorptionsverlusten auf der Laserwellenlänge kommt [104]. Um eine detaillierte Aussage über den „Quasi“-Charakter des Energieniveauschemas zu erhalten, werden nachfolgend die thermischen Besetzungen für die Energieniveaus des unteren Multipletts bestimmt.

#### 3.1.1.1 Thermische Besetzung des unteren Multipletts

Für die Bestimmung des Quasi-Dreiniveau-Charakters des Niveausystems wird die thermische Besetzung der unteren Laserniveaus anhand der Boltzmann-Verteilung [48] bestimmt. Eine Entartung der Niveaus wird in diesem Fall vernachlässigt.

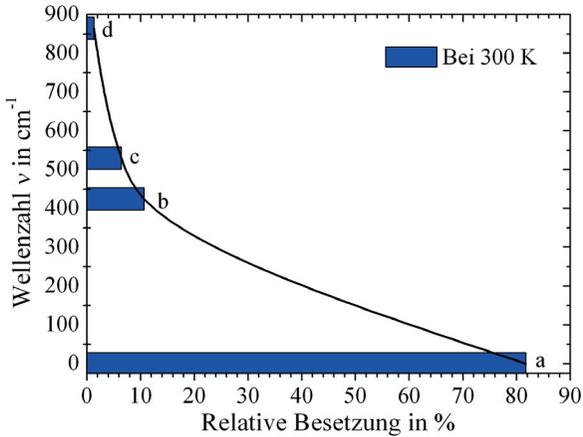


Abbildung 3.2: Relative thermische Besetzung des unteren Multipletts von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas bei Raumtemperatur  $\vartheta = 300 \text{ K}$  im thermischen Gleichgewicht.

Unter Verwendung der Energieniveaus, wie in Abb. 3.1 dargestellt, ergibt sich bei einer Temperatur von  $\vartheta = 300 \text{ K}$  eine Besetzungsverteilung im thermischen Gleichgewicht wie in Abb. 3.2.

Entscheidend für den Quasi-Dreineiveau bzw. Vierniveau-Charakter eines Lasers ist die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus bei Raumtemperatur. Ist diese gering d. h. nicht größer als 1–2% so liegt ein Vierniveau-System vor. Die Besetzung der Energieniveaus der unteren Multipletts wurde daher für die Unterscheidung des Niveausystems berechnet (siehe Tabelle 3.1). Bei Raumtemperatur ist das Niveau d nur zu 1,29% besetzt; diese geringe Besetzung kann vernachlässigt werden. Demnach kann das Niveausystem, dessen unteres Laserniveau das Niveau d ist, als Vierniveau-System betrachtet werden. Für das aktive Material (Liekki Yb1200), das durch Abscheidung von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) hergestellt wurde, folgt ab einer Laseremissionswellenlänge über 1067 nm ein Vierniveau-Betrieb (siehe Abb. 3.1). Laserübergänge bei kürzeren Wel-

Tabelle 3.1: Besetzungszahlen des unteren Multipletts bei 300 K.

Energieniveau siehe Abb 3.1	Wellenzahl in $\text{cm}^{-1}$	Besetzung in %
a	0	81,66
b	425	10,63
c	530	6,42
d	865	1,29

lenlängen, die in darunterliegenden Niveaus enden, werden hingegen als Quasi-Dreineiveau-System betrachtet, da eine signifikante thermische Besetzung ( $> 3\%$ ) vorliegt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass Ytterbium-dotierte Faserlaser, die bei 976 nm gepumpt werden und eine Laserwellenlänge  $\lambda_1 < 1060$  nm haben, sich wie ein Quasi-Dreineiveau-System verhalten. Bei einer Pumpwellenlänge von 1030 nm und der daraus resultierenden Oszillationswellenlänge von  $\lambda_1 > 1060$  nm liegt ein energieeffizienteres Vierniveau-System vor.

## 3.2 Messung der Fluoreszenzlebensdauer

Die Fluoreszenzlebensdauer ist maßgeblich bestimmend für die Verstärkung des Lasers und damit für die Lasereffizienz. Zur hier dargestellten Messung der Lebensdauer wurde die Lochblenden-Methode nach H. Kühn und K. Petermann [105] verwendet. Dieses Verfahren, das auf der Extrapolation der Messdaten beruht, schließt die Lebensdauer verfälschende Prozesse wie Reabsorption und Totalreflexion aus. Die im Experiment ermittelte Lebensdauer wird später für die Simulation der Faserlaser und -verstärker verwendet. In der Literatur sind ausschließlich Lebensdauermessungen von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas dokumentiert, die mit Lösungsdotierung (engl. *solution doping*) hergestellt wurden [106, 107]. In der vorliegenden Arbeit wurde Probenmaterial des Typs Liekki Yb1200 von nLIGHT, das durch Abscheidung von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) [108] hergestellt wurde, verwendet. Das Probenmaterial stammte von einer Faservorform aus dem Fertigungsprozess der Faserherstellung, bevor es zur Faser ausgezogen wurde.

Die Probe hatte im Zentrum einen dotierten Bereich von 7 mm Durchmesser, der mit einem undotierten Glasrohr von 16,5 mm Außendurchmesser überfangen war. Diese Ytterbium-dotierte Glasprobe hatte eine Ionenkonzentration von  $8,5 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ . Von diesem hochdotierten Probenmaterial wurde im Experiment die Fluoreszenzlebensdauer bestimmt.

Die Lebensdauer  $\tau$  ist als die Zeitspanne definiert, in welcher die Besetzung des oberen Laserniveaus bei einem exponentiellen Abfall auf  $1/e$  abgenommen hat. Je länger die Lebensdauer, umso weniger Pumpleistung ist nötig, um Besetzungsinversion zu erreichen. Ein verfälschtes Messergebnis der Fluoreszenzlebensdauer tritt durch Reabsorption der spontan emittierten Photonen an einem weiteren Ion im Grundzustand auf. Dadurch ist die gemessene Lebensdauer länger als die tatsächliche intrinsische Lebensdauer eines Ions, das keine Reabsorption erfährt. Je länger die Propagationstrecke des emittierten Photons im aktiven Material ist, desto häufiger kann Reabsorption stattfinden und die Messung der Lebensdauer verfälschen. Um Reabsorption zu vermeiden, wurde in dieser Arbeit ein spezieller Messaufbau verwendet, wie er in Abb. 3.3 dargestellt ist.

Zur Messung wurde ein gepulst betriebener Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 976 nm eingesetzt, der durch eine Lochblende mit dem Durchmesser  $D$  hindurch das aktive Ma-

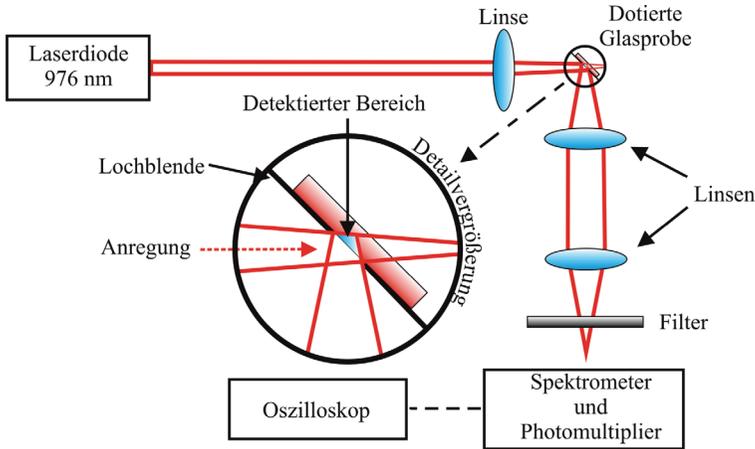


Abbildung 3.3: Messaufbau zur Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas nach H. Kühn und K. Petermann [105].

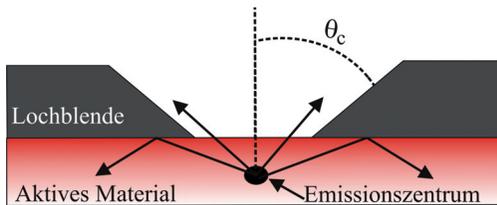


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Messprobe mit Lochblende. Alle Photonen, die unter einem flacheren Winkel als dem kritischen Winkel  $\theta_c$  emittiert werden, werden totalreflektiert und anschließend von der Blende absorbiert. Dadurch bleibt das Messergebnis unverfälscht.

material anregte. Senkrecht zur Anregung wurden mit einem Spektrometer das Fluoreszenzsignal detektiert und das gemittelte Signal von einem Oszilloskop aufgezeichnet. Durch die zeitliche Mittelung wurde ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielt. Der Überlappungsbereich zwischen dem vom Laser angeregten und dem Bereich wo die Fluoreszenzstrahlung detektiert wird nimmt mit zunehmendem Lochblendendurchmesser zu. Durch diese Vergrößerung des Messbereichs muss die emittierte Fluoreszenzstrahlung einen längeren Strecke im aktiven Material zurücklegen, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit zur Reabsorption erhöht.

Aber nicht nur die Reabsorption kann zu einem verfälschten Messergebnis der Fluoreszenzlebensdauer führen, sondern auch die Probenbeschaffenheit selbst. Die Probenoberflä-

che muss für die experimentelle Bestimmung nach der Lochblenden-Methode poliert und darf nicht rau oder mattiert sein. Eine raue Oberfläche führt zu einer diffusen Streuung des Fluoreszenzlichts, wodurch die Überlegungen zur gerichteten Signalerfassung, wie in Abb. 3.3 gezeigt, ungültig würden.

Weiter kann die Messung der Fluoreszenzlebensdauer dahingehend verfälscht werden, dass das Fluoreszenzsignal an der Probenoberfläche totalreflektiert wird. Daher wurde für die Messung der intrinsischen Lebensdauer nur die Emission berücksichtigt, welche die Probe unter einem kleinen Winkel senkrecht zur Probenoberfläche verlässt. Der Winkel darf nicht größer sein als  $\theta_c = \arcsin(1/n_{\text{probe}})$ , der kritische Winkel für das Auftreten von Totalreflexion an der Grenzfläche Glas-Luft (siehe Abb. 3.4). Winkel größer  $\theta_c$  können durch kleine Blendendurchmesser und Anfasen der Blendenöffnung ausgeschlossen werden.

Nach der Beschreibung des Messaufbaus und der Probenbeschaffenheit die für eine nicht verfälschte Messung der Fluoreszenzlebensdauer  $\tau$  wichtig ist folgt, eine Beschreibung der Grundidee wie die intrinsische Lebensdauer bestimmt werden kann. Auf eine exakte Herleitung dessen, wie die intrinsische Lebensdauer aus der zeitlich modulierten Anregung folgt, wird im weiteren verzichtet. Diese lässt sich in [105] nachvollziehen.

Aus den Ergebnissen von H. Kühn [105] folgt für die verfälscht bestimmte Lebensdauer

$$\tau' \approx \tau \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} D' \sigma_{\text{abs}} N_{\text{g}}} \right) \quad (3.1)$$

Dabei ist  $N_{\text{g}}$  die Dotierkonzentration und  $\sigma_{\text{abs}}$  der effektive Absorptionsquerschnitt und  $D' \propto D$  was im wesentlichen dem Lochblendendurchmesser entspricht.

Aus Gleichung 3.1 ist direkt ersichtlich dass  $\tau' \rightarrow \tau$  für  $D' \rightarrow 0$  folgt. Dies entspricht der Grundidee wie die intrinsische Fluoreszenzlebensdauer sich aus der Extrapolation zum infinitesimal kleinen Lochblendendurchmesser  $D' \rightarrow 0$  ergibt. Folglich wird das verfälschte Messsignal bei unterschiedlichen Lochblendendurchmessern aufgezeichnet und bestimmt dann durch diese Extrapolation die nicht verfälschte Lebensdauer. Mit dieser Erkenntnis können im Folgenden die gewonnen Messergebnisse ausgewertet werden.

In Abb. 3.5 ist das zeitlich gemittelte Messergebnis exemplarisch für einen Lochblendendurchmesser von 1,5 mm dargestellt. Das Fluoreszenzsignal wurde mit einem Oszilloskop bei einer Wellenlänge von 1020 nm aufgenommen. Aus diesem Verlauf wird die Abklingfunktion der Lebensdauer  $\tau'$  für einen bestimmten Lochblendendurchmesser bestimmt.

Wird die Messung mit verschiedenen Lochblendendurchmessern wiederholt, so ergibt sich eine Darstellung der verfälschten Messung der Lebensdauer  $\tau'$  in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser (siehe Abb. 3.6). Nähert sich der Integrationsradius  $D' \rightarrow 0$  mit  $D' \propto D$  an, so lässt sich die intrinsische Lebensdauer  $\tau$  von Yb<sup>3+</sup> in Glas als Schnittpunkt der Ausgleichsgerade der verschiedenen Messungen mit der Ordinate zu 960  $\mu\text{s}$  bestimmen.

Die in dieser Arbeit bestimmte Lebensdauer ist länger als die in der Literatur für lösungs-dotierte Proben publizierten Werte. Für Ytterbium-dotierte Fasern, die durch Lösungs-

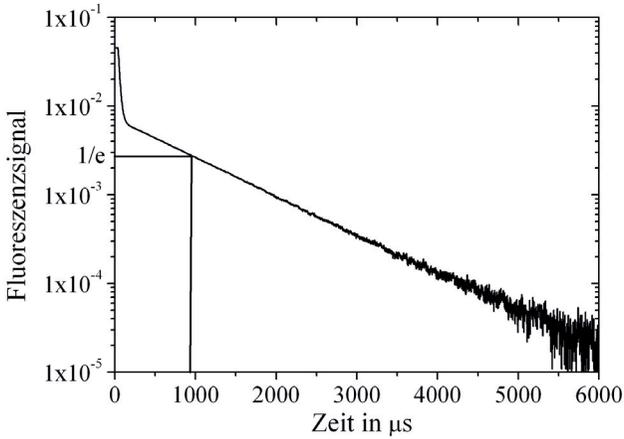


Abbildung 3.5: Gemessenes Fluoreszenzsignal für die Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer nach der Lochblenden-Methode, aufgetragen für einen exemplarischen Lochblendendurchmesser  $D$  von 1,5 mm in Abhängigkeit von der Detektionszeit. Die Lebensdauer wird nach einem Abfall des Signals von  $1/e$  bestimmt.

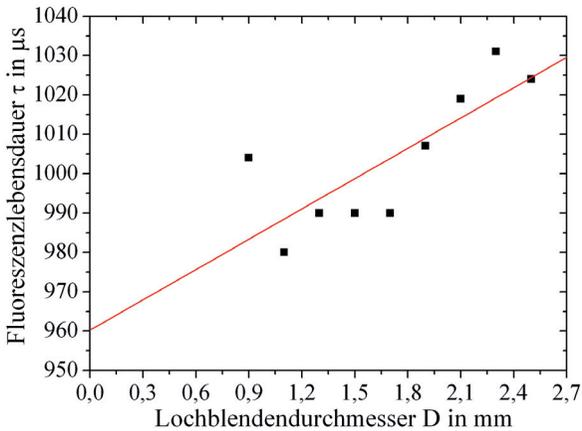


Abbildung 3.6: Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus, ermittelt nach der Lochblenden-Methode. Die Lebensdauer wurde hierbei für Lochblendendurchmesser von 0,9 mm bis 2,6 mm bestimmt. Mit  $D' \rightarrow 0$  geht die verfälschte Messung der Lebensdauer  $\tau' \rightarrow \tau$  gegen die intrinsische Lebensdauer  $\tau = 960 \mu\text{s}$ .

dotierung dotiert wurden, haben sich, abhängig von der jeweiligen Dotierkonzentration, Lebensdauern von 600  $\mu\text{s}$  bis 860  $\mu\text{s}$  ergeben [97, 109]. Die Abweichung des hier bestimmten Wertes von der intrinsischen Lebensdauern könnte auf das unterschiedliche Messverfahren bzw. Dotierverfahren zurückgeführt werden; das hier verwendete Verfahren gilt allerdings als eines der exaktesten Messmethoden zur Bestimmung der tatsächlichen Fluoreszenzlebensdauer [110]. Ein anderer möglicher Grund für die Abweichung könnte die unterschiedliche chemische Zusammensetzung sein [107]. Da die Lochblenden-Methode erst vor wenigen Jahren entwickelt und publiziert wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die in dieser Arbeit bestimmte Lebensdauer genauer ist als die bisher bekannten deutlich älteren Literaturwerte, die beispielsweise Reabsorption noch nicht vollständig vermeiden konnten.

Die hier gemessene Fluoreszenzlebensdauer von 960  $\mu\text{s}$  begünstigt einen effizienten Laserbetrieb, da Inversion bei geringerer Pumpleistung erzielt werden kann.

Auf eine Bestimmung der temperaturabhängigen Lebensdauer wird im Folgenden verzichtet, da eine bereits veröffentlichte Untersuchung eine Verkürzung der Lebensdauer um rund 3% innerhalb eines Temperaturbereichs von 300 K bis 400 K gezeigt hat [97]. Eine so hohe Messgenauigkeit konnte mit dem zur Verfügung stehenden Messaufbau nicht erreicht werden.

Zusammenfassend: Für das aktive Material  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas, das durch Abscheidung von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) hergestellt wurde, konnte die Fluoreszenzlebensdauer auf 960  $\mu\text{s}$  bestimmt werden. Hierbei wurde das Messverfahren nach der Lochblenden-Methode verwendet, das verfälschende Prozesse wie Reabsorption und Totalreflexion ausschließt. Die Lebensdauer wird bei nachfolgenden Simulationen und Berechnungen von Faserlasern verwendet.

### 3.3 Bestimmung der temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte

Nachfolgend werden die Bestimmung und Auswertung der temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte der Emission und Absorption von Ytterbium-dotiertem Glas dargestellt. Sie werden aus den Transmissionsspektren abgeleitet, die durch Fourier-Transformations-Infrarotspektrometrie (FTIR-Spektrometrie) bestimmt werden. Die Wirkungsquerschnitte finden später in dieser Arbeit für die Simulation der Faserlaser und -verstärker Anwendung. Mit Kenntnis der effektiven Wirkungsquerschnitte kann des Weiteren die maximal erzielbare Inversion in  $\text{Yb}^{3+}$ :Glas berechnet werden. Damit eröffnet sich die Möglichkeit eines Konzeptvergleichs zwischen Diodenlaser- und Scheibenlaser-gepumpten Faserlasern. Für die Bestimmung der Transmissionsspektren wird zu Beginn der Messaufbau erläutert.

Die temperaturabhängigen Transmissionsspektren wurden mit einem FTIR-Spektrometer (Bruker IFS 66v/S) an einer durch Abscheidung von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) hergestellten Ytterbium-dotierten Glasprobe bestimmt. Diese Transmissionsspektren sind eine Überlagerung der spektralen Intensitätsverteilung einer Lampe, der Transmissionseigenschaften des Spektrometers, der Empfindlichkeit des Detektors und der zu bestimmenden Transmission der Probe. Zur Bestimmung der Intensitätsverteilung einer Wolfram-Halogen-Lampe (Osram) und um die Transmissionseigenschaften des Spektrometers zu berücksichtigen, wurde ohne Probe eine Hintergrundmessung durchgeführt und in der Auswertesoftware hinterlegt. Die einzelnen Messwerte wurden über einen Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1100 nm erfasst. Dieser deckt alle in dieser Arbeit verwendeten Pumpwellenlängen und Laseremissionswellenlängen ab. Zur Detektion des Messsignals wurde eine Silizium-Fotodiode (Si D510) verwendet. Im Gegensatz zur Silizium-Fotodiode hat eine InGaAs-Fotodiode zwar einen deutlich weiteren spektralen Messbereich, aber ein geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis [111].

Bei den Messungen wurde eine spektrale Auflösung von 1/cm verwendet. Dies entspricht 0,1 nm bei einer Wellenlänge von 1000 nm. Diese Auflösung war ausreichend, da im amorphen Glas, bedingt durch die inhomogene Verbreiterung, keine schmalbandigen Absorptionslinien wie in einem dotierten Kristall vorliegen.

Auf eine Beschreibung des Messverfahrens wird hier verzichtet, da es nicht Hauptthema dieser Arbeit ist. Eine ausführliche Darstellung der Fourier-Transformations-Infrarotspektrometrie gibt [112]. Zur Messung der temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte wurde das gleiche Probenmaterial wie bei der Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer (siehe Abschnitt 3.2) verwendet. Bei der Probe handelte es sich um ein Stück einer Vorform, wie sie beim Ziehen von Glasfasern verwendet wird. Die Dotierkonzentration der Probe Liekki Yb1200 betrug  $8,5 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$  [113] und hatte einen Außendurchmesser von 16,5 mm und eine Länge von 24 mm (siehe Abb. 3.7). Dabei war nur der innere Bereich der Glasprobe mit einem Durchmesser von 7 mm dotiert. Der äußere Bereich war undotiert; dieser Bereich entspricht nach dem Ausziehen der Faser dem Fasermantel. Für die Vermessung der Probe wurde diese in einen speziell entwickelten Probenhalter eingebaut.

Der Probenhalter erwärmte die Probe homogen über die gesamten Probenumfang und nach einer kurzen Ausgleichszeit über den gesamten Probenquerschnitt (siehe Abb. 3.7). Dadurch lag in der ganzen Probe die gleiche Temperatur vor, und die temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte aller Ionen wurden bei der gleichen Temperatur bestimmt. Im Rahmen der Konstruktion wurde das Verhalten des Probenhalters inklusiv Glasprobe mit dem Simulationsprogramm Solid Works Cosmos berechnet und optimiert, mit dem Ergebnis, dass die Probe mit dem optimierten Probenhalter aus Kupfer nach einer Aufheizphase von 220 Sekunden im thermischen Gleichgewicht ist. Zur Erwärmung diente eine 100-W-Heizpatrone (Meier Elektronik), die an einen Zweipunktregler angeschlossen

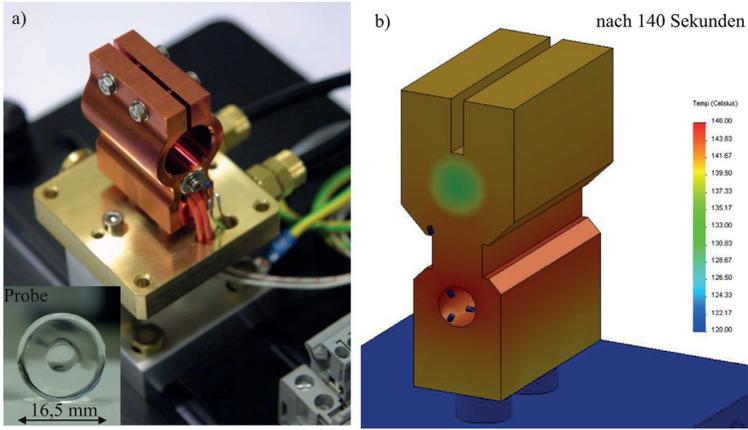


Abbildung 3.7: a) Fotografie des Probenhalters, der für die Bestimmung der Transmissionsspektren verwendet wurde. Links unten Fotografie der verwendeten dotierten Glasprobe Liekki Yb1200. b) Momentaufnahme der thermischen transienten Simulation des Probenhalters mit Solid Works Cosmos.

war. Um die gewählte Temperatur regeln zu können, war der Probenhalter auf eine mit Kühlwasser durchströmte Wärmesenke montiert. Damit ließ sich eine konstante Temperatur im Bereich von 20 °C bis 185 °C einstellen. Die Temperatur wurde an der Glasprobe, mithilfe einer Vierleitermessung [114] und am Probenhalter durch eine Dreileitermessung [114] bestimmt. Im Folgenden wird die Ermittlung der Transmissionsspektren beschrieben.

Die experimentell ermittelten Transmissionsdaten wurden aus der Spektrometersoftware exportiert und alle nachfolgenden Berechnungen mit MATLAB durchgeführt. Um die Reflexionsverluste beim Ein- und Austritt in die Probe mit zu berücksichtigen, wurden die Fresnel'schen Formeln [115] für den Reflexionsgrad  $\mathfrak{R}$

$$\mathfrak{R} = \left( \frac{n_{\text{Glas}}(\lambda) - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}(\lambda) + n_{\text{Luft}}} \right)^2 \quad (3.2)$$

am Luft-Glas-Luft-Übergang verwendet. Da die Probe über einen weiten Spektralbereich vermessen wurde, wurde der Brechungsindex von Glas  $n_{\text{Glas}}(\lambda)$  mit der Sellmeier-Gleichung [44]

$$n_{\text{Glas}}^2 = 1 + \frac{0,6962\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0684^2} + \frac{0,4079\lambda^2}{\lambda^2 - 0,1162^2} + \frac{0,8975\lambda^2}{\lambda^2 - 9,8962^2} \quad (3.3)$$

für die jeweilige Wellenlänge des Transmissionsspektrums bestimmt. Der Brechungsindex

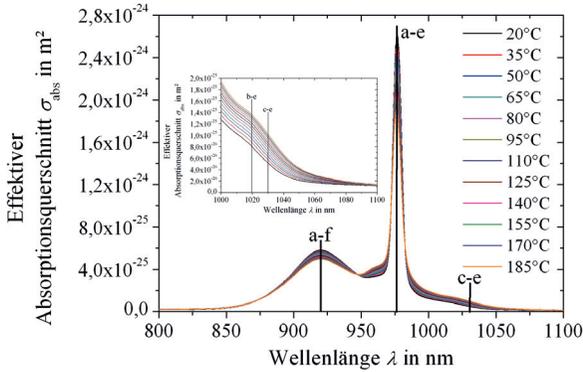


Abbildung 3.8: Temperaturabhängige effektive Absorptionsquerschnitte von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas. Als Probenmaterial wurde nLIGHT Liekki Yb1200 verwendet.

dex von Luft  $n_{\text{Luft}}$  zeigt eine nur geringe Abhängigkeit von Temperatur, Druck und der Wellenlänge [116] und daher wurde dessen Veränderung vernachlässigt.

Mithilfe des wellenlängenabhängigen Reflexionsgrads  $\mathfrak{R}$  am Luft-Glas-Luft-Übergang wurde das Transmissionsspektrum  $T(\lambda)$  entsprechend der Reflexionsverluste korrigiert. Anschließend wurde vom Transmissionsspektrum eine lineare Offsetgerade abgezogen, sodass die Transmission bei 800 nm und bei 1100 nm gleich  $T = 1$  ist. Dies gleicht thermisch bedingte Geratedejustagen aus.

In der folgenden Darstellung der Wirkungsquerschnitte werden nur effektive Wirkungsquerschnitte betrachtet. Hierbei werden im Gegensatz zu spektroskopischen Wirkungsquerschnitten die einzelnen Energieniveaus des Multipletts vernachlässigt. Daraus folgt eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte die sich aus der thermischen Besetzung des unteren Multipletts ergibt. Spektroskopische Wirkungsquerschnitte sind im Vergleich hierzu nur zwischen diskreten Niveaus definiert und der Wirkungsquerschnitt der Emission und Absorption ist dabei gleich [117] und nicht von der Temperatur abhängig.

Die Bestimmung des temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitts der Absorption erfolgt direkt aus dem gemessenen Transmissionsspektrum. Hierfür wird zunächst den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  mit Hilfe des Lambert-Beer'schen-Absorptionsgesetz berechnet.

$$\alpha = \frac{-\ln(T(\lambda))}{d} = N_{\text{g}} \cdot \sigma_{\text{abs}}(\lambda) \quad (3.4)$$

Darin enthalten ist die Probenlänge  $d$ .

In Abb. 3.8 ist der auf diese Weise bestimmte effektive Absorptionsquerschnitt von 800 nm bis 1100 nm Wellenlänge für einen Temperaturbereich von 20°C bis 185°C aufgetragen.

Die für die Berechnung verwendete Dotierungskonzentration betrug  $N_g = 8,5 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ . Bei einer Wellenlänge von 976 nm und einer Temperatur von 20 °C beträgt der maximale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{abs}}(976 \text{ nm}) = 2,58 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Werten lösungsdotierter Proben [97, 98]. Der Verlauf der Spektren unterscheiden sich geringfügig von den in der Literatur gezeigten Spektren [118], da diese von der Glaszusammensetzung abhängig sind.

Beim Erreichen der höchsten Messtemperatur von 185 °C hat sich der maximale effektive Wirkungsquerschnitt der Absorption um 26 % auf  $\sigma_{\text{abs}}(976 \text{ nm}) = 1,91 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$  verringert. Im Gegensatz dazu erhöhte sich der effektive Absorptionsquerschnitt bei einer Wellenlänge von 1030 nm um 97 %, von  $\sigma_{\text{abs}}(1030 \text{ nm}) = 5,21 \cdot 10^{-26} \text{ m}^2$  bei 20 °C auf  $\sigma_{\text{abs}}(1030 \text{ nm}) = 1,03 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$  bei 185 °C. Dieser Anstieg der Absorption folgt aus der jeweiligen Besetzung der Energieniveaus im Termschema von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas (siehe Abb. 3.1). Wird das aktive Material erwärmt, so wird das Grundniveau teilweise entvölkert, und die oberen Energieniveaus b, c, d des unteren Multipletts  $F_{7/2}$  stärker bevölkert. Durch die stärkere Besetzung dieser Niveaus (unteres Pumpniveau) werden langen Wellenlängen stärker absorbiert. Daher wird bei einer Pumpwellenlänge von 1030 nm das untere Pumpniveau c bei Temperaturerhöhung thermisch stärker besetzt, und die Absorption nimmt zu. Da das Grundniveau mit steigender Temperatur teilweise entvölkert wird, erklärt dies auch die Abnahme der Absorption bei einer Wellenlänge von 920 nm, dem zweiten Absorptionsmaximum von Ytterbium in Glas. Um neben dem Absorptions- auch das Emissionsverhalten eines Faserlasers beschreiben zu können, werden neben den Absorptionsquerschnitten noch die Emissionsquerschnitte benötigt.

Zur Bestimmung der effektiven Emissionsquerschnitte aus den Absorptionsquerschnitten wurde das Modell eines vibronisch verbreiterten Zweiniveau-Systems nach McCumber angewandt [119]. Dieses Modell ist Standard zur Bestimmung der effektiven Emissionsquerschnitte aus den Absorptionsquerschnitten in thermisch verbreiterten Lasermaterialien.

Unter Voraussetzung des sogenannten detaillierten Gleichgewichts werden nach McCumber [119] die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Energiedifferenz  $\Delta E_{\text{ae}}$  zwischen dem untersten Energieniveau des oberen Multipletts und dem untersten Energieniveau des unteren Multipletts berechnet. Diese Energiedifferenz wird häufig auch als chemisches Potenzial bezeichnet. Nach McCumber ergibt sich

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda, \vartheta) = \sigma_{\text{em}}(\lambda, \vartheta) \frac{Z_{\text{u}}}{Z_{\text{o}}} \cdot e^{(\Delta E_{\text{ae}} - \frac{hc}{\lambda}) / (k_{\text{B}} \cdot \vartheta)}, \quad (3.5)$$

dabei sind  $Z_{\text{u}}$  und  $Z_{\text{o}}$  die Zustandssummen

$$Z_{\text{u/o}} = \sum_k e^{-E_k / k_{\text{B}} \cdot \vartheta} \quad (3.6)$$

des unteren bzw. oberen Multipletts, summiert über jedes einzelne Energieniveau. Dar-

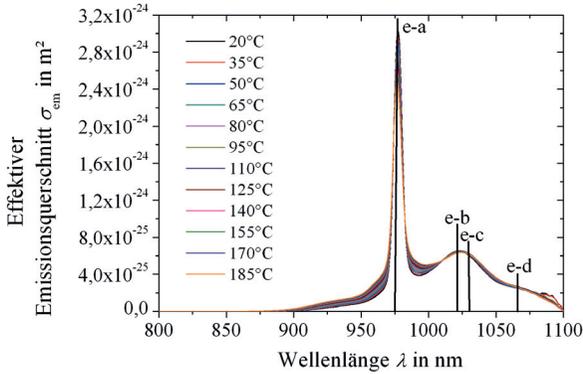


Abbildung 3.9: Temperaturabhängige effektive Emissionsquerschnitte von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas, das durch Abscheiden von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) hergestellt wurde. Die Emissionsquerschnitte wurden nach der Methode von McCumber [119] aus den gemessenen Absorptionsquerschnitten berechnet.

in enthalten ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $\vartheta$  die Temperatur. Nach McCumber lassen sich so die effektiven Wirkungsquerschnitte der Emission bestimmen (siehe Abb. 3.9).

Der Maximalwert des effektiven Emissionsquerschnitts wird bei einer Wellenlänge von 976 nm erreicht und nimmt mit zunehmender Temperatur ab. Diese Abnahme folgt direkt aus Gleichung 3.5 und resultiert aus der Abnahme des Absorptionsquerschnitts mit steigender Temperatur. Darin enthalten ist die Annahme des detaillierten Gleichgewichts [119], das besagt, dass die Übergangsrate aus stimulierter und spontaner Emission gleich der Absorption nach Abb. 3.8 sein muss.

Der thermische Einfluss auf die effektiven Wirkungsquerschnitte nimmt ab einer Wellenlänge von 1000 nm insgesamt ab, mit einer tendenziellen Zunahme der effektiven Wirkungsquerschnitte bei höheren Temperaturen. Bei einer Wellenlänge von 1025 nm zeigt sich ein ausgeprägtes lokales Maximum des Wirkungsquerschnitts. Dieses Maximum resultiert aus der zunehmenden thermischen Besetzung der Energieniveaus b,c (siehe Abb. 3.1) des unteren Multipletts und folgt aus dem detaillierten Gleichgewicht (siehe Gleichung 3.5).

Im Wellenlängenbereich von 1080 nm bis 1100 nm zeigt sich für die Temperaturen 20°C und 35°C eine deutliche Zunahme des Emissionsquerschnitts. In diesem Wellenlängenbereich hatte der verwendete Siliziumdetektor ein hohes Rauschen, das durch die Anwendung der Methode nach McCumber überproportional verstärkt wurde. Daher ist die überproportionale Zunahme für die Temperaturen 20°C und 35°C als Messungenauigkeit zu bewerten.

Nachfolgend wird aus den effektiven Wirkungsquerschnitten die maximal mögliche Anregung im aktiven Material berechnet. Hierbei werden die Wellenlängen berücksichtigt, die beispielsweise für einen Diodenlaser-gepumpten oder einen Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser in Frage kommen. Wenn die Sättigung vernachlässigt wird, ergibt sich für die maximale Anregung [120] bei der Pumpwellenlänge  $\lambda_p$

$$N_2^{\max} = \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) + \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)} \quad (3.7)$$

Daraus folgt eine Maximalanregung von 49,7 % bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm. Wird mit einem Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von 1030 nm gepumpt, so ist eine maximale Anregung von 6,6 % möglich. Die maximale Anregung bei der Diodenlaserwellenlänge ist also elfmal größer als bei 1030 nm Wellenlänge. Dies ist zunächst überraschend, da der effektive Wirkungsquerschnitt der Absorption bei einer Wellenlänge von 976 nm rund 70-mal größer ist als bei 1030 nm. Jedoch ist auch der effektive Wirkungsquerschnitt der Emission bei einer Wellenlänge von 976 nm maximal und vermindert durch die Pumpleistung selbst die Anregung. Bei der Scheibenlaser-Wellenlänge unterscheiden sich die effektiven Wirkungsquerschnitte der Absorption und Emission deutlich stärker, sodass der 70-mal kleinere Absorptionsquerschnitt teilweise kompensiert werden kann. Insgesamt konnte mit der Bestimmung der effektiven Absorptions- und Emissionsquerschnitte aus dem Transmissionsspektrum der Ytterbium-dotierten Glasprobe ein Einblick in das Absorptions- und Emissionsverhalten eines Ytterbium-Faserlasers gewonnen werden. Aus den effektiven Absorptionsquerschnitten folgt, dass Faserlaser bei einer Wellenlänge von 920 nm und 976 nm einen vielfach höheren Absorptionsquerschnitt haben als bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die abschließende Betrachtung der maximalen Anregung zeigte aber, dass auch der Emissionsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge mit berücksichtigt werden muss, um auf die maximal zur Verfügung stehende Inversion schließen zu können. Für die Bestimmung der Effizienz einer Laseroszillation müssen die Emission und Absorption betrachtet werden. Daher wird dies im nachfolgenden Abschnitt vertieft.

### 3.4 Temperaturabhängige Transparenzeigenschaften

Bei der Untersuchung der Transparenzeigenschaften von Yb:Glas wird nachfolgend ermittelt, bei welcher Laseremissionswellenlänge die größte Verstärkung erzielt wird. Hierfür wird eine bestimmte Inversion im Laser festgelegt, ohne eine Aussage über deren Entstehung zu machen. Die Charakterisierung des Transparenzverhaltens dient dazu, durch die richtige Wahl der Oszillationswellenlänge eine maximale Verstärkung bei der experimentellen Realisierung der Faserlaser zu erreichen. Dadurch wird ein effizienter Laserbetrieb erzielt.

In Ytterbium-dotierten Lasern, außer in Vierniveau-Systemen, tritt im ungepumpten La-

sermedium Absorption auf der Laserwellenlänge auf. Daraus folgt eine bestimmte minimale Pumpintensität  $I_{\min}$  bei der Wellenlänge  $\lambda_p$ , die erforderlich ist, um Transparenz zu erreichen, d. h. verlustfreie Propagation im aktiven Medium. Diese minimale Pumpintensität  $I_{\min}$  wird Transparenzintensität genannt. Vorausgesetzt wird hierbei ein idealer Resonator ohne Verluste.

Die Beschreibung der Transparenzeigenschaften folgt der Darstellung von B. Viana [121], wonach sich für das Quasi-Dreineiveau-System die zeitliche Änderung der Besetzung des unteren Multipletts  $N_u$  zu

$$\frac{d}{dt} = \frac{N_o}{\tau} + \sigma_{em}(\lambda_l) \frac{\lambda_l I}{hc} N_o + \sigma_{em}(\lambda_p) \frac{\lambda_p I_p}{hc} N_o - \sigma_{abs}(\lambda_l) \frac{\lambda_l I}{hc} N_u - \sigma_{abs}(\lambda_p) \frac{\lambda_p I_p}{hc} N_u \quad (3.8)$$

ergibt.

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung steht für die spontane Emission mit der Lebensdauer  $\tau$  des oberen Laserniveaus, der darauffolgende Term für die stimulierte Emission mit der Laserintensität  $I$  im Resonator. Der dritte Term beschreibt die stimulierte Entvölkerung bei der Pumpwellenlänge mit der Pumpintensität  $I_p$ . Der vorletzte Term gibt die Absorption der resonatorinternen Laserintensität wieder. Durch den letzten Term der Ratengleichung wird die Pumpabsorption beschrieben. Im stationären Fall  $\frac{dN_u}{dt} = 0$  beschreibt

$$\beta_I = \frac{N_o}{N_g} = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) \frac{\lambda_p I_p}{hc} + \sigma_{abs}(\lambda_l) \frac{\lambda_l I}{hc}}{(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)) \frac{\lambda_p I_p}{hc} + (\sigma_{abs}(\lambda_l) + \sigma_{em}(\lambda_l)) \frac{\lambda_l I}{hc} + \frac{1}{\tau}} \quad (3.9)$$

das Verhältnis der angeregten Laserionen im oberen Multiplett  $N_o$  zu allen Ionen  $N_g$  im aktiven Medium mit  $N_g = N_o + N_u$ .

Transparenz ist erreicht, wenn die Verstärkung  $g = \sigma_{em}(\lambda_l) N_o - \sigma_{abs}(\lambda_l) N_u = 0$  (siehe Gleichung 2.15) und damit

$$\beta_I = \beta_{\min}(\lambda_l) = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_l)}{\sigma_{abs}(\lambda_l) + \sigma_{em}(\lambda_l)} \quad (3.10)$$

ist. Für  $\beta_I > \beta_{\min}$  liegt eine Inversion vor, die eine reine Kompensation der Absorptionsverluste überschreitet, und der Laser oszilliert bei der betrachteten, Laserwellenlänge  $\lambda_l$ .

Nachfolgend werden Emissionswellenlängen betrachtet, die im Experiment und in der Anwendung typisch sind für bestimmte Pumpwellenlängen. Beispielsweise oszilliert ein bei einer Wellenlänge von 976 nm Diodenlaser-gepumpter Faserlaser bei einer Wellenlänge von rund 1070 nm. Demnach wird zum Erreichen der Transparenzschwelle nach Gleichung 3.10 eine Inversion von 1,2% benötigt. Im Vergleich dazu beträgt die Transparenzinversion bei einem Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser mit der Pumpwellenlänge von 1030 nm und einer Emissionswellenlänge von 1100 nm nur 0,4%. Die verminderte Transparenzinversion

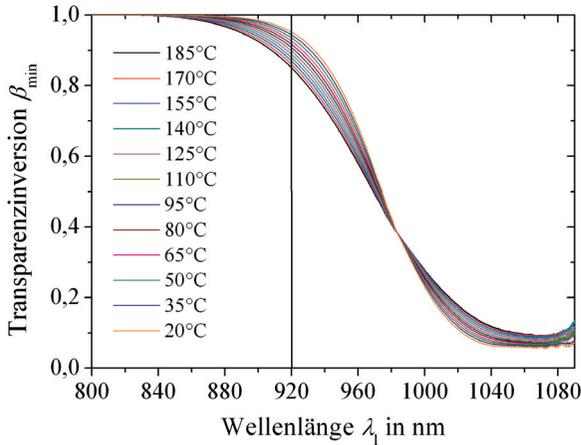


Abbildung 3.10: Transparenzinversion  $\beta_{\min}$  von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas, aufgetragen in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge für verschiedene Temperaturen. Für Wellenlängen  $< 920$  nm liegt ein Zweiniveau-System vor, und es ist keine Laseroszillation möglich. Für Wellenlängen  $> 920$  nm liegt ein Dreiniveau-System vor. Die dargestellte Inversion wurde aus den temperaturabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitten bestimmt.

beim Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser führt zu einer reduzierten Laserschwelle und erhöht so die Effizienz des Lasers.

In Abb. 3.10 ist die Transparenzinversion  $\beta_{\min}$  für Temperaturen von 20°C bis 185°C in Abhängigkeit von der Emissionswellenlänge des Lasers aufgetragen. Bis zu einer Wellenlänge von 920 nm kann keine Laseroszillation erreicht werden, da ein Zweiniveau-System vorliegt (siehe Abb. 3.1). Ab einer Wellenlänge von 920 nm nimmt die benötigte Transparenzinversion stark ab, da ab dieser Emissionswellenlänge eine Oszillation als Dreiniveau-System möglich ist. Dabei fällt die Transparenzinversion bei niedrigen Temperaturen stärker ab als bei hohen Temperaturen. Im Zuge dessen kommt es zu einer Überschneidung der Transparenzinversion bei 976 nm Wellenlänge. Bei Laserwellenlängen kleiner 976 nm beginnt die Emission ins Grundniveau, das mit steigender Temperatur thermisch entvölkert wird, und freie Zustände entstehen. Dadurch sinkt die Transparenzintensität mit zunehmender Temperatur. Bei Laserwellenlängen größer 976 nm wird in die Energieniveaus b, c, d des unteren Multipletts (siehe Abb. 3.1) emittiert. Da diese mit steigender Temperatur stärker besetzt sind, nehmen freie Zustände ab, und die Transparenzinversion erhöht sich. Insgesamt nimmt durch das Vier- bzw. Quasi-Dreiniveau-System ab einer Wellenlänge von 976 nm die Transparenzinversion stetig ab.

Bei der Transparenzbetrachtung wurde untersucht, welche Inversion nötig ist, um bei

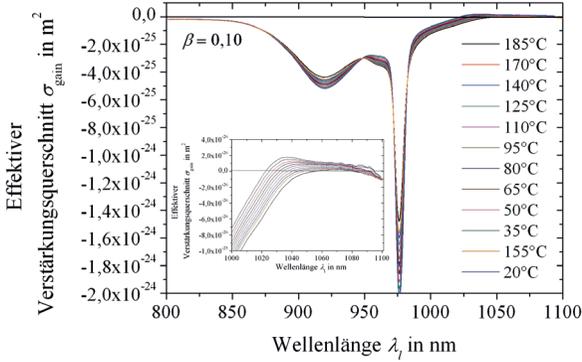


Abbildung 3.11: Effektiver Verstärkungsquerschnitt von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas bei einer Inversion von 10%, aufgetragen in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge. In der Detailvergrößerung ist der Wellenlängenbereich von 1000 nm bis 1100 nm gezeigt.

der Laserwellenlänge eine verlustfreie Propagation zu erreichen. Daraus leitet sich eine Nettoverstärkung (d. h. Verstärkung minus Verlust) ab, die das Emissionsverhalten eines Faserlasers unter Berücksichtigung der Absorption bei Emissionswellenlänge beschreibt. Dies kann durch einen effektiven Verstärkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{gain}} = \beta_1 \sigma_{\text{em}}(\lambda_l) - (1 - \beta_1) \sigma_{\text{abs}}(\lambda_l) \quad (3.11)$$

ausgedrückt werden, der sowohl vom effektiven Wirkungsquerschnitt der Emission als auch von der Absorption bei der Laserwellenlänge abhängt. Ist der effektive Verstärkungsquerschnitt positiv, so kann der Laser bei seinem höchsten Wert mit der höchsten Effizienz betrieben werden. Der maximale effektive Querschnitt ist dabei von der Inversion (z. B.  $\beta_1 = 0,10; 0,25; 0,50$ ) abhängig. Überwiegt die Absorption bei der Laserwellenlänge  $\lambda_l$  die Verstärkung, wird der effektive Verstärkungsquerschnitt negativ, und bei gegebener Inversion tritt keine Laseroszillation auf.

Der genaue Wert der Transparenzintensität

$$I_{\text{min}}(\lambda_l, \lambda_p) = \frac{hc}{\lambda_p \left[ \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot \frac{\sigma_{\text{em}}(\lambda_l)}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_l)} - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p) \right] \tau} \quad (3.12)$$

kann durch Einsetzen von  $I = 0$  in Gleichung 3.9 angegeben werden.  $I_{\text{min}}$  gibt die minimale Pumpintensität an, welche die nötige Inversion erzeugt, sodass die Laserstrahlung verlustfrei im aktiven Medium propagieren kann. In den Abbildungen 3.11 bis 3.13 ist für die Laserinversionen 10%, 25% und 50% der effektive Verstärkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{gain}}$

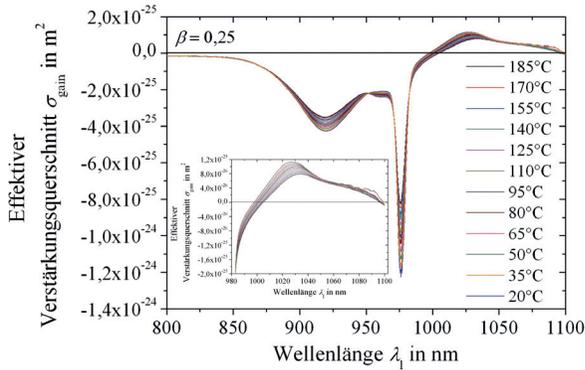


Abbildung 3.12: Effektiver Verstärkungsquerschnitt von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas bei einer Inversion von 25 %, aufgetragen für verschiedene Temperaturen in Abhängigkeit von der Laseremissionswellenlänge. In der Detailvergrößerung ist der Wellenlängenbereich von 1000 nm bis 1100 nm dargestellt.

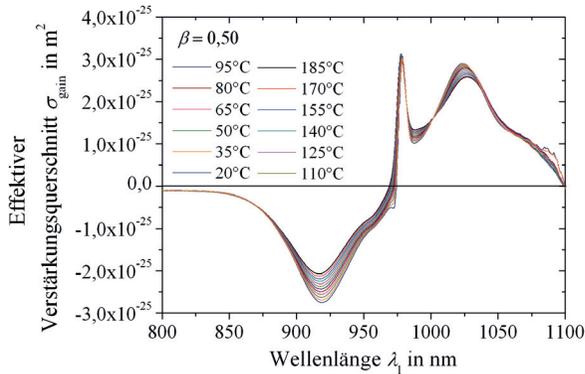


Abbildung 3.13: Effektiver Verstärkungsquerschnitt von  $\text{Yb}^{3+}$  in Glas bei einer Inversion von 50 %, aufgetragen für verschiedene Temperaturen. Die gesteigerte Inversion verschiebt, im Vergleich zu einer Inversion von 25 % (siehe Abb. 3.12), die Transparenzgrenze zu kürzeren Laserwellenlängen. Die hohe Inversion ermöglicht eine Laseremission bei der Diodenlaserwellenlänge von 976 nm.

temperaturabhängig für einen Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1100 nm dargestellt.

Abb. 3.11 zeigt den effektiven Verstärkungsquerschnitt bei einer für den Laserbetrieb typischen Inversion von 10 %. Ein positiver Verstärkungsquerschnitt liegt bei niedrigen Temperaturen ab einer Wellenlänge von 1025 nm vor. Bei höheren Temperaturen verschiebt sich die Emissionsgrenze zu einer Wellenlänge von 1037 nm. Die gezeigte Temperaturabhängigkeit resultiert aus der von der Temperatur abhängigen Besetzung des unteren Multipletts. Dies Temperaturabhängigkeit wurde in den effektiven Wirkungsquerschnitten berücksichtigt und geht somit in den effektiven Verstärkungsquerschnitt ein. Beispielsweise resultiert die Abnahme des Verstärkungsquerschnitts bei der Laserwellenlänge von 1020 nm von der zunehmenden thermischen Besetzung des Niveaus  $^2F_{7/2}$  b (siehe Abb. 3.1) und damit einer zunehmenden Absorption auf der Laserwellenlänge.

Bei einer Inversion von 25 % (siehe Abb. 3.12) ist der effektive Verstärkungsquerschnitt ab einer Wellenlänge von 1000 nm positiv. Der maximale effektive Wirkungsquerschnitt liegt zwischen einer Wellenlänge von 1020 nm und 1030 nm und nimmt mit zunehmender Temperatur ab. Grund für die Abnahme ist eine zunehmende thermische Besetzung der Energieniveaus über dem Grundniveau im unteren Multiplett. Daraus ergibt sich eine Abnahme der Absorption mit steigender Temperatur. Wird nun der effektive Verstärkungsquerschnitt bei einer Inversion von 50 % betrachtet (siehe Abb. 3.13), so ergibt sich eine Verschiebung der Transparenzgrenze zu kürzeren Wellenlängen; ab einer Wellenlänge von 970 nm wird der effektive Verstärkungsquerschnitt positiv. Bei einer Inversion von mindestens 50 % kann die Transparenzinversion bei der typischen Diodenlaserwellenlänge von 976 nm überschritten werden, und der Laser oszilliert in Dreiniveau-Betrieb.

Solch ein Faserlaser im Dreiniveau-Betrieb bei einer Emissionswellenlänge von 976 nm wurde bereits demonstriert [101, 102]. Aus den Veröffentlichungen geht hervor, dass diese Laser bei einer Wellenlänge von 915 nm gepumpt wurden und zusätzlich zur Laseremission eine starke spontane Emission (engl. *amplified spontaneous emission*, ASE) bei einer Wellenlänge von 1030 nm zeigten. Um eine hohe Lasereffizienz erreichen zu können, muss die ASE unterdrückt werden. Das ist besonders anspruchsvoll, weil die ASE nahezu die gleiche Verstärkung erfährt wie der Laser bei einer Wellenlänge von 976 nm. Des Weiteren führt die hohe Inversion im Lasersystem zu einer hohen Dämpfung durch Photodarkening (siehe Abschnitt 3.6) und damit zu einem hohen Leistungsverlust.

Zusammenfassend: Die Transparenzinversion bestimmt die minimale Pumpintensität, die nötig ist, um eine Absorption im aktiven Medium bei der Laserwellenlänge zu verhindern und eine Verstärkung zu erzielen. Des Weiteren gibt die Betrachtung des effektiven Verstärkungsquerschnitts Aufschluss über die Emissionswellenlänge des Lasers in Abhängigkeit von der Inversion und zeigt, in welchem Spektralbereich eine hohe Verstärkung erreicht wird.

Tabelle 3.2: Simulationsparameter für die temperaturabhängige Ausgangsleistung.

Faserparameter	Einheit	Diodenlaser	Scheibenlaser
Kerndurchmesser	$\mu\text{m}$	20	25
Manteldurchmesser	$\mu\text{m}$	400	105
Faserlänge	m	4	10
Pumpwellenlänge	nm	976	1030
Laserwellenlänge	nm	1070	1091
Dotierkonzentration	$1/\text{m}^3$	$8,5 \cdot 10^{25}$	$9,2 \cdot 10^{25}$
Hintergrundverlust	dB/m	0,04	0,04
Pumpleistung	W	5000	5000
Reflexionsgrad Einkopplung Pumplaser	%	3,5	3,5
Reflexionsgrad Einkopplung Laser	%	99	99
Reflexionsgrad Auskopplung Pumplaser	%	3,5	3,5
Reflexionsgrad Auskopplung Laser	%	3,5	3,5

### 3.5 Temperaturabhängige Lasereffizienz

Mit dem Ziel den Einfluss der Temperatur auf die optimale Länge eines Faserlaser beurteilen zu können werden im Folgenden Simulationsergebnisse der temperaturabhängigen Lasereffizienz dargestellt. Dabei werden ein Diodenlaser-gepumpter Faserlaser und ein Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser miteinander verglichen. Die Ergebnisse werden zeigen, dass sich beide Konzepte mit zunehmender Temperatur stark unterschiedlich verhalten. Besonders für Hochleistungslaser ist eine thermische Betrachtung von Bedeutung, da das aktive Material sich meist stark erwärmt. Die thermische Auswirkung auf die Ausgangsleistung ist daher ein wichtiges Auslegungskriterium.

Für die Simulation des thermischen Verhaltens des Lasers wurden die in Abschnitt 3.3 bestimmten effektiven Wirkungsquerschnitte in das Programm RP Fiber Power integriert. Damit kann sowohl das temperaturabhängige Absorptions- als auch das Emissionsverhalten des Lasers simuliert werden. Des Weiteren wurden die in Tabelle 3.2 zusammengefassten Parameter verwendet.

Zur Simulation des Diodenlaser-gepumpten Faserlasers wurden ein Kerndurchmesser von  $20\mu\text{m}$  und ein Manteldurchmesser von  $400\mu\text{m}$  angenommen. Diese Fasergeometrie wird bei der Realisierung von Hochleistungsfaserlasern häufig genutzt und ist damit repräsentativ für eine Vielzahl von Lasern. Für die Dotierung wurde eine Konzentration angenommen, welche der des aktiven Materials Yb1200 von nLIGHT Liekki entspricht. Die Simulationsparameter der Faser für den Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser entsprechen der in dieser Arbeit im Experiment verwendeten Faser (siehe Abschnitt 6.3.2).

In Abb. 3.14 ist die simulierte Ausgangsleistung für einen Diodenlaser- und einen Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser in einem Temperaturbereich von  $20^\circ\text{C}$  bis  $170^\circ\text{C}$  aufgetragen. Die Ausgangsleistung wurde für eine Pumpleistung von  $5000\text{W}$  berechnet.

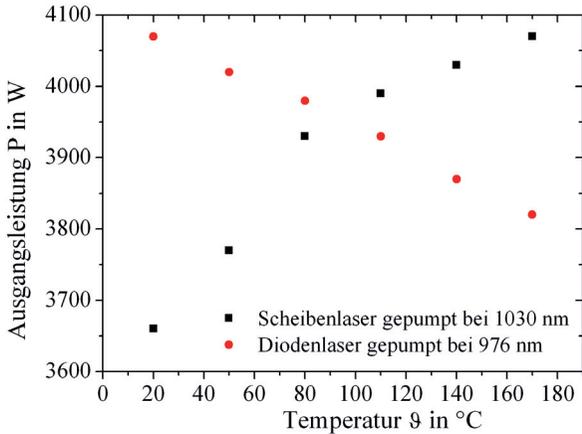


Abbildung 3.14: Simulierte Ausgangsleistung eines Scheibenlaser- und eines Diodenlaser-gepumpten Faserlasers bei unterschiedlichen Temperaturen. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Ausgangsleistung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers zu, da das Pumpniveau thermisch stärker besetzt wird. Im Gegensatz dazu nimmt die Ausgangsleistung des Diodenlaser-gepumpten Faserlasers ab.

Die Simulation zeigt, dass die Ausgangsleistung des bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpten Lasers mit zunehmender Temperatur abnimmt. Im Gegensatz dazu nimmt die Leistung des bei einer Wellenlänge von 1030 nm gepumpten Lasers zu. Der berechnete Leistungsrückgang ist darauf zurückzuführen, dass der effektive Absorptionsquerschnitt sich bei einer Wellenlänge von 976 nm bei einer Temperaturerhöhung von 20  $^{\circ}\text{C}$  auf 140  $^{\circ}\text{C}$  um 22 % verringert. Weil mit zunehmender Temperatur das Grundniveau  ${}^2F_{7/2} a$  (siehe Abb. 3.1) weniger stark besetzt wird. Gleichzeitig verändert sich der effektive Emissionsquerschnitt mit zunehmender Temperatur bei der angenommenen Laserwellenlänge von 1070 nm nur gering (siehe Abb. 3.9) und kann die Absorptionsverluste nicht durch eine höhere Verstärkung kompensieren, was zu einer reduzierten Effizienz und damit zu einer verringerten Ausgangsleistung führt.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass sich der Laser bei einer Pumpwellenlänge von 1030 nm entgegengesetzt zu einem Diodenlaser-gepumpten Faserlaser verhält. Mit steigender Temperatur nimmt die berechnete Ausgangsleistung zu, da eine höhere Pumpabsorption auftritt. Diese resultiert aus einer stärkeren thermischen Besetzung des Pumpniveaus  ${}^2F_{7/2} c$  (siehe Abb. 3.1) und zeigt sich im effektiven Absorptionsquerschnitt, der bei einem Temperaturanstieg von 20  $^{\circ}\text{C}$  auf 140  $^{\circ}\text{C}$  um 76 % zunimmt. Wie schon beim

Diodenlaser-gepumpten Faserlaser ist auch hier das Emissionsverhalten bei 1091 nm wenig von der Temperatur beeinflusst. Mit diesen Simulationsrechnungen lassen sich auch die für einen optimalen Laserbetrieb benötigten Faserlängen bestimmen.

In Abb. 3.15 ist die berechnete Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Faserlänge für einen Diodenlaser-gepumpten Faserlasers für unterschiedliche Temperaturen aufgetragen. Die optimale Faserlänge ist die Faserlänge, bei der die Pumpleistung nahezu vollständig absorbiert ist, aber nicht länger, da Hintergrundverluste von ca. 0,04 dB/m, die sowohl auf die Laser- als auch auf die Pumpleistung wirken, die Ausgangsleistung vermindern. Der bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpte Faserlaser hat bei Raumtemperatur eine optimale Länge von 5 m. Mit steigender Temperatur erhöht sich die optimale Länge und beträgt bei 170 °C 7 m. Dadurch vermindern die Hintergrundverluste die Ausgangsleistung stärker, als eine zunehmende Pumpabsorption die Ausgangsleistung erhöhen würde. Des Weiteren ist eine kurze aktive Faser von Vorteil, um die Schwelleistung für das Auftreten von nichtlinearen Effekten, wie SRS (siehe Abschnitt 4.2.3) und SBS (siehe Abschnitt 4.2.2), zu erhöhen.

Beim Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser nimmt die Absorption mit steigender Temperatur zu. Dies führt zu einer kürzeren optimalen Faserlänge (siehe Abb. 3.16). Bei der hier dargestellten Simulation ergab sich für eine Temperaturzunahme von 20 °C auf 170 °C eine Reduktion der optimalen Faserlänge auf 9 m. Aufgrund der daraus resultierenden geringeren Hintergrundverluste erhöht sich die Lasereffizienz mit Temperaturzunahme des aktiven Materials und die simulierte Ausgangsleistung des Lasers steigt an.

Insgesamt folgt aus den Simulationen für einen bei einer Wellenlänge von 976 nm Diodenlaser-gepumpten Faserlaser eine Abnahme der Ausgangsleistung mit zunehmender Temperatur. Diese Abnahme resultiert aus der verminderten Pumpabsorption im aktiven Material. Demnach muss für eine vollständige Pumpabsorption die Faserlänge verlängert werden, d.h. Hintergrundverluste nehmen zu, und die Effizienz des Lasers wird vermindert. Im Gegensatz dazu nimmt die Absorption mit der Temperatur des bei einer Wellenlänge von 1030 nm Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers zu, und die aktive Faser kann verkürzt werden. Dies führt zu einer Effizienzerhöhung und damit zu einer gesteigerten Ausgangsleistung. Trotz der Zunahme der Absorption mit der Temperatur ist die Faserlänge für einen effizienten Laserbetrieb aufgrund der geringeren Pumpabsorption länger (9 m bei 1030 nm und 7 m bei 976 nm) als bei einem Diodenlaser-gepumpten Laser. Wie nachfolgend in dieser Arbeit noch gezeigt wird (Kapitel 6) können Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser im Vergleich zum Diodenlaser-gepumpten Faserlaser eine sehr hohe Effizienz erreichen, obwohl eine signifikant längere aktive Faser benötigt wird. Für das Erreichen einer hohen Lasereffizienz ist die Länge der Ytterbium-dotierten Faser nur einer von mehreren Einflussfaktoren.

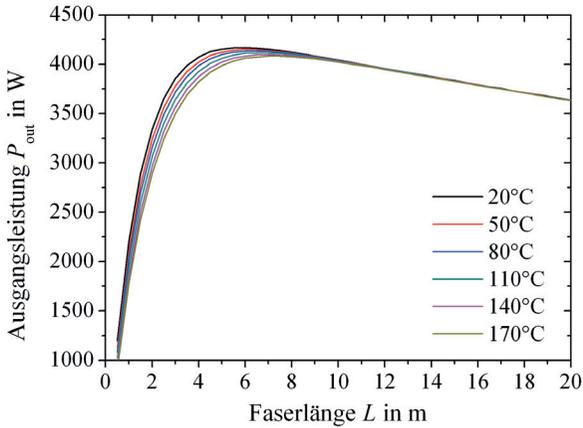


Abbildung 3.15: Simulierte Ausgangsleistung eines Diodenlaser-gepumpten Faserlaser bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm in Abhängigkeit von der Länge der aktiven Faser. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Absorption ab, und für einen effizienten Laser werden längere aktive Fasern benötigt. Mit zunehmender Faserlänge wirken zu dem höhere Hintergrundverluste, und die Ausgangsleistung vermindert sich.

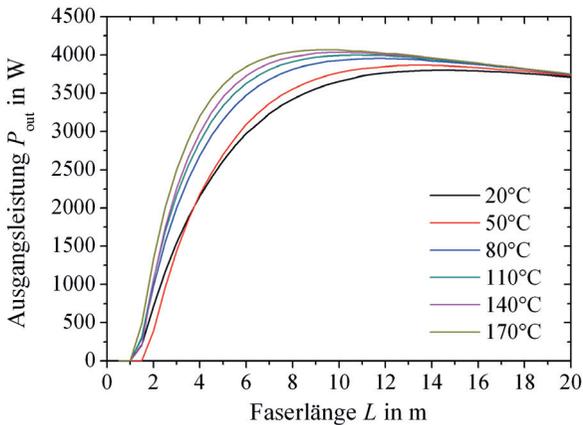


Abbildung 3.16: Simulierte Ausgangsleistung eines Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers bei einer Pumpwellenlänge von 1030 nm in Abhängigkeit von der Länge der aktiven Faser. Mit zunehmender Lasertemperatur verkürzt sich aufgrund einer gesteigerten Pumpabsorption die optimale Faserlänge. Durch die verkürzte Faser nehmen die Hintergrundverluste ab, und die Effizienz steigt.

### 3.6 Photodarkening in Ytterbium-dotierten Fasern

Photodarkening in dotierten Fasern beschreibt eine mit der Zeit zunehmende Dämpfung der Laserstrahlung in mit Seltenen Erden dotierten Faser, welche die Ausgangsleistung des Faserlasers vermindert. Nachfolgend werden die verschiedenen Erklärungsmodelle von Photodarkening kurz aufgeführt und anschließend die Abhängigkeiten der Dämpfung von Temperatur, chemischer Zusammensetzung, UV-Bestrahlung und Inversion detailliert beschrieben. Hierbei wird sich zeigen, dass eine lange Pumpwellenlänge wie beim Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser vorteilhaft für ein geringes Photodarkening ist. Anschließend wird ein Messaufbau zur Bestimmung von Photodarkening erläutert, mit dem die in dieser Arbeit verwendeten Fasern vermessen wurden. Insgesamt dienen die Untersuchung dazu, den Einfluss von Photodarkening auf die nachfolgenden Laserexperimenten abschätzen zu können.

Photodarkening (PD) bezeichnet Transmissionsverluste in mit Seltenen Erden dotierten Glasfasern. Dabei tritt Photodarkening in Gläsern auf, die mit  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$  und vor allem mit  $\text{Yb}^{3+}$  dotiert sind [122]. Die Verluste im sichtbaren Spektralbereich sind stärker als bei längeren Wellenlängen ( $\geq 900$  nm) und nehmen mit zunehmender Betriebsdauer des Lasers zu. Die durch Photodarkening induzierte Dämpfung der Laserstrahlung in Fasern ist im Allgemeinen nicht reversibel, nur durch Bestrahlung mit UV-Strahlung kann die Dämpfung wieder verringert werden. Die PD-bedingte Dämpfung der Laserstrahlung entsteht durch Farbzentren [122, 123] in der Glasmatrix. Ein Farbzentrum ist ein anionischer Defekt in einem Kristallverbund bzw. in einer Matrix, der mit einem oder mehreren Elektronen ausgefüllt wird. Diese Elektronen können durch Wechselwirkung mit Photonen angeregt werden und zeigen dabei ein von der Umgebung abhängiges Absorptionsspektrum. Durch diese Anregung entsteht die eigentliche PD-bedingte Dämpfung.

Die Ursache für die Entstehung dieser Farbzentren wird seit längerer Zeit kontrovers diskutiert. Dabei sind verschiedene Erklärungsmodelle entstanden. Die am häufigsten diskutierten Modelle für die Entstehung von Photodarkening sind die Bildung von Charge-Transfer-Komplexen [124], die Bildung von *Non-Bridging Oxygen Hole Centers* (NBOHC) [125, 126, 127] und die Bildung von *Oxygen Deficiency Centers* (ODC) [128, 129, 130]. Bei einem *Oxygen Deficiency Centers* handelt es sich um ein Sauerstoff-Verarmungszentrum, welches durch ein fehlendes Sauerstoffatom entsteht (siehe Abb. 3.17). Es werden zwei Typen von ODC unterschieden: Typ I, eine unverspannte Sauerstofffehlstelle mit einer ungewinkelten Ausprägung der atomaren Verbindung der beiden Siliziumatome, und ODC Typ II, bei dem es zusätzlich zu einer gewinkelten, d. h. verspannten atomaren Verbindung kommt [131]. Diese verspannte Verbindung kommt durch den Einfluss der Umgebung, beispielsweise durch einen Ytterbium-Aluminium-Cluster, zustande. Insgesamt entsteht dadurch am Siliziumatom ein ungebundenes Elektron, das als Farbzentrum zur Absorption

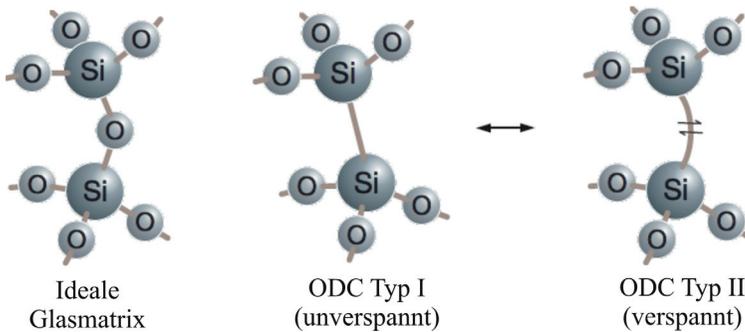


Abbildung 3.17: Graphische Darstellung des atomaren Aufbaus der idealen Glasmatrix ohne Defekt und die beiden Sauerstoff-Verarmungszentren (engl. *Oxygen Deficiency Centers*, ODC) [131]: Typ I unverspannt mit gerader atomarer Bindung zwischen den beiden Siliziumatomen und Typ II mit gewinkelter (verspannter) atomarer Verbindung. Im Modell entstehen ODC in der Umgebung von Ytterbium-Aluminium-Clustern.

beiträgt.

Nachfolgend soll nur auf dieses Modell eingegangen werden, da es gegenwärtig die meiste Zustimmung findet und im Experiment bereits teilweise bestätigt wurde [132]. Für die jüngste und mehr diversifizierte Beschreibung des Photodarkening-Effekts wird unterschieden, ob die Ytterbium-dotierte Fasern mit Phosphor oder mit Aluminium kodotiert sind. Ist die aktive Faser mit Phosphor kodotiert, so tritt Photodarkening nur dann auf, wenn die Faser zusätzlich mit Thulium oder Erbium kodotiert bzw. verunreinigt ist [132]. Durch die Verunreinigung kommt es zu einem Energieübertrag vom angeregten Ytterbium-Ion auf das Thulium-Ion, und ein *Upconversion*-Prozess im Thulium wird ausgelöst [133]. Die Anregungsenergie des Ytterbium-Ions geht dabei verloren. An absolut reinen Ytterbium/Phosphor-dotierten Faser konnte keine PD-bedingte Dämpfung beobachtet werden [132].

Anders verhalten sich Ytterbium-dotierte Fasern, die mit Aluminium kodotiert sind. Hier zeigt sich, dass PD ein intrinsisches Phänomen des Kernmaterials der Faser ist [132]. In dem mit Aluminium kodotierten Material kommt es zur Bildung von Ytterbium-Aluminium-Clustern, an deren Grenzfläche der zur Glasmatrix [134] *Oxygen Deficiency Centers* (ODC Type II) entstehen die zu PD-bedingten Dämpfung führen. Offenbar sind die Ytterbium-Aluminium-Cluster ursächlich für Photodarkening verantwortlich.

Im Umkehrschluss folgt für Ytterbium-dotierte Fasern, die mit Phosphor kodotiert sind, dass der Phosphor eine Clusterbildung in der Glasmatrix verhindert. Dadurch wird ein Energieübertrag vermieden, und Photodarkening bleibt aus. Phosphor-dotierte Fasern haben im Vergleich zu Aluminium-dotierten Fasern allerdings schlechtere mechanische und

optische Eigenschaften. Eine PD-freie Aluminium-dotierte Faser ist daher wünschenswert für Faserlaser und -verstärker.

Unabhängig vom Erklärungsmodell werden im Folgenden die Abhängigkeiten der PD-Dämpfung erläutert.

### Temperaturabhängigkeit

Experimentell wurden in [135] Ytterbium-dotierte Gläser mit unterschiedlichen  $\text{Yb}^{3+}$ -Konzentrationen untersucht. Die Untersuchungen ergaben, dass die Dämpfung der Laserstrahlung in der Faser mit zunehmender Messdauer ansteigt und erst nach einer bestimmten Zeit einen Maximalwert erreicht. Diese Maximaldämpfung nimmt in hoch-dotierter Fasern ( $> 0,03$  mol-%  $\text{Yb}^{3+}$ ) mit zunehmender Temperatur ab [136]. Außerdem wird der zeitliche Anstieg auf die maximale Dämpfung mit zunehmender Temperatur früher erreicht, d. h., er ist beschleunigt [136]. In einem weiteren Experiment [137] konnte demonstriert werden, dass durch mehrfaches Erwärmen und Abkühlen der Faser sich der maximale Dämpfungswert vermindern lässt.

### Einfluss der chemischen Zusammensetzung des Faserkerns

Hochleistungsfaserlaser und -Faserverstärker sind durch die Schwellleistung für das Auftreten von nichtlinearen Effekten wie SRS (siehe Abschnitt 4.2.3) und SBS (siehe Abschnitt 4.2.2) in der Ausgangsleistung begrenzt. Diese Schwellleistung ist indirekt proportional zur Faserlänge. Um bei einem bestimmten Kern-zu-Mantel-Verhältnis die Faserlänge zu verringern (siehe Abschnitt 2.3.2), wird für eine gleichbleibende Pumpleistungsabsorption die Dotierkonzentration erhöht. Daraus resultiert mit zunehmender  $\text{Yb}^{3+}$ -Konzentration ein Anstieg der PD-Dämpfung in der aktiven Faser [138]. Eine Ursache hierfür könnte eine vermehrte Clusterbildung sein, da mehr Ionen pro Volumen zur Verfügung stehen, die an einer Clusterbildung teilnehmen können.

Neben der  $\text{Yb}^{3+}$ -Konzentration haben auch andere chemische Elemente (Kodotanden) Einfluss auf das Photodarkeningverhalten der aktiven Faser. Diese Kodotanden beeinflussen zudem die mechanischen, thermischen und optischen Eigenschaften, wie den Brechungsindex und die effektiven Wirkungsquerschnitte. Die drei wichtigsten Kodotanden Ytterbium-dotierter Fasern sind Aluminium, Phosphor und Cer.

Fasern, die ausschließlich mit Aluminium kodotiert sind, haben gute thermische und mechanische Eigenschaften. Dabei werden durch die Aluminiumdotierung die Werte der Absorptions- und Emissionsquerschnitte nicht beeinflusst. Jedoch zeigen Fasern, die ausschließlich mit Aluminium kodotiert sind, ein starkes PD-bedingtes Dämpfungsverhalten [139]. Neben Aluminium eignet sich chemisch auch Phosphor als Kodotand. Durch Phosphor werden jedoch die Absorptions- und Emissionsquerschnitte verkleinert. Dies verschlechtert die Pumpabsorption und die Laserverstärkung. Dafür zeigen rein mit Phosphor

kodotierte Fasern keine PD-bedingte Dämpfung [132].

Um eine Faser zu erhalten, die sowohl gute thermische und mechanische Eigenschaften als auch ein geringes PD hat, wurde eine Kodotierung sowohl mit Aluminium als auch mit Phosphor untersucht. Hierbei zeigte sich bei einem Mischverhältnis mit gleichen Anteilen Phosphor und Aluminium ein deutlich vermindertes Photodarkening [140] mit einem gleichzeitig gegenüber einer reinen Aluminiumdotierung nur wenig vermindertem Absorptionsquerschnitt.

Ein weiterer häufig verwendeter Kodotand ist Cer, der meist in Kombination mit Aluminium eingesetzt wird. Durch die Cer-Kodotierung können für die in der Faser propagierende Laserstrahlung geringe Dämpfungswerte erreicht werden [124]. Die Wirkweise von Cer lässt sich darauf zurückführen, dass Cer wie Ytterbium als dreifach ionisiertes  $\text{Ce}^{3+}$ -Ion vorkommt. Das Cer-Ion wirkt hierbei als reduzierendes Element auf freie Ladungsträger, beispielsweise auf die freien Elektronen in Farbzentren. Die gebundenen Elektronen können somit nicht mehr angeregt werden, und eine absorbierende Wirkung bleibt aus.

### Reduktion durch UV-Bestrahlung

Die durch Photodarkening hervorgerufene Dämpfung der Laserstrahlung ist im Allgemeinen nicht reversibel. Experimente, bei denen die aktive Faser mit UV-Strahlung beleuchtet wurde, zeigten jedoch eine Abnahme der Dämpfung bis auf das Niveau einer nicht durch Photodarkening geschädigten Faser. Dabei kamen Wellenlängen von 355 nm [141] und 546 nm [142] zum Einsatz. Die Wirkweise dieses reversiblen Prozesses ist gegenwärtig nicht vollständig geklärt. Sicher ist aber, dass es durch die energiereichen Photonen zu einem Ausheilen der Farbzentren kommt, eine Absorption durch Anregung des Ladungsträgers ist somit nicht mehr möglich.

### Inversionsabhängige Reaktionsgeschwindigkeit von Photodarkening

Bei der Betrachtung der Inversionsabhängigkeit von Photodarkening wird im Folgenden das experimentell ermittelte zeitabhängige Dämpfungsverhalten nach S. Jetschke [143] gezeigt. Die Geschwindigkeitskonstante der Photodarkeningreaktion  $w^{-1}$  wird bei diesem Verfahren direkt aus dem Abklingverhalten der Ausgangsleistung ermittelt.

Die durch Photodarkening auftretende zeitabhängige Dämpfung der Laserstrahlung wird mit

$$\alpha(t) = \alpha_{\text{eq}} \left[ 1 - e^{-(tw^{-1})^{\beta^*}} \right] \quad (3.13)$$

beschrieben. Dabei gilt  $\alpha = 0$  bei  $t = 0$  und den beiden Fitparametern  $\alpha_{\text{eq}}$  (dem Photodarkeningverlust) und  $\beta^*$  (dem Streckungsparameter). Darin enthalten ist die Geschwindigkeitskonstante

$$w^{-1} \propto (I_{\text{yb}}^s) \quad (3.14)$$

welche vom Anteil der angeregten Yb-Ionen  $I_{Yb}$

$$I_{Yb} = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)}{\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)} \frac{1}{1 + P_{sat}/P_{Pump}} \quad (3.15)$$

abhängt [143]. Der Begriff Geschwindigkeitskonstante kommt ursprünglich aus der Chemie und gibt die Reaktionsgeschwindigkeit eines chemischen Prozesses wieder [99]. Quantitativ folgt daraus, je stärker die Anregung der Ionen desto höher die Reaktionsgeschwindigkeit d.h. desto scheller steigt die Dämpfung der Laserstrahlung hervorgerufen durch Photodarkening an. Der Exponent  $s$  wird nachfolgend in Abhängigkeit für eine bestimmte chemische Zusammensetzung der Faser angegeben.

Der erste Faktor in Gleichung 3.15 gibt die Maximalinversion an (siehe Gleichung 3.7), die mit diesem Materialsystem bei der Pumpwellenlänge  $\lambda_p$  und der Pumpleistung  $P_{Pump}$  erreicht werden kann. Die Pumpsättigung ist durch

$$P_{sat} = \frac{h \cdot c}{A \lambda_p (\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p) \tau)} \quad (3.16)$$

gegeben. Das Sättigungsverhalten der Pumpleistung ist von den effektiven Wirkungsquerschnitten bei der Pumpwellenlänge  $\lambda_p$  und der Lebensdauer  $\tau$  sowie der Querschnittsfläche des Faserkerns  $A$  abhängig.

Durch Kurvenfit aus dem Abklingverhalten der Ausgangsleistung kann der in Gleichung 3.14 enthaltene empirisch ermittelte Parameter  $s$  bestimmt werden.  $s$  hängt von der Materialzusammensetzung, also von der jeweiligen Faser ab. Für Ytterbium-dotierte Fasern, die mit Aluminium kodotiert sind, ergibt sich

$$s = 4,3 \pm 0,5 \quad (3.17)$$

[143]. Mit Gleichung 3.14 folgt, dass das Dämpfungsverhalten mit der Potenz von 4,3 des Anteils der angeregten Ytterbium-Ionen skaliert. Damit sind Faserlaser begünstigt, die bei geringer Anzahl an angeregten Ionen, d. h. mit geringer Inversion betrieben werden, da der Dämpfungswert nur langsam mit der Betriebszeit ansteigt.

Abb. 3.18 zeigt die temperaturabhängige Geschwindigkeitskonstante  $w^{-1}$ , hergeleitet aus den Gleichungen 3.14 und 3.15 in Abhängigkeit von der jeweiligen Pumpwellenlängen. Die Geschwindigkeitskonstante wurde bei einer Pumpleistung von 1000 W und mit der Fluoreszenzlebensdauer  $\tau = 0,96$  ms (siehe Abschnitt 3.2) berechnet. Die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstante der Photodarkeningreaktion folgt aus den effektiven Wirkungsquerschnitten der Emission und Absorption, die in den Anteil der angeregten Yb-Ionen und die Pumpsättigung eingehen. Des Weiteren wurde die temperaturabhängige Pumpsättigung (siehe Gleichung 3.16) mit berücksichtigt.

Es zeigt sich, dass die Geschwindigkeitskonstante der Photodarkeningreaktion mit zu-

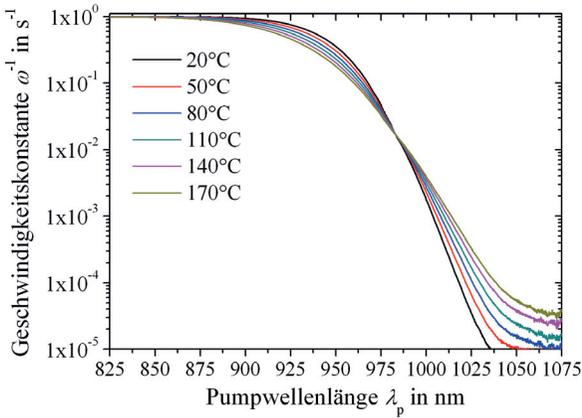


Abbildung 3.18: Temperaturabhängige Geschwindigkeitskonstante in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge hervorgerufen durch Photodarkening in Ytterbium-dotierten Fasern, kodotiert mit Aluminium. Dabei wurde die temperaturabhängige Pumpsättigungsleistung berücksichtigt und ein Faserkern mit 25  $\mu\text{m}$  Durchmesser angenommen.

nehmender Pumpwellenlänge stark abfällt. Die Abnahme der Geschwindigkeitskonstante resultiert überwiegend aus der Abnahme der maximalen Inversion (siehe Gleichung 3.7), die bei dieser Pumpwellenlänge erzielt werden kann. Dabei nimmt die Geschwindigkeitskonstante für Wellenlängen kleiner 976 nm mit zunehmender Temperatur ab und für Wellenlängen größer 976 nm mit zunehmender Temperatur zu. Dies resultiert aus dem thermischen Verhalten des effektiven Absorptionsquerschnitts (siehe Abschnitt 3.3).

Zusammenfassend gilt für die Geschwindigkeitskonstante der Photodarkeningreaktion insgesamt eine starke Abhängigkeit von der Anzahl der angeregten Ionen, die maßgeblich durch die Pumpwellenlänge bestimmt ist. Gerade das in dieser Arbeit vorgestellte Faserlaserkonzept mit dem Scheibenlaser als Pumplaser bei einer Wellenlänge von 1030 nm ist daher vorteilhaft für einen geringen Einfluss durch Photodarkening. Die hohen Dämpfungsverluste der Laserstrahlung treten daher erst nach einer langen Betriebsdauer auf.

### 3.6.1 Messaufbau zur Bestimmung von Photodarkening in Glasfasern

Die Kenntnis des Dämpfungswerts und das zeitliche Verhalten der Dämpfung durch Photodarkening sind von Bedeutung, um später im Laserexperiment Rückschlüsse auf eine gegebenenfalls verminderte Ausgangsleistung und deren zeitlichen Verlauf ziehen zu kön-

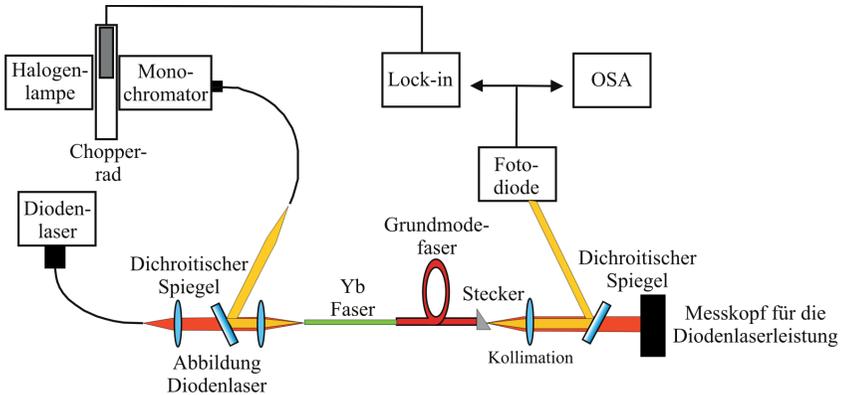


Abbildung 3.19: Prinzip des Messaufbaus nach S. Jetschke [135] zur Bestimmung der Photodarkening-bedingten Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung. Das modulierte Messsignal der Halogenlampe kann sowohl vom Lock-in-Verstärker als auch vom *Optical Spectrum Analyser* (OSA) erfasst werden.

nen. Ein gegeben falls starker Einfluss von Photodarkening im Laserexperiment kann damit eindeutig zugeordnet werden, und falls notwendig der Faserlaseraufbau dahingehend optimiert z. B. durch Absenken der Inversion. Weiter sind die Ergebnisse ggf. später bei einer industriellen Umsetzung wichtig, da hier besonders lange Betriebsdauern im Gegensatz zum Laborbetrieb auftreten.

Die Messungen des Photodarkening wurden in Kooperation mit Jenoptik TRUMPF optical engine GmbH (JToe GmbH) und dem Institut für Photonische Hochtechnologie (IPHT) Jena durchgeführt. Die auf Photodarkening untersuchten Fasern wurden in den Faserlaserexperimenten verwendet, die in Kapitel 6 gezeigt werden. Untersucht wurden die aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC (siehe Abschnitt 6.3.2) von nLIGHT, die durch Abscheiden von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) hergestellt wurde, und die Faser IPHT 30/100/400 (siehe Abschnitt 6.3.1), welche durch Lösungsdotierung dotiert wurde und mit Cer kodotiert ist.

Für die Messung der Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung wurden der Messaufbau (siehe Abb. 3.19) und das Messverfahren nach S. Jetschke [135] angewandt. Da sich bei einer typischen Laserinversion von ca. 10% die maximale durch Photodarkening hervorgerufene Dämpfung erst nach sehr langer Betriebszeit einstellt, wurde bei der hier gezeigten Messung eine hohe Inversion von 70% gewählt. Dies führt zu einem stark beschleunigten Photodarkeningprozess und damit zu einer verminderten Messzeit. Durch Unterdrücken der Laserrückkopplung wurde eine Sättigung der Inversion vermieden und so die benötigte hohe Inversion erzielt. Die Dämpfung der Laserstrahlung in der Faser

wurde durch Einkoppeln einer Halogenlampe in die Faser erfasst. Auf der gegenüberliegenden Faserseite konnte der Leistungsabfall der eingekoppelten Strahlungsleistung der Halogenlampe erfasst werden. Für die Messung wurde das Spektrum der Lampe mit einem Monochromator auf eine Zentralwellenlänge von 633 nm mit einer spektralen Breite von 25 nm begrenzt. Bei einer Wellenlänge von 633 nm liegt eine im Vergleich mit einer Wellenlänge von  $> 1000$  nm eine hohe Dämpfung vor, die somit einfacher nachgewiesen werden kann. Des Weiteren wurde die Intensität mit einem Chopper-Rad moduliert, sodass sich die Signale mit einem Lock-in-Verstärker bei einer Wellenlänge von 633 nm erfassen ließen. Durch den Lock-in-Verstärker konnte das Messsignal mit einem sehr guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt werden. Die untersuchte Faserprobe hatte eine Länge von 20 mm und wurde bei einer Wellenlänge von 915 nm und einer Leistung von 11 W angeregt. Auf der Auskoppelseite der Faser wurde eine undotierte Grundmode-Faser angespleißt, die mit einem Brechungsindex-angepassten Gel versehen wurde. Damit wurde die Strahlung, die bei der zu untersuchenden Faser im undotierten Mantel geführte wurde, ausgekoppelt. Die im Mantel geführte Strahlung würde die Messung verfälschen, da hier keine PD-bedingte Dämpfung eintritt. Zur Vermeidung einer Rückkopplung wurde die Faserendfläche der Grundmode-Faser an der Auskoppelseite mit einem unter einem Winkel polierten Stecker versehen. Der bisher beschriebene Aufbau dient hauptsächlich dazu, den Dämpfungswert bei einer Wellenlänge von 633 nm bei einem sehr guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis möglichst exakt zu bestimmen. Um auch den spektralen Verlauf der PD-Dämpfung zu erhalten, wurde der Messaufbau umgebaut und der Lock-in-Verstärker durch einen *Optical Spectrum Analyser* (OSA) ersetzt. Mit dem OSA kann bei einer reduzierten Absolutgenauigkeit und höherem Signalrauschen ein breiter Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1600 nm erfasst werden; die Messung gibt somit Aufschluss über das spektrale Verhalten von Photodarkening in der Faser. Für die Messungen wurde der Monochromator nach der Halogenlampe entfernt, welcher das Spektrum auf eine Zentralwellenlänge von 633 nm mit einer spektralen Breite von 25 nm begrenzte.

Zur Bestimmung der absoluten Dämpfungswerte der zu untersuchenden Faser müssen die Verluste des Messaufbaus bekannt sein. Diese wurde durch Messung einer ungedämpften (bzw. wenig beeinflussten) Faser ermittelt. Aus den Messwerten einer ungedämpften Faser und einer PD-geschädigten Faser wurden ein Differenzenspektrum berechnet und daraus die absoluten Dämpfungswerte der Faser unabhängig vom Aufbau abgeleitet.

### 3.6.1.1 Messung des Photodarkenings in der Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC

Abb. 3.20 zeigt die Dämpfung der aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC für verschiedene Betriebsdauern bei einer festen Inversion von 70%. Die mit dem *Optical Spectrum Analyser* gemessene Dämpfung zeigt im Wellenlängenbereich von 400 nm bis ca. 900 nm sehr hohe Dämpfungswerte von bis zu 400 dB/m (362 dB/m mit Lock-in-

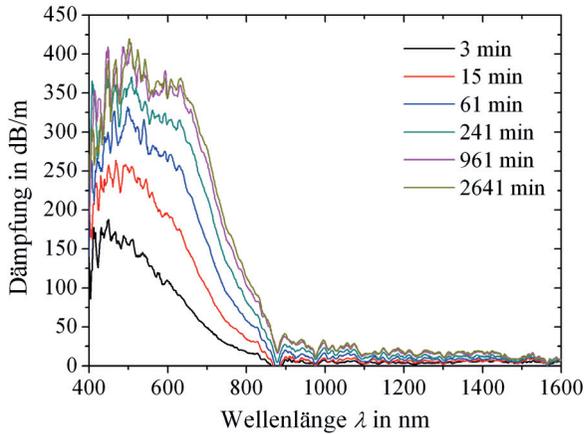


Abbildung 3.20: Photodarkening-bedingte Dämpfung der in der aktiven Faser Yb1300-25/105/300 DC geführten Laserstrahlung bei einer Inversion von 70%, aufgetragen in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ohne Kodotierung der Faser zur Reduktion des PD-Dämpfungsverhaltens wurde eine hohe Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung ermittelt.

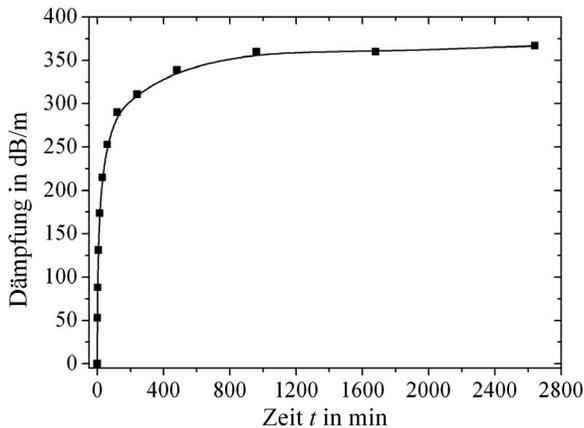


Abbildung 3.21: Dämpfung der in der aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC geführten Laserstrahlung, aufgetragen in Abhängigkeit von der Betriebsdauer. Die Dämpfung wurde bei einer maximalen Inversion von 70% und bei einer Wellenlänge von 633 nm mit einem Lock-in-Verstärker ermittelt.

Verstärker, siehe Abb. 3.21). Die Dämpfung der Laserstrahlung fällt dann zwischen 700 nm und 900 nm sehr stark ab und verbleibt ab einer Wellenlänge von 900 nm auf einem vergleichsweise geringen Niveau von rund 25 dB/m, das von Messrauschen überlagert ist. Qualitativ entspricht die spektrale Abhängigkeit der Dämpfung dem eines Farbzentrams, welches von der jeweiligen Zusammensetzung des Glases abhängt [144]. Eine genau Ursache für die starke Abnahme der Dämpfung zwischen 700 nm bis 900 nm lässt sich nicht angeben. Es kann aber die Erklärungshypothese aufgestellt werden, dass die Energie eines Photons ab rund 900 nm nicht mehr ausreicht, ein Farbzentrum anzuregen. Eine Anregung durch Mehrphotonenprozesse ist weniger wahrscheinlich und reduziert die Dämpfung stark. Wie eingangs erwähnt, steht eine exakte Beschreibung des Effekts noch aus, daher ist eine tiefergehende Interpretation nicht möglich. Dennoch erlauben die Ergebnisse Schlussfolgerungen für die eigenen Faserlasereperimente.

Die hier untersuchte Faser hatte keine PD-reduzierende Kodotierung und eine hohe Ytterbium-Dotierung von  $9,2 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ , wodurch sie stärker von Photodarkening betroffen ist. Dennoch ist die Faser für die kurzen Betriebszeiten im Labor und wegen der langen Pumpwellenlänge gut für die Experimente mit dem Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser einsetzbar.

### 3.6.1.2 Messung des Photodarkenings in der Faser IPHT 30/100/400

Die Faser IPHT 30/100/400, die in Abschnitt 6.3.1 ausführlich beschrieben wird, ist mit Cer kodotiert, um eine geringe PD-bedingte Dämpfung zu erzielen. Die Wirkung von Cer zur Verringerung der Laserstrahldämpfung wurde bereits erläutert.

Der spektrale Verlauf der in der Faser gedämpften Laserstrahlung ist in Abb. 3.22 dargestellt. Dieser zeigt hauptsächlich bei Wellenlängen kürzer als 650 nm hohe Dämpfungswerte von 180 dB/m für eine lange Betriebsdauer. Ab einer Wellenlänge von 700 nm ist die Dämpfung sehr gering und stark vom Messrauschen überlagert. Für die Bestimmung dieser Messwerte lag in der aktiven Faser eine Inversion von 70 % vor.

Wird das Verhalten der Faser bei einer Wellenlänge von 633 nm über eine längere Messdauer bei einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis betrachtet, so ergibt sich eine gemittelte Maximaldämpfung von 9,14 dB/m (siehe Abb. 3.23). Unter Berücksichtigung der hohen Inversion kann im Normalbetrieb bei Inversion von ca. 10 % von einer PD-freien Faser ausgegangen werden. Damit folgt für die Lasereperimente bei dieser die Faser eingesetzt wird, dass ggf. eine zeitliche Änderung der Ausgangsleistung nicht auf das Photodarkening verhalten zurückgeführt werden kann.

### Fazit aus den Untersuchungen zum Photodarkening

Aus den spektralen Messungen geht hervor, dass lange Laserwellenlänge ( $> 900$  nm) einer deutlich geringeren PD-bedingten Dämpfung unterliegen und diese Werte tendenzielle

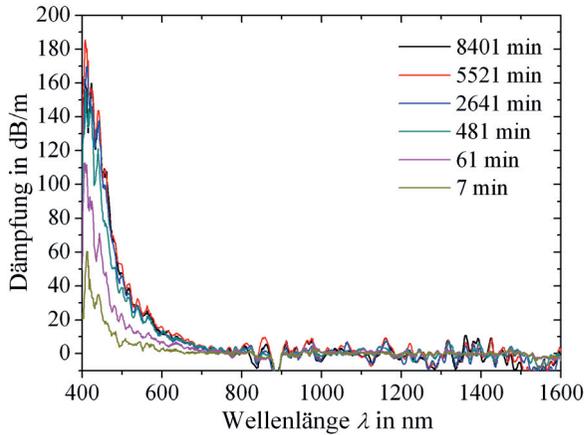


Abbildung 3.22: Gemessene Photodarkening-bedingte Dämpfung der in der aktiven Faser IPHT 30/100/400 geführten Laserstrahlung, in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge. Die aktive Faser wurde zur Reduktion der PD-Dämpfung mit Cer kodotiert. Ab einer Wellenlänge von 700 nm ist die Dämpfung kaum mehr nachweisbar.

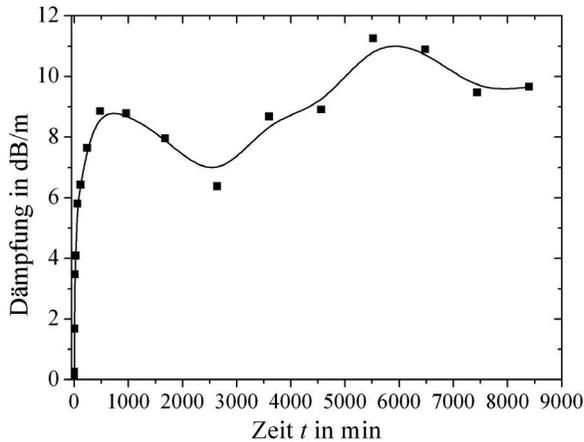


Abbildung 3.23: Gemessene Photodarkening-bedingte Dämpfung der in der aktiven Faser IPHT 30/100/400 geführten Laserstrahlung, in Abhängigkeit von der Betriebsdauer. Die ermittelte Dämpfung gilt für eine Wellenlänge von 633 nm bei einer Inversion von 70 %. Die Maximaldämpfung nach langer Messdauer ist 9,14 dB/m.

mit längerer Wellenlänge weiter abnehmen. Dies ist für den Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser vorteilhaft, da langen Emissionswellenlängen von rund 1100 nm durch die lange Pumpwellenlänge von 1030 nm mit einer hohen Stokes-Effizienz erzielt werden kann.

Weiter wurde gezeigt, dass die Geschwindigkeitskonstante von Ytterbium/Aluminium-Fasern in der 4,3-ten Potenz von der im Laser vorliegenden Inversion abhängt. Faserlaser, die mit einem schmalbandigen Diodenlaser-gepumpt werden, erreichen im Allgemeinen eine Maximalinversion von ca. 12%. Im Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser kann nur eine deutlich geringere Maximalinversion von 6,6% erreicht werden. Damit treten hohe Dämpfungswerte erst viel später auf, was gerade für den Laborbetrieb von Bedeutung ist, d.h. Photodarkening zeigt sich zunächst nicht muss aber bei einer industrielle Nutzung berücksichtigt werden.

Vor allem aber haben die Messungen der beiden Fasern IPHT und Liekki gezeigt, wie stark die Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung bedingt durch Photodarkening von der chemische Zusammensetzung der Faser abhängt. Hierbei zeigt die Kodotierung mit Cer der IPHT-Faser eine besonders starke Reduktion von Photodarkening.

Um die zugrundeliegende Ursache des Photodarkenings näher zu untersuchen, wird nun die Ionenverteilung im Glas untersucht.

## 3.7 Neutronenstreuung an Ytterbium-dotierten Gläsern

In Ytterbium-dotierten Glasfasern, die mit Aluminium kodotiert sind, gilt nach dem gegenwärtig gültigen Erklärungsmodell das Auftreten von Ytterbium-Aluminium-Clustern als Ursache für die Entstehung von *Oxygen Deficiency Centers* (ODC) (siehe Abschnitt 3.6), welche für die Photodarkening bedingte Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung verantwortlich gemacht werden. Deshalb wurde versucht, die der Photodarkening-Theorie zugrundeliegenden Ytterbium-Aluminium-Clustern nachzuweisen, um so das gegenwärtig gültige Erklärungsmodell zu bestätigen. Die dabei erzielten Untersuchungsergebnisse werden im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

Bisher konnten diese Clustern nicht direkt nachgewiesen werden. Es gibt nur einige wenige Transmissionselektronenmikroskop(TEM)-Aufnahmen, die mikroskopisch kleine Strukturen zeigen die den Clustern zugeordnet werden [3]. Dabei haben die TEM-Aufnahmen den Nachteil, dass nur ein sehr kleiner Probenausschnitt von wenigen zehn Mikrometern Durchmesser erfasst werden kann und, dass der gebündelte Elektronenstrahl die Probe beeinflusst. Weiter werden für die TEM-Untersuchungen sehr dünne ( $< 200 \mu\text{m}$ ) Scheiben verwendet [3] die nur bedingt repräsentativ für die gesamte Vorform der späteren Faser sein kann. Folglich sind diese Aufnahmen nur bedingt aussagefähig.

Nachfolgend wird eine Untersuchung dargestellt die den Nachweis der Cluster mittels Neu-

tronenstreuung zum Ziel hat. Der Vorteil der Neutronenstreuung gegenüber der TEM-Untersuchung ist, dass die gesamte Glasprobe mit einem Durchmesser von 15 mm und einer Länge von 35 mm erfasst werden kann. Eine Messung bestimmt hierbei sowohl die Größenverteilung der Cluster als auch die Verteilung der Abstände zueinander im Probenmaterial [145]. Während der Messung bleibt die Probe unbeeinflusst, und durch die hohe Messauflösung können Streuzentren von wenigen Nanometern Durchmesser detektiert werden.

Kann die Analyse der Cluster mittels Neutronenstreuung aufgrund der hier gezeigten Untersuchungen etabliert werden, so könnten unterschiedliche chemische Glaszusammensetzungen und Herstellungsverfahren systematisch analysiert und weiterentwickelt werden, mit dem Ziel Cluster und damit ODC Typ II zu vermeiden. Eine Photodarkening bedingte Dämpfung der Laserstrahlung in der Faser bliebe somit aus, und hochdotierte Gläser ohne eine zusätzliche Kodotierung mit Cer könnten gefertigt werden. Kommen höher dotierte Faser in Hochleistungsfaserlaser zum Einsatz, so kann die Faserlänge bei gleicher Pumpabsorption verkürzt werden und die begrenzenden Schwellleistungen für SBS und SRS erhöhen sich. Diese ermöglicht eine Leistungsskalierung der Faserlaser und eröffnet damit mehr Einsatzmöglichkeiten.

Bevor die eigentlichen Ergebnisse der Streuexperimente erläutert werden, werden Untersuchungen der Magnetisierbarkeit der Glasproben dargestellt. Diese dienen dazu, die Ausrichtung der paramagnetischen Ytterbium-Ionen in einem externen Magnetfeld festzustellen. Eine gute Ausrichtung der Ionen führt zu einem vergrößerten Streuwinkel und somit zu einer guten Detektierbarkeit der Cluster bei vorhandenem Messhintergrund der nicht verhindert werden kann.

Die gezeigten Untersuchungen sind im Rahmen eines Unterauftrags innerhalb des Verbundprojekts LIFT zusammen mit dem Institut für Photonische Technologie (IPHT) und der Heraeus Quarzglas GmbH entstanden.

### 3.7.1 Magnetisierbarkeit von $\text{Yb}^{3+}$ in Glas

Das Ytterbium-Ion  $\text{Yb}^{3+}$  weist ein mittleres magnetisches Moment von  $4,5 \mu_{\text{B}}$  (Bohr'sche Magnetonen) pro Ion auf und ist paramagnetisch [146]. Abhängig von der Wechselwirkung der Ytterbium-Ionen im Glas kann sich daraus ein unterschiedlich starkes paramagnetisches Verhalten ergeben.

Für die Messung der Magnetisierbarkeit wurden drei Proben mit unterschiedlichen Ytterbium-Konzentrationen (siehe Tabelle 3.3) verwendet.

Die Magnetisierung  $M$  wurde mit einer sogenannten PPMS-Messung (engl. *physical property measurement system*) ermittelt (siehe Abb. 3.24). Hierfür wurden die Proben bei einer Temperatur von 4 K in ein äußeres Magnetfeld gegeben. Die magnetische Feldstärke  $H$  wurde von 0 A/m bis 1250 A/m kontinuierlich erhöht und die Magnetisierung

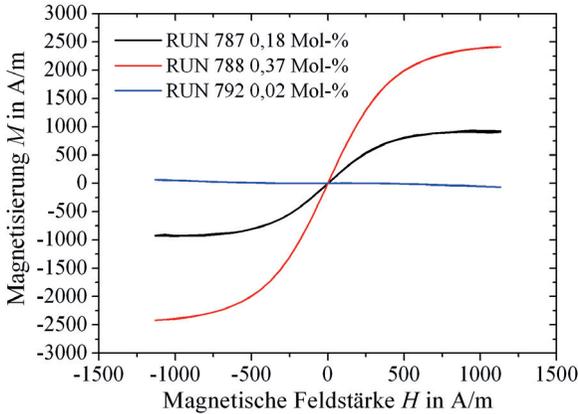


Abbildung 3.24: Magnetisierungsverlauf Ytterbium/Aluminium-dotierter Glasproben mit unterschiedlicher  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Konzentration. Die Magnetisierung  $M$  wurde bei einer Temperatur von 4 K bis zu einer maximalen magnetischen Feldstärke  $H$  von 1250 A/m vermessen. Die vergleichsweise hoch dotierten Proben mit der Kennzeichnung RUN 787 und RUN 788 zeigten ein ausgeprägtes paramagnetisches Verhalten im äußeren Magnetfeld. Im Vergleich dazu zeigte die gering dotierte Probe mit der Kennzeichnung RUN 792 nur ein diamagnetisches Verhalten.

der Probe erfasst. Für die Messung der Magnetisierung wurde zusätzlich die Feldrichtung umgekehrt, was sich in der Vorzeichenumkehr zeigt. Diese entspricht einem Umlappen der magnetischen Momente der  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen, daraus kann auf eine externe Orientierbarkeit des Momentes geschlossen werden.

Die Probe mit der niedrigsten Dotierung (Kennzeichnung RUN 792) zeigte keine paramagnetische Magnetisierung, wie es bei Ytterbium zu erwarten wäre. Da die Dotierkonzentration dieser Probe zu gering war, zeigt der Kurvenverlauf ein diamagnetisches Verhalten [147], welches auf die *Oxygen Deficiency Centers* (ODC Typ I) in der Glasmatrix zurückzuführen [148] ist. Die geringe Clusterdichte bildet folglich keine verspannten ODCs aus (Typ II) und zeigt daher kein paramagnetisches Verhalten.

Tabelle 3.3: Chemische Hauptbestandteile der Glasproben.

Probenkennzeichnung	$\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Konzentration	$\text{Al}_2\text{O}_3$ -Konzentration
RUN 787	0,180 Mol-%	1,46 Mol-%
RUN 788	0,366 Mol-%	1,46 Mol-%
RUN 792	0,018 Mol-%	1,46 Mol-%

Die deutlich höher dotierten Proben (Kennzeichnung RUN 787 und RUN 788) zeigten ein stark ausgeprägtes paramagnetisches Verhalten im äußeren Magnetfeld. Der schwächere diamagnetische Anteil der Quarzmatrix ist nicht mehr zu detektieren. Die Magnetisierbarkeit nimmt hierbei mit der Dotierkonzentration zu, da sich mehr Ionen im Magnetfeld ausrichten können.

Insgesamt ergibt sich aus den Magnetisierungsmessungen für die höher dotierten Proben ein gut messbares paramagnetisches Verhalten, welches auf das magnetische Moment von Ytterbium zurückzuführen ist. Da später bei der Neutronenstreuung der Streuwinkel, d. h. der Winkel um den das gestreute Neutron bei der Streuung am Ytterbium-Ion abgelenkt wird, von der magnetischen Ausrichtung des Ions abhängt, ist eine gute Magnetisierbarkeit eine Voraussetzung dafür, dass die Streuung gut detektiert werden kann. Dabei ist der Streuwinkel umso größer je stärker das magnetische Moment ist und je besser es ausgerichtet werden kann. Da die Magnetisierung bei der höchstdotierten Probe am deutlichsten ausgeprägt war, wurde diese bei den Neutronenstreuexperimenten verwendet.

### 3.7.2 Das Experiment MIRA an der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz

Im Folgenden wird die Experimentierumgebung MIRA erläutert, die für die Untersuchung der Ytterbium/Aluminium-dotierten Glasproben verwendet wurde. Mit diesem Messaufbau können die Ytterbium-Aluminium-Cluster in den Glasproben detektiert werden.

Das Experiment MIRA ist in der Neutronenleiterhalle der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRM II) der Technischen Universität München aufgebaut (siehe Abb. 3.25). Diese Experimentierumgebung erlaubt einen schnellen Probenwechsel sowie einen schnellen Wechsel der Probenumgebung. Daher eignet sich das Instrument besonders für eine Erstuntersuchung von Proben, die zuvor nicht durch Neutronenstreuung untersucht wurden. Des Weiteren stehen in dieser Experimentierumgebung kalte Neutronen für die Streuexperimente zur Verfügung.

Bei den Streuexperimenten finden kalte Neutronen Anwendung, da der Streuquerschnitt von Ytterbium in diesem Energiebereich einen großen Wert annimmt, was zu einer hohen Streurrate führt. Kalte Neutronen werden durch Einbringen eines zusätzlichen Moderators, häufig flüssiges Deuterium, erzeugt [149]. Dabei werden die sich bewegenden Neutronen abgebremst, was einer niedrigeren Energie entspricht. Die hier verwendeten kalten Neutronen hatten eine Energie von  $\approx 25$  meV. Hieraus ergibt sich eine Neutronengeschwindigkeit von  $v \approx 600$  m/s und damit eine De-Broglie-Wellenlänge von  $4,5 \text{ \AA}$ .

Die kalten Neutronen werden elastisch unter kleinen Winkeln am Streuzentrum gestreut, daher wird von der sogenannten Kleinwinkelstreuung (engl. *small angle neutron scattering*, SANS) gesprochen. Bei einer gegebenen Neutronenwellenlänge kann aus dem ermittelten Streuwinkel direkt auf die Strukturgröße des Streuzentrums geschlossen werden (siehe

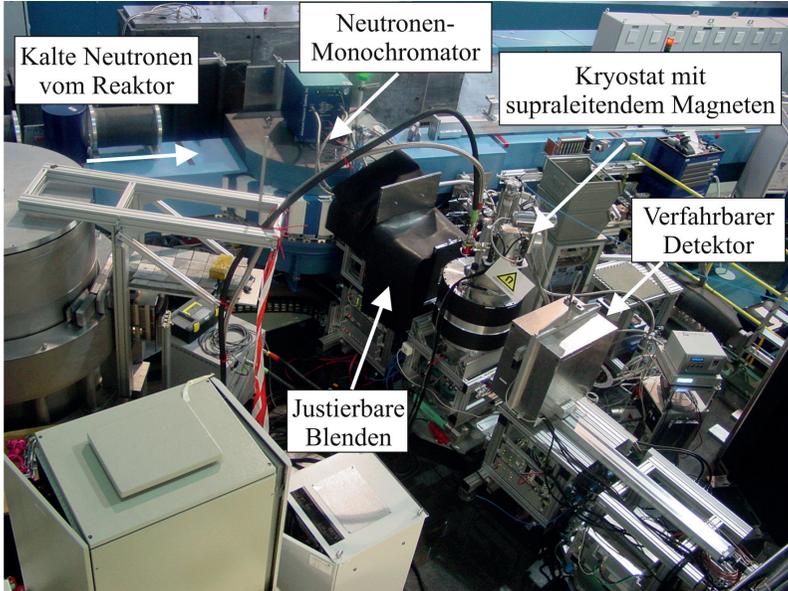


Abbildung 3.25: Blick von oben auf das Instrument MIRA am Forschungsreaktor FRM II in München. Die wichtigsten Komponenten des Experiments sind in der Aufnahme beschriftet.

Abb. 3.26) [150].

Die Experimente wurden bei einem Neutronenfluss von  $5 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \text{ s})$  durchgeführt. Der schematische Neutronenstrahlverlauf nach dem Kernreaktor und der Wellenlängenselektion im Monochromator ist in Abb. 3.26 dargestellt. Nach Durchlauf einer Blendenanordnung traf der Strahl ca. 3 m nach dem Monochromator innerhalb eines supraleitenden Magneten auf die Probe. Der mit flüssigem Helium gekühlte Magnet erzeugte eine maximale magnetische Flussdichte von 7,5 T. Die Neutronen, welche die Probe passiert haben, wurden mit einem  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  positionsaufgelösten  $^3\text{He}$ -Detektor erfasst. Um den Detektor nicht durch den Primärstrahl zu beschädigen, wurde dieser mit einer Kadmiumblende ausgeblendet. Der Detektor war auf einen fahrbaren Tisch montiert, mit dem unterschiedliche Positionen angefahren werden konnten. Die Positionierbarkeit des Detektors diente dazu, Streueignisse von unterschiedlich großen Streuzentren erfassen zu können. Da Streuung an kleinen Strukturen unter einem großen Winkel und an großen Strukturen unter einem kleinen Winkel auftritt, können mit zunehmendem Abstand von der Probe immer größere Strukturen detektiert werden, die bei kleinen Abständen vom Primärstrahl (im Zentrum des Detektors) überlagert sind (siehe Abb. 3.26). Der Streuwinkel erhöht sich

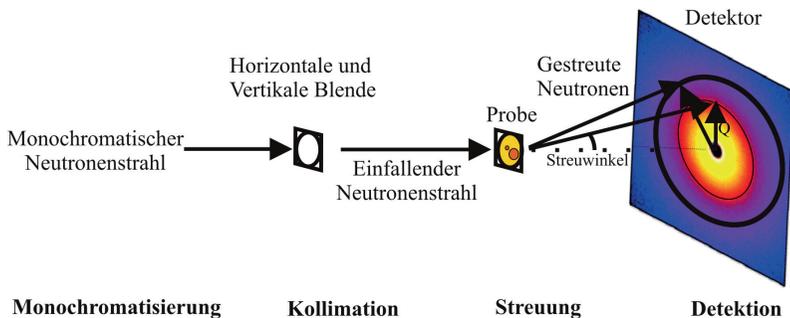


Abbildung 3.26: Schema der Kleinwinkelneutronenstreuung. Der im Kernreaktor entstehende Neutronenfluss wird in der Wellenlänge selektiert (Monochromator) und strahlt nach einem Blendendurchgang auf die Probe. Dabei tritt die Streuung an vergleichsweise kleinen Strukturen unter einem großen Streuwinkel auf und an großen Strukturen unter einem kleineren Winkel. Streueignisse die unter einem großen (kleinen) Streuwinkel auftreten werden auf dem Detektor weiter außen (innen) gemessen.

Tabelle 3.4: Nomineller Messbereich für die verschiedenen Abstände des Detektors von der Probe.

Detektorabstand von der Probe	Nomineller Messbereich
600 mm	31 Å – 251 Å
1350 mm	63 Å – 419 Å
2104 mm	105 Å – 419 Å

weiter wenn das magnetische Moment der Streuzentren durch ein externes Magnetfeld ausgerichtet wird. Die verschiedenen Detektorpositionen mit dem daraus resultierenden Messbereich d.h. Größe der erfassbaren Streuzentren sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

### 3.7.3 Ergebnisse aus der Messung der Neutronenstreuung

Zwei verschiedene Streuexperimente wurden für die Untersuchung der Glasproben durchgeführt, eine magnetische und eine nukleare Streuung. Die magnetische Streuung ist mit Neutronen möglich und beispielsweise nicht mit Photonen, da Neutronen ein magnetisches Moment haben und daher stark mit Ionen wechselwirken, die ebenfalls ein permanentes magnetisches Moment besitzen. Die magnetische Streuung dient somit dem direkten Nachweis der Cluster; sie umfasste eine Messung mit und eine ohne externes Magnetfeld. Im externen Magnetfeld ist das magnetische Moment der Ytterbium-Ionen ausgerichtet und bei Streuung wird ein von der Größe des Streuzentrum abhängiger Streuwinkel gemessen. Die Messung ohne Magnetfeld führt zu keiner Veränderung des Streuwinkels bei Streuung

an einem Ytterbium-Ion und dient dazu, den Messhintergrund zu bestimmen.

Die nukleare Streuung ist unabhängig von den Ytterbium-Ionen und folgt aus der Streuung an der Glasmatrix. Bei der nuklearen Streuung werden ebenfalls zwei Messungen durchgeführt, einmal mit und einmal ohne Probe. Mit den Ergebnissen aus diesen Streuexperimenten kann festgelegt werden, welche Clustergrößen prinzipiell mit diesem Messaufbau detektierbar sind, woraus sich dann auch die Messbereichsgrenzen des gesamten Aufbaus bestimmen. Diese Messgrenzen sind individuell für jeden Aufbau und von der jeweiligen Probenumgebung abhängig.

Aus der Kombination dieser beiden Streuungen kann abgeleitet werden, welche Größenverteilung die Cluster in der Probe haben und in welchen Abständen sie vorkommen (magnetische Streuung) und welche verschiedenen Clustergrößen, d.h. Messbereich des Experimentieraufbaus, dabei erfasst wurde (nukleare Streuung).

Für die Messungen wurde die Probe mit der höchsten Dotierkonzentration ausgewählt, da diese das stärkste Magnetisierungsverhalten zeigte und damit die meisten Streuereignisse bei einem großen Streuwinkel zu erwarten sind. Des Weiteren zeigen höher dotierte Proben ein stärkeres Photodarkening (siehe Abschnitt 3.6). Für die beiden Streuexperimente wurde die Probe mit der Kennzeichnung DL 15 mit einer  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Konzentration von 1,75 Mol-% verwendet.

### 3.7.3.1 Ergebnisse der magnetischen Streuung

Die magnetische Streuung dient dem direkten Nachweis der Ytterbium-Aluminium-Cluster in der Glasprobe. Aus den Streuergebnissen können auf die Größenverteilung und die Abstände der Cluster zueinander geschlossen werden. Diese Rückschlüsse können direkt aus den Streuereignissen (*Counts*) die auf dem Detektor gemessen werden gezogen werden, dabei werden die *Counts* die bei einem großen Streuwinkel auftreten auf dem Detektor weiter aussen detektiert und lassen auf ein kleines ausgerichtetes Streuzentrum schließen. Kleine Streuwinkel im gegebenen Messbereich werden von größeren Streuzentren ebenfalls mit magnetischer Ausrichtung erzielt. Die Verteilung der Streuereignisse auf dem Detektor gibt somit die Größenverteilung der Streuzentren selbst direkt wieder. Wichtig ist, dass die entscheidenden Streueregebnisse sich erst nach Abzug der Hintergrundmessung, Messung der Probe ohne Magnetfeld, zeigen.

Die Ytterbium-dotierte Glasprobe (Kennzeichnung DL 15) wurde bei drei verschiedenen Detektorpositionen (siehe Tabelle 3.4) und bei zwei unterschiedlich starken Magnetfeldern ( $B = 6,5 \text{ T}$  und  $B = 2 \text{ T}$ ) für jeweils über neun Stunden vermessen.

Abb. 3.27 a) zeigt die ermittelte Zählrate nach der Messung mit einer magnetischen Flussdichte von  $B = 6,5 \text{ T}$ . Der Hauptstrahl, d. h. die nicht gestreuten Neutronen, wurde mit einer Kadmiumblende ausgeblendet. Aus der bestimmten Zählrate kann nicht direkt auf ein Streuereignis geschlossen werden, da der Messhintergrund noch enthalten ist. Der Messhintergrund entsteht dadurch, dass die Neutronen auf dem Weg zur Probe an unter-

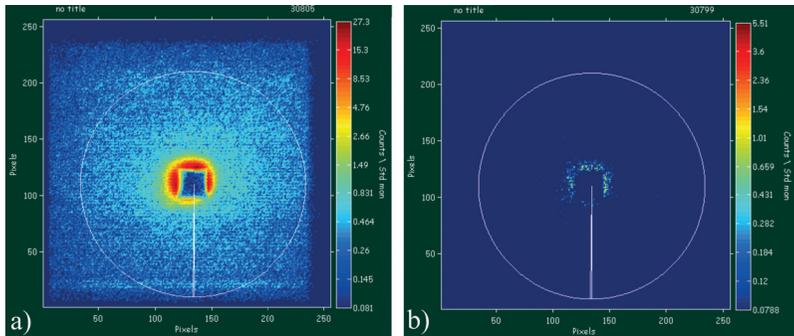


Abbildung 3.27: a) Streuereignisse nach einer Messung der Probe mit der Kennzeichnung DL 15 bei einer magnetischen Flussdichte von  $B = 6,5 \text{ T}$  ohne Abzug des Hintergrunds. b) Differenzbild der Streuereignisse von a) abzüglich des Messhintergrunds, d. h. Streusignal der Probe ohne externem Magnetfeld. Nach Abzug des Hintergrunds ist keine Streurrate detektierbar.

schiedlichen Umgebungsbedingungen wie der metallischen Umhausung des Magneten und der Probe sowie in der Umgebungsluft gestreut werden. Dieser Hintergrund überlagert die eigentliche Messung und muss zur besseren Sichtbarkeit der Streuung an Ytterbium-Ionen davon abgezogen werden. Im Fall der magnetischen Streuung wird somit als Messhintergrund eine Messung an der gleichen Detektorposition mit Probe, jedoch ohne äußeres Magnetfeld verwendet. Das Ergebnis einer Messung nach Abzug des Messhintergrunds ist in Abb. 3.27 b) als Differenzbild dargestellt.

Nur nahe am Hauptstrahl, der nicht vollständig ausgeblendet wurde, ergab sich ein leicht von null abweichendes Ergebnis. Dieses ist auf den Hauptstrahl zurückzuführen und resultiert nicht aus einem Streuereignis. Die weitere Auswertung aller Zählraten an den verschiedenen Detektorpositionen und bei den unterschiedlichen Magnetfeldern zeigte, dass kein Streuereignis im zur Verfügung stehenden Messbereich detektiert werden konnte.

### 3.7.3.2 Ergebnisse der nuklearen Streuung

Die nukleare Streuung dient ausschließlich dazu, festzustellen welche Clustergrößen mit diesem auf die Probengeometrie angepassten Messaufbau erfasst werden können. Hieraus leitet sich dann auch der Cluster-Größenbereich ab, innerhalb diesem mittels der vorher beschriebene magnetischen Streuung nach Ytterbium-Aluminium-Cluster gesucht wurde. Aus den Ergebnissen der nuklearen Streuung kann weiter geschlossen werden, innerhalb welches Cluster-Größenbereichs die Glasprobe als Cluster-frei gilt, und liefert damit zukünftigen Untersuchungen mit anderen Messmethoden einen Anhaltspunkt für deren

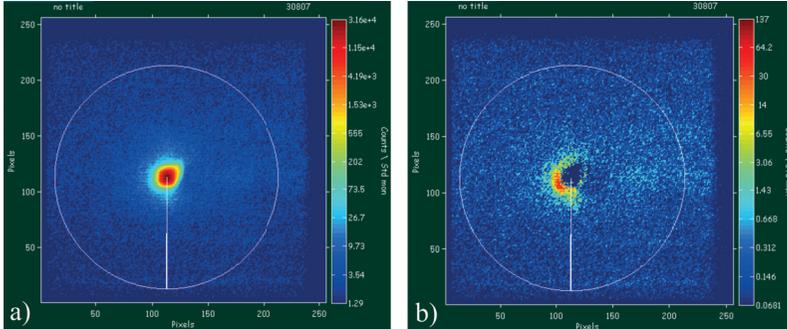


Abbildung 3.28: a) Normierte Zählrate der nuklearen Streuung nach neunstündiger Messung mit Probe ohne Abzug des Hintergrunds. b) Differenzbild zwischen den normierten Zählraten (Probenkennzeichnung DL 15) bei einer magnetischen Flussdichte von  $B = 6,5\text{ T}$  und ohne Probe.

benötigten Nachweisgrenzen. Vielleicht ermöglichen es diese zukünftigen Methoden, die Wirkmechanismen von Photodarkening besser zu verstehen, und machen PD-freie Fasern auch mit Ytterbium/Aluminium-Dotierung möglich, wie sie für Hochleistungslaser benötigt werden.

Bei der nuklearen Streuung wird die Streurrate ermittelt, die bei der Streuung des Neutrons am Kernpotenzial der Atome in der Glasmatrix entsteht. Der Atomkern kann hierbei als Punktstreuer betrachtet werden, der zu einer isotropen Streuung führt d.h. gleichmäßig über den Detektor verteilte *Counts*. Aus der nuklearen Streuung folgt somit, welche unterschiedlichen Clustergrößen mit dem Instruments MIRA unter Verwendung der gesamten Probenumgebung erfasst werden können. Für die Bestimmung der nuklearen Streuung wurde bei den verschiedenen Detektorpositionen (siehe Tabelle 3.4) noch eine zusätzliche Hintergrundmessung durchgeführt. Zur Bestimmung des Hintergrunds wurde die Probe ausgebaut und der Neutronenstrahl streut nur an der Probenumgebung, ohne nukleare Streuung an den Kernpotenzialen der Glasmatrix.

Bei der Auswertung der Streusignale wurde die Streurrate ohne Probe (Hintergrund) von der Streurrate mit Probe abgezogen. Die nukleare Streuung ist dabei unabhängig vom äußeren Magnetfeld.

Da bei der Messung der Streusignale mit Probe Absorptionsverluste auftreten, müssen diese bei der Differenzenbildung beider Messsignale berücksichtigt werden. Hierfür werden beide Messungen vor Differenzenbildung normiert.

In Abb. 3.28 a) ist die normierte Zählrate des Detektors für eine neunstündige Messung der Probe mit der Kennzeichnung DL 15 bei einer magnetischen Flussdichte  $B = 6,5\text{ T}$  dargestellt. Nach Abzug der Hintergrundmessung entsteht das Differenzbild (siehe Abb. 3.28 b).

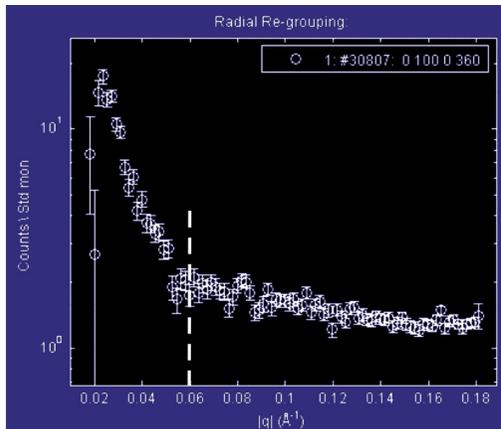


Abbildung 3.29: Integrierte Zählrate der nuklearen Streuung aus der Differenz von Probenstreuung und Hintergrundmessung für die Probe mit der Kennzeichnung DL 15 bei einem Abstand von 660 mm von der Probe.

Es ergibt sich eine von null verschiedene Zählrate, homogen verteilt über die gesamte Detektorfläche. Dies folgt aus einer isotropen Streuung an den Atomkern der Glasmatrix.

Um den Messbereich des Versuchsaufbaus zu bestimmten innerhalb diesem Cluster überhaupt erfasst werden können, wird die Zählrate über die Detektorfläche integriert. Dies ist in Abb.3.29 exemplarisch bei einem Abstand von 660 mm von der Probe dargestellt. Der Kurvenverlauf zeigt bei einem  $q$  von  $0,06 \text{ \AA}^{-1}$  einen un stetigen Verlauf, der auf die von Hand zugeschnittene und justierte Kadmiumblende zurückzuführen ist, welche den Hauptstrahl ausblenden soll. Mit  $x = \frac{2\pi}{q}$  entspricht der Ortskoordinate im reziproken Raum  $q$  der Ausdehnung  $x$  des Streuzentrums im realen Raum [146].

Hieraus folgt: Für Werte von  $q$  kleiner  $0,06 \text{ \AA}^{-1}$ , d. h. größere Streuzentren, überstrahlt der Hauptstrahl das Streuergebnis der nuklearen Streuung. Daher kann für  $q$  kleiner  $0,06 \text{ \AA}^{-1}$  kein Streueignis erfasst werden. Für den Bereich von  $0,06 \text{ \AA}^{-1}$  bis  $0,18 \text{ \AA}^{-1}$  lassen sich Zählraten aus der Kernstreuung ermittelt. Hieraus leitet sich mit  $x = \frac{2\pi}{q}$  für die Detektorposition 660 mm eine untere bzw. obere Messgrenze von  $35 \text{ \AA}$  bzw.  $105 \text{ \AA}$  ab. Damit konnten bei der zuvor dargestellten magnetischen Streuungen, für diese Detektorposition, Cluster in diesem Größenbereich prinzipielle nachgewiesen werden.

Diese Auswertung wurde für die beiden anderen Detektorpositionen in gleicher Art und Weise durchgeführt. Für die Detektorposition 2140 mm konnte ein erfasster Cluster-Größenbereich von  $250 \text{ \AA}$  bis  $110 \text{ \AA}$  bestimmt werden. Der erfasste Größenbereich der mittleren Detektorposition überlappte mit den beiden anderen Bereichen und sind somit unerheblich für die Bestimmung des Messbereichs der Experimentierumgebung.

### Fazit aus den Untersuchungen mit Neutronenstreuung

Mit der Experimentierumgebung MIRA konnten innerhalb des bestimmten Messbereichs von 3,5 nm bis 25 nm keine Cluster nachgewiesen werden. Die Untersuchungen des Magnetisierungsverhaltens haben aber gezeigt, dass sich Ytterbium-Ionen bzw. Ytterbium-Aluminium-Cluster im externen Magnetfeld ausrichten. Daraus folgt, dass im Falle einer Streuung mit einem deutlich nachweisbaren Streueignissen zu rechnen gewesen wäre.

Da Neutronen im Gegensatz zu Photonen (z.B. Röntgenstrahlen) ebenso wie das Ytterbium-Ion ein magnetisches Moment besitzen, ist ein Nachweisverfahren, das Neutronen verwendet weiterhin besonders geeignet. Vorteile der Neutronenstreuung sind weiter, dass die gesamte Glasprobe mit einer Kantenlänge von mehreren Zentimetern vollständig erfasst werden kann und diese dabei nicht beeinflusst wird.

Bei den hier gezeigten Untersuchungen wurde mit dem Instrument MIRA ein ergebnisloser Messbereich abgedeckt, andere Messinstrumente die ebenfalls Neutronen einsetzen könnten einen anderen Messbereich erfassen, denkbar hierbei wäre der Einsatz eines Neutronen-Diffraktometers [151].

Dieses Messverfahren hat eine Nachweisgrenze unterhalb von 3,5 nm und so bestehen zukünftig gute Chancen, Cluster nachzuweisen und so systematische Fertigungsverfahren und chemische Glaszusammensetzungen für PD-freie Fasern zu entwickeln.



# 4 Grenzen der Leistungsskalierbarkeit

Im diesem Kapitel werden die Leistungsskalierungsgrenzen von Faserlasern bzw. Faserverstärkern dargestellt und diskutiert. Diese Grenzen der Ausgangsleistung ergeben sich zum einen aus der im Laser freigesetzten Wärme und zum anderen aus der hohen Intensität die im Faserkern entstehen kann und zu nichtlinearen Effekten führt.

Für die Beurteilung der thermischen Grenzen aufgrund der im Laser frei werdende Wärme werden nachfolgend die unterschiedlichen Formen des Wärmetransports näher betrachtet, die zur Kühlung der Faser beitragen. Bei dieser Betrachtung werden die Wärmestrahlung, die Konvektion mit einem Luftstrom und die Wärmeleitung in einen Kühlkörper berücksichtigt und deren jeweiliger Beitrag bestimmt.

Bei der Untersuchung der Begrenzung der Ausgangsleistung durch nichtlineare Prozesse werden insbesondere die beiden in Glasfasern dominierenden Effekte, die stimulierte Raman-Streuung (SRS) und stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) näher untersucht.

## 4.1 Thermische Grenzen

Bevor auf den Wärmetransport eingegangen wird, soll zunächst die Entstehung der Wärme in der aktiven Faser und die daraus resultierende Temperaturerhöhung diskutiert werden.

Beim Pumpen eines Faserlasers entsteht im dotierten Faserkern Wärme, durch nichtstrahlende Übergänge. Bei einem Vierniveau-System beispielsweise sind dies die Übergänge vom Pumpniveau zum oberen Laserniveau und vom unteren Laserniveau in das Grundniveau. Hintergrundverluste, z. B. durch Absorption, können bei der hier gegebenen Darstellung vernachlässigt werden da deren Beitrag vergleichsweise gering ist.

Die im Laser mindestens frei werdende Wärmeleistung

$$P_w = P_{\text{abs}} \cdot (1 - \eta_{\text{Stokes}}) \quad (4.1)$$

hängt von der absorbierten Pumpleistung  $P_{\text{abs}}$  und von der Stokes-Effizienz [51]

$$\eta_{\text{Stokes}} = \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (4.2)$$

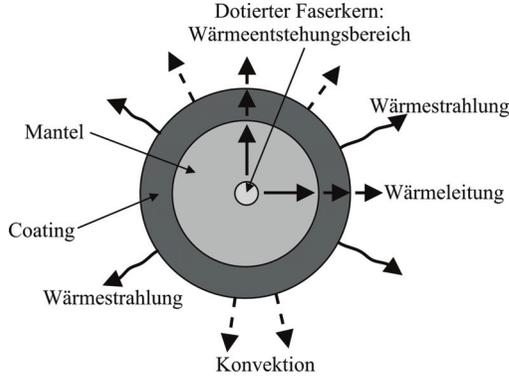


Abbildung 4.1: Schema für die verschiedenen Arten des Wärmetransports: Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Konvektion. Die Wärmestrahlung und die Konvektion wirken nur an der Faseroberfläche.

ab. Die Stokes-Effizienz gibt das Verhältnis der Energie der PumpPhotonen mit der Wellenlänge  $\lambda_p$  zur Energie des Laserphotons mit der Wellenlänge  $\lambda_l$  an. Die Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserphoton verbleibt als Wärme im Laser.

Daraus folgt die während einer Zeiteinheit  $\Delta t$  im Laser entstehende Wärme

$$\Delta Q_w = P_{\text{abs}} \cdot (1 - \eta_{\text{Stokes}}) \cdot \Delta t \quad (4.3)$$

Mit der im aktiven Material freigesetzten Wärmeenergie steigt die Glasstemperatur an. Dieser Temperaturanstieg

$$\Delta T = \frac{\Delta Q_w}{m \cdot c_{\text{sp}}} \quad (4.4)$$

hängt von der Masse des erwärmten Glasvolumens  $m$  und die spezifische Wärmekapazität von Quarzglas  $c_{\text{sp}} = 1052 \text{ J}/(\text{kg K})$  ab. Dieser Temperaturerhöhung wirken die im Folgenden beschriebenen Wärmeverluste durch Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Konvektion (siehe Abb. 4.1) entgegen.

### 4.1.1 Wärmestrahlung

An der Oberfläche der aktiven Glasfaser wird die Wärme unter anderem durch Wärmestrahlung abgeführt. Die so abgeführte Leistung ist durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$\Phi_{\text{ges}} = \sigma \varepsilon A (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.5)$$

und die Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,6705 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$  gegeben [152]. Es beschreibt den Gesamtstrahlungsfluss  $\Phi_{\text{ges}}$  in Watt, der von einer heißen Fläche  $A$  mit einer Temperatur  $T_1$  und dem Emissionsgrad  $\varepsilon$  an die kalte Umgebung mit einer Temperatur  $T_2$  abgegeben wird. Für Quarzglas und Acrylat beträgt  $\varepsilon = 0,96$  [153].

Wird beispielsweise eine 1 m lange Acrylat beschichtete Faser mit einem Aussendurchmesser von  $520 \mu\text{m}$  betrachtet, so ergibt sich bei einer Oberflächentemperatur von  $T_1 = 80^\circ\text{C}$  und einer Umgebungstemperatur  $T_2 = 20^\circ\text{C}$  eine Kühlleistung von  $0,16 \text{ W}$ . Zum Vergleich: Ein Hochleistungsfaserlaser erzeugt bei einer Pumpabsorption von  $100 \text{ W}/\text{m}$  mit einer Stokes-Effizienz von  $94\%$  eine Wärmeleistung von  $6 \text{ W}/\text{m}$ . Dies zeigt, dass die Wärmestrahlung kaum zur Kühlung des Faserlasers beiträgt.

### 4.1.2 Konvektion mit einem Luftstrom

Die für einen Faserlaser einfachste und in ihrer Wirkung nicht zu vernachlässigende Kühlung ist durch Konvektion mit einem Luftstrom zu realisieren. Eine gute Kühlwirkung wird meist schon durch Aufstellen eines kleinen Lüfters erreicht.

Die Abgabe der Wärmeenergie von der Oberfläche der aktiven Faser an einen Luftstrom wird als Konvektion bezeichnet. Die folgende Darstellung ist an A. Tünnermann [154] angelehnt.

Der in Luft durch Konvektion abgegebene Wärmefluss

$$\Phi_{\text{kon}} = \alpha_{\text{k}} \cdot \Delta T \cdot A \quad (4.6)$$

hängt von der Fläche  $A$  und der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zur Umgebung ab.

Dabei ist

$$\alpha_{\text{k}} = C_{\text{Luft}} \left( \frac{\Delta T}{d} \right)^{1/4} \quad (4.7)$$

der von der Temperatur abhängige Wärmeübergangskoeffizient eines Zylinders mit dem Durchmesser  $d$  und  $C_{\text{Luft}} = 1,3 \text{ W}/(\text{m}^{1,75} \text{ K}^{1,75})$ .

Analog zum Beispiel aus Abschnitt 4.1.1 wird bei einer Temperaturdifferenz von  $60 \text{ K}$  und einem Faseraussendurchmesser von  $520 \mu\text{m}$  eine Kühlleistung von  $2,5 \text{ W}/\text{m}$  erzielt. Der Wärmefluss durch Konvektion ist  $15$ -mal höher als durch Wärmestrahlung. Dennoch zeigt dieses Beispiel, dass dies für die vollständige Kühlung eines Hochleistungsfaserlasers nicht ausreicht. Die Kühlwirkung ist jedoch stark genug, um einen diodengepumpten Faserlaser bis zu einer Pumpabsorption von ca.  $30 \text{ W}/\text{m}$  hinreichend zu kühlen. Diese entspricht bei einer  $10 \text{ m}$  langen aktiven Faser einer Ausgangsleistung von rund  $250 \text{ W}$ .

Tabelle 4.1: Simulationsparameter zur Wärmeleitung.

Parameter	Einheit	Wert
Pumpwellenlänge	nm	1030
Laserwellenlänge	nm	1090
Wärmeleitfähigkeit Coating	W/(m K)	0,2
Wärmeleitfähigkeit Glasmantel	W/(m K)	1,2
Wärmeleitfähigkeit dotiertes Glas	W/(m K)	0,8
Kühlkörpertemperatur	K	293

### 4.1.3 Wärmeleitung

Hochleistungsfaserlaser mit einer Ausgangsleistung im kW-Bereich könnten mit den bisher dargestellten Kühltechniken durch Konvektion mit einem Luftstrom oder Wärmestrahlung nicht ausreichend gekühlt werden. Daher werden häufig die Ytterbium-dotierten Fasern auf einen metallischen Kühlkörper gelegt, der mit Kühlwasser durchströmt wird. Diese Kühlkörper sind aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit meist aus Kupfer oder Aluminium gefertigt, wodurch ein rascher Übertrag der Wärme von der Oberfläche des Kühlkörpers ins Kühlwasser möglich ist.

Die im Faserkern entstehende Wärme wird durch den Fasermantel aus Quarzglas und das Fasercoating aus Acrylat an die Oberfläche geleitet, wo die Abgabe der Wärme in den Kühlkörper durch Wärmeleitung stattfindet. Im Folgenden werden die Ergebnisse einer numerischen Simulation wiedergeben, welche die Kühlwirkung der Wärmeleitung berechnete, unter der Annahme einer ideale Anbindung der Faser an den Kühlkörper. Die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_w}{c_p \rho} \nabla^2 T + \frac{\dot{W}}{c_p \rho} \quad (4.8)$$

gilt in isotropen Medien unter der Annahme einer temperaturunabhängigen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_w$  und einer temperaturunabhängigen spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  [155].

Die Wärme, die aufgrund der Stokes-Verschiebung entsteht, wird durch eine Wärmequelle mit der Leistungsdichte  $\dot{W}$  mit der Einheit W/m<sup>3</sup> beschrieben. Da aufgrund der geringen Fasermasse und bei gegebener Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit die Faser schnell im thermischen Gleichgewicht ist, werden im Folgenden nur stationäre Temperaturfelder, d. h.  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , betrachtet. Damit vereinfacht sich Gleichung 4.8 zu

$$0 = \lambda_w \nabla^2 T + \dot{W}. \quad (4.9)$$

Die stationäre Wärmeleitungsgleichung 4.9 wurde mithilfe der Funktion „pdepe“ [156], die für das Lösen von partiellen eindimensionalen Differenzialgleichungen vorgesehen ist, in MATLAB numerisch gelöst. Die dabei verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

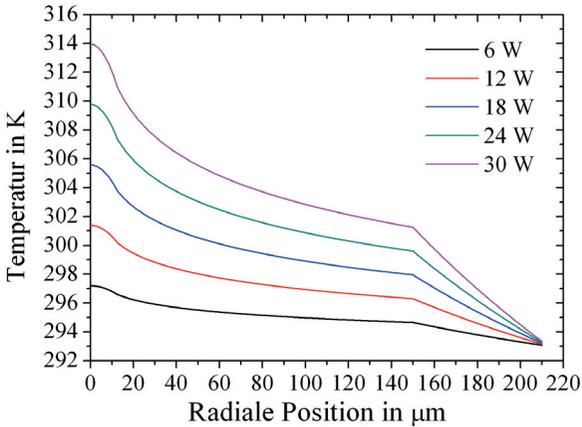


Abbildung 4.2: Numerisch berechnete radiale Temperaturverläufe in einer aktiven Faser mit  $25\ \mu\text{m}$  Kerndurchmesser,  $300\ \mu\text{m}$  Manteldurchmesser und einem  $60\ \mu\text{m}$  dicken Coating aus Acrylat für unterschiedliche Wärmeleistungen in der Faser.

Bei der Simulation wurde für die Wärmeentstehung im Faserlaser ein Scheibenlaser als Pump laser bei einer Wellenlänge von  $1030\ \text{nm}$  und einer Laseremissionswellenlänge von  $1090\ \text{nm}$  zugrunde gelegt. Damit weist dieses Lasersystem eine Stokes-Effizienz von  $94\%$  auf, demnach werden also  $6\%$  der Pumpleistung als Wärme im Laser freigesetzt. Zur Vereinfachung wurde die Absorption der Pumpleistung als homogen, sowohl über den Querschnitt des Faserkerns als auch entlang der Faser, angenommen.

Für die Simulation wurde eine aktive Faser mit einer Länge von  $1\ \text{m}$  betrachtet. Sie hatte einen Kerndurchmesser von  $25\ \mu\text{m}$  und einen Manteldurchmesser von  $300\ \mu\text{m}$ , der Mantel war mit einer  $60\ \mu\text{m}$  dicken Acrylat-Schicht überzogen. Das in Abb. 4.2 gezeigte Ergebnis der Simulation stellt den stationären radialen Temperaturverlauf innerhalb der Faser für unterschiedliche Wärmeleistungen dar. Als Randbedingung wurde in der Simulation eine Kühlkörpertemperatur von  $293\ \text{K}$  festgelegt. Aufgrund der als ideal angenommenen Anbindung der Faser an den Kühlkörper entspricht dies der Oberflächentemperatur der Faser. Bei einer Pumpleistung von  $5000\ \text{W}$  kommt es im Faserkern zu einer Temperaturerhöhung um  $19\ \text{K}$ . Die Simulationsergebnisse zeigen somit, dass bei idealer Kühlung, trotz der geringen Wärmeleitfähigkeit von Glas und Acrylat, die Kerntemperatur nur wenig ansteigt.

Die Simulation zeigt eine deutliche Änderung im Temperaturverlauf an der Grenzfläche zwischen Glasmantel und Acrylat, hervorgerufen durch die geringe Wärmeleitfähigkeit des Acrylat-Coatings. An dieser Grenzfläche betrug, bei einer Pumpleistung von  $5000\ \text{W}$ ,

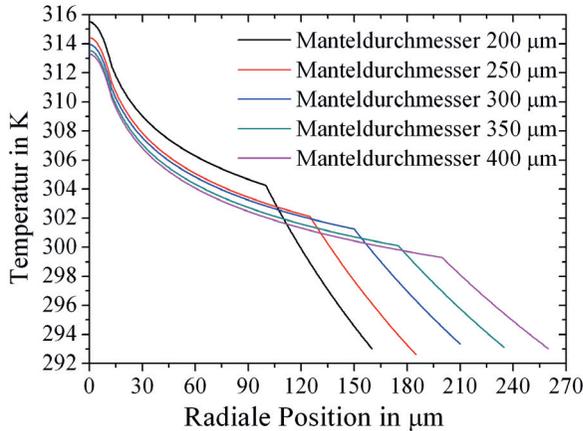


Abbildung 4.3: Numerisch berechnete radiale Temperaturverläufe in einer aktiven Faser mit  $25\ \mu\text{m}$  Kerndurchmesser, verschiedenen Manteldurchmessern und einem  $60\ \mu\text{m}$  dicken Coating aus Acrylat. Die Simulationen wurden für eine Wärmeleistung von  $30\ \text{W/m}$  durchgeführt, wie sie bei einer Pumpleistung von  $5000\ \text{W}$  entstehen.

die berechnete Temperaturerhöhung  $10\ \text{K}$ . In Anbetracht der hohen Pumpleistung scheint diese Temperaturerhöhung nicht kritisch, jedoch wurde in der Simulation eine ideale Anbindung der Faser an die Wärmesenke vorausgesetzt. Die mit dieser Anbindung verbundene optimale Kühlwirkung lässt sich im realen Experiment nicht erzielen, und signifikant höhere Temperaturen werden erreicht. Dabei ist die maximal mögliche Oberflächentemperatur durch die Zersetzungstemperatur des Fasercoatings (z. B. Luvantix PC 370) von ca.  $358\ \text{K}$  ( $85^\circ\text{C}$ ) [157] gegeben und begrenzt damit die Leistungsskalierbarkeit von Faserlasern und -verstärkern.

Der Einfluss des Fasermanteldurchmesser auf die radiale Temperaturverteilung in der aktiven Faser ist in Abb. 4.3 dargestellt. Als Wert für die Wärmeleistung wurden wieder  $30\ \text{W/m}$  angenommen, wie sie bei einer Pumpleistung von  $5000\ \text{W}$  entsteht.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die Oberflächentemperatur auf dem Fasermantel mit zunehmendem Durchmesser abnimmt. In diesem Fall ist die Temperaturdifferenz mit rund  $5\ \text{K}$  für die betrachteten Manteldurchmesser von  $200\ \mu\text{m}$  bis  $400\ \mu\text{m}$  gering. Diese Differenz resultiert daraus, dass die Wärme durch die größere äußere Fasermantelfläche besser in den Kühlkörper abgeführt werden kann. Für die Auslegung des Fasermanteldurchmessers bei Faserlasern ist damit das Temperaturverhalten von untergeordneter Bedeutung und das Erzielen einer hohen Pumpabsorption (siehe Abschnitt 2.3.2) sowie das Erreichen einer guten Einkopplung der Pumpstrahlung (siehe Abschnitt 2.3.2.1) stehen im Vor-

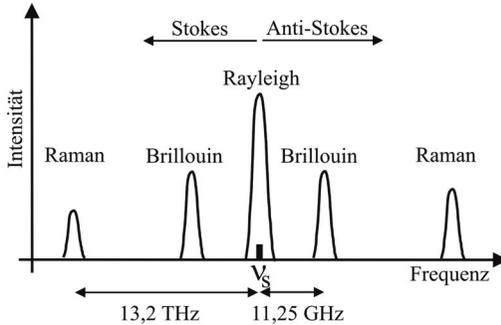


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des durch elastische und inelastische Streueffekte in Glasfasern entstehende Spektrum [158].  $\nu_s$  ist die Laserfrequenz.

dergrund. Der Kerndurchmesser wurde bei der Simulation nicht variiert, da er für das Erreichen einer guten Strahlqualität des Lasers vorgegeben ist.

Werden die unterschiedlichen Arten des Wärmetransports wie Wärmestrahlung, Konvektion und Wärmeleitung miteinander verglichen, so zeigt sich, dass die Wärmestrahlung kaum einen Beitrag zur Kühlwirkung liefert. Durch konvektive Kühlung mit einem Luftstrom können Faserlaser mit einer Ausgangsleistung von ca. 250 W realisiert werden. Insgesamt ist der dominierende Kühlprozess eines Hochleistungsfaserlasers aber die Wärmeleitung in eine Wärmesenke.

## 4.2 Rayleigh-Streuung und nichtlineare Streuung

Die Propagation der Laserstrahlung in Glasfasern wird sowohl von elastischen als auch von inelastischen Streuprozessen beeinflusst. Bei der inelastischen Streuung handelt es sich um eine nichtlineare Streuung in der Faser, die bei einer hohen Intensität ab einer bestimmten Schwelle auftritt. Die beiden dominierenden inelastischen Streuprozesse in Fasern sind die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) und die stimulierte Raman-Streuung (SRS) [158]. Diese nichtlinearen Streuprozesse sind für Faserlaser bzw. -verstärker eine Leistungsskalierungsgrenze, da sie bei einer starken Ausprägung zur Zerstörung der Faser führen können, weshalb im Folgenden diese Grenzen genauer untersucht werden.

Tritt eine dieser Streuungen in der Faser auf, so zeigen sich im Spektrum zwei zusätzliche Linien, die Stokes- und die Anti-Stokes-Linie. Diese Linien entstehen durch die Emission bzw. Absorption eines Photons durch ein Phonon (siehe Abb. 4.4), und es kommt zur Abgabe bzw. Aufnahme von Energie aus der Glasmatrix. Hierbei erreicht die Anti-Stokes-Streuung eine höhere Intensität als die Stokes-Streuung. Dies folgt aus der höheren Wahrscheinlichkeit, Energie bei der Photon-Phonon-Wechselwirkung an das Phonon abzugeben

(längere Wellenlänge), als Energie während der Wechselwirkung vom Phonon aufzunehmen. Die Linien, welche direkt an die Laserfrequenz  $\nu_s$  anschließen, werden als 1. Stokes bzw. 1. Anti-Stokes bezeichnet. Ist die Intensität so hoch, dass die Linien der 1. Ordnung wiederum die Schwelle erreichen, so kaskadiert die Strahlung weiter zur 2. Ordnung. Dies setzt sich bis zum Unterschreiten der Schwellintensität fort.

Neben der inelastischen Streuung tritt auch ein elastischer Streuprozess in Glasfasern auf, die Rayleigh-Streuung. Die Rayleigh-Streuung ist unabhängig von der Intensität, die in der Faser geführt wird, und ist Hauptbestandteil der Hintergrunddämpfung in Fasern. Durch diese Dämpfung wird die Ausgangsleistung des Faserlasers bzw. -verstärkers vermindert. Die Hintergrunddämpfung wurde bei den in dieser Arbeit realisierten Lasern mitberücksichtigt.

### 4.2.1 Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung ist der dominierende Verlustmechanismus in Glasfasern [159]. Es handelt sich um eine elastische Streuung an Strukturen, die kleiner sind als die Wellenlänge des gestreuten Lichts. Diese Strukturen sind meist Dichte- sowie Konzentrationsfluktuationen [160] im Glas. Die Dämpfung der Laserstrahlung entsteht durch die Streuung in alle Raumrichtungen, sodass die Leistung am Faserausgang nicht mehr zur Verfügung steht. Ein Teil der gestreuten Laserstrahlung kann in der Faser wieder geführt werden und auch in die entgegengesetzte Richtung propagieren.

Die Stärke der Dämpfung durch die Rayleigh-Streuung wird durch den Rayleigh-Dämpfungskoeffizienten [161]

$$\alpha_{\text{Rayleigh}} = \frac{R_{\text{Rayleigh}}}{\lambda^4} \quad (4.10)$$

beschrieben. Der Rayleigh-Streukoeffizient  $R_{\text{Rayleigh}}$ , der typisch zwischen 0,7 und 0,9 dB/(km  $\mu\text{m}^4$ ) liegt, kann nicht analytisch hergeleitet werden. Dieser empirisch ermittelte Parameter hängt nicht nur von den Materialeigenschaften, wie N.A. des Faserkerns und Kodotanden der Faser, sondern auch vom Herstellungsprozess der Faser, wie der Ziehgeschwindigkeit und der Ziehtemperatur [160] ab.

### 4.2.2 Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS)

SBS ist eine nichtlineare Streuung und entsteht durch die sogenannte Elektrostriktion [162]. Bei der Elektrostriktion verändert sich die Dichte eines Dielektrikums durch Einwirkung einer elektromagnetischen Welle; dabei führt eine hohe Intensität zu einem Anstieg des Brechungsindex. Brillouin-Streuung tritt zu Beginn als spontane Streuung an thermisch induzierten akustischen Phononen auf. Das spontan gegen die Ausbreitungsrichtung gestreute Licht interferiert mit der einfallenden Strahlung. Durch die Interferenz und die damit verbundene Intensitätsmodulation entlang der Faser entsteht durch Elek-

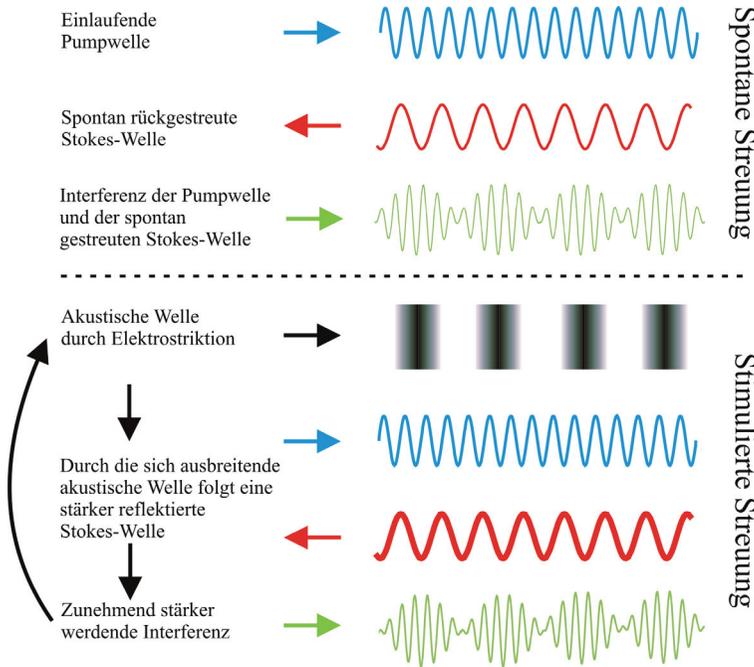


Abbildung 4.5: Schematische Beschreibung der Entstehung der stimulierten Brillouin-Streuung nach A. Kobayakov [163].

trostriktion eine Dichtemodulation, d. h. eine akustische Welle. Diese breitet sich mit Schallgeschwindigkeit  $v_a$  aus und streut die Laserstrahlung in die der einfallenden Strahlung entgegengesetzte Richtung. Mit zunehmender Intensität der gestreuten Strahlung nimmt die Amplitude des Interferenzmusters zu, und die Amplitude der akustischen Welle steigt ebenfalls an. Dadurch wächst die zurück gestreute Leistung rapide an, bis nahezu die gesamte Strahlung reflektiert wird. Findet dies statt, so kann der gesamte Laseraufbau zerstört werden. Die Entstehung der SBS ist zusammenfassend in Abb. 4.5 grafisch dargestellt. Die spektrale Verschiebung der Stokes- bzw. Anti-Stokes-Linie eines Longitudinalmodes ist durch die Brillouin-Verschiebung [159]

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_1 v_A}{\lambda_1} \tag{4.11}$$

gegeben. Sie liegt bei einer Wellenlänge der einfallenden Strahlung von  $\lambda_1 = 1 \mu\text{m}$  typisch zwischen  $\nu_B = 10 \text{ GHz}$  und  $20 \text{ GHz}$ . Die Frequenz  $\Omega_B = \omega_1 - \omega_s$  folgt aus der Energieerhal-

tung zwischen dem Laserstrahlungsphoton  $\omega_1$  und dem Stokes-verschobenen Photon  $\omega_s$ . Des Weiteren enthält die spektrale Verschiebung die Schallgeschwindigkeit  $v_a = 5,96$  km/s und den Brechungsindex  $n_1 = 1,45$  von Quarzglas.

$\nu_B$  ist die Verschiebung eines einzelnen Longitudinalmodes innerhalb des Laserspektrums. Ist das Laserspektrum breit, so muss die Verstärkungsbandbreite der stimulierten Brillouin-Streuung berücksichtigt werden. Die Breite der Brillouin-Verstärkung wird durch die spektrale Verstärkungsbandbreite [159]

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} \quad (4.12)$$

(FWHM) bestimmt.

Die Verstärkungsbandbreite beträgt typisch 10 MHz bis 30 MHz, abhängig von der jeweiligen Glasfaser, da die Phononenlebensdauer  $\tau_{Ph} = \Gamma_B^{-1} \approx 10$  ns von der chemischen Zusammensetzung des Glases abhängt. Beispielsweise hat ein typisches Faserlaserspektrum bei einer Wellenlänge von 1  $\mu\text{m}$  eine spektrale Breite von 600 GHz (2 nm). Das Laserspektrum ist um ein Vielfaches breiter als das Verstärkungsspektrum der SBS-Streuung, und es wird nur ein Teil des Spektrums SBS-verschoben.

Nach der Beschreibung der spektralen Verschiebung folgt nun die Darstellung der SBS-Verstärkung, mit der die Schwelleistung für SBS berechnet wird. Die Intensität  $I_s$  der Stokes-Welle nimmt entlang der Ausbreitungsrichtung, welche der Ausbreitungsrichtung der Intensität  $I_1$  der einfallenden Strahlung entgegengesetzt ist, mit dem Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B(\Omega)$  gemäß [159]

$$-\frac{dI_s}{dz} = g_B(\Omega)I_1I_s \quad (4.13)$$

zu. Darin enthalten ist der Brillouin-Verstärkungskoeffizient [159]

$$g_B(\Omega) = g_{\text{SBSmax}} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (4.14)$$

der von der Frequenz  $\Omega$  und vom maximalen Brillouin-Verstärkungskoeffizienten [159]

$$g_{\text{SBSmax}} = g_B(\Omega_B) = \frac{8\pi^2\gamma_e^2}{n_1\lambda_1^2\rho_{\text{Quarz}}c\nu_a\Gamma_B} \approx 3 - 5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W} \quad (4.15)$$

abhängt. Der maximale Brillouin-Verstärkungskoeffizient entspricht dem Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B$  bei einer Frequenz von  $\Omega = \Omega_B$  [159].

Die Maximalverstärkung hängt von der elektrostriktiven Konstante  $\gamma_e^2 \approx 0,902$  und der Dichte von Quarzglas  $\rho_{\text{Quarz}} = 2210$  kg/m<sup>3</sup> ab. Des Weiteren ist der maximale Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_{\text{SBSmax}}$  von der zeitlichen Änderung der Phase des einfallenden Laserstrahls abhängig.

Wird SBS mit einem Laser mit sich schnell verändernder Phase angeregt (dies gilt z. B. für alle nicht Einfrequenz-Laser), so zeigt der maximale Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_{\text{SBSmax}}$  eine Abhängigkeit von der Linienbreite des einfallenden Laserstrahls  $\Delta\nu_l$ . Die maximale SBS-Verstärkung reduziert sich dabei um den Faktor  $\Delta\nu_B/(\Delta\nu_l + \Delta\nu_B)$  [164]. Hieraus folgt, dass mit zunehmender spektraler Breite des Pumplasers die maximale Brillouinverstärkung abnimmt. SBS bewirkt somit besonders für Hochleistungsfaserlaser mit schmalen Spektrum, die auf wenigen Longitudinalmoden oszillieren, oder Einzelfrequenz-Laser die nur auf einem Longitudinalmode oszillieren eine Leistungsskalierungsgrenze.

Basierend auf der spektralen Abhängigkeit der Brillouin-Streuung folgt die Beschreibung der Schwelleistung

$$P_{\text{SBS}} = \frac{21K A_{\text{eff}}}{g_{\text{B}}(\Omega) L_{\text{eff}}} \quad (4.16)$$

ab der die stimulierte Streuung in passiven Fasern auftritt [159], wobei im Folgenden auf  $A_{\text{eff}}$ ,  $K$  und  $L_{\text{eff}}$  im einzelnen eingegangen wird. Diese Leistung bezieht sich auf den Leistungsinhalt eines Longitudinalmodes und ist von der effektiven Modenquerschnittsfläche  $A_{\text{eff}}$  abhängig. Die effektive Modenquerschnittsfläche [159]

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{LP}} \, dA \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{LP}}^2 \, dA} \quad (4.17)$$

ist das Flächenintegral über die Intensitätsverteilung  $I_{\text{LP}}$  des Transversalmodes. Je geringer der Faserkerndurchmesser, desto kleiner  $A_{\text{eff}}$  und umso geringer die Schwelleistung, wodurch die Leistungsskalierung von Lasern mit einer hohen Strahlqualität begrenzt ist. Die Schwelleistung für SBS ist außerdem vom Polarisationszustand der einfallenden Strahlung abhängig. Diese Abhängigkeit wird in Gleichung 4.16 durch den Polarisationsfaktor  $K$  beschrieben. Ist die einfallende Strahlung vollständig linear polarisiert, folgt für den Polarisationsfaktor  $K = 1$ . Ist hingegen die Strahlung vollständig unpolarisiert, so ist  $K = 1,5$ , und die SBS-Schwelleistung erhöht sich. Die Schwelleistung ist zusätzlich von der effektiven Faserlänge

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha_1 L}}{\alpha_1} \quad (4.18)$$

abhängig [159]. Durch den Dämpfungskoeffizienten  $\alpha_p$  der Faser bei der einfallenden Strahlungswellenlänge reduziert sich die tatsächliche Faserlänge  $L$  auf die effektive Länge  $L_{\text{eff}}$ . Der Dämpfungskoeffizient der Hintergrunddämpfung einer aktiven Faser ist  $\alpha_1 \approx 0,01/\text{m}$ . Bei passiven Fasern ist die Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung generell geringer.

Abb. 4.6 zeigt die berechnete SBS-Schwelleistung für einen Longitudinalmode in Abhängigkeit von der effektiven Faserlänge. Dabei wird diese für unterschiedliche Kerndurchmesser beziehungsweise Modenquerschnittsflächen aufgetragen. Mit zunehmendem

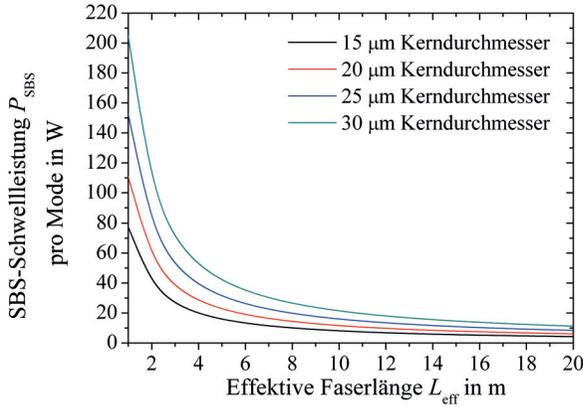


Abbildung 4.6: SBS-Schwelleistung eines Longitudinalmodes, aufgetragen für verschiedene Kerndurchmesser in Abhängigkeit von der effektiven Faserlänge  $L_{\text{eff}}$ . Für die Berechnungen wurde eine unpolarisierte Laserstrahlung ( $K = 1,5$ ) angenommen und ein Brillouin-Verstärkungskoeffizient von  $g_{\text{B}}(\Omega) = 4 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$  verwendet. Des Weiteren wurden eine N.A. des Faserkerns von  $\text{N.A.} = 0,06$  und eine Hintergrunddämpfung von  $\alpha_1 = 0,01/\text{m}$  berücksichtigt.

Tabelle 4.2: Effektive Modenquerschnittsflächen für verschiedene Kerndurchmesser bei einer N.A. des Faserkerns von  $\text{N.A.} = 0,06$

Kerndurchmesser	effektive Modenquerschnittsfläche
15 $\mu\text{m}$	$183 \cdot 10^{-12} \mu\text{m}^2$
20 $\mu\text{m}$	$262 \cdot 10^{-12} \mu\text{m}^2$
25 $\mu\text{m}$	$361 \cdot 10^{-12} \mu\text{m}^2$
30 $\mu\text{m}$	$484 \cdot 10^{-12} \mu\text{m}^2$

Kerndurchmesser können mehr Transversalmoden geführt werden, wodurch sich die in Tabelle 4.2 aufgeführten effektiven Modenquerschnittsflächen ergeben. Die Anzahl der geführten Moden ist nicht proportional zum Kerndurchmesser, sondern steigt abschnittsweise an. Für die Darstellung wurde eine N.A. des Faserkerns von  $\text{N.A.} = 0,06$  und eine Hintergrunddämpfung von  $\alpha = 0,01/\text{m}$  verwendet.

Die Abbildung zeigt, dass mit Zunahme der Faserlänge die Schwelleistung, bezogen auf einen Longitudinalmode, abnimmt und sich mit dem doppelten Kerndurchmesser nahezu verdreifacht. Dies folgt daraus, dass große Kerndurchmesser deutlich mehr Moden führen als kleine Kerndurchmesser und sich dadurch die effektive Modenquerschnittsfläche  $A_{\text{eff}}$  überproportional erhöht.

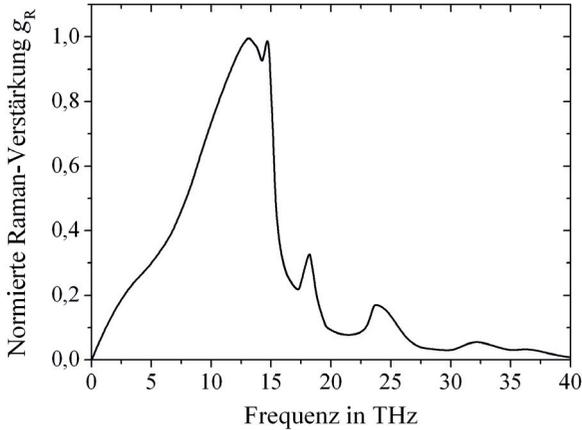


Abbildung 4.7: Experimentell bestimmte normierte Raman-Verstärkung in Quarzglas für zueinander gleich orientierter polarisierter einfallender und gestreuter Laserstrahlung, aufgetragen in Abhängigkeit von der Frequenz [159]. Bei einer Frequenzverschiebung von 13 THz wird die höchste Verstärkung erzielt.

Faserlaser, die in der Materialbearbeitung Anwendung finden, sind spektral breit und verteilen ihre Leistung auf viele Moden. Beträgt die spektrale Breite beispielsweise  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$  (entspricht 600 GHz bei  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ) bei einer Faserlänge von 10 m, so kann sich die Laserleistung auf 40.000 Longitudinalmoden verteilen. Selbst wenn nur 1/10 dieser Longitudinalmoden oszilliert, kann mit einem Kerndurchmesser von  $25 \mu\text{m}$  ein Laserstrahl mit einer Leistung von 40 kW frei von SBS propagieren. In dieser Abschätzung wurde somit gezeigt, dass vor allem Einzelfrequenz-Grundmode-Laser bei der Leistungssteigerung durch die stimulierte Brillouin-Streuung begrenzt sind. Bei Hochleistungsfaserlasern mit einem breiten Spektrum verteilt sich die Laserleistung über viele Longitudinalmoden, sodass die Schwelleistung für das Auftreten von SBS nicht erreicht wird.

### 4.2.3 Stimulierte Raman-Streuung (SRS)

Die stimulierte Raman-Streuung tritt durch eine inelastische Streuung an optischen Phononen auf. Diese Streuung beginnt, ebenso wie SBS, durch eine thermisch induzierte spontane Streuung. Im Gegensatz zur SBS wird die gestreute Laserstrahlung dabei nicht in die Richtung entgegengesetzt zur einfallenden Laserstrahlung gestreut, sondern propagiert in die gleiche Richtung. In Abb. 4.7 ist der Verlauf der Raman-Verstärkung für Quarzglas abhängig von der Frequenz bei der einfallenden Strahlungswellenlänge  $\lambda_1 = 1 \mu\text{m}$  aufgetragen. Dabei wird der maximale Raman-Verstärkungskoeffizient  $g_R \approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ m/K}$

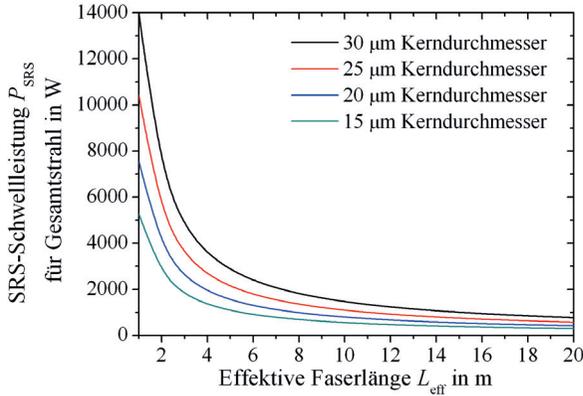


Abbildung 4.8: Berechnete SRS-Schwelleistung des Gesamtstrahls für den Leistungstransport in passiven Fasern für unterschiedliche Faserkerndurchmesser, aufgetragen in Abhängigkeit von der effektiven Faserlänge.

bei einer Frequenzverschiebung von 13 THz erreicht [159]. Das Verstärkungsspektrum erstreckt sich über einen Spektralbereich von 40 THz. Anders als bei der Brillouin-Streuung hängt die spektrale Verschiebung nicht von der Wellenlänge und der spektralen Breite des anregenden Lasers ab. Die stimulierte Raman-Streuung tritt ohne Rückkopplung ab der Schwelleistung

$$P_{\text{SRS}} = \frac{16A_{\text{eff}}}{g_{\text{R}}L_{\text{eff}}} \quad (4.19)$$

auf [159]. Die darin enthaltene effektive Faserlänge  $L_{\text{eff}}$  (Gleichung 4.18) und die effektive Modenquerschnittsfläche  $A_{\text{eff}}$  (Gleichung 4.17) sind identisch zu den entsprechenden Größen bei der SBS definiert. In Abb.4.8 ist die SRS-Schwelleistung für verschiedene Kerndurchmesser respektive Modenquerschnittsflächen (siehe Tabelle 4.2) in Abhängigkeit von der Faserlänge aufgetragen. Bei der Berechnung wurde angenommen, dass die in der Faser propagierende Laserstrahlung entlang der Faser konstant bleibt, d.h. ohne Berücksichtigung von Verlusten oder Verstärkung, wie einer Übertragung in einer passiven Faser (Transportfaser). Beim Vergleich der SRS-Schwelleistung und der SBS-Schwelleistung eines Longitudinalmodes ergibt sich aufgrund des größeren Verstärkungskoeffizienten  $g_{\text{R}}$  eine um drei Größenordnungen höhere SRS-Schwelle. Die stimulierte Raman-Streuung ist hierbei unabhängig von der Anzahl der longitudinalen Moden. Im Gegensatz zu SBS kann die Laserleistung somit nicht als auf viele Longitudinalmoden verteilt betrachtet werden. Die Schwelleistung für das Auftreten der stimulierte Raman-Streuung ist dadurch signifikant niedriger und folglich auch die Leistungskalierungsgrenze spektral breiter Hochleistungsfaserlaser.

Bislang erfolgte die Betrachtung unter Annahme einer konstanten Laserleistung entlang der Faser. In einem Faserlaser bzw. -verstärker baut sich die Laserleistung aber entlang der aktiven Faser sukzessive auf. Deshalb wurde für die Bestimmung der SRS-Schwelleistung die Laserleistung entlang der Faser integriert.

Für die Berechnung der Schwelleistung wurden die Faserparameter der aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC verwendet, die bei den Faserlaser-Experimenten (siehe Abschnitt 6.3.2) eingesetzt wurde. Gepumpt wurde der Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die gezeigten Simulationen wurden mit einer Erweiterung der Software RP Fiber Power erstellt. In der Simulation wurden zwei unterschiedliche Faserlaser-Konfigurationen untersucht, die bidirektionale und die unidirektionale.

In der unidirektionalen Konfiguration propagieren die Pump- und die Laserstrahlung in dieselbe Richtung. Dabei erfolgt die Einkopplung der Pumpstrahlung an einem Faserende, und die entstandene Laserstrahlung sowie die nicht absorbierte Pumpstrahlung werden durch das gegenüberliegenden Faserende ausgekoppelt. Diese nicht absorbierte Pumpleistung wird hierbei nicht wieder in die Faser zurückgeführt.

In der bidirektionalen Anordnung propagieren die Pumpstrahlung und die erzeugte Laserstrahlung in entgegengesetzte Richtungen, folglich wird die Laserstrahlung an der gleichen Faserfacette ausgekoppelt, an welcher die Pumpstrahlung einkoppelt wird. Diese Konfiguration ist effizienter als die unidirektionale Konfiguration, da bei der Einkopplung der Pumpstrahlung die höchste Inversion erzielt wird und gleichzeitig das stärkste Laserfeld vorliegt. So entsteht ein großer Teil der Laserleistung kurz vor der Auskopplung und unterliegt geringeren Hintergrundverlusten beim Transport entlang der Faser. Des Weiteren wird durch Reflexion der Pumpleistung am Faserende ein doppelter Pumpdurchgang erzielt und dadurch die Absorption gesteigert. Eine detaillierte Beschreibung der beiden Konfigurationen folgt in Abschnitt 6.1. Für einen Faserlaser der Länge  $L_f$  werden die vorwärts propagierende Laserstrahlung der Leistung  $P_{\text{Laser fw}}$  und die rückwärts propagierende Laserstrahlung der Leistung  $P_{\text{Laser bw}}$  entlang der Faser integriert. Die beginnende Oszillation bei der Wellenlänge der 1. Stokes-Linie ist durch die allgemeine Schwellbedingung  $G_R \cdot R_{\text{res}} \cdot T_{\text{res}} > 1$  gegeben. Bei den Resonatorverlusten  $T_{\text{res}}$  und einer entsprechenden Rückkopplung  $R_{\text{res}}$  des Resonators auf der Raman-Wellenlänge muss der Verstärkungsfaktor

$$G_R = \int_0^{L_f} \exp\left(g_R \frac{P_{\text{Laser fw}}(x) + P_{\text{Laser bw}}(x)}{r_{\text{Kern}}^2 \pi}\right) dx \quad (4.20)$$

so groß sein, dass das Produkt größer eins ist.

Beispielsweise ist mit einem Verstärkungsfaktor von  $G_R = 10^3$  die Schwellbedingung ( $G_R \cdot R_{\text{res}} \cdot T_{\text{res}} = 1$ ) für das Auftreten der stimulierten Raman-Streuung gerade erfüllt. Für die Berechnung der Schwelle wurde ein Reflexionsgrad von  $R_{\text{res}} = 0,12\%$ , der sich aus der Fresnel-Reflexion am Glas-Luft-Übergang an beiden Faserenden ( $R_{\text{Res 1}} = 3,5\%$ ,  $R_{\text{Res 2}} = 3,5\%$ ) ergibt, und ein Gesamtverlust von  $10\%$  ( $T_{\text{res}} = 0,90$ ) angenommen.

Abb. 4.9 zeigt für einen einfachen Pumpdurchgang (unidirektional gepumpt) den Verlauf des Raman-Verstärkungsfaktors  $G_R$  bei einer Pumpleistung von 5000 W in Abhängigkeit von der Faserlänge. Ab einer Faserlänge von 13 m nimmt der Verstärkungsfaktor einen Wert  $G_R > 10^3$  an. Damit wird die Schwellbedingung für eine Raman-Oszillation bei einer beidseitigen Reflexion von 3,5 % überschritten. In der Abbildung ist zusätzlich die ebenfalls durch Simulation bestimmte optimale Faserlänge von 15 m für einen effizienten Laserbetrieb eingezeichnet (punktierte Linie).

Die optimale Faserlänge kann ohne Raman-Streuung nur durch gezielte Reduktion der Rückkopplung ( $R_{\text{Res } 1,2} < 3,5\%$ ) auf der Raman-Wellenlänge verwendet werden. Wird die Pumpleistung auf 10 kW erhöht, so ergibt sich der in Abb. 4.10 gezeigte Verlauf. In diesem Fall ist der Raman-Verstärkungsfaktor nur bis zu einer maximalen Faserlänge von 8 m kleiner als  $10^3$ . Dies entspricht nicht der optimalen Faserlänge von 17 m, die in einer weiteren hier nicht dargestellten Simulation bestimmt wurde, die aber zum Erzielen einer hohen Lasereffizienz und damit ausreichende Pumpabsorption notwendig ist.

In Abb. 4.11 sind die Simulationsergebnisse in bidirektionaler Konfiguration bei 5 kW Pumpleistung dargestellt. Der Verstärkungsfaktor bleibt für alle betrachteten Faserlängen bis  $L_f = 16$  m unterhalb von  $10^3$ . Die optimale Faserlänge bei dieser Pumpleistung ist 11 m, als punktierte Linie im Diagramm dargestellt. Unabhängig von Laser- und Faserparameter ist beim bidirektional gepumpten Faserlaser die Raman-Verstärkung kleiner. Wie eingangs beschrieben, entsteht in dieser Konfiguration ein Großteil der Laserleistung kurz vor der Auskopplung. Dadurch ist die Propagationslänge bei hoher Leistung reduziert und die Schwellleistung erhöht. Auch ohne spezielle Unterdrückung der Rückkopplung ist ein Laserbetrieb ohne Raman-Oszillation möglich.

Wird die Betrachtung auf eine Pumpleistung von 10 kW erweitert (siehe Abb. 4.12), zeigt sich, dass ein effizienter Laserbetrieb auch bidirektional ohne SRS nicht möglich ist. Ausschließlich unterhalb einer Faserlänge von 7 m bleibt der Raman-Verstärkungsfaktor  $< 10^3$ . Bei einer Faserlänge von 7 m ist nicht nur die Effizienz (optimale Faserlänge 13 m) unzureichend, auch die thermische Grenze der Faser ist erreicht, und es würde im Experiment zur thermischen Zersetzung des Acrylat-Fasercoatings kommen.

Abschließend soll erörtert werden, welchen Einfluss die stimulierte Raman-Streuung auf den Faserlaser hat. Oszilliert ein Faserlaser bei 1090 nm und erreicht die SRS-Schwelleistung, so wird die Leistung der 1. Stokes-Linie bei ca. 1142 nm mit zunehmender Pumpleistung stetig verstärkt. Dies bedeutet eine um 5 % geringere Stokes-Effizienz und damit grob eine Verdopplung der im Laser frei werdenden Wärme. Durch den Temperaturanstieg der Faser kann es zu einer thermischen Zersetzung des Fasercoatings und damit zur Zerstörung des Lasers kommen.

Deutlich schwerwiegender als die zusätzliche Wärme ist der Wettbewerb um die Verstärkung des Lasers mit der Raman-verschobenen Laserlinie. Wird die Raman-Linie stetig verstärkt, so reduziert sie die durch den Pumplaser angeregte Inversion und vermindert

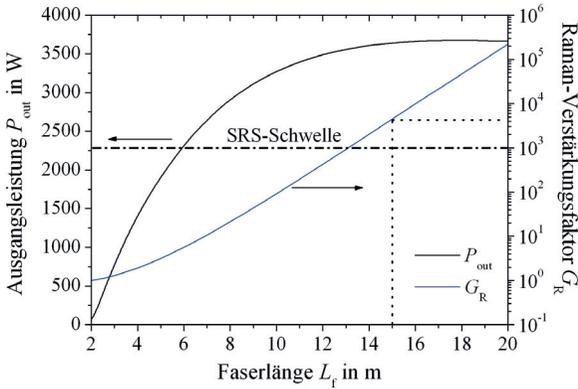


Abbildung 4.9: Simulierte Ausgangsleistung und Raman-Verstärkungsfaktor für einen unidirektional Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser. Dabei wurde eine Pumpleistung von 5000 W angenommen. Ab einer Faserlänge von 13 m wird ein Raman-Verstärkungsfaktor größer  $G_R > 10^3$  erreicht, bei gegebener Rückkopplung  $R_{\text{Res } 1,2} = 3,5\%$  führt dies zum Einsetzen des Raman-Effekts. Die im Diagramm enthaltene punktierte Linie gibt die optimale Faserlänge für einen effizienten Laserbetrieb an.

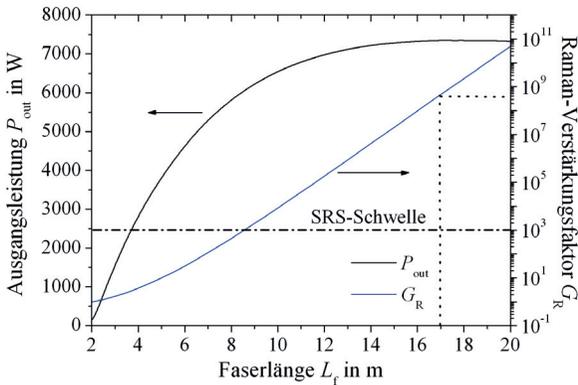


Abbildung 4.10: Simulierte Ausgangsleistung und Raman-Verstärkungsfaktor für einen unidirektional Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser, in Abhängigkeit von der Faserlaserlänge. Dabei wurde eine Pumpleistung von 10 kW bei einer Wellenlänge von 1030 nm angenommen. Der Raman-Verstärkungsfaktor ist nur bis zu einer Faserlänge von 8 m kleiner als  $10^3$ . Die im Diagramm enthaltene punktierte Linie gibt die optimale Faserlänge für einen effizienten Laserbetrieb an.

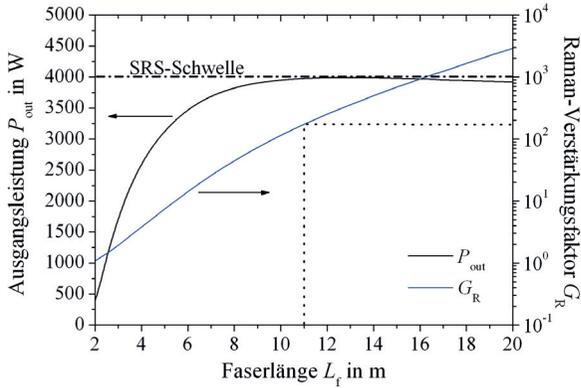


Abbildung 4.11: Simulierte Ausgangsleistung und Raman-Verstärkungsfaktor für einen bidirektionalen Faserlaser mit einer Pumpleistung von 5000 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die Ausgangsleistung ist nicht durch SRS begrenzt. Die punktierte Linie gibt bezüglich des effizienten Laserbetriebs die optimale Faserlänge an.

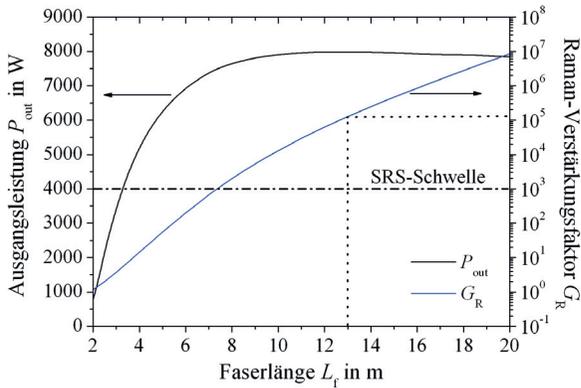


Abbildung 4.12: Simulierte Ausgangsleistung und Raman-Verstärkungsfaktor für einen bidirektionalen Faserlaser. Für die Simulation wurde eine Pumpleistung von 10 kW bei einer Wellenlänge von 1030 nm angenommen. Nur bis zu einer Faserlänge von 7 m ist der Raman-Verstärkungsfaktor  $< 10^3$ . Die im Diagramm enthaltene punktierte Linie gibt die optimale Faserlänge für einen effizienten Laserbetrieb an.

damit die Verstärkung des eigentlichen Lasers. Dadurch wird die Anregung des Raman-Lasers vermindert, bis es zum Zusammenbruch des Laserfelds kommt. Das wieder einsetzende Laser- bzw. Raman-Laserfeld zeigt dann zeitlich sehr kurze Überschwinger mit deutlich höherer Leistung (engl. *spiking*) als die Nominalleistung des Lasersystems [48], welche zur Zerstörung der Faser führen können.

### 4.3 Fazit zu den thermischen und durch nichtlineare Effekte hervorgerufenen Begrenzungen

Oszilliert der Laser schmalbandig oder einfrequenz, so bewirkt die SBS-Schwelleleistung eine Grenze der Leistungsskalierung. In spektral nicht eingeschränkten Faserlasern oszillieren hingegen so viele Longitudinalmoden, dass bei Faserlängen von beispielsweise 10 m ein Laserstrahl der Leistung  $> 10 \text{ kW}$  ohne Brillouin-Streuung propagieren kann.

Typische Hochleistungsfaserlaser, wie sie in der Materialbearbeitung Anwendung finden, haben ein breites Spektrum. Für diese Laser ist die Leistungsgrenze durch die spektral unabhängige SRS-Schwelleleistung gegeben [165]. Die Schwelleleistung kann nur durch einen größeren Kerndurchmesser oder eine kürzere Faser erhöht werden. Ein größerer Kerndurchmesser führt aber direkt zu einer unerwünschten Verschlechterung der Strahlqualität des Lasers. Durch eine kürzere aktive Faser kommt es bei gleicher Ausgangsleistung zu einem höheren Temperaturanstieg in der Faser, wodurch die Zersetzungstemperatur des Acrylat-Coatings früher erreicht wird. Zudem benötigt eine kürzere aktive Faser für einen effizienten Laserbetrieb eine höhere Dotierung, wobei es ohne besondere Kodotierung zu einem verstärkten Photodarkening (siehe Abschnitt 3.6) kommt.

Insgesamt begrenzt die thermische Last, die auf eine aktive Faser wirkt, die Leistungssteigerung von Faserlasern, da eine kürzere Faser die SRS-Schwelle deutlich anhebt, aber mit einer größeren frei werdenden Wärmeleistung pro Meter verbunden ist.



# 5 Linear polarisierter Scheibenlaser-Oszillator mit Faserlaserverstärker

Der Festkörperlaser hat in der Vergangenheit durch Steigerung seiner Brillanz stetig neue Anwendungsfelder erschließen können. Bei etablierten Prozessen, wie dem Laserstrahlschweißen und -schneiden, führte eine höhere Brillanz stets zu einer höheren Produktivität. Der Scheibenlaser ist durch die thermisch bedingte Phasenfrontstörung bezüglich Erreichen einer hohen Brillanz begrenzt. Eine Möglichkeit, die erreichte Brillanz weiter zu erhöhen, besteht im Einsatz der nachfolgend erläuterten Faserlaserverstärker (kurz: Faserverstärker) zur Verstärkung der in einem Scheibenlaser-Oszillator erzeugten Laserstrahlung.

Dazu werden in diesem Kapitel zwei verschiedene linear polarisierte Scheibenlaser-Oszillator mit Faserverstärker erläutert. Hierbei basiert ein Verstärker auf einer polarisationserhaltenden Faser und der andere Faserverstärker auf einer nicht-polarisationserhaltenden Faser.

## 5.1 Der Scheibenlaser als Seed-Laser

Allgemein ermöglichen Faserverstärker, die Ausgangsleistung des Seed-Oszillators durch stimulierte Emission zu verstärken. Hierbei bleiben die Strahleigenschaften wie Wellenlänge, Polarisation und Strahlqualität des Oszillators (Seed-Laser) erhalten. Vielfach sind spezielle Lasereigenschaften des Oszillators wie ein bestimmter Polarisationszustand, Grundmode-Betrieb oder einfrequenter Betrieb bei einer geringen Leistung einfacher zu realisieren als bei einer hohen Ausgangsleistung, da dann thermische Auswirkungen oder Effekte, die bei einer hohen Verstärkung auftreten, vermindert sind. Zu den thermischen Auswirkungen zählt beispielsweise die homogene spektrale Verbreiterung, zu den Folgen einer hohen Verstärkung das Oszillieren höherer Transversalmoden (siehe Abschnitt 2.7). Diese positiven Eigenschaften des Faserverstärkers sind jedoch mit einer generell höheren Komplexität und einem höheren Justageaufwand verbunden.

Besonders vorteilhaft ist der Scheibenlaser als Seed-Laser in Bezug auf die hohe Stokes-Effizienz, die im Diodenlaser-gepumpten Faserverstärker erzielt werden kann. Der Fa-

serverstärker mit Scheibenlaser-Oszillator erzielt bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm eine Stokes-Effizienz von 95 %. Hieraus folgt, dass rund halb soviel Wärme im Laser frei wird, als bei einem konventionell bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpten Faserlaser mit einer Emissionswellenlänge von 1070 nm (Stokes-Effizienz von 91 %). Diese deutlich geringere frei werdende Wärmemenge bietet ein hohes Skalierungspotenzial der Ausgangsleistung des Verstärkers (siehe Abschnitt 4.1).

Auch ist beim Einsatz des Scheibenlasers als Seed-Laser dessen geringe Empfindlichkeit gegenüber einer vom Verstärker rückläufigen Laserstrahlung von großem Nutzen. Diese resultiert daraus, dass der Scheibenlaser im Allgemeinen eine geringe Verstärkung hat und daher auch nur eine geringe Auskopplung von ca. 3 % (97 % Reflexion) aufweist. Dieser entsprechend hohe Reflexionsgrad des Auskopplers schützt den Laser vor rückläufiger Laserstrahlung vom Verstärker [166]. Tritt dennoch ein geringer Leistungsanteil in den Resonator ein, so führt die geringe Verstärkung zu keiner wesentlichen Beeinflussung der Laseroszillation. Damit kann auf Isolatoren, wie sie bei Faserverstärkern mit Faserlaser-Oszillator zum Einsatz kommen, verzichtet werden.

Der als Seed-Laser verwendete Yb:YAG-Scheibenlaser besteht aus dem Scheibenlasermodul B1 des IFSW mit einem 24-fachen Pumpdurchgang. Der Laser wurde von einem fasergekoppelten Diodenlaser (JOLD-75-CPXF-2P) mit einem Faserkerndurchmesser von 400  $\mu\text{m}$  und einer N.A. des Faserkerns von 0,22 gepumpt. Der Diodenlaser erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 85 W bei einer Wellenlänge von 940 nm.

Die Strahlqualität des Scheibenlasers-Seeds kann durch die Pumpfleckgröße auf der aktiven Scheibe und die Resonatorlänge des Lasers beeinflusst werden [117]. Um mit der zur Verfügung stehenden Yb:YAG-Scheibe, mit einem Krümmungsradius von 1600 mm, einen Grundmodebetrieb zu erreichen, wurde daher ein Pumpfleckdurchmesser von 1,6 mm und eine Resonatorlänge von 775 mm gewählt.

Der Scheibenlaser-Oszillator erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 45 W bei einer Pumpleistung von 85 W. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 53 %. Der differenzielle Wirkungsgrad betrug 62 % (siehe Abb. 5.1). Das Emissionsspektrum bei 30 W Ausgangsleistung ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Bei der maximalen Ausgangsleistung von 45 W hatte der Seed-Laser eine beugungsbegrenzte Strahlqualität von  $M^2 = 1,01$ . Dies wurde mit dem Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200 und einer Kamera COHU 4712 nach der Methode der zweiten Momente [167] festgestellt. Um eine polarisierten Laseremission zu erhalten, wurde ein Brewster-Fenster aus synthetischem Quarzglas (Thorlabs BW0801) in den Resonator eingebracht. Das im Brewster-Winkel ( $55^\circ 32''$ ) einjustierte Fenster erzeugte einen Verlust von 15 % für die s-Polarisation, wohingegen die p-polarisierte Laserstrahlung verlustfrei durch das Quarzglas transmittierte. Dieser Verlust reichte aus, um die Oszillation des s-polarisierten Modes vollständig zu unterdrücken, sodass der p-Polarisation die gesamte Verstärkung zur Verfügung stand.

Der Polarisationsgrad wurde mit dem Polarimeter PAX 5710 von Thorlabs bestimmt,

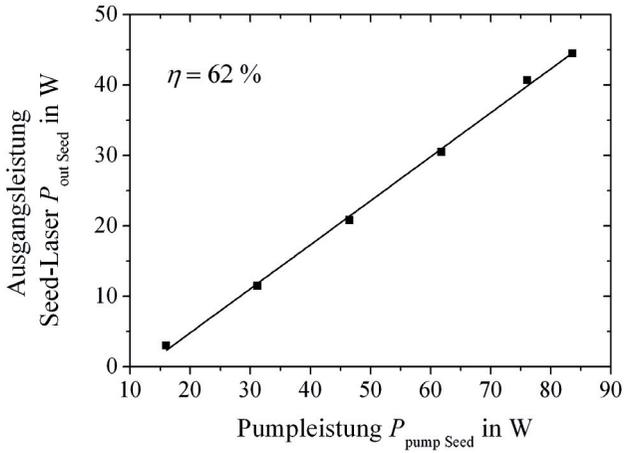


Abbildung 5.1: Leistungskennlinie des linear polarisierten Grundmode-Scheibenlasers. Der differentiellen Wirkungsgrad beträgt 62%.

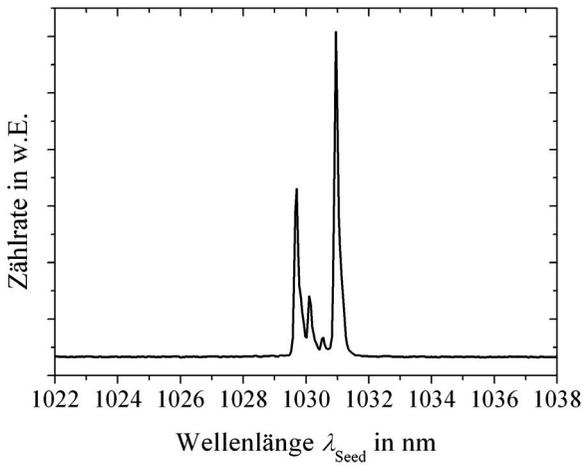


Abbildung 5.2: Spektrum des Yb:YAG-Scheibenlasers bei einer Ausgangsleistung von 30 W. (Spektrometer Ocean Optics HR 4000).

in dem die Werte der Komponenten des Stokes-Vektors (siehe Abschnitt 2.5) über einen Zeitraum von 30 s aufgenommen wurden. Da eine Veränderung der Polarisation durch Reflexion an einem HR-beschichteten Vielschichtspiegel (das Beschichtungsmaterial ist meist doppelbrechend) nicht ausgeschlossen werden konnte, erfolgte die Messung erst hinter den im Aufbau verwendeten HR-beschichteten Umlenkspiegeln (siehe Abb. 5.4).

Auf diese Weise wurde ein Polarisationsgrad (DOP) von  $99,7\% \pm 1,29\%$  bestimmt. Aus der geringen Standardabweichung folgt, dass die Polarisation über die Messdauer stabil war. Weiter wurde aus den Stokes-Vektoren (siehe Abschnitt 2.5) der Polarisationsgrad der linearen Polarisation (DOLP) zu  $99,7\%$  bestimmt.

## 5.2 Diodenlaser zum Pumpen des Faserverstärkers

Zum Pumpen des Faserverstärkers wurde ein fasergekoppelter Diodenlaser LDM 600-1200 (SN 772290) von Laserline verwendet. Der Diodenlaser emittierte bei einer Wellenlänge von 976 nm mit einer spektralen Breite von 3 nm (FWHM). Die Temperaturregelung des Kühlkreislaufs gewährleistete eine stabile Emissionswellenlänge über den gesamten Leistungsbereich und damit eine konstante Pumpabsorption.

Das Lichtleitkabel des Diodenlasers hatte einen Faserkerndurchmesser von  $600\ \mu\text{m}$  und einen Manteldurchmesser von  $720\ \mu\text{m}$ . Die nominale N.A. des Faserkerns war mit

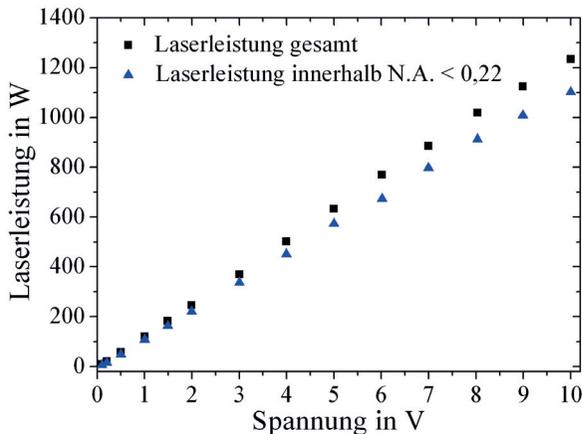


Abbildung 5.3: Ausgangsleistung des fasergekoppelten Diodenlasers Laserline LDM600-1200, als Funktion der Diodentreiberspannung. Durch die Fernfeldblende wurde die N.A. der emittierten Strahlung auf 0,22 begrenzt. Die Messung zeigt, dass ca.10 % der Laserleistung bei einer höheren Divergenz geführt werden.

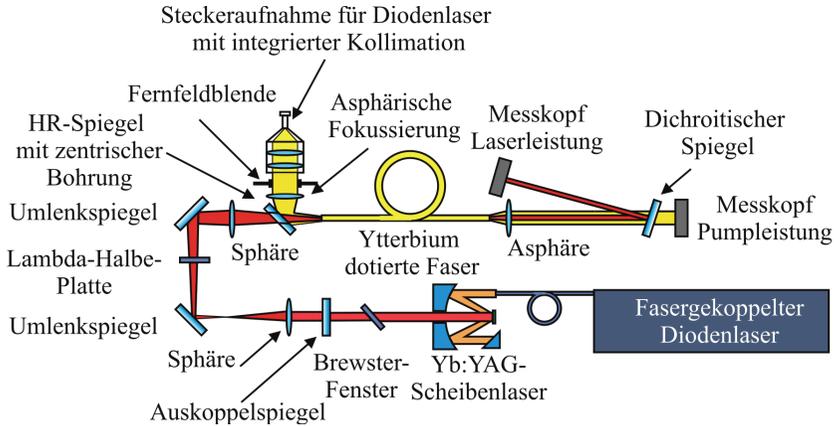


Abbildung 5.4: Schema des Faserverstärkers mit Scheibenlaser-Oszillator und einer einseitigen Einkopplung des Pumpdiodenlaserstrahls. Auf der Auskoppelseite ist die gleichzeitige Erfassung der Laser- und Pumpleistung mit einem Leistungsmesskopf gezeigt.

$N.A. = 0,22$  angeben.

Der fasergekoppelte Diodenlaser hatte eine Maximalleistung von 1202 W. Wurde der Strahl durch eine Fernfeldblende [168] auf eine  $N.A.$  von 0,22 begrenzt, so betrug seine maximale Leistung noch 1067 W (siehe Abb. 5.3). Für das Pumpen des Faserverstärkers wurde der Diodenlaser inklusive Fernfeldblende eingesetzt.

### 5.3 Faserlaserverstärker mit polarisationserhaltender Faser

Im dem hier beschriebenen Verstärkeraufbau werden die Laserstrahlung des Seed-Lasers und die Pumpstrahlung am gleichen Faserende eingekoppelt. Dieser Aufbau hat zum einen den Vorteil, dass gegebenenfalls eine zusätzliche Pumpquelle, auf der gegenüberliegenden Faserseite angebracht werden kann und zum anderen, dass das Faserende auf der Auskoppelseite für die Strahlcharakterisierung leicht zugänglich ist. Auch könnte auf dieser Seite der verstärkte Strahl direkt in eine angespleißte passive Faser eingekoppelt werden, um diesen unkompliziert für die Materialbearbeitung an das Werkstück zu führen.

Der Aufbau des einseitig gepumpten Faserverstärkers mit Scheibenlaser-Oszillator ist in Abb. 5.4 dargestellt. Der Faserverstärker verstärkt hierbei die Laserleistung des Seed-Lasers in einem Einfachdurchgang durch die Faser. Das Nahfeld-Intensitätsprofil des fasergekoppelten Diodenlasers mit einem Kerndurchmesser von  $600\ \mu\text{m}$  wurde verkleinert auf

Tabelle 5.1: Faserparameter der aktiven Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM.

Faserparameter	Einheit	Wert
Kerndurchmesser	$\mu\text{m}$	20
Innerer Manteldurchmesser (Inkreis)	$\mu\text{m}$	400
Geometrie innerer Mantel		achteckig
N.A. Faserkern		0,08
V-Parameter bei 1030 nm		4,9
N.A. innerer Mantel		0,46
Dotierkonzentration	$1/\text{m}^3$	$8,5 \cdot 10^{25}$
Pumpabsorption im Kern bei 976 nm	$\text{dB}/\text{m}$	1200
Pumpabsorption im Mantel bei 976 nm	$\text{dB}/\text{m}$	3,0
Fasercoatingdurchmesser	$\mu\text{m}$	510
Doppelbrechung		$2,2 \cdot 10^{-4}$

den Pumpmantel der aktiven Faser mit  $400 \mu\text{m}$  Durchmesser abgebildet. Hierzu wurde die Pumpstrahlung zunächst mit einem Linsen-Triplett (Linos Meniskus G315553000, Thorlabs Meniskus LE4560, Special Optics Bi-Konvex 5-2451-282- $\lambda$ ) mit einer effektiven Brennweite von  $f_{\text{eff}} = 81 \text{ mm}$  kollimiert. Das Triplett lässt sich durch Entfernen einer Linse in ein Linsen-Dublett überführen, damit lässt sich die Pumpstrahlung nochmals verkleinert abbilden und ermöglicht das Pumpen von Fasern mit einem kleineren Pumpmanteldurchmesser (siehe Abschnitt 5.4). Der kollimierte Strahl wurde mit einer eigens angefertigten bikonvexen Asphäre aus Spezialglas (Heraeus Suprasil 3002) mit einer Brennweite von  $f = 50 \text{ mm}$  auf die Faserendfläche fokussiert. Dabei wurde die Intensitätsverteilung des Nahfelds des Diodenlasers um den Faktor 0,6 verkleinert abgebildet, wodurch sich die N.A. der Pumpstrahlung auf  $N.A. = 0,37$  erhöhte. Um keine Pumpstrahlung mit höherer Divergenz auf die Faser abzubilden, als die Faser führen kann, wurde nach der Kollimation eine wassergekühlte Fernfeldblende mit einem Durchmesser von  $36 \text{ mm}$  in den Strahlengang integriert.

Bei der Abbildung der Intensitätsverteilung des Seed-Lasers auf die Faserfacette darf der Modenfelddurchmesser des Grundmodes nicht überschritten werden, da dann auch höhere Moden angeregt werden könnten. Daher wurde mit einer Finiten-Elemente-Rechnung der Modenfelddurchmesser des Grundmodes bei einer Wellenlänge von  $1030 \text{ nm}$  bestimmt, welcher einen Wert von  $17 \mu\text{m}$  ergab. Dabei wurden die in Tabelle 5.1 beschriebenen Faserparameter der aktiven Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM verwendet.

Für die optimale Einkopplung des Scheibenlaserstrahls in die Faser ist neben der bereits angegebenen Beugungsmaßzahl auch die Kenntnis des Strahltaillendurchmessers auf dem ebenen Auskoppelspiegel des Lasers notwendig. Mittels des Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200 wurde ein Durchmesser von  $995 \mu\text{m}$  ermittelt.

Ausgehend von diesem Strahltaillendurchmesser wurde die Abbildung des Seed-Laserstrahls auf den Modenfelddurchmesser des in der Faser geführten Grundmodes ange-

passt. Für die Auslegung des hierfür verwendeten optischen Systems wurde die Software WinABCD genutzt. Die so berechnete Abbildung des Grundmodestrahls auf die Faserfacette sah einen Zwischenfokus, erzeugt durch eine Plan-Konvexlinse mit der Brennweite  $f = 35$  mm, vor. Der nach dem Zwischenfokus divergierende Strahl wurde anschließend mit einer Plan-Konvexlinse der Brennweite  $f = 75$  mm (Thorlabs LA1608, N-BK7) wieder fokussiert. Zwischen den beiden abbildenden Linsen befand sich eine Lambda-Halbe-Platte, welche dazu diente, die Polarisationsachse der polarisierten Laserstrahlung zu drehen und senkrecht zu den spannungsinduzierenden Elementen der PM-Faser auszurichten (siehe Abschnitt 2.5).

Für die Einkopplung des Scheiben- und Pumplaserstrahls in die gleiche Faserfacette kamen folgende Möglichkeiten in Frage:

1. Mit einem dichroitischen Spiegel unter einem bestimmten Winkel können beide Laser eingekoppelt werden. Hierfür wird der Pumplaserstrahl in Transmission durch den Dichroiten geführt und der Seed-Laserstrahl an der Spiegeloberfläche reflektiert. Dies hat den Nachteil, dass der Spiegel durch Absorption von Pumpstrahlung erwärmt wird. Als Folge des Wärmeeintrags verformt sich der Spiegel, und die Einkopplung des Grundmodes des Seed-Lasers, der nur eine geringe Justagetoleranzen hat, ist beeinträchtigt.

2. Der Seed-Laserstrahl transmittiert durch den Dichroiten, und die Pumpstrahlung wird in Reflexion über die Spiegeloberfläche in die Faser eingekoppelt. Da der Seed-Laser polarisiert ist, erfährt dessen Strahl bei Transmission Depolarisation durch Doppelbrechung im Quarzspiegel ( $n_{ao} - n_o = 9,1 \cdot 10^{-3}$ ) [41]. Dadurch wird der Polarisationsgrad der vom Verstärker emittierten Strahlung vermindert.

3. Die Einkopplung des Seed-Laserstrahls und Pumplaserstrahls wird mit einem speziell angefertigten Lochspiegel realisiert, der so ausgelegt ist, dass der fokussierte Seed-Laserstrahl mit geringen Verlusten durch die zentrische Bohrung des Lochspiegels propagiert und gleichzeitig die Pumpleistung bei der Reflexion an der Spiegeloberfläche minimale Verluste erfährt. Dadurch bleibt der Polarisationszustand des Seed-Laserstrahls bei geringen Leistungsverlusten für Pump- und Seed-Laser unbeeinflusst.

Da bei den Experimenten die Erhaltung der Polarisation im Vordergrund stand, wurde der Verstärker aus den eben genannten Gründen mit einem Lochspiegel aufgebaut (siehe Abb. 5.5). Zu seiner Herstellung wurde mit einem Ultraschallkernbohrer, dessen Durchmesser 3 mm betrug, ein HR-beschichteter Quarzspiegel unter einem Winkel von  $45^\circ$  durchbohrt. Nach Einbau des Spiegels in den Verstärker ergab sich ein Leistungsverlust von 3,8 % für den Seed-Laserstrahl und 13,3 % für den Pumplaserstrahl. Der Polarisationsgrad blieb vollständig erhalten. Bevor die aktive Faser in den Aufbau integriert wurde, wurden die Einkoppelverluste der abbildenden Optiken mithilfe einer undotierten (passiven) Faser (Liekki 20/400 DC) mit gleichem Kern- und Mantelgeometrie bestimmt. Dies ergab einen Einkoppelverlust von 2%. Dieser Wert wurde zusammen mit der Fresnel-Reflexion von 3,5 % je Faserfacette in der Simulation des Faserverstärkers berücksichtigt.

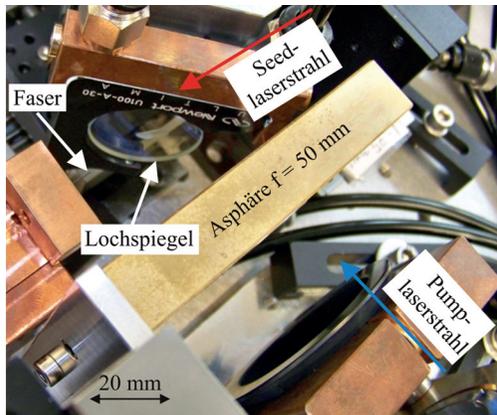


Abbildung 5.5: Fotografie der Einkopplung von Seed- und Pumplaserstrahlung an der gleichen Faserfacette. Die mit der Asphäre  $f = 50$  mm fokussierte Pumpstrahlung wurde durch Reflexion an der Oberfläche des Lochspiegels unter einem Winkel von  $45^\circ$  auf die Faserendfläche abgebildet. Der Seed-Laserstrahl wird durch die zentrale Bohrung des Spiegels geführt.

### 5.3.1 Ergebnisse der Simulation des Faserverstärkers mit polarisationserhaltender Faser

Bei der Simulation des Faserverstärkers im Einfachdurchgang wurden die effektiven Wirkungsquerschnitte und die Fluoreszenzlebensdauer, die in Kapitel 3 bestimmt wurden, verwendet. Des Weiteren gehen in die Simulation die Einkoppelverluste und der Wert des Überlappintegrals (siehe Abschnitt 2.3.2), der sich aus der Pumpmantelgeometrie ergibt, ein. Aus der Simulation folgen die optimale Faserlänge, die für die experimentelle Untersuchung des Faserverstärkers benötigt wird, sowie der Verlauf von Laser-, Pumpleistung und Inversion entlang der Faser.

Die dargestellten Simulationsergebnisse wurden mit der Software RP Fiber Power erstellt. Die Software berechnet im stationären Fall die Laserleistung, die Pumpleistung und die Inversion entlang der Faser. Nicht berücksichtigt wurden die Polarisation, thermische Einflüsse und die einzelnen Transversalmoden bzw. deren Wettbewerb um die Verstärkung (siehe Kapitel 2.7).

Basierend auf den in Tabelle 5.2 aufgeführten Parametern ergibt sich der in Abb. 5.6 gezeigte Verlauf der Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion entlang der Faser mit der optimalen Länge von 7 m. Die optimale Faserlänge, d. h. die Faserlänge, bei der der Laser die höchste Effizienz erzielt, wurde vorab iterativ bestimmt. Direkt nach der Einkopplung der Pumpstrahlung, zeigt die Simulation eine maximale Inversion von 16%.

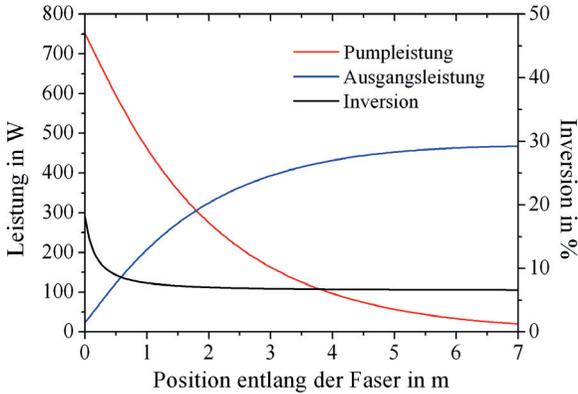


Abbildung 5.6: Berechneter Verlauf der Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion entlang der Faser mit einer optimalen Länge von 7 m. Der 25 W Seed-Laserstrahl wird um 12,7 dB auf 467 W verstärkt. Für die Simulation wurden die Faserparameter der aktiven Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM verwendet.

Diese Inversion wird durch die hohe Pumpleistung verursacht, die einer noch geringen Laserleistung gegenübersteht. Damit wird in diesem Faserabschnitt die hohe Inversion nur wenig gesättigt.

Aus der Simulation ergab sich bei einer Pumpleistung von 650 W am Faserende eine Ausgangsleistung von 467 W, inklusive 25 W Seed-Laserleistung. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 68 % und einer Verstärkung des Seed-Laserstrahls von 12,7 dB. Dabei wurde ein Gesamteinkoppelverlust von 9 % berücksichtigt. Er setzt sich zusammen aus 2 % Einkoppelverlust, der bei der Einkopplung in eine passive Faser experimentell ermittelt wurde, und weiteren 7 %, die sich aus der Fresnel-Reflexion an den Faserenden ergeben. Neben den Einkoppelverlusten wurde zusätzlich das von der Pumpmantelgeometrie abhängige Absorptionsverhalten 2.3.2 in der Simulation berücksichtigt.

Tabelle 5.2: Simulationsparameter für den Faserverstärker mit Scheibenlaser-Oszillator.

Parameter	Wert
Pumpwellenlänge	976 nm
Verstärkte Laserwellenlänge	1030 nm
Pumpleistung	650 W
Seed-Laserleistung	25 W
Dotierkonzentration	$8,5 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$
Hintergrundverlust	0,04 dB/m

In einer experimentellen Voruntersuchung konnte der in der Simulation verwendete Wert des Überlappintegrals  $\Gamma_p$  auf 89 % bestimmt werden. Bei dieser Voruntersuchung wurde bei einer definierten Pumpleistung die transmittierte Pumpleistung erfasst, und mit Hilfe der Angaben zu Fasergeometrie, Dotierung und der Faserlänge konnte daraus der Wert des Überlappintegrals (siehe Gleichung 2.13) ermittelt werden, welcher 9 % höher ist als in der Literatur [50] angegeben.

Dies ist auf die in die Faser eingebrachten spannungsinduzierenden Elemente zurückzuführen, wodurch es zu einer gesteigerten Modedurchmischung und damit zu einer gesteigerten Absorption der Pumpleistung kommt. Hintergrundverluste der Faser wurden dabei vernachlässigt.

Zusammenfassend konnte aus der Simulation des Faserverstärkers mit den Faserparametern der aktiven Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM eine optimale Faserlänge von 7 m bestimmt werden. Bei dieser Faserlänge zeigen die Simulationsergebnisse, dass die 25 W Seed-Laserleistung um 12,7 dB auf 467 W Ausgangsleistung verstärkt werden können.

### 5.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Experimente wurden mit der Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM mit einer Länge von 7 m durchgeführt. Sie war zur Kühlung auf einen Aluminiumzylinder mit einem Durchmesser von 250 mm aufgewickelt. Aufgrund des großen Außendurchmessers des Zylinders waren die Biegeverluste, die auf den transversalen Grundmode wirken, sehr gering, wodurch eine hohe Lasereffizienz erzielt werden konnte. Inhalt der Untersuchungen war die Charakterisierung der Polarisation, des Spektrums und der Ermittlung der Leistungskennlinie. Es wird sich bei der Darstellung der Ergebnisse zeigen, dass die maximale Ausgangsleistung durch den *Fiber-Fuse*-Effekt begrenzt war, welcher anschließend erklärt wird.

Beim Aufbau eines Faserverstärkers ist die Unterdrückung der freien Oszillation von besonderer Bedeutung. Diese parasitäre Laseroszillation in LMA-Fasern, ohne Modenunterdrückung durch Biegung (siehe Abschnitt 2.4), ist meist multimodig, da die höheren Transversalmoden den dotierten Faserkern geometrisch insgesamt besser abdecken als der Grundmode des Seed-Lasers. Um solch eine parasitäre Laseroszillation zu unterdrücken, wurde zur Vermeidung der Rückkopplung die Faserfacette der Auskopplung unter einem Winkel von ca.  $84^\circ$  relativ zur Faserachse gebrochen. Dadurch wird die an der Faserfacette reflektierte Laserstrahlung nicht mehr in den Faserkern zurückgekoppelt, und die Laserschwelle für die parasitäre Oszillation erhöht sich drastisch.

Zur Unterdrückung der parasitären Oszillation war es ausreichend, nur die der Einkopplung gegenüberliegende Faserfacette unter einem Winkel zu brechen. Somit konnte auf der Einkopplenseite ein senkrechter Cleave beibehalten und auf eine Winkelkompensation bei der Einkopplung von Seed-Laserstrahl und Pumplaserstrahl verzichtet werden. Die erfolg-

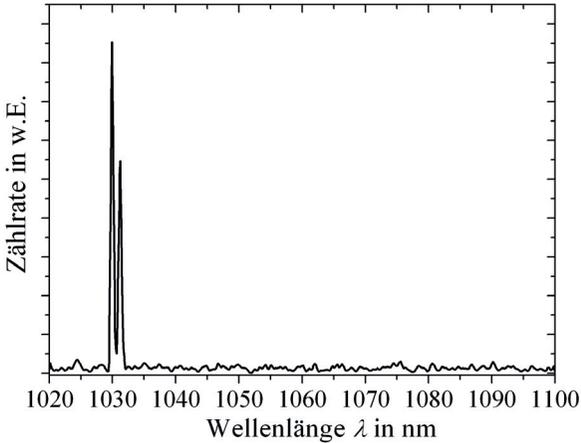


Abbildung 5.7: Spektrum des vom linear polarisierten Faserverstärkers bei einer Ausgangsleistung von 107 W ausgekoppelten Strahls. (*Optical Spectrum Analyser*, OSA (Advantest Q3545).

reiche Unterdrückung einer parasitären Oszillation zeigt sich im dargestellten Spektrum (siehe Abb. 5.7). Der Verstärker emittiert bei der Seed-Laserwellenlänge von 1030 nm ohne einen durch eine freie Oszillation bedingten Strahlungsanteil bei anderen Wellenlängen.

### Strahlqualität des verstärkten Laserstrahls

Die Strahlqualität des verstärkten Strahls wurde bei verschiedenen Ausgangsleistungen mit einem Nahfeld-Fernfeld-Messplatz bestimmt. Zur Auswertung der ermittelten Intensitätsverteilungen wurde die Methode der zweiten Momente angewendet.

Die Messergebnisse in Tabelle 5.3) zeigen, dass die Strahlqualität bedingt durch die Einkopplung des Lasers in die Faser bereits ohne Verstärkung von dem eines reinen Grundmodes abweicht. Mit zunehmender Verstärkerleistung verringerte sich die Strahlqualität weiter, blieb aber bei einem mittleren Wert von  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} = 1,8$  stabil.

Die Ursache dafür, dass die Strahlqualität von der beugungsbegrenzten Qualität des Seed-Strahls abweicht, ist, dass in der Faser mit einem Faserkerndurchmesser von 20  $\mu\text{m}$  und

Tabelle 5.3: Leistungsabhängige Beugungsmaßzahl am Ausgang des PM-Faserverstärkers.

Laserleistung	$M_x^2$	$M_y^2$
30 W (nur Seed-Laser)	1,35	1,86
31 W (16 W Seed-Laser)	1,53	2,21
107 W (16 W Seed-Laser)	1,53	2,22

einer N.A. = 0,08 bis zu vier Transversalmoden ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung geführt werden können. Am stärksten geführt ist der Grundmode LP<sub>01</sub> ( $n_{\text{eff}} = 1,4516$ ), darauf folgen LP<sub>11</sub> ( $n_{\text{eff}} = 1,4511$ ), LP<sub>21</sub> ( $n_{\text{eff}} = 1,4504$ ) und LP<sub>02</sub> ( $n_{\text{eff}} = 1,4502$ ). Zu einer Anregung dieser höheren Transversalmoden kommt es durch eine Einkopplung die nicht exakt senkrecht zur Faserfacette ist. Diese ergibt sich aus Justagetoleranzen bei der Einkopplung und einer Cleavewinkeltoleranz der gebrochenen Faserfacette (siehe Abschnitt 2.6.1). Dadurch wird in der aktiven Faser nicht nur der Grundmode, sondern auch der nächsthöhere Transversalmode LP<sub>11</sub> angeregt. Der LP<sub>11</sub> hat rechnerisch eine Beugungsmaßzahl von  $M_y^2 = 1,1$  und  $M_x^2 = 3,3$ , im Mittel ergibt sich daraus  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} = 1,9$  (siehe Abschnitt 2.2), wodurch der experimentell bestimmte Messwert von  $M^2 = 1,8$  sehr gut wiedergegeben werden kann.

Weiter zeigen die Messwerte, dass die Beugungsmaßzahl in  $x$ - und  $y$ -Richtung unterschiedlich sind. Dies kann durch die orthogonalen Intensitätsverteilungen der höheren Transversalmode LP<sub>11</sub> erklärt werden (siehe Abb. 2.5). Diese Verteilungen erfahren aufgrund ihrer geometrischen Orientierung bei der torsionsfreien Faserführung um den Zylinder unterschiedliche Biegeverluste insbesondere Mikrobiegeverluste [43]. Somit kommt es in der jeweiligen Richtung zu einer verschieden starken Dämpfung der Laserstrahlung in der betreffenden Intensitätsverteilung und damit zur Beeinflussung der Strahlqualität.

### Polarisationseigenschaften des verstärkten Laserstrahls

Die Polarisation des verstärkten Strahls wurde mithilfe eines Dünnschichtpolarisators (LINOS G33572, Abschwächungsverhältnis 10000:1 bei  $\pm 2^\circ$ ) und einer Fotodiode bestimmt. Der kollimierte Laserstrahl aus dem Verstärker wurde zunächst abgeschwächt, indem die transmittierte Leistung nach einem HR-Spiegel verwendet wurde. Anschließend wurde die Nahfeldverteilung des Laserstrahls zur Leistungsdetektion auf eine Germanium-Fotodiode (Gentec PH-20-Ge) abgebildet, die hinter einem Dünnschichtpolarisator angebracht war. Durch Drehen des Polarisators wurde die transmittierte Leistung bei verschiedenen Winkeln gemessen (siehe Abb. 5.8), womit direkt auf den linear polarisierten Polarisationsgrad geschlossen werden (siehe Abschnitt 2.5) konnte. Aus der in Abb. 5.8 dargestellten Polarisationsmessung bei einer Ausgangsleistung von 107 W wurde ein DOLP von 96,5% ermittelt. Die Messung zeigt, dass der Faserverstärker trotz der Anregung eines höheren Modes polarisiert bleibt.

Daraus lässt sich ableiten, dass der angeregte höhere LP<sub>11</sub>-Mode in der gleichen Polarisationsrichtung angeregt wurde (siehe Abb. 2.5). Des Weiteren waren die Propagationskonstanten der jeweiligen Polarisationsrichtung der LP<sub>11</sub>-Mode ausreichend separiert, sodass es bei der Propagation entlang der Faser nicht zu einem Übersprechen und damit zu einem Verlust des Polarisationsgrads kam (siehe Abschnitt 2.5).

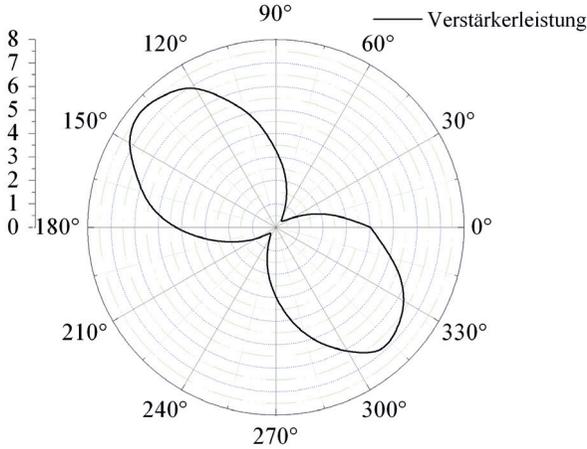


Abbildung 5.8: Gemessene Polarisation des Strahls nach dem Faserverstärker mit polarisationserhaltender Faser. Zur Messung bei verschiedenen Winkeln wurde ein Dünnschichtpolarisator (LINOS G33572) und eine Germanium-Fotodiode (Gentec PH-20-Ge) verwendet. Auf diese Weise wurde bei einer Laserleistung von 107 W ein DOLP (engl. *degree of linear polarisation*) von 96,5 % bestimmt.

### Leistungskennlinie des Faserverstärkers

Um die maximale linear polarisierte Ausgangsleistung diese PM-Faserverstärkers zu ermitteln wurde bei einer Seed-Laserleistung von 30 W die Pumpleistung stetig erhöht. Bei der so ermittelten Leistungskennlinie des Lasersystems trat bei einer Leistung von 440 W der *Fiber-Fuse*-Effekt auf, welcher damit die Ausgangsleistung des Verstärkers begrenzte. Der *Fiber-Fuse*-Effekt wird am Ende dieses Abschnitts erläutert und diskutiert.

Der linear polarisierte Faserverstärker (siehe Abb. 5.4) erzielte inklusive Seed-Laserleistung eine Ausgangsleistung von 440 W [169] bei einer Pumpleistung von 743 W. Dies entspricht einer Verstärkung des Grundmode-Scheibenlasers von 11,4 dB. In Abb. 5.9 ist der Verlauf der Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 57 %.

Da die Laserschwelle eines hochverstärkenden Faserverstärkers sehr gering ist ( $< 10$  W), entspricht der differentielle Wirkungsgrad in guter Näherung dem optisch-optischen Wirkungsgrad. Da simultan zur Laserleistung die vom Verstärker transmittierte Pumpleistung detektiert wurde, konnte der Wirkungsgrad auch relativ zur absorbierten Pumpleistung bestimmt werden, was einen Wert von 58 % ergab. Maximal wurden hierbei 15,5 W Pumpleistung transmittiert. Da der differentielle Wirkungsgrad bezogen auf die Pumpleistung

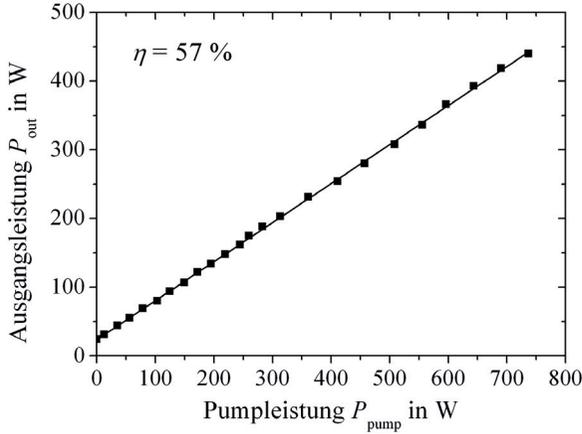


Abbildung 5.9: Ausgangsleistung des linear polarisierten Faserverstärkers, aufgetragen in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Der Faserverstärker mit einer polarisationserhaltenden Faser erzielte eine maximale Leistung von 440 W inkl. 30 W Leistung des Seed-Lasers mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 57%.

nur um einen Prozentpunkt vom Wert bezogen auf die absorbierte Pumpleistung abweicht, zeigt dies, dass die Faserlänge optimal angepasst war.

Eine relativ zur Sättigungsintensität des Pumpasers ( $I_{\text{psat}} = \frac{hc}{\lambda_p \sigma_{\text{abs}} \tau} \approx 3 \text{ W}$ ) hohe transmittierte Pumpleistung ist wichtig, da die Anregung die Reabsorption bei einer Wellenlänge von 1030 nm verhindert. Ist die transmittierte Pumpleistung deutlich höher als die Sättigungsleistung, so ist die Effizienz des Verstärkers unnötig vermindert. Vom simulierten Wert weicht der gemessene differentielle Wirkungsgrad um 11 Prozentpunkte ab. Dies kann zum einen auf einen höheren Hintergrundverlust, z. B. hervorgerufen durch Absorption an Verunreinigungen oder Rayleigh-Streuung (siehe Abschnitt 4.2), zurückgeführt werden [170], kann zum anderen aber auch auf eine thermisch bedingte Fokusverschiebung bei der Einkopplung der Pumpaserstrahlung zurückgehen.

Im Experiment war die maximale Ausgangsleistung des Verstärkers durch das Auftreten des *Fiber-Fuse*-Effekts [171], auch als *Catastrophic Destruction of Optical Fibers* bekannt, begrenzt. Beim *Fiber-Fuse*-Effekt entsteht auf der Faserfacette der Auskoppelseite, induziert durch Verunreinigungen, eine starke Temperaturerhöhung. Dies war durch ein helles Aufleuchten erkennbar. Hier entsteht durch die freien Elektronen des dielektrischen Durchbruchs ein Plasma [172, 173], welches ein Aufschmelzen des Faserkerns verursacht. Das Plasma erreicht dabei eine Temperatur von ca.  $10^4 \text{ K}$  und einen Druck von ca.  $10^4 \text{ bar}$ . Der Effekt ist selbstverstärkend, da mit Zunahme der Glastemperatur die Absorption im

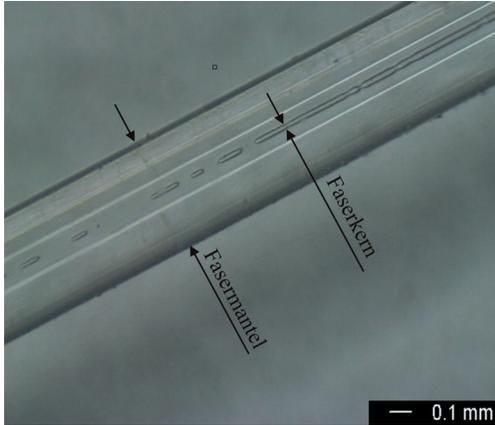


Abbildung 5.10: Lichtmikroskopaufnahme der Faser nach Auftreten des *Fiber-Fuse*-Effekts, der die Ytterbium-dotierte Faser zerstörte. Die Bereiche mit aufgeschmolzenem und nicht aufgeschmolzenem Kern sind dabei charakteristisch für diesen Effekt.

Glas stark ansteigt [174].

Der Prozess wiederholt sich und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 m/s der Faser entlang Richtung Einkopplung. Dabei kommt der Effekt abschnittsweise zum Erliegen, da beim Aufschmelzen des Faserkerns atomarer Sauerstoff entsteht. Dieser löst sich aus der  $\text{SiO}_2$ -Verbindung ( $\text{SiO}_2 \rightleftharpoons \text{SiO} + 1/2 \text{O}_2$ ) und bildet einen Gaseinschluss im Faserkern. Mit zunehmendem Durchmesser der Sauerstoffblasen im Faserkern nimmt der Plasmadruck ab, wodurch sich der Faserkern abkühlt und die Absorption der Laserleistung abnimmt. Hinzu kommt, dass der Sauerstoff mit  $0,03 \text{ W}/(\text{m K})$  eine geringere thermische Leitfähigkeit als Quarzglas ( $1,38 \text{ W}/(\text{m K})$ ) hat und die Wärmeleitung im Faserkern in axialer Richtung zum Erliegen kommt [174]. Der Prozess startet, unterstützt durch die Reflexion der Laserstrahlung an der beschädigten Stelle, wieder von Neuem. Diese Faserabschnitte mit aufgeschmolzenem und nicht aufgeschmolzenem Kern sind charakteristisch für den *Fiber-Fuse*-Effekt und waren bei der Untersuchung der zerstörten Faser mit dem Lichtmikroskop gut zu erkennen (siehe Abb. 5.10).

Zusammenfassend kann die Verstärkung des Strahls des Seed-Scheibenlasers durch einen Faserverstärker folgendermaßen bewertet werden: Mit der polarisationserhaltenden Faser Liekki Yb1200-20/400 DC-PM wurde ein linear polarisierter Faserverstärker mit einer grundmodenahen Strahlqualität von  $M^2 = 1,8$  aufgebaut. Weiter wurden eine durch den *Fiber-Fuse*-Effekt begrenzte maximale Ausgangsleistung von 440 W mit einer optisch-optischen Effizienz von 57 % erzielt und die Laserstrahlung des Scheibenlasers um 11,4 dB

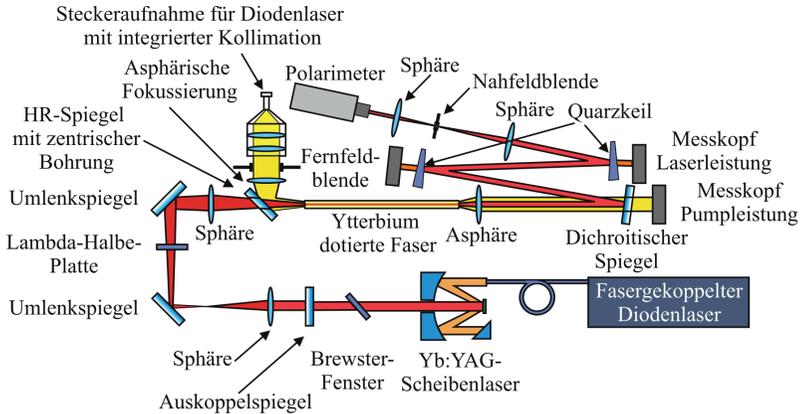


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung des Faserverstärkers mit linear polarisiertem Scheibenlaser-Seed und der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1200-30/250 DC mit einer Länge von 1,1 m.

verstärkt. Insgesamt wurde bei einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad des Diodenlasers von ca. 50 % ein Systemwirkungsgrad von 28 % erreicht. Der hier gezeigte Ansatz zur Verstärkung des vom Scheibenlaser emittierten Strahls ist somit um ca. 8 Prozentpunkte effizienter als Maßnahmen, welche direkt im Scheibenlaserresonator eingesetzt werden [175, 1].

## 5.4 Faserlaserverstärker mit nicht-polarisationserhaltender Faser

Da konventionelle Stufenindex-Fasern (ohne spannungsinduzierende Elemente) im Allgemeinen leistungsbeständiger sind und große Kerndurchmesser ( $> 20 \mu\text{m}$ ) nach dem heutigen Stand der Technik nicht polarisationserhaltend ausgeführt werden können (siehe Abschnitt 2.5), wird hier im Vergleich zum vorausgegangenen Abschnitt das Potenzial aufgezeigt, inwieweit polarisierte Strahlung in einer nicht-polarisationserhaltenden Faser verstärkt werden kann. Für den Aufbau eines linear polarisierten Faserverstärkers ohne polarisationserhaltende Faser ist die Lagerung der Faser frei von extrinsischer Doppelbrechung wesentlich. Die Ausführungen werden zeigen, dass eine druck- und zugspannungsfreie Faserführung in Verbindung mit einer homogenen Faserkühlung (vermeiden von thermisch induzierte Doppelbrechung) einen hohen Polarisationsgrad gewährleisten kann.

Der Faserverstärker bestand aus einer Ytterbium-dotierten konventionelle Stufenindex-

Tabelle 5.4: Faserdaten der aktiven Faser YB1200-30/250 DC.

Faserparameter	Einheit	Wert
Kerndurchmesser	$\mu\text{m}$	30
Innerer Manteldurchmesser (Inkreis)	$\mu\text{m}$	250
Geometrie innerer Mantel		achteckig
N.A. Kern		0,08
V-Parameter (1030 nm)		7,3
N.A. innerer Mantel		0,46
Dotierkonzentration	$1/\text{m}^3$	$8,5 \cdot 10^{25}$
Pumpabsorption im Kern (976 nm)	dB/m	1200
Pumpabsorption im Mantel (976 nm)	dB/m	17,3
Fasercoatingdurchmesser	$\mu\text{m}$	350
Doppelbrechung		$2,2 \cdot 10^{-4}$

Faser Liekki Yb1200-30/250 DC mit einem Pumpmanteldurchmesser von  $250 \mu\text{m}$  (Inkreis) und einem Kerndurchmesser von  $30 \mu\text{m}$ . Mit einer N.A. des Faserkerns von 0,08 war die Faser multimodig und führte, ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung, sieben Transversalmoden (mit abnehmender effektiver Brechzahl:  $\text{LP}_{01}$ ,  $\text{LP}_{11}$ ,  $\text{LP}_{21}$ ,  $\text{LP}_{02}$ ,  $\text{LP}_{31}$ ,  $\text{LP}_{12}$ ,  $\text{LP}_{41}$ ). Alle weiteren Faserdaten sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Der Faserverstärker wurde mittels eines fasergekoppelten Diodenlasers bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpt (siehe Abb. 5.11).

Das große Kern-zu-Mantel-Verhältnis der Faser bei einer gleichzeitig hohen Dotierkonzentration führt zu einer hohen Pumpabsorption und somit zu einer kurzen optimalen Faserlänge von 1,2 m, wie die in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Simulationsergebnisse zeigen werden. Durch diese kurze Faserlänge ist es mit geringem Aufwand möglich, eine Zug- und Druckspannungsfreie Faserhalterung zu realisieren.

Diese spannungsfreie Führung der aktiven Faser wurde durch zwei ausgerichtete Keilstahlstäbe nach DIN 6880 erreicht (siehe Abb. 5.12). Diese Stäbe wurden zusätzlich speziell auf Ebenheit und Parallelität bearbeitet und einer der beiden Stäbe angefast. Die Keilstahl-Halterungen wurden zur Kühlung in einer wassergekühlten Kupferführung fixiert. Der hier verwendete Keilstahl ist nur in einer maximalen Länge von 1,1 m verfügbar, daher wurde bei den Verstärkerexperimente von der optimalen Faserlänge von 1,2 m abgewichen und die aktive Faser auf 1,1 m gekürzt.

Für die Einkopplung des Pumpstrahls in die Verstärkerfaser wurde dieser zunächst mit einem Linsen-Dublett (Thorlabs Meniskus LE4560, Special Optics bi-konvex 5-2451-282- $\lambda$ ) kollimiert und anschließend mit einer Asphäre  $f = 50 \text{ mm}$  (siehe Kapitel 5.3) fokussiert. Das Dublett hatte hierbei eine effektive Brennweite von  $f_{\text{eff}} = 130 \text{ mm}$ . Damit wurde die Pumpstrahlung des fasergekoppelten Diodenlasers mit  $600 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser um den Faktor 2,6 verkleinert auf die Faserfacette abgebildet. Mithilfe zweier Plan-Konvexlinsen der Brennweite  $f = 40 \text{ mm}$  und  $f = 75 \text{ mm}$  (Thorlabs LA1608-N-BK7)

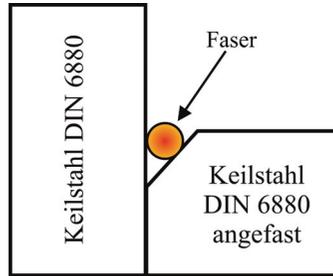


Abbildung 5.12: Skizze der Faserhalterung zur zug- und druckfreien Führung der Verstärkerfaser aufgebaut aus Keilstählen nach DIN 6880. Der Stahl wurde speziell bearbeitet, sodass die Oberflächen eine hohe Parallelität und Ebenheit aufwiesen.

wurde der Seed-Laserstrahl in den Faserkern eingekoppelt, wobei der Strahldurchmesser des Seed-Lasers auf den Modenfelddurchmesser von  $\varpi = 24 \mu\text{m}$  des Grundmodes angepasst wurde.

Alle weiteren Komponenten wurden wie in Abschnitt 5.3 beschrieben aufgebaut. Für die Charakterisierung der Polarisation wurde ein Polarimeter (Thorlabs PAX 5710) verwendet. Hierfür musste eine auf das Polarimeter ausgelegte Strahlführung vorgesehen (siehe Abb. 5.11) werden. Die vom Verstärker emittierte Laserstrahlung wurde zunächst mit einer Asphäre  $f = 50 \text{ mm}$  kollimiert und anschließend mit einem dichroitischen Spiegel die Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von  $1030 \text{ nm}$  von der Pumpstrahlung bei einer Wellenlänge von  $976 \text{ nm}$  getrennt. Mit zwei darauffolgenden Quarzkeilen wurde unter Verwendung der jeweils reflektierten Strahlung die Leistung des Verstärkerstrahls abgeschwächt. Hierbei haben die unbeschichteten Quarzkeile bei kleinen Einfallswinkeln keine Auswirkung auf die Polarisation [41]. Zwei darauffolgende Plan-Konvexlinsen der Brennweite  $f = 400 \text{ mm}$  (Thorlabs LA1172-N-BK7 plan-konvex) und  $f = 125 \text{ mm}$  (Thorlabs LA1986-N-BK7 plan-konvex) bildeten den Strahl verkleinert auf die Eintrittsapertur des Polarimeters mit  $1 \text{ mm}$  Durchmesser ab. Abb. 5.13 zeigt den Faserverstärker als Fotografie aufgenommen während des Laserbetriebs. In der Aufnahme ist zu erkennen, wie die aktive Faser in der speziell angefertigten Keilstahl-Halterung liegt. Des Weiteren zeigt die Fotografie Lüfter, die für eine zusätzliche konvektive Kühlung (siehe Abschnitt 4.1.2) der aktiven Faser eingesetzt wurden.

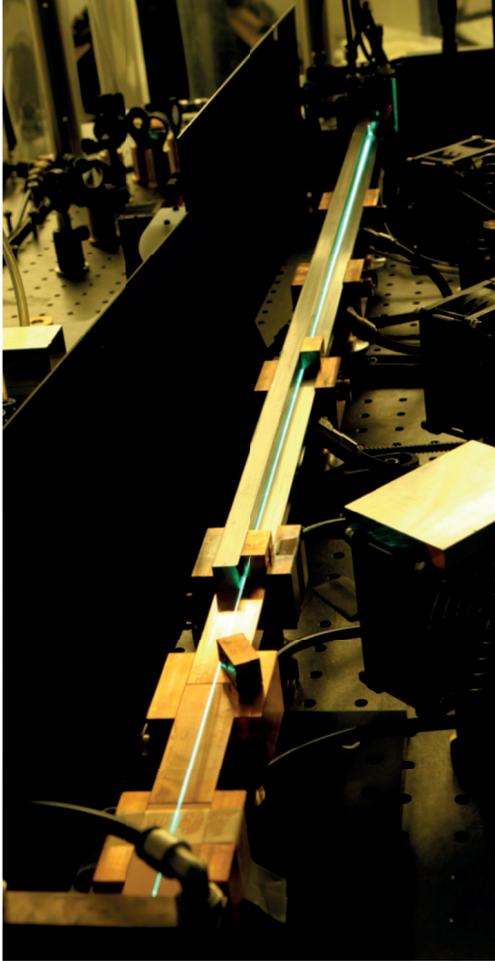


Abbildung 5.13: Fotografie des Faserverstärkers mit nicht-polarisationserhaltender Faser während des linear polarisierten Laserbetriebs. Die 1,1 m lange Faser wurde in einer auf Ebenheit und Parallelität bearbeiteten Keilstahl-Halterung geführt, um extrinsische Doppelbrechung zu vermeiden. Die gut erkennbare grüne Fluoreszenzemission der Ytterbium-dotierten Faser ist eine Folge der kooperativen Lumineszenz [176].

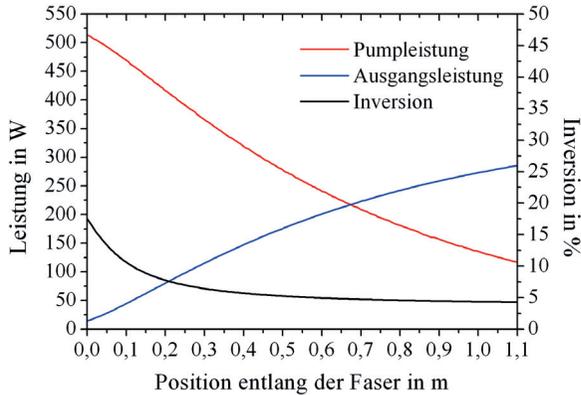


Abbildung 5.14: Berechneter Verlauf der Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion entlang des Faserverstärkers mit einer 1,1 m langen Faser. Für die Simulation wurden die Faserparameter der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1200-30/250 DC verwendet.

### 5.4.1 Ergebnisse der Simulation des Faserverstärkers mit nicht-polarisationserhaltender Faser

Zur Optimierung des Aufbaus wurde der stationäre Betrieb des Faserverstärkers unter Verwendung der Faserdaten der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1200-30/250 DC (siehe Tabelle 5.4) mit der Software RP Fiber Power simuliert. Alle weiteren in der Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt.

Als Ergebnis der Simulation ist in Abb. 5.14 der Verlauf von Pump- und Laserleistung sowie der Inversion für den Faserverstärker für eine Wellenlänge von 1030 nm dargestellt. Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass kurz nach der Einkopplung eine Inversion von rund 18 % vorliegt. Diese kommt zustande, da die Pumpleistung bei der Einkopplung und damit auch die Pumpabsorption maximal ist. Gleichzeitig ist die eingekoppelte Leistung des Seed-Lasers noch nicht ausreichend angewachsen, um diese Inversion vollständig zu sättigen.

Bei der Simulation wurde eine Seed-Laserleistung von 15 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm angenommen. Die maximale Pumpleistung betrug 465 W bei der Diodenlaserwellenlänge von 976 nm. Basierend auf experimentellen Voruntersuchungen wurde ein Wert des Überlappintegrals  $\Gamma_p$  von 50 % verwendet. Der vergleichsweise geringe Wert des Überlappintegrals [50] folgt daraus, dass die Faser nicht gebogen wurde. Was zu einer verminderten Pumpabsorption führt, da einige Moden der Pumpstrahlung schraubenförmig (Helixmoden [44]) um den Kern propagieren, ohne mit diesem zu wechselwirken. Die Hintergrundverluste der Faser wurden vernachlässigt. Bei der Simulation wurde ein

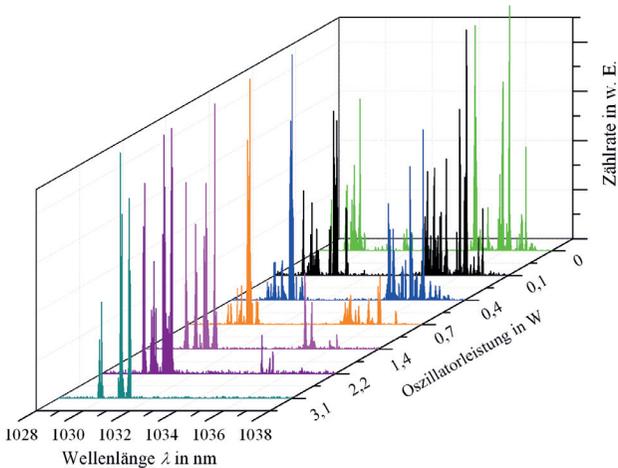


Abbildung 5.15: Emissionsspektrum der bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpten Ytterbium-dotierten Faser (Liekki Yb1200-30/250 DC) im sogenannten „free running“-Betrieb, d. h. mit nicht-wellenlängenabhängiger Rückkopplung. Mit zunehmender Leistung des eingestrahlt Seedlaserstrahls schnürt sich das „free running“-Spektrum auf die spektrale Breite der Seedstrahlung bei ca. 1031 nm ein (OSA Advantest Q3545).

Einkoppelverlust, inklusive der Fresnel-Reflexionen an den beiden Faserfacetten, von insgesamt 10 % berücksichtigt. Die Berechnungen ergaben eine Ausgangsleistung von 286 W. Daraus ergeben sich ein optisch-optischer Wirkungsgrad von 65,5 % und eine Verstärkung des Scheibenlaserstrahls von 12,8 dB.

### 5.4.2 Experimentelle Ergebnisse

Zu Beginn der experimentellen Untersuchungen wurde das Emissionsspektrum einer bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpten Ytterbium-dotierten Faser zunächst ohne Seed-Laser und anschließend mit ansteigender Seedleistung erfasst (siehe Abb. 5.15). Hierbei war der Laser nicht-wellenlängenselektiv rückgekoppelt, sondern im sogenannten „free running“-Betrieb, d. h., durch beidseitig senkrecht gespaltene Faserenden wird eine von der Wellenlänge unabhängige Rückkopplung erreicht. Die Messung ergab eine Emission im Wellenlängenbereich zwischen 1028 nm und 1038 nm.

Das Spektrum mit vielen einzelnen Laserlinien entspricht zum großen Teil dem eines inhomogen gesättigten Lasers (siehe Abschnitt 2.3.1). Hierbei treten die Wellenlängenbereiche hervor die sich durch einen großen Verstärkungsquerschnitt auszeichnen (siehe

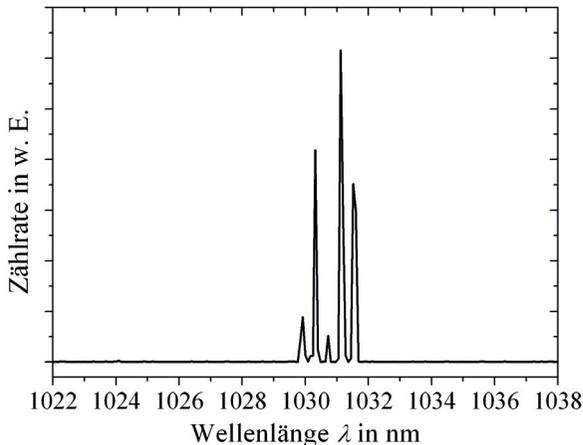


Abbildung 5.16: Vom Faserverstärkers emittiertes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 167 W. Durch das unter einem Winkel von  $84^\circ$  zur Faserachse gebrochene Faserende wurde eine parasitäre Oszillation unterdrückt (siehe Abb. 5.2) (OSA Advantest Q3545).

Abschnitt 3.4). Weiter zeigt die Messung, dass mit zunehmender Leistung des eingekoppelten Seedstrahls die Emission im Wellenlängenbereich von 1035 nm bis 1038 nm abnimmt und sich auf das Emissionsspektrum des Seedstrahls einschnürt. Dieser sättigt mit zunehmender Leistung den Verstärker bis bei 3,1 W die Inversion vollständig abgesättigt ist.

In einem modifizierten Aufbau wurde das Auskopplungsende der Faser unter einem Winkel von  $84^\circ$  zur Faserachse gebrochen. Durch die fehlende Rückkopplung des Strahls in den Faserkern kann eine freie Oszillation unterdrücken werden. Abb. 5.16 zeigt das mit dem geänderten Aufbau bestimmte Spektrum des verstärkten Strahls bei einer Ausgangsleistung von 167 W, die darin enthaltene Seed-Laserleistung von 15 W sättigt den Verstärker vollständig, wie der Vergleich mit dem Emissionsspektrum des Seeds zeigt (siehe Abb. 5.2).

### Strahlqualität des verstärkten Laserstrahls

Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl diente das Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200. Dabei wurde die Intensitätsverteilung mit der Kamera COHU 4712 aufgenommen und nach der Methode der zweiten Momente ausgewertet. In Tabelle 5.5 sind die bei verschiedenen Ausgangsleistungen ermittelten Beugungsmaßzahlen zusammengefasst.

Die ermittelten Beugungsmaßzahlen wichen bei allen Ausgangsleistungen von der Strahl-

Tabelle 5.5: Beugungsmaßzahl des verstärkten Strahls für verschiedene Ausgangsleistungen. Die gemessenen Intensitätsverteilungen wurden nach der Methode der zweiten Momente ausgewertet. Die eingekoppelte Seedleistung betrug 15 W.

Ausgangsleistung	$M_x^2$	$M_y^2$
15 W	1,56	1,48
51 W	1,64	1,36
90 W	1,52	1,35
129 W	2,46	3,09
161 W	2,28	3,35

qualität  $M^2 \approx 1,0$  des Grundmodes ab. Unter idealen Einkoppelbedingungen könnte der linear polarisierte Grundmode-Seed-Laserstrahl, unter Berücksichtigung der symmetrischen Modenkopplung (siehe Abschnitt 2.6.1), nur den nächsthöheren Mode  $LP_{02}$  anregen. Dieser Mode hat eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 \approx 3,0$  (siehe Abb. 2.6), hierdurch können die Messergebnisse nicht erklärt werden, da bis zu einer Ausgangsleistung von 90 W eine deutlich bessere Strahlqualität bestimmt wurde.

Die Ursache für die vom Grundmode abweichende Strahlqualität kann auf die Einkopplung des Seed-Laserstrahls zurückgeführt werden. Erfolgt die Einkopplung des Scheibenlaserstrahls nicht exakt senkrecht zur Faserfacette, sondern unter einem Winkel, z. B. durch Justagetoleranzen oder durch eine unter einem Winkel gebrochene Faserfacette (siehe Abschnitt 2.6.1), so wird auch eine Anregung, z. B. des  $LP_{11}$ -Modes möglich. Der  $LP_{11}$ -Mode ist nach dem Grundmode der zweitstärkste geführte Mode in der Faser.

Es zeigt sich, dass bis zu einer Leistung von 90 W die Strahlqualität mit  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} \approx 1,4$  nahezu konstant ist, wobei der Wert der Beugungsmaßzahl in  $y$ -Richtung kleiner ist als in  $x$ -Richtung. Diese folgt aus einer unterschiedlich starken Anregung des sinus- bzw. cosinusförmigen Anteils des  $LP_{11}$ -Modes (siehe Abb. 2.5), da diese relativ zur Raumrichtung, in welcher die Auswertung erfolgt, einen deutlich unterschiedlichen Wert der Beugungsmaßzahl aufweisen (siehe Abb. 2.6). Somit erhöht der dominierende cosinusförmige Anteil bei der Auswertung in  $x$ -Richtung die Beugungsmaßzahl stärker als in  $y$ -Richtung.

Bei Ausgangsleistungen von über 90 W erhöht sich der Wert der Beugungsmaßzahl des verstärkten Laserstrahls nochmals deutlich auf  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} \approx 2,8$ . Die Verschlechterung der Strahlqualität bei höherer Leistung wird mit der durch transversal räumlichen Lochbrennen (engl. *transverse spatial-hole burning*, TSHB) unterstützten Anregung eines Transversalmodes mit noch höherer Ordnung erklärt. Der in der Faser nach dem  $LP_{11}$ -Mode am drittstärksten geführte Mode ist der  $LP_{21}$ -Mode. Dieser erhält auch durch TSHB die dritthöchste Verstärkung (siehe Abb. 2.16), es ist somit wahrscheinlich, dass dieser mit einem theoretischen Wert der Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} \approx 3,0$  maßgeblich die Strahlqualität des verstärkten Strahls bei höherer Leistung bestimmt. Nur eine zu-

Tabelle 5.6: Polarisationsgrad (DOP) und linear polarisierter Leistungsanteil (DOLP) des Faserverstärkers mit Scheibenlaser-Oszillator für unterschiedliche Ausgangsleistungen.

Laserleistung	DOP	DOLP
15 W	$97,90 \pm 0,4889$	0,997
51 W	$94,01 \pm 0,6717$	0,999
90 W	$95,95 \pm 0,7590$	0,999
129 W	$94,05 \pm 0,5520$	0,999
161 W	$58,57 \pm 9,2664$	0,913

sätzliche Modeanalyse z.B. mit einem holographischen Filter [177] könnte über den jeweiligen Anteil der Transversalmode im verstärkten Strahl eine exakte Aussage ermöglichen, dies ist aber nicht Ziel der vorliegenden Arbeit. Weiter zeigt die Zusammenstellung der Beugungsmaßzahlen bei unterschiedlicher Ausgangsleistung in Tabelle 5.5, dass nun in x-Richtung ein kleinerer Wert bestimmt wurde. Dies ist eine Folge der bereits für Leistungen kleiner 90 W beschriebenen asymmetrischen Anregung des LP<sub>11</sub>-Modes. Da dieser folglich die Verstärkung in y-Richtung weniger sättigt, welche dann vom LP<sub>21</sub>-Mode genutzt wird und damit in dieser Richtung einen höheren Leistungsanteil erhält.

### Polarisationseigenschaften des verstärkten Laserstrahls

Die Charakterisierung der Polarisationseigenschaften des mit einer nicht-polarisationserhaltenden Faser verstärkten Laserstrahls wird nachfolgend dargestellt. Der hierfür verwendete Messaufbau für die Polarisationsmessung mit dem Polarimeter (Thorlabs PAX 5710) ist in Abb. 5.11 gezeigt. Tabelle 5.6 fasst die damit ermittelten Messergebnisse zusammen. Die Polarisationseigenschaften wurden für jede aufgeführte Ausgangsleistung über eine Messdauer von 30 s erfasst. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um zeitliche Mittelwerte mit Standardabweichung. Durch die Bestimmung der Komponenten des Stokes-Vektors kann sowohl der DOP als auch der davon linear polarisierten Leistungsanteils, DOLP, abgeleitet werden (siehe Abschnitt 2.5).

Bis zu einer Ausgangsleistung von 129 W war der Verstärker vollständig linear polarisiert, d. h.  $\text{DOP} > 95\%$  und  $\text{DOLP} \approx 99\%$ . Die zug- und druckspannungsfreie Führung der aktiven Faser Liekki Yb1200-30/250 DC sowie eine gute Kühlung (vermeiden von thermisch induzierter Doppelbrechung) wirkten, trotz einer starken Wärmeentwicklung bedingt durch die kurze Faser, polarisationserhaltend. Erstmals wurde gezeigt, dass ein linear polarisierter Hochleistungs-Faserverstärker auch ohne spannungsinduzierende Elemente, die in einer polarisationserhaltenden Faser enthalten sind, realisiert werden kann. Als die Ausgangsleistung des Faserverstärkers auf 161 W gesteigert wurde, fiel der von der Polarisationsart unabhängige DOP abrupt auf rund 59 % ab. Der verbleibende polarisierte Leistungsanteil war mit einem DOLP von = 91,3% weiterhin linear polarisiert.

Hierbei gibt der DOP den Leistungsanteil wieder, der in Bezug auf die Gesamtleistung polarisiert ist. Unpolarisiert bedeutet, dass die Phasenbeziehung der beiden orthogonalen Komponenten des E-Feldvektors nicht mehr fest ist, sondern stochastisch variiert.

Das Zustandekommen dieser abrupt auftretenden Depolarisation in Fasern ist gegenwärtig noch nicht vollständig verstanden und bedarf weiteren Untersuchungen. Daher kann an dieser Stelle nur ein einfacher Erklärungsversuch, basierend auf bisher gesicherten Erkenntnissen, gegeben werden. Mit ansteigender Ausgangsleistung des Verstärkers wird zunehmend Wärme in der Faser frei. Dabei erfolgt die Kühlung der Faser einseitig in eine Wärmesenke, wodurch thermisch induzierte Spannungen in der Faser erzeugt werden, welche zu einer thermisch induzierten Doppelbrechung führen können. Zu einer signifikanten Depolarisation kommt es dann, wenn der Wert der thermisch induzierte Doppelbrechung den der in der Faser vorliegenden Doppelbrechung [103] übersteigt. Die Messergebnisse können dahingehend interpretiert werden, dass für Ausgangsleistung größer 129 W die thermisch induzierte Doppelbrechung überwiegt und bei einem Teil der Laserstrahlung zur Depolarisation führt. Wobei der Leistungsanteil von der Moden-Kopplung und dem Übersprechverhalten abhängt [64] und hier nicht abschließend geklärt werden kann.

### Leistungskennlinie des Faserverstärkers

Ein wesentlicher leistungslimitierender Faktor rührt von der hohen thermischen Belastung der Faser her. Dieser folgt aus der hohen Pumpabsorption und der kurzen Faser von 1,1 m Länge. Voruntersuchungen mit einer Thermokamera (VarioCAM von InfraTec mit *Close Up*-Linse) haben bei einer Ausgangsleistung von 192 W eine Fasertemperatur von 40,2 °C ergeben. Die Temperatur wurde in einem Abstand von 20 cm von der Einkopplenseite der Faser bestimmt. Die in Abb. 5.17 gezeigte Fotografie entstand senkrecht von oben, um Winkelabhängigkeiten des Emissionsgrads und der Strahlungsemission auszuschließen. Für die Auswertung der Aufnahmen wurde ein Emissionsgrad von 0,92 angenommen [153]. Der Faserverstärker wurde hauptsächlich durch Wärmeleitung in die Wärmesenke (ca. 16 °C) gekühlt. Zur besseren thermischen Anbindung der Faser an die Wärmesenke diente eine thixotrope Paste auf Silikonbasis (White Ice 515 Timtronics).

Im Experiment erzielte der Laser bei einer Pumpleistung von 500 W eine maximale Ausgangsleistung von 285 W (siehe Abb. 5.18). Dies entspricht einer Verstärkung des Scheibenlaserstrahls mit einer Leistung von 15 W um 12,6 dB, bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 54 % und einem differentiellen Wirkungsgrad von 52,5 %. Die maximale Ausgangsleistung wurde durch die thermische Zersetzung des Schutzcoatings nahe der Einkopplungsseite der Faser begrenzt [157].

Der experimentell erzielte Wirkungsgrad wich um 11 Prozentpunkte von dem in der Simulation bestimmten Wert ab. Ursache hierfür könnten ein höherer Hintergrundverlust durch Streu- oder Absorptionsverluste oder eine thermisch bedingte Fokussverschiebung bei der Einkopplung der Pumpstrahlung sein.

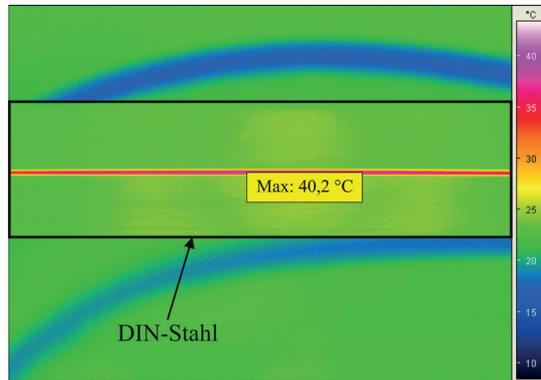


Abbildung 5.17: Thermografieaufnahme (VarioCam von Infratec) der laseraktiven Faser bei einer Ausgangsleistung von 192 W, aufgenommen in einem Abstand von ca. 20 cm nach der Einkopplung der Pumpstrahlung. Die Faser wurde über die Keilstahl-Halterung gekühlt und erreichte bei dieser Ausgangsleistung eine Maximaltemperatur von 40,2 °C.

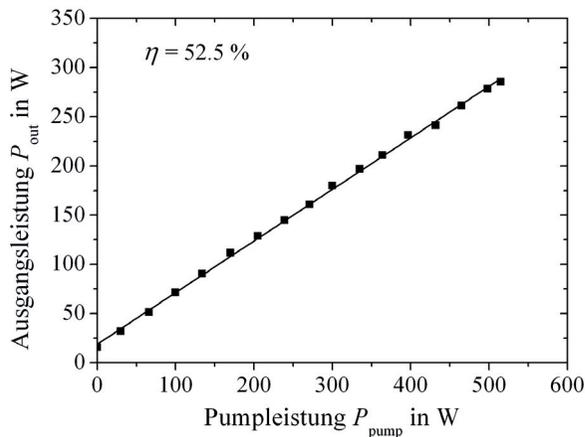


Abbildung 5.18: Ausgangsleistung des polarisierten Faserverstärkers mit einer nicht-polarisationserhaltenden Faser, aufgetragen in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Der 1,1 m lange Faserverstärker erzielte eine maximal Ausgangsleistung von 285 W. Hierbei wurde die Ausgangsleistung des Seed-Lasers von 15 W um 12,6 dB verstärkt.

Bei der maximalen Pumpleistung von 500 W wurden 87 W nicht absorbiert, daraus lässt sich der optisch-optische Wirkungsgrad bezogen auf die absorbierte Pumpleistung zu 64 % berechnen.

Mit diesem Faserverstärker konnte eine Laserleistung bezogen auf die Faserlänge von 260 W/m extrahiert werden. Dies ist für eine konventionelle Stufenindex-Faser mit Schutzcoating einer der höchsten bisher erzielten Leistungswerte pro Meter [178].

Zusammenfassend lässt sich die faserbasierte Verstärkung des Strahls eines Scheibenlasers mit einer nicht-polarisationserhaltenden Faser folgendermaßen bewerten: Die erzielte Verstärkung betrug 12,6 dB, mit einer linear polarisierten Ausgangsleistung von maximal 129 W. Bei höheren Ausgangsleistungen kam es zu Depolarisation in der Faser, die wahrscheinlich auf eine thermisch induzierte Doppelbrechung zurückgeführt werden kann. Eine auf Radialsymmetrie optimierte Kühlung der Faser könnte aller Voraussicht nach die linear polarisierte Ausgangsleistung weiter steigern. Die Wirkzusammenhänge dieser Depolarisation sollten Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Die erzielte Strahlqualität war bis zu einer Ausgangsleistung von 90 W mit einem Wert von  $M^2 \approx 1,4$  grundmodennahe und verminderte sich zum zunehmender Ausgangsleistung aufgrund von einsetzendem TSHB. Die maximal mit dem Verstärker erzielte Ausgangsleistung betrug 285 W, dies entspricht einer extrahierten Laserleistung von 260 W/m. Mit diesem Verstärkersystem konnte ein maximaler Systemwirkungsgrad von 27 % (Diodenlaser ca. 50 %) erzielt werden. Die kurze aktive Faser von 1,1 m Länge bei einem gleichzeitig großen Kerndurchmesser von 30  $\mu\text{m}$  bietet ein hohes Potenzial zur Leistungssteigerung ohne Begrenzung durch nichtlineare Effekte wie SBS und SRS (siehe Abschnitt 4.2).

### 5.4.3 Fazit aus den experimentellen Untersuchungen Faserverstärker für linear polarisierte Seedlaser

Der Faserverstärker mit einer 7 m langen polarisationserhaltenden Ytterbium-dotierten Faser und 20  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 440 W. Diese wurde durch das Auftreten des *Fiber-Fuse*-Effekts begrenzt, ausgelöst unter anderem durch die hohe Laserintensität auf der Auskoppelfaserfacette. Dabei war die Ausgangsleistung linear polarisiert und erzielte eine Strahlqualität von  $M^2 = 1,8$ .

Bei Verwendung einer nicht-polarisationserhaltenden aktiven Faser mit einem Kerndurchmesser von 30  $\mu\text{m}$  lassen sich durch die geringere Intensität generell deutlich höhere Ausgangsleistungen erreichen. Dadurch kann ein hohes Leistungsskalierungspotenzial im Hinblick auf SBS und SRS erschlossen werden. Hinzu kommt, dass konventionelle Stufenindex-Fasern ohne Polarisationserhaltung herstellungsbedingt leistungsbeständiger sind. Nach den hier beschriebenen Ergebnissen ist es möglich, sowohl eine hohe Strahlqualität als auch eine polarisierte Laserstrahlung zu erzeugen. Aus einer nur 1,1 m langen Faser konnten so 285 W Laserleistung erzeugt werden, die durch längere aktive Fasern und damit

geringere thermische Last pro Meter weiter gesteigert werden kann.

Durch ein neues Faserdesign, z. B. durch Trennung des dotierten Kernbereichs von der Modeführung (engl. *confined doping*) [96, 179], mit einer signifikant geringeren Verstärkung für Moden höherer transversaler Ordnung können Faserverstärker mit Scheibenlaser-Seed zukünftig eine höhere Brillanz erreichen, da TSHB vermieden werden kann.

# 6 Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser

Mit Zunahme der Brillanz kommerziell erhältlicher Laserstrahlquellen haben sich in der Vergangenheit stets neue Anwendungsmöglichkeiten eröffnet und die Produktivität, vor allem im Bereich der Lasermaterialbearbeitung, erhöht. Durch die thermisch bedingte Phasenfrontstörung ist die Brillanz des Scheibenlasers bei zunehmender Leistung begrenzt. Eine Möglichkeit, die Brillanz der erzeugten Laserstrahlung weiter zu steigern, ist der nachfolgend erläuterte Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser, welcher als Brillanzkonverter wirkt. [180].

Wird ein Festkörperlaser mit einem anderen Festkörperlaser gepumpt, so handelt es sich um ein sogenanntes zweistufiges Pumpen (engl. *tandem-pumping*) [120]. Im Allgemeinen ergeben sich durch das zweistufige Pumpen zwei Vorteile. Zum einen wird durch eine höhere Stokes-Effizienz in einer Ytterbium-dotierten Faser weniger Wärme frei, und zum anderen steht eine deutlich höhere Pumpleistung bei hoher Strahlqualität als bei einem direkt mit einem schmalbandigen Diodenlaser-gepumpten System zur Verfügung. Werden Multi-kW-Diodenlasersysteme, die über einen großen Wellenlängenbereich (z.B. » 50 nm) emittieren, zum Pumpen eines Faserlasers verwendet, so folgt daraus eine stark inhomogene Pumpabsorption entlang der Faser und führt zu einem ungleichen Wärmeeintrag.

## 6.1 Faserlaser mit einfachem und doppeltem Pumpdurchgang

Der Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser wurde im Rahmen dieser Arbeit in zwei verschiedenen Konfigurationen, unidirektional und bidirektional, aufgebaut. Die Begriffe uni- bzw. bidirektional beziehen sich auf die Richtungen der propagierenden Laser- und Pumpstrahlung entlang der Faser. Im unidirektionalen Aufbau propagieren Pump- und Laserstrahlung in dieselbe Richtung, bis die nicht absorbierte Pumpstrahlung und die entstandene Laserstrahlung am gegenüberliegenden Faserende auskoppelt. Bei der bidirektionalen Konfiguration koppelt die Pumpstrahlung bei der Einkopplung ein und am gegenüberliegenden Faserende werden die nicht absorbierte Pumpstrahlung sowie die entstandene Laserstrahlung wieder zurück in die Faser reflektiert, die Strahlungen propagieren somit

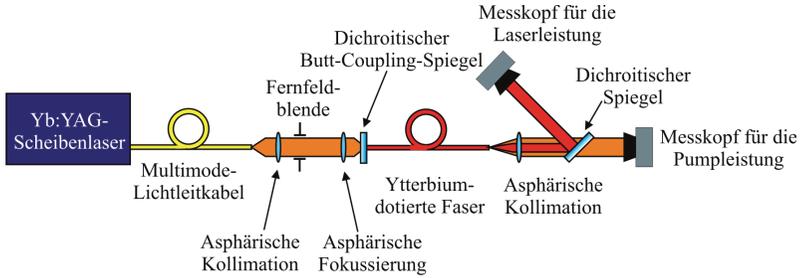


Abbildung 6.1: Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser in unidirektionaler Konfiguration mit einfachem Pumpdurchgang. Der Pumpstrahl propagiert nur entlang einer Richtung und durchläuft die Faser dabei einmal. Am hinteren Faserende können Laser- und transmittierten Pumpleistung simultan gemessen werden.

in entgegengesetzter Richtung ein weiteres mal entlang der Faser.

Die Diskussion sei mit dem Faserlaser in der unidirektionalen Anordnung begonnen, die in Abb. 6.1 schematisch dargestellt ist. Der fasergekoppelte Yb:YAG-Scheibenlaser dient als Pumpquelle. Dessen Strahl tritt aus einem Multimode-Lichtleitkabel aus und wird anschließend kollimiert. Für die Kollimation wurde eine asphärische Linse verwendet, hinter der im Abstand der Linsenbrennweite eine wassergekühlte Blende eingesetzt war. Diese Fernfeldblende [168] dient der Absorption der Pumpstrahlung mit höherer Divergenz, die bei der Einkopplung in die aktive Faser die N.A. des Pumpmantels überschreiten würde. Danach wurde mit einer asphärischen Fokussierlinse die Intensitätsverteilung des Fernfelds auf die Faserfacette fokussiert. Durch Wahl der Brennweiten von Kollimation und Fokussierung konnte der Pumpstrahl vergrößert bzw. verkleinert werden, sodass dessen Strahldurchmesser den Pumpmanteldurchmesser nicht überschritt.

Für den *Butt-Coupling*-Spiegel (siehe Abschnitt 2.6.1) wurde ein Saphirsubstrat verwendet, da Saphir mit  $40 \text{ W}/(\text{m K})$  [181] eine 29-mal höhere Wärmeleitfähigkeit als Quarzglas mit  $1,38 \text{ W}/(\text{m K})$  [181] hat. Dadurch wurden die dielektrischen Schichten besser gekühlt und erreichten so eine höhere Beständigkeit bei hohen Laserintensitäten. Das Schichtsystem des Spiegels bestand auf der faserabgewandten Seite aus einer Antireflexbeschichtung für Wellenlängen von  $1030 \text{ nm}$  bis  $1150 \text{ nm}$  mit einem Reflexionsgrad  $< 0,2\%$ . Auf der faserzugewandten Seite war der Spiegel für die Rückkopplung des Lasers bei Wellenlängen von  $1070 \text{ nm}$  bis  $1100 \text{ nm}$  hochreflektierend ( $> 99,8\%$ ) beschichtet. Am hinteren Faserende erfuhren Pump- und Laserstrahl aufgrund der Fresnel-Reflexion eine Reflexionsgrad von  $3,5\%$ . Nach der Auskopplung wurden die Pump- und Laserstrahlung kollimiert und durch einen dichroitischen Spiegel voneinander getrennt.

Vorteil der unidirektionalen Konfiguration ist in erster Linie der einfache Aufbau der

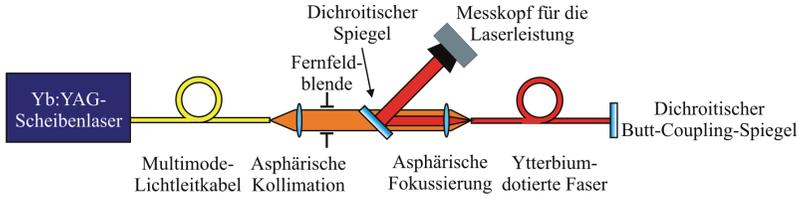


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers in bidirektionaler Konfiguration. Sowohl die nicht absorbierte Pumpstrahlung als auch der erzeugte Laserstrahl werden nach der Reflexion am *Butt-Coupling*-Spiegel ein weiteres mal durch die Faser geführt.

sich aus der räumlichen Trennung der Strahlführung von Pump laser und Laser an den unterschiedlichen Faserenden ergibt. Ferner kann die vom Faserlaser transmittierte Pumpleistung parallel zur Laserausgangsleistung erfasst werden, woraus sich das Absorptionsverhalten der Faser auf einfache Weise bestimmen lässt. Dies ist besonders dann von Bedeutung, wenn eine Ytterbium-dotierte Faser erstmals im Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser zum Einsatz kommt, ohne deren exaktes Absorptionsverhalten zu kennen. Daraus leitet sich aber auch der wichtigste Nachteil ab, nämlich dass die nicht absorbierte Pumpstrahlung nur unter hohem Aufwand und mit einer großen Störanfälligkeit in die Faser zurückgeführt werden kann. Ebenso vorteilhaft ist bei hoher Ausgangsleistung eine relativ geringe Intensität auf dem dichroitischen *Butt-Coupling*-Spiegel. Die auf dem *Butt-Coupling*-Spiegel reflektierte Laserleistung ist aufgrund der hohen Auskopplung auf dem gegenüberliegenden Faserende nur gering. Damit wird die Zerstörschwelle des Spiegels erst bei einer höheren Ausgangsleistung erreicht.

In der bidirektionalen Laseranordnung (siehe Abb. 6.2) erfolgen die Einkopplung der Pumpstrahlung und die Auskopplung der erzeugten Laserstrahlung an derselben Faserfascette. Am anderen Faserende werden die Laserstrahlung und die nicht absorbierte Pumpstrahlung mit einem *Butt-Coupling*-Spiegel reflektiert. Durch die Reflexion der Pumpstrahlung kommt es zu einem zweifachen Pumpdurchgang. Wie Abschnitt 6.4 aufgrund von Simulationen zeigt, kommt es dadurch auch bei hohen Pumpleistungen zu einer vollständigen Pumpabsorption, womit eine hohe Lasereffizienz erzielt wird.

Der für die *Butt-Coupling*-Technik verwendete dichroitische Spiegel aus Saphir ist mit einem spektral breiten hochreflektierenden Schichtsystem (Reflexionsgrad  $> 99,8\%$ ) für Wellenlängen von 1000 nm bis 1100 nm versehen. Um eine mögliche Raman-Oszillation (siehe Abschnitt 4.2.3) zu vermeiden, wurde das Schichtsystem so ausgelegt, dass das Reflexionsvermögen für Wellenlängen größer 1100 nm rasch abnimmt und bei einer Wellenlänge von 1142 nm einen Reflexionsgrad  $< 1\%$  erreicht.

Im Vergleich zum unidirektionalen Aufbau hat der bidirektionale Aufbau den Nachteil, dass sowohl die volle Pumpstrahlung als auch die entstandene Laserstrahlung durch die

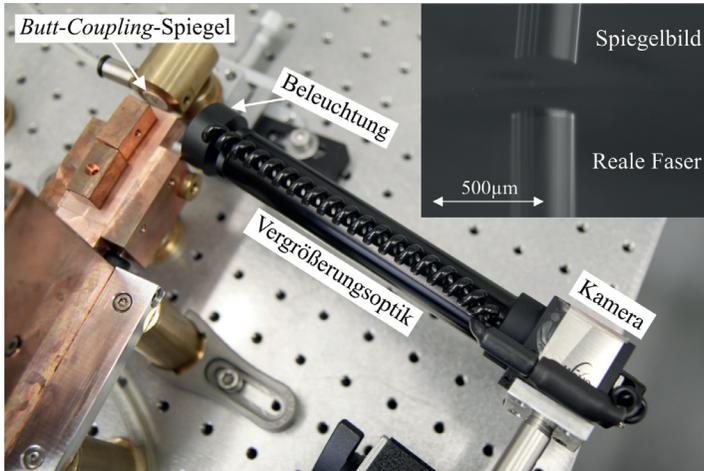


Abbildung 6.3: Die Aufnahme zeigt eine Vorrichtung mit deren Hilfe eine exakte Justage des *Butt-Coupling*-Spiegels für die Rückkopplung des Lasers ermöglicht wurde. Rechts oben ist das Kamerabild (uEye) bei 200-facher Vergrößerung dargestellt. Es zeigt die reale Faser und deren Spiegelbild.

asphärische Fokussierlinse der Einkopplung transmittiert werden müssen. Dies führt zu einer verstärkten Erwärmung der Linse und damit zu einer thermisch bedingten Fokussverschiebung. Des Weiteren ist der *Butt-Coupling*-Spiegel mit einer insgesamt höheren Intensität als in der unidirektionalen Anordnung belastet, da die Laserleistung nach einem Faserdurchgang bereits stark angewachsen ist. Dadurch wird die Zerstörschwelle schon bei einer geringeren Ausgangsleistung erreicht.

Die exakte Justage des *Butt-Coupling*-Spiegels ist hierbei von besonderer Wichtigkeit, da eine Dejustage die Strahlqualität und die Effizienz des Faserlasers verschlechtern kann. Die Strahlqualität kann durch Reflexion der Laserstrahlung am Spiegel unter einem Winkel vermindert werden, da beim Wiedereinkoppeln in die Faser es zu einer Anregung von höheren Transversalmoden kommen kann. Die Lasereffizienz vermindert sich, sobald der Abstand zwischen Faserfacette und Spiegel zu groß ist und es zu einer Fresnel-Reflexion am Glas-Luft bzw. Luft-Glas-Übergang kommt. Wird die Faser jedoch zu stark an den Spiegel angeedrückt kann sowohl die Faser als auch der Spiegel beschädigt werden. Zur exakten Justage des *Butt-Coupling*-Spiegels wurde die in Abb. 6.3 gezeigte Vorrichtung verwendet.

Zur Abstandskontrolle wurde eine uEye-Kamera mit 200-fach vergrößerndem Objektiv eingesetzt. Im Kamerabild sind die Faser und deren Spiegelbild im *Butt-Coupling*-Spiegel dargestellt. Eine optimale Rückkopplung wurde dann erzielt, wenn kein Spalt zwischen

Faserfacette und Spiegel mehr erkennbar war. Winkelfehler wurden durch eine exakte Ausrichtung von Faserhalter und Spiegel mit Hilfe von Endmaßen vermieden (nicht in der Abbildung dargestellt).

## 6.2 Der als Pumplaser verwendete Scheibenlaser

Im Rahmen dieser Arbeit stand ein Yb:YAG-Scheibenlaser des Herstellers TRUMPF als Pumplaser zur Verfügung. Dieser Laser mit der Typbezeichnung TruDisk 5001 erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 5000 W bei einem nominalen Strahlparameterprodukt von 4 mm mrad. Bei einer Laserwellenlänge von 1030 nm entspricht dies einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 12,2$ . Der Laserstrahl wurde in einem Lichtleitkabel (LLK) mit 100  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser geführt.

Da die Strahlqualität des Scheibenlasers leicht variieren kann und von der Führung des LLK abhängig ist (Anmerkung: wurde über zwei Stockwerke verlegt) wurde zusätzlich die Strahlqualität des Scheibenlasers mit dem Microspot Monitor von PRIMES gemessen. Hierbei wurde die Intensitätsverteilung der Strahlkaustik nach einem 30 m langen Lichtleitkabel ohne weitere Abbildungsoptik vermessen und nach der Methode der zweiten Momente ausgewertet. In Abb. 6.4 sind der leistungsabhängige Divergenzwinkel und Fokusradius des TruDisk 5001 gezeigt. Die Auswertung ergab, dass der Divergenzwinkel mit zunehmender Leistung bis 1000 W stark anstieg und bei 5000 W eine Divergenz von 104 mrad erreichte. Hierbei verhält sich der Verlauf des Fokusradius analog

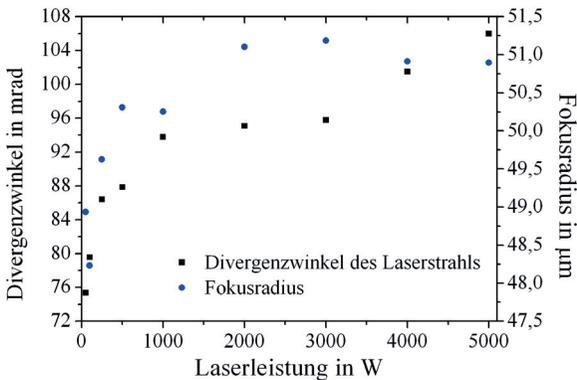


Abbildung 6.4: Gemessener leistungsabhängiger Divergenzwinkel und Fokusradius des Scheibenlasers TruDisk 5001. Die Messwerte wurden mit einem Microspot Monitor des Herstellers PRIMES direkt nach der Auskopplung aus einem 30 m langen Lichtleitkabel erfasst.

zum Divergenzwinkel und erreichte bei der Maximalleistung einen Wert von  $51\ \mu\text{m}$ . Die Abnahme der Strahlqualität resultiert aus der stetig zunehmenden Pumpleistung, die zur Anregung höherer Transversalmoden im Scheibenlaser führt.

Mit den aus dieser Messung bestimmten Werten des Fokusradius und Divergenzwinkels konnte die Abbildungsoptik so ausgelegt werden, dass die zur Verfügung stehenden Fasern genutzt werden konnten.

## 6.3 Aktive Fasern mit hoher Pumpabsorption

Zwei Ytterbium-dotierte Fasern standen für die Realisierung des Scheibenlaser-gepumpte Faserlasers zur Verfügung: Die Faser IPHT 30/100/400 mit  $30\ \mu\text{m}$  Kerndurchmesser und  $99\ \mu\text{m}$  Pumpmanteldurchmesser sowie die Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC mit  $25\ \mu\text{m}$  Faserkerndurchmesser und  $105\ \mu\text{m}$  Pumpmanteldurchmesser. Nachfolgend werden beide Fasern ausführlich beschrieben und abschließend miteinander verglichen. Hierbei wird der Vergleich der Faserparameter zeigen, dass die IPHT-Faser aufgrund ihrer hohen Dotierkonzentration und des im Vergleich zur Liekki-Faser großen Faserkerndurchmessers eine höhere Pumpabsorption erzielt und damit für das Erreichen einer hohen Ausgangsleistung geeigneter ist. Im Gegensatz dazu führt die Liekki-Faser als Folge des kleineren Faserkerndurchmessers weniger Transversalmoden und ist daher tendenziell eher für das Erzielen einer hohen Strahlqualität optimiert.

Durch den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen können unter Berücksichtigung der im Folgenden beschriebenen Faserparameter Rückschlüsse für eine optimale Faseranpassung gezogen werden mit dem Ziel, die Brillanz des Scheibenlaser-gepumpte Faserlasers, der als Brillanzkonverter wirkt, signifikant zu steigern und dabei einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen.

### 6.3.1 Die aktive Faser IPHT 30/100/400

Für eine hohe Pumpabsorption eines bei einer Wellenlänge von  $1030\ \text{nm}$  gepumpte Ytterbium-Faserlasers werden eine hohe Dotierkonzentration und ein großer Kerndurchmesser bei möglichst kleinem Manteldurchmesser benötigt (siehe Abschnitt 2.3.2). Diese hohe Pumpabsorption bewirkt einen effizienteren Laserbetrieb, da eine kürzere Faser ausreicht, was zu reduzierten Hintergrundverlusten führt. Weiter resultiert aus einer geringen Faserlänge eine hohe Schwellleistung für das Auftreten von nichtlinearen Effekten (siehe Abschnitt 4.2).

Die Vorform der Faser wurde am Institut für Photonische Technologien (IPHT) mit dem *Modified-Chemical-Vapor-Deposition*-Verfahren (MCVD) hergestellt. Mithilfe von Lösungsdotierung (engl. *solution doping*) wurde die Vorform mit  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen dotiert und anschließend am IPHT zur Faser ausgezogen. Beim Dotieren wurde eine Konzentration

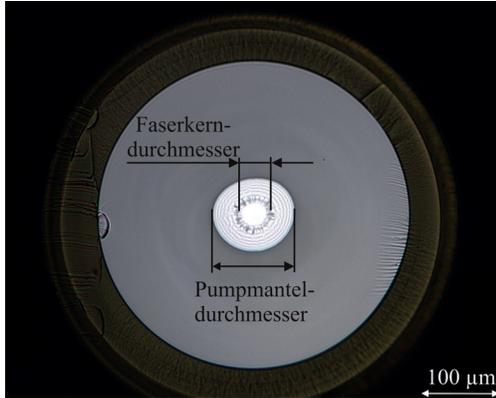


Abbildung 6.5: Mikroskopische Aufnahme des Faserquerschnitts der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400 mit 30 µm Kerndurchmesser und rund 100 µm Pumpmanteldurchmesser. Der Pumpmantel ist mit einem weiteren äußeren Mantel aus Quarzglas von 400 µm Durchmesser umgeben.

von  $1,3 \cdot 10^{26}/\text{m}^3$  erzielt, dies entspricht 0,3 mol-%  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ . Abb. 6.5 zeigt eine Mikroskopische Aufnahme des Faserquerschnitts.

Die Vorform der aktiven Faser wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop und der energiedispersiven Röntgenspektroskopie (*Energy Dispersive X-ray Spectroscopy*, EDX) am IPHT auf ihre chemische Zusammensetzung hin untersucht. Die radiale Verteilungen der unterschiedlichen Dotierung sind in Abb. 6.6 und Abb. 6.7 gezeigt.

Der Faserkern enthielt neben Aluminium und Ytterbium auch Cer (siehe Abb. 6.6). Die Dotierkonzentration von Cer entsprach rund 70 % der Konzentration von Ytterbium. Durch diese Kodotierung wurde eine geringe Photodarkening-bedingte Dämpfung der in der Faser geführten Laserstrahlung erzielt, die vor allem für die ursprüngliche Anwendung der Faser in Pulslasern von Bedeutung war, ist jedoch bei einer Pumpwellenlänge von 1030 nm und der damit verbundenen geringen Inversion nicht entscheidend, siehe Abschnitt 3.6.

Die aktive Faser hatte einen großen Kerndurchmesser von 30 µm, wodurch eine entsprechend hohe Schwellleistung für das Auftreten von SRS resultierte (siehe Abschnitt 4.2.3). Dieser

Kerndurchmesser führt in Verbindung mit einem kleinen Manteldurchmesser zu einer hohen Pumpabsorption (siehe Abschnitt 2.3.2) und bei unverminderter N.A. des Faserkerns zu einer geringen Strahlqualität, da viele Transversalmoden geführt werden können (siehe Kapitel 2.2). Um dennoch eine gute Strahlqualität erzielen zu können, wurde die N.A. des Faserkerns verringert, indem im umgebenen Mantel der Brechungsindex

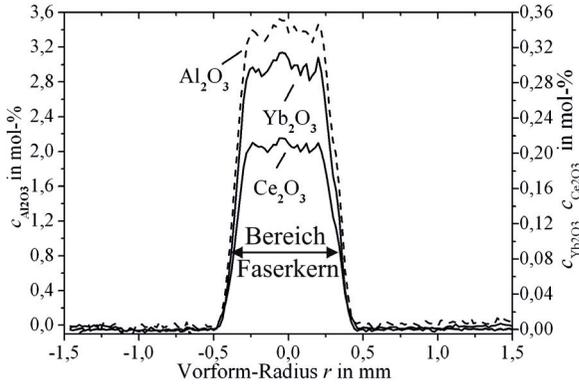


Abbildung 6.6: Radiale Verteilung der Konzentration der verschiedenen Dotanden in der Faservorform. Von  $-0,5$  mm bis  $+0,5$  mm ist der Bereich dargestellt, der nach dem Ausziehen den Faserkern der Faser IPHT 30/100/400 bildet. Die Cer-Konzentration entspricht rund 70 % der Ytterbium-Konzentration.

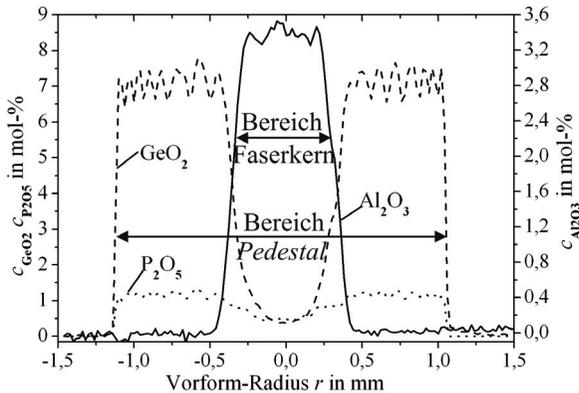


Abbildung 6.7: Radiale Verteilung der Konzentration der unterschiedlichen Dotanden der Vorform, die nach dem Faserziehen den Kernbereich ( $-0,5$  mm bis  $+0,5$  mm) und dem Bereich des Sockels (engl. *pedestal*) ( $-1,1$  mm bis  $+1,1$  mm) der Faser entspricht. Im *pedestal* führen Germanium und Phosphor zu einer Brechungsindexerhöhung, was zu einer Absenkung der N.A. des Faserkerns führt.

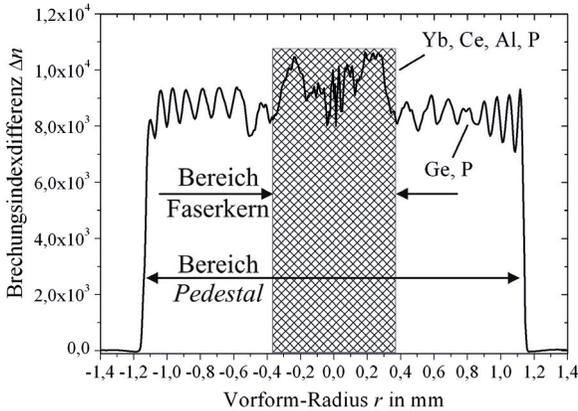


Abbildung 6.8: Brechungsindexprofil der Vorform der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400. Der mit einer Schraffur hinterlegte Bereich ist der Kernbereich der Faser, dieser ist von einem Bereich mit leicht vermindertem Brechungsindex umgeben, dem Brechungsindexsockel *pedestal*. Der Brechungsindexsockel hat gegenüber dem Pumpmantel (beginnend ab -1,2 mm bzw. 1,2 mm) einen deutlich erhöhten Brechungsindex.

durch einen Brechungsindexsockel (engl. *pedestal*) [182] angehoben wurde (siehe Abb. 6.7). Dieser Sockel wurde durch eine Dotierung mit Germanium und Phosphor aufgebaut. Damit wurde eine N.A. des Faserkerns von 0,06 erreicht. Die N.A. des Pumpmantels relativ zum äußersten Fasermantel aus Quarzglas betrug N.A. = 0,16 und war damit ausreichend für eine stabile, d. h. biegeunempfindliche Führung der Pumpstrahlung.

Durch die verschiedenen eingebrachten Dotanden und deren Konzentrationsverlauf folgt das in Abb. 6.8 dargestellte Brechungsindexprofil der Faservorform. Der Kernbereich der Faser ist durch eine Schraffur gekennzeichnet.

Die Variation des Brechungsindex im Mantelbereich sowie dessen Absenkung in der Mitte der Vorform sind typisch für eine mit dem MCVD-Verfahren gefertigte Faser [183]. Beim MCVD-Prozess lagern sich schichtweise Glaspartikel, die aus Siliziumtetrachlorid- und Germaniumtetrachlorid-Gas abgeschieden werden, auf einem Quarzglasrohr an und werden anschließend verglast. Dieses schichtweise Vorgehen führt zu einer Modulation des späteren Brechungsindex. Die in Abb. 6.8 gezeigte zentrale Absenkung (von ca. -0,1 mm bis ca. 0,1 mm) des Brechungsindex ist im Vergleich zu kommerziell erhältlichen Fasern gering und begünstigt eine grundmodennahe Strahlqualität, da Ytterbiumoxid mit 1,95 einen höheren Brechungsindex hat als Quarzglas [184]. Aus dem geringen Rückgang des Index im Zentrum des Kerns folgt, dass eine hohe Ytterbium-Konzentration vorliegt. In Tabelle 6.1 (Seite 181) sind die Parameter der fertig gezogenen Faser zusammengestellt.

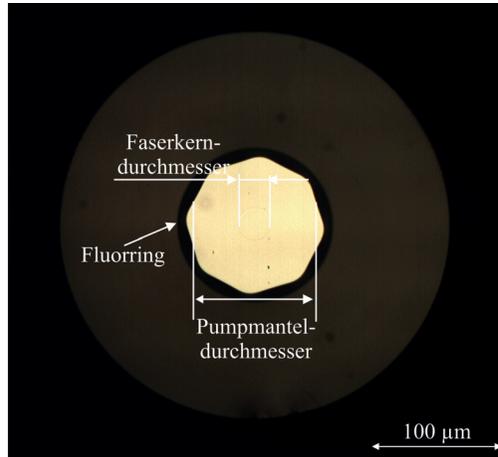


Abbildung 6.9: Mikroskopaufnahme des Querschnitts der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC. Die gezeigte Faser hat einen Faserkern mit  $25\ \mu\text{m}$  Durchmesser, der von einem achteckigen Pumpmantel mit  $105\ \mu\text{m}$  Inkreisdurchmesser umgeben ist.

### 6.3.2 Die aktive Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC

Bei der Auslegung der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC wurde der Schwerpunkt auf die Realisierung eines Faserlasers mit einer hohen Strahlqualität bei gleichzeitig guter Leistungsbeständigkeit gelegt. Dazu wurde ein vergleichsweise kleiner Kerndurchmesser (weniger geführte Moden) und ein zusätzlicher Fluorring zwischen Pumpmantel und äußerem Mantel zur Verbesserung der Führung der Pumpstrahlung eingesetzt. Zur späteren Verwendung von FBGs, wurde zudem eine passive Faser gleicher Geometrie, eine sogenannte *matching fiber*, gefertigt.

Um eine gute Strahlqualität zu erreichen, wurde ein Kerndurchmesser von  $25\ \mu\text{m}$  mit einer  $N.A. = 0,065$  verwendet. Insgesamt resultiert daraus bei einer Wellenlänge von  $1095\ \text{nm}$  ein V-Parameter von  $V = 4,7$  (siehe Gleichung 2.8). Ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung können somit vier Moden in der Faser geführt werden (siehe Abschnitt 2.2). Um eine stabile Führung der Pumpstrahlung zu erzielen wurde ein Manteldurchmesser von  $105\ \mu\text{m}$  (Inkreis) mit einer hohen  $N.A. = 0,23$  vorgesehen. Dadurch ergibt sich für die Einkopplung der Pumpstrahlung eine geeignete Justiertoleranz. Die Faser wurde durch Abscheidung von Nanopartikeln (engl. *direct nanoparticle deposition*) [108] bis zu einer Konzentration von  $9,2 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$  dotiert. Alle weiteren Faserparameter sind in Tabelle 6.1 (Seite 181) zusammengefasst.

Abb. 6.9 zeigt in einer Lichtmikroskopaufnahme den Faserquerschnitt der Faser Liekki

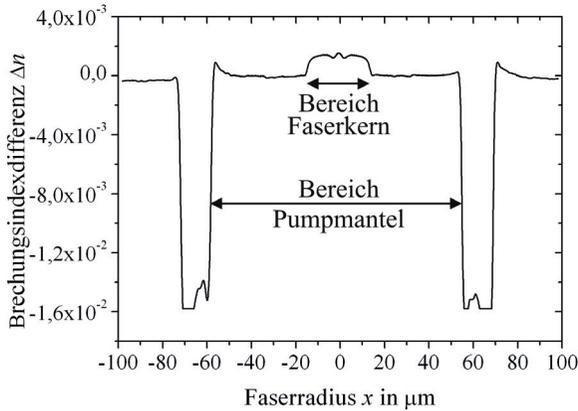


Abbildung 6.10: Gemessenes Brechungsindexprofil der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC. Der starke Abfall des Brechungsindex, im Bereich des Fluorrings, ist deutlich zu erkennen.

Yb1300-25/105/300 DC. Durch den achteckigen Pumpmantel werden die Helixmoden (siehe Abschnitt 2.3.2) unterdrückt, und folglich eine höhere Pumpabsorption erreicht. Der Pumpmantel ist von einem Fluor-dotierten Glasring umgeben, der einen gegenüber undotiertem Quarzglas abgesenkten Brechungsindex von ca.  $26 \cdot 10^{-3}$  [42] hat und so gute Führungseigenschaften für die Pumpstrahlung gewährleistet. Diesen Fluorring umgibt ein zweiter Glasmantel, welcher die mechanische Stabilität der Faser erhöht und die im Faserkern entstehende Wärme auf eine größere Manteloberfläche (siehe Abschnitt 4.1) verteilt. Des Weiteren wirkt dieser äußere Glasmantel Verlusten entgegen, die durch Mikrobiegung [103] entstehen. Das Brechungsindexprofil der Faser ist in Abb. 6.10 dargestellt. Gut zu erkennen ist der äußere Mantel ( $\pm 100 \mu\text{m}$  bis  $\pm 75 \mu\text{m}$ ), daran anschließend der Fluorring mit stark vermindertem Brechungsindex und dann von  $60 \mu\text{m}$  bis  $20 \mu\text{m}$  der Pumpmantel der Faser. Im Zentrum des Indexprofils ist ein erhöhter Brechungsindex zu erkennen, der in Abb. 6.11 nochmals vergrößert dargestellt ist. Der Faserkern hat einen Radius von  $12,5 \mu\text{m}$ . Die Überhöhung des Brechungsindex (Spitze in der Mitte) wird durch eine hohe Konzentration von Ytterbiumoxid verursacht, da Ytterbiumoxid einen hohen Brechungsindex von  $n \approx 1,95$  [184] hat. Aus einer anschaulichen Betrachtungsweise<sup>1</sup> können aus dem Verlauf des Brechungsindex folgende stark vereinfachte Rückschlüsse gezogen werden. Die zentrale Erhöhung des Brechungsindex (Spitze in der Mitte) wirkt begünstigend, im Vergleich zu einem konstanten Verlauf des Indexprofils, auf die Strahlqualität des Lasers, da die Intensitätsverteilung des  $\text{LP}_{01}$ -Modes (siehe Abb. 2.4) einen großen Überlapp mit dem

<sup>1</sup>Entstanden im fachlichen Austausch mit A. Siegman am Institut für Strahlwerkzeuge (10.Juni 2010).

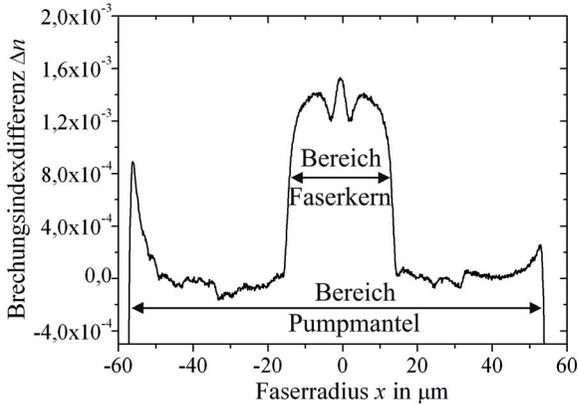


Abbildung 6.11: Detailvergrößerung des gemessenen Brechungsindexprofils im Kern und Mantelbereich der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC. Der zentrale Anstieg des Brechungsindex bei  $x = 0$  kommt durch eine höhere Konzentration von Ytterbiumoxid zustande.

höher dotierten Bereich hat und somit im Laserbetrieb eine hohe Verstärkung erfahren kann. Die beiden symmetrischen Indexmaxima bei  $\pm 10 \mu\text{m}$  haben einen guten räumlichen Überlapp mit der Intensitätsverteilung der nächsthöheren Transversalmode  $LP_{11}$ . Hieraus folgt auch dass dieser Mode, im Vergleich zu einem konstanten Indexverlauf, eine höhere Verstärkung erhält, wodurch eine Unterdrückung voraussichtlich erschwert ist.

### 6.3.3 Vergleich der beiden aktiven Fasern

Die beiden oben beschriebenen Fasern (Faserparameter siehe Tabelle 6.1) weisen bezüglich dem Einsatz im Laser eine unterschiedliche Ausprägung auf. Entsprechend den Berechnungen zufolge erzielt die IPHT-Faser durch die hohe Dotierkonzentration des Faserkerns und einen gleichzeitig großen Kerndurchmesser bei ähnlichem Pumpmanteldurchmesser mit  $1,4 \text{ dB/m}$  eine um  $50\%$  höhere Pumpabsorption als die Liekki-Faser. Das ermöglicht kurze aktive Fasern und damit geringe Hintergrundverluste und einen entsprechend effizienten Laserbetrieb. Des Weiteren zeichnet sich die aktive IPHT-Faser durch eine signifikant höhere Schwelleistung für SRS (siehe Abschnitt 4.2) aus.

Bei der Liekki-Faser wurde hauptsächlich darauf Wert gelegt, dass der Faserlaser eine hohe Strahlqualität erzielt. Dazu wurde eine Faser mit kleinem Faserkerndurchmesser entwickelt, welcher nur vier Moden führt (ohne Polarisationsentartung), wohingegen die IPHT-Faser fünf Moden führt. Berechnungen zufolge unterscheiden sich die Biegeverluste des Grundmodes und jene der nächsthöheren Mode in der Liekki-Faser stärker voneinan-

Tabelle 6.1: Gegenüberstellung der Faserparameter der aktiven Fasern IPHT 30/100/400 und Liekki Yb1300-25/105/300 DC.

Faserparameter	Einheit	IPHT	Liekki
Kerndurchmesser	$\mu\text{m}$	30	25
Geometrie innerer Mantel		elliptisch	achteckig
Innerer Manteldurchmesser (Inkreis)	$\mu\text{m}$	99/94	105
Äußerer Manteldurchmesser	$\mu\text{m}$	400	300
N.A. Kern		0,06	0,065
V-Parameter (1095 nm)		5,2	4,7
N.A. innerer Mantel		0,16	0,23
Dotierkonzentration	$1/\text{m}^3$	$1,3 \cdot 10^{26}$	$9,2 \cdot 10^{25}$
Pumpabsorption im Kern (1030 nm)	dB/m	15,4	16,9
Pumpabsorption im Mantel (1030 nm)	dB/m	1,4	0,96
Schutzmanteldurchmesser	$\mu\text{m}$	520	445
N.A. Schutzmantel		0,46	0,46

der als bei der IPHT-Faser (siehe Abschnitt 2.4). Daher kann durch Biegung der nächsthöhere Mode in der Liekki-Faser effizienter unterdrückt und die Strahlqualität verbessert werden. Durch die hohe N.A. des Pumpmantels der Liekki-Faser wird zudem eine gute Leistungsbeständigkeit erreicht, da die Pumpstrahlung auch bei Biegung sicher geführt wird.

Insgesamt betrachtet haben beide Fasern Vor- und Nachteile; die Parameter der IPHT-Faser sind hierbei für das Erzielen einer hohen Ausgangsleistung ausgelegt und die Parameter der Liekki-Faser für eine grundmodennahe Strahlqualität.

## 6.4 Ergebnisse der Simulation des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers

Mit den nachfolgend dargestellten Simulationen wurde zur Vorbereitung der Experimente die Faserlänge bestimmt, bei dieser die höchste Effizienz erzielt werden kann. Weiter zeigen die Simulationsergebnisse den Verlauf der Pump- und Laserleistung sowie den Verlauf der Inversion entlang der aktiven Faser. Es wird dabei der Unterschied der beiden Laserkonfigurationen bi- und unidirektional deutlich. Dieser Vergleich wird Vor- und Nachteile der jeweiligen Konfiguration aufzeigen, die dann auch im Experiment berücksichtigt werden. Zum Abschluss der Darstellung der Simulationsergebnisse werden die berechneten Leistung, Effizienzen und Faserlängen der beiden Fasern miteinander verglichen.

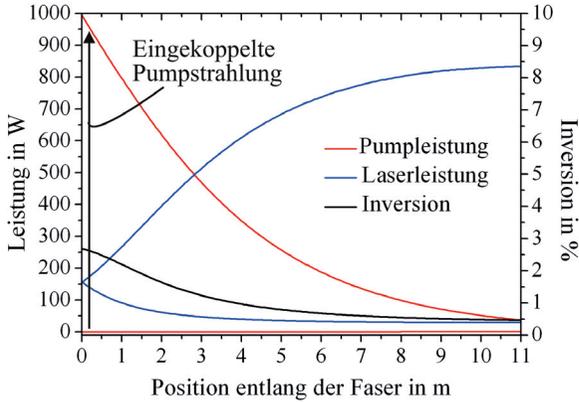


Abbildung 6.12: Berechneter Verlauf von Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion in unidirektionaler Konfiguration entlang der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400. Die Berechnungen ergaben einen optisch-optischen Wirkungsgrad von 81 %.

#### 6.4.1 Ergebnisse der Simulation für die Faser IPHT 30/100/400

Für die Simulation des Faserlasers wurde die Software RP Fiber Power verwendet. Die Software löst die stationären Ratengleichungen ohne Berücksichtigung modaler und thermischer Effekte.

Zur Simulation des unidirektionalen Lasers mit einfachem Pump- und Laserdurchgang wurden neben der in Tabelle 6.1 gegebenen Faserdaten die jeweiligen Reflexionsgrade

$$R(1)_{\text{Pump}} = 0,5 \%$$

$$R(1)_{\text{Laser}} = 99,9 \%$$

$$R(2)_{\text{Pump}} = 3,5 \%$$

$$R(2)_{\text{Laser}} = 3,5 \%$$

für die Pump- und Laserleistung an der Ein- (1) und Auskoppelseite (2) der Faser verwendet. Die Reflexionsgrade auf der Einkoppelseite geben die experimentellen Gegebenheiten unter Einsatz der *Butt-Coupling*-Technik wieder (siehe Abschnitt 6.1). Die Reflexionsgrade der Auskopplung entspricht der Fresnel-Reflexion eines gebrochenen Faserendes.

Das Überlappintegral welches die Wechselwirkung der Pumpstrahlung mit dem aktiven Kern beschreibt, hängt von der jeweiligen Mantelgeometrie ab (siehe Abschnitt 2.3.2) und ist hier mit 80 % berücksichtigt. Für die Simulation wurden eine Hintergrunddämpfung von 0,04 dB/m und eine Emissionswellenlänge von 1095 nm, verwendet (siehe Abschnitt 3.4).

Zu Beginn der Simulation wurde die optimale Faserlänge iterativ bestimmt. Hierbei wur-

den in einer ersten Rechnung bei gegebener Pumpleistung die erzielte Ausgangsleistung und die transmittierte Pumpleistung bestimmt. Bei zu kurzer Faserlänge wurde die Pumpleistung nicht vollständig absorbiert, und die Faserlänge wurde erhöht. War die Faser zu lang, nahm die Ausgangsleistung, vermindert durch die Hintergrundverluste, wieder ab. Bei der optimalen Faserlänge war die Ausgangsleistung maximal und nur ein geringer Anteil der Pumpleistung wurden transmittiert. Anschließend wurde die so bestimmte optimale Faserlänge für die Berechnung des Laser- und Inversionsverlaufs entlang der Faser eingesetzt. In Abb. 6.12 sind der Verlauf der Laser- und Pumpleistung bzw. der Inversion für die Parameter der Faser IPHT 30/100/400 in unidirektionaler Konfiguration dargestellt.

Aus der Simulation ergab sich für den bei einer Wellenlänge von 1030 nm gepumpten Ytterbium-dotierten Faserlaser mit einer Faserlänge von 11 m eine ausgekoppelte Ausgangsleistung von 805 W bei einer Pumpleistung von 1000 W. Rund 3,5 % der in der Faser entstandenen Laserstrahlung wurden bei der Auskopplung reflektiert und wieder in den Laser rückgekoppelt. Insgesamt entspricht dies einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 81 %. Die Inversion erreicht auf der Seite der Einkopplung aufgrund der dort hohen Pumpleistung und geringen Laserleistung einen Wert von 2,5 %.

Für die Simulation des bidirektionalen Laseraufbaus mit zweifachem Pumpdurchgang wurden für die Einkoppel (1)- und Auskoppelseite (2) die Reflexionsgrade

$$R(1)_{\text{Pump}} = 3,5 \%$$

$$R(1)_{\text{Laser}} = 3,5 \%$$

$$R(2)_{\text{Pump}} = 99,9 \%$$

$$R(2)_{\text{Laser}} = 99,9 \%$$

verwendet.

Das Simulationsergebnis bei einer Pumpleistung von 1000 W ist in Abb. 6.13 dargestellt. Bei einer Faserlänge von 11 m wurde eine maximale Ausgangsleistung von 847 W bei einer Wellenlänge von 1095 nm berechnet. Die verwendete Faserlänge wich um zwei Meter von der optimalen Faserlänge (9 m) ab, da später im Experiment sowohl die unidirektionale als auch die bidirektionale Konfiguration mit einer einzigen Faser von 11 m Länge realisiert werden sollte.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass in der bidirektionalen Konfiguration der optisch-optische Wirkungsgrad um rund 4 Prozentpunkte höher als in der unidirektionalen Anordnung ist. Diese gesteigerte Lasereffizienz ergibt sich daraus, dass der größte Teil der Laserleistung erst kurz vor der Auskopplung entsteht und dadurch geringere Hintergrundverluste erfährt.

In der bidirektionalen Konfiguration ist die maximale Inversion im Vergleich zum unidirektionalen Aufbau nochmals geringer und ihr Verlauf homogener. Dies wird dadurch erreicht, dass am Ort der Einkopplung der Pumpstrahlung (höchste Inversion) auch die Laserstrahlung ihren maximalen Wert erreicht hat. Somit wird eine hohe Sättigung erzielt

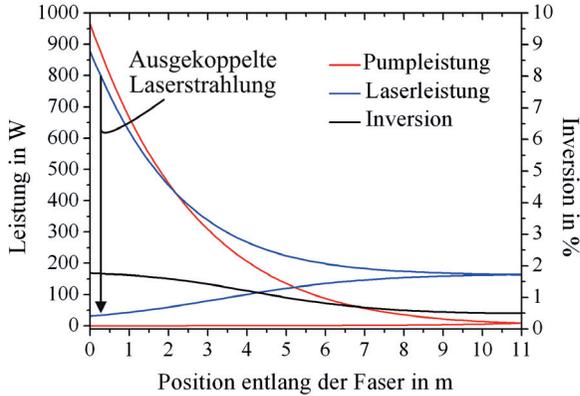


Abbildung 6.13: Berechneter Verlauf von Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion in bidirektionaler Konfiguration entlang der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400. Die Berechnungen ergaben einen optisch-optischen Wirkungsgrad von 85 %

und eine maximale Inversion von 2 % entlang der Faser nicht überschritten.

Insgesamt folgt aus der Simulation, dass der Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser, der als Brillanzkonverter wirkt, mit einem theoretischen Wirkungsgrad von bis zu 85 % sehr effizient ist. Hierbei ist die simulierte Effizienz in der bidirektionalen Konfiguration um rund 4 Prozentpunkte höher als in der unidirektionalen.

## 6.4.2 Ergebnisse der Simulation für die Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC

Da bei der experimentellen Untersuchung dieser Faser auch FBGs eingesetzt wurden, wird neben der Bestimmung der optimalen Faserlänge auch der optimale Auskopplungsgrad ermittelt.

In Abb. 6.14 ist die Lasereffizienz in Abhängigkeit vom Auskopplungsgrad eines unidirektional gepumpten Faserlasers mit der optimalen Faserlänge von 20 m gezeigt. Diese Faserlänge wurde so gewählt, dass nur ein geringer Anteil der Pumpleistung von 1000 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm transmittiert wurde. Für die Berechnungen wurden die Faserparametern der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC (siehe Tabelle 6.1) verwendet. Bei der Einkopplung der Pumpstrahlung wurde ein Reflexionsgrad von 99 % für die Laserwellenlänge, sowie ein Hintergrundverlust von 0,04 dB/m berücksichtigt. Die Simulationsergebnisse zeigen bei einem optimalen Auskopplungsgrad des Lasers von  $R_{OC} = 2\%$  einen maximalen Wirkungsgrad von 76 %.

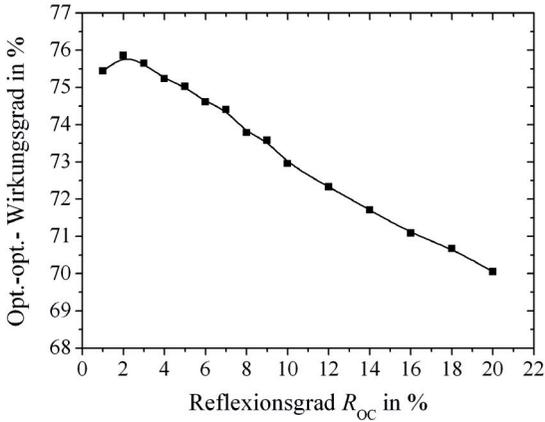


Abbildung 6.14: Berechneter optisch-optischer Wirkungsgrad des unidirektional Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers in Abhängigkeit vom Auskopplungsgrad. Für die Berechnungen wurden die Faserparametern der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC verwendet.

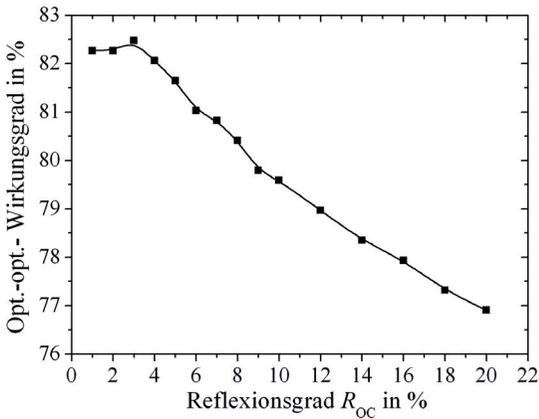


Abbildung 6.15: Berechneter optisch-optischer Wirkungsgrad des bidirektional Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers in Abhängigkeit vom Auskopplungsgrad. Für die Berechnungen wurden die Faserparametern der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC verwendet.

In der bidirektionalen Konfiguration des Faserlasers erhöht sich der optimale Reflexionsgrad des FBGs auf 3 % (siehe Abb. 6.15). Insgesamt wird die optisch-optische Effizienz des in der bidirektionalen Anordnung simulierten Lasers auf 82 % gesteigert. Diese Erhöhung der Effizienz im Vergleich zum unidirektionalen Aufbau resultiert aus dem unterschiedlichen Verlauf der Laser- und Pumpleistung entlang der Faser (analog zu Abschnitt 6.4.1). Für die Simulation des Faserlasers wurden eine Pumpleistung von 1000 W, und am Ort der Einkopplung der Pumpstrahlung ein Reflexionsgrad von 99 % bei der Laserwellenlänge angenommen.

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse im unidirektionalen und bidirektionalen Aufbau mit einem Auskopplungsgrad von 3,5 % (Fresnel-Reflexion) wiedergegeben. Diese dienen dazu, im Experiment ohne FBG einen einfachen Aufbau realisieren zu können, und erhöhen die Vergleichbarkeit der Simulationsergebnisse der beiden zur Verfügung stehenden aktiven Fasern.

In der unidirektionalen Konfiguration mit 11 m Faserlänge, bei einer Pumpleistung von 1000 W und einer Wellenlänge von 1030 nm, wurde eine Ausgangsleistung von 711 W bei einer Wellenlänge von 1095 nm berechnet (siehe Abb. 6.16). Dabei wurden 122 W der Pumpleistung nicht absorbiert. Die optimale Faserlänge in der unidirektionalen Konfiguration wäre 20 m.

Der berechnete Verlauf der Pump- und Laserleistung sowie der Inversion in der bidirektionalen Anordnung im Doppeldurchgang ist in Abb. 6.17 für 1000 W Pumpleistung gezeigt. Analog zu den Berechnungsergebnissen der IPHT-Faser (siehe Abschnitt 6.4.1) wurde die Effizienz durch die Richtungsumkehr von Laser- und Pumpstrahlung gesteigert. Gemäß Simulation wird eine Ausgangsleistung von 794 W bei einer Wellenlänge von 1095 nm erreicht. Dies entspricht einem Wirkungsgrad von 79 %.

Zusammenfassend zeigen die Simulationsergebnisse, dass der optimale Auskopplungsgrad nur wenig vom Laseraufbau abhängt. Die Simulationen ergaben in der unidirektionalen Anordnung einen optimalen Auskopplungsgrad von 2 % und in der bidirektionalen Konfiguration von 3 %. Da ein Reflexionsgrad von 3,5 % der Fresnel-Reflexion am Glas-Luft-Übergang entspricht und somit einfach durch Brechen der Faser realisiert werden kann, wurde dieser später in den Experimenten verwendet.

### 6.4.3 Vergleich der berechneten Ergebnisse

Die Simulationsergebnisse erlauben es, den Einsatz der beiden Fasern IPHT 30/100/400 und Liekki Yb1300-25/105/300 DC in unterschiedlichen Konfigurationen miteinander zu vergleichen. Dazu sind die von der Laseranordnung abhängigen Effizienzen und maximalen Inversionen in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Der Vergleich der uni- mit der bidirektionalen Anordnung zeigt, dass mit Rückführung der Laserstrahlung und der nicht absorbierten Pumpstrahlung (bidirektional), stets eine

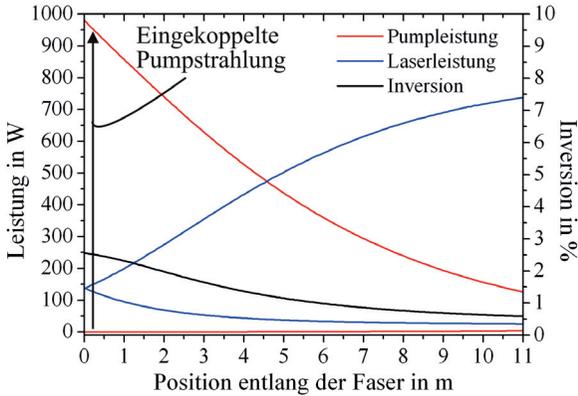


Abbildung 6.16: Berechneter Verlauf der Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion entlang der aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC in unidirektionaler Konfiguration. Die Simulation ergab eine Ausgangsleistung von 711 W bei einer Pumpleistung von 1000 W. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 71%.

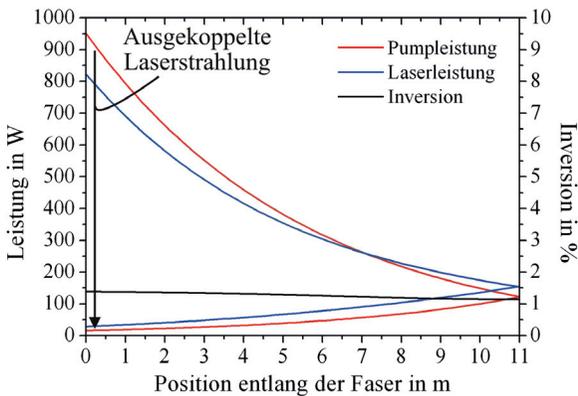


Abbildung 6.17: Berechneter Verlauf der Laser- und Pumpleistung sowie der Inversion entlang der aktiven Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC in bidirektionaler Konfiguration. Die Simulation ergab eine Ausgangsleistung von 794 W bei einer Pumpleistung von 1000 W. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 79%.

Tabelle 6.2: Vergleich der wichtigsten Simulationsergebnisse mit den Faserparametern der Fasern IPHT 30/100/400 und Liekki Yb1300-25/105/300 DC, bei einer Faserlänge von 11 m.

	IPHT		Liekki	
	unidirekt.	bidirekt.	unidirekt.	bidirekt.
Opt.-opt. Wirkungsgrad	80 %	85 %	71 %	79 %
Maximale Inversion	2,5 %	2,0 %	2,5 %	1,5 %

höhere Effizienz erzielt wurde, da in dieser Konfiguration, unabhängig von der Faser, die Pumpstrahlung vollständig absorbiert wird. Da bei der Strahlpropagation in der Liekki-Faser leicht höhere Hintergrundverluste angenommen wurden, ist die Effizienz im Vergleich zur IPHT-Faser in der bidirektionalen Anordnung reduziert.

Die hohe Effizienz der IPHT-Faser ist für das Erreichen einer hohen Ausgangsleistung von Vorteil, da diese bei einer geringeren Pumpleistung erreicht wird. Des Weiteren resultiert aus dem unterschiedlichen Verlauf der Laser- und Pumpleistung in der bidirektionalen Konfiguration ein geringerer Wert für die maximale Inversion. Diese maximale Inversion liegt stets bei der Einkopplung der Pumpstrahlung in die Faser vor, und wird aufgrund der Richtungsumkehr der Laserstrahlung am gegenüberliegenden Faserende durch eine stark angewachsene Laserleistung, sehr gut abgesättigt. Der verminderte Wert der Maximalinversion wirkt sich hierbei positiv auf das Photodarkeningverhalten (siehe Abschnitt 3.6) aus.

Beim Vergleich der Simulationsergebnisse der beiden Fasern in unidirektionaler Anordnung zeigt die IPHT 30/100/400-Faser eine ebenfalls höhere Effizienz, die aus der höheren Pumpabsorption und damit einem geringeren Wert an transmittierter Pumpleistung folgt. Damit würde die Liekki-Faser für die Absorption des gleichen Pumpleistungsanteils wie in der IPHT-Faser, eine deutlich längere Faser benötigen. Aus der längeren Faser resultiert dann eine geringere Schwellleistung für das Auftreten von nichtlinearen Effekten (siehe Abschnitt 4.2), welche die Ausgangsleistung des Lasersystems begrenzen.

Wie bei der Beschreibung der Ytterbium-dotierten Fasern erläutert (siehe Abschnitt 6.3), wurden beide Fasern mit einem leicht unterschiedlichen Ziel entwickelt – die IPHT-Faser für das Erzielen einer hohen Ausgangsleistung und die Liekki-Faser für das Erreichen einer sehr guten Strahlqualität. Welche Strahlqualität mit der jeweiligen Faser maximal erzielt werden kann, lässt sich nur abschätzen (siehe Gleichung 2.8), die tatsächliche erreichbare Strahlqualität ergibt sich erst im Experiment.

## 6.5 Experimentelle Untersuchung der Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser

In diesem Abschnitt wird die experimentelle Realisierung der Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser detailliert beschrieben. Dafür wurden die beiden bereits dargestellten Ytterbium-dotierten Fasern IPHT 30/100/400 und Liekki Yb1300-25/105/300 DC verwendet (siehe Abschnitt 6.3).

Nachfolgend zeigt sich, dass die Experimente bestätigt haben, dass die IPHT-Faser vor allem für hohe Ausgangsleistungen und die Liekki-Faser für das Erzielen einer grundmodenahen Strahlqualität geeignet sind. Weiter zeigte sich, dass mit der Verwendung von FBGs die Strahlqualität nochmals zusätzlich verbessert werden kann (siehe Abschnitt 2.6.2.3). Wie aufgrund der theoretischen Betrachtungen erwartet, wurde im bidirektionalen Aufbau eine gesteigerte Ausgangsleistung bei höherer Effizienz erzielt.

Am Ende dieses Abschnitts werden alle experimentellen Ergebnisse miteinander verglichen und ein Systemwirkungsgrad angegeben. Dieser Wirkungsgrad ermöglicht einen Vergleich der in dieser Arbeit vorgestellten Faserlaser mit anderen Herangehensweisen zur Erzeugung eines Laserstrahls hoher Brillanz basierend auf dem Scheibenlaser.

### 6.5.1 Experimentelle Untersuchung des unidirektionalen Aufbaus

In der gezeigten Darstellung der gewonnenen Ergebnisse in unidirektionaler Pumpenordnung wird sich zeigen, dass mit diesem Aufbau zusätzlich zur vollständigen Charakterisierung des Laserstrahls (d. h. Vermessen von Strahlqualität, Spektrum und Laserleistung) der Wert der Pumpabsorption pro Meter bestimmt werden kann. Dieses Ergebnis ist für die weitere Verwendung der untersuchten Faser wichtig.

#### 6.5.1.1 Faserlaser mit der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400

Der unidirektionale Aufbau des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers hat den Vorteil, dass die transmittierte Pumpleistung mit einem zweiten Leistungsmesskopf simultan zur Ausgangsleistung des Faserlasers bestimmt werden kann (siehe Abb. 6.1). Dadurch lassen sich die Pumpabsorption und zusätzlich die Lasereffizienz, bezogen auf die absorbierte Pumpleistung, ermitteln. Dies ist im bidirektionalen Aufbau nicht möglich, da die Auskopplung der Laserstrahlung am gleichen Ort wie die Einkopplung der Pumpstrahlung erfolgt, ein nicht absorbiertes Pumpleistungsanteil würde somit in den Scheibenlaser zurückgeführt werden und ist damit nicht messbar.

Die Pumpabsorption ist im Allgemeinen abhängig von der Ytterbium-Konzentration, den Wirkungsquerschnitten, der Fasergeometrie und -länge, dem Überlapp der Pumpstrahlung mit dem dotierten Faserkern (ausführliche Darstellung siehe Abschnitt 2.3.2).

Diese Abhängigkeiten sind unabhängig von einander in separaten Messungen meist gut zu bestimmen, beispielsweise die Fasergeometrie durch einfache Mikroskopaufnahmen, die Wirkungsquerschnitte durch Transmissionsmessungen (siehe Abschnitt 3.3). Deutlich schlechter zugänglich ist der Einfluss von Hintergrundverlusten wie der Rayleigh-Streuung (siehe Abschnitt 4.2) oder der Absorption an Verunreinigungen, die vom gesamten Fertigungsprozess abhängig sind [170] und ebenso die Effizienz des Lasersystems beeinflussen. Deshalb ist die experimentelle Bestimmung der absorbierten Pumpleistung von besonderer Wichtigkeit, um auch diese Einflüsse unabhängig von den gut erfassbaren Einflussgrößen bewerten zu können.

Für die Untersuchung der aktive Faser IPHT 30/100/400 mit einer Länge von 11 m, aufgewickelt auf einen wassergekühlten Zylinder mit 120 mm Außendurchmesser, wurde der in Abschnitt 6.1 beschriebene Laseraufbau verwendet. Die Rückkopplung erfolgte an einem Faserende durch eine gebrochene Faser und am anderen in der *Butt-Coupling*-Technik. Gepumpt wurde der Faserlaser mit einem fasergekoppelten Scheibenlaser TruDisk 5001. Der aus einem Faserkern mit 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser emittierte Strahl hatte eine Divergenz von rund 100 mrad. Für die Einkopplung der Pumpstrahlung wurde der Strahl des Scheibenlasers durch eine Bikonvexlinse mit einseitiger Asphäre und 100 mm Brennweite zunächst kollimiert. Fokussiert wurde die Pumpstrahlung dann von einer einseitig asphärischen Bikonvexlinse mit einer Brennweite von 70 mm. Daraus ergab sich eine 0,7-fach verkleinerte Abbildung der Nahfeldverteilung des Pump-Scheibenlasers auf die Faserfacette der aktiven Faser. Dies ermöglichte es, bei der gegebenen Kollimation und Fokussierung die IPHT-Faser mit einem Pumpmanteldurchmesser von rund 100  $\mu\text{m}$  und einer N.A. = 0,16 zu pumpen, da die Strahldivergenz nach der Abbildung 143 mrad betrug und somit gut geführt werden konnte. Abb. 6.18 zeigt das Spektrum des bei einer Wellenlänge von 1030 nm gepumpten Faserlasers bei einer Ausgangsleistung von 40 W. Das vorwiegend inhomogen verbreiterte Spektrum (siehe Abschnitt 2.3.1) wies einzelne zeitlich fluktuierende Intensitätsmaxima in zwei Wellenlängenbereichen von 1086 nm bis 1090 nm und von 1092 nm bis 1096 nm auf. Die homogene Verbreiterung der einzelnen Linien aufgrund von thermisch induzierter Phononenstreuung ist wenig ausgeprägt. Bei der geringen Inversion ist der Verstärkungsquerschnitt im Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1100 nm auf einem gleichbleibenden Niveau (siehe Abschnitt 3.4) und bedingt dieses spektral ausgedehnte Emissionsspektrum. Dabei sättigen einige wenige der dicht zusammen liegenden Longitudinalmoden (Resonatorlänge 11 m) inhomogen die zur Verfügung stehende Verstärkung.

Die Vermessung der Strahlkaustik des Faserlasers wurde mit dem Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200 und der Kamera COHU 4712 vorgenommen. Die Auswertung erfolgte nach der Methode der zweiten Momente. Der Faserlaser mit einem V-Parameter von 5,2 erzielte bei einer Wellenlänge von 1095 nm, aufgewickelt auf einen Zylinder mit 120 mm Durchmesser, bei einer Ausgangsleistung von 40 W eine Strahlqualität von  $M_x^2 = 2,6$  und  $M_y^2 = 2,4$ . Auch die zusätzlich eingebrachten Biegeverluste zur Unterdrückung der höheren Transversalm-

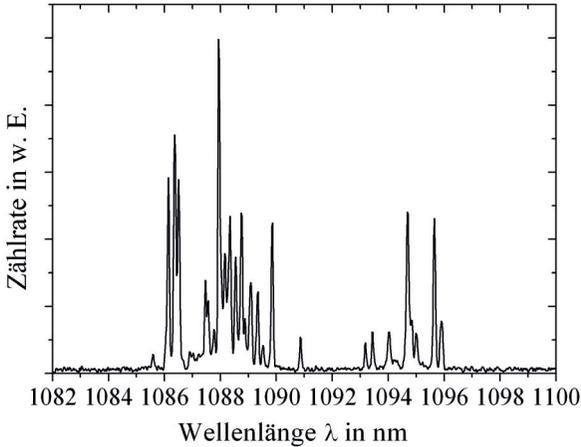


Abbildung 6.18: Gemessenes Spektrum des Faserlasers (Faser IPHT 30/100/400), gepumpt bei einer Wellenlänge von 1030 nm bei einer Ausgangsleistung von 40 W mit vorwiegend inhomogener Verbreiterung. Die thermisch induzierte homogene Verbreiterung der Linien durch Phononstreuung ist noch wenig ausgeprägt. (*Optical Spectrum Analyser* Advantest Q3545)

oden (siehe Abschnitt 2.4) reichten also nicht aus, um eine grundmodennahe Strahlqualität zu erzielen. Die gemessene Strahlqualität bei den eingebrachten Biegeverlusten ist dadurch begründet, dass die Werte der Biegeverluste der  $LP_{01}$ -Mode und der  $LP_{11}$ -Mode sich bei gegebenem Biegeradius im Verhältnis zur Verstärkung noch zu wenig voneinander unterscheiden und Transversalmoden höherer Ordnung im multimodigen Faserkern die Verstärkung mit absättigen. Damit bestätigt das Experiment die Beurteilung auf Basis der Faserparameter (siehe Abschnitt 6.3.3), dass mit dieser Faser aufgrund des großen V-Parameters keine beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht werden kann.

In Abb. 6.19 sind die Ausgangsleistung des Faserlasers sowie die optisch-optische Effizienz in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 925 W bei einer Pumpleistung von 1203 W [185] erzielt. Daraus resultiert ein gemittelter optisch-optischer Wirkungsgrad von 77%. Da die Laserschwelle eines hochverstärkenden Faserverstärkers sehr gering ist ( $< 10$  W), entspricht der optisch-optische Wirkungsgrad in guter Näherung dem differentiellen Wirkungsgrad. Dieser weicht vom simulierten Wirkungsgrad von 80,5% um 3,5 Prozentpunkte ab. Diese Abweichung ist bedingt durch die runde Pumpmantelgeometrie der Faser, und der damit verminderten Pumpabsorption aufgrund der reduzierten Wechselwirkung des Pumpstrahls mit dem dotierten Faserkern (siehe Abschnitt 2.3.2). Bei kleineren Durchmessern des Zylinders zeigte sich eine bessere Übereinstimmung von Experiment und Simulation, da die Moden der

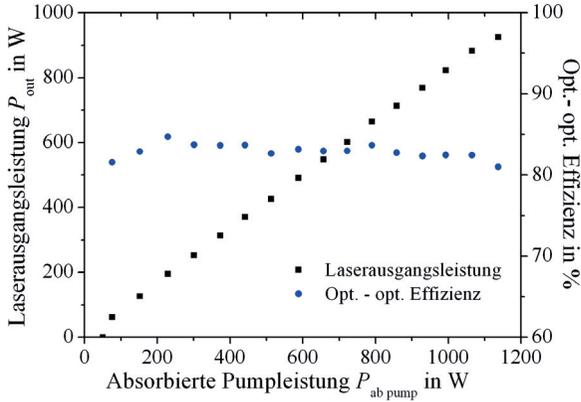


Abbildung 6.19: Gemessene Ausgangsleistung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers in unidirektionaler Konfiguration in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Mit der Faser IPHT 30/100/400 wurde eine maximale Ausgangsleistung von 925 W bei einer Pumpleistung von 1203 W erzielt.

Pumpstrahlung stärker mit dem dotierten Faserkern wechselwirken. Da beim Laserexperiment im unidirektionalen Aufbau die transmittierte Pumpleistung gleichzeitig mit der Ausgangsleistung des Lasers gemessen wurde, konnte auch der differenzielle Wirkungsgrad bezogen auf die absorbierte Pumpleistung auf 81 % bestimmt werden. Aus den ermittelten Leistungen und der Faserlänge wurde die Pumpabsorption der Faser zu 1,3 dB/m bei einer Wellenlänge von 1030 nm bestimmt. Dieser experimentell ermittelte Wert weicht nur um 0,1 dB/m von berechneten Wert 1,4 dB/m (siehe Abschnitt 6.3.3) ab. Aus der geringen Abweichung kann gefolgert werden, dass der veranschlagte Hintergrundverlust von 0,04 dB/m die Experimente gut wieder gibt. Der für diese Messungen verwendete Leistungsmesskopf (PRIMES CompactPowerMonitor) hatte eine absolute Genauigkeit von  $\pm 2\%$  und legt damit den systematischen Fehler der Pumpabsorption fest.

Zusammenfassend folgt für den Faserlaser in unidirektionaler Konfiguration, dass mit der Faser IPHT 30/100/400 eine maximale Ausgangsleistung von 925 W mit einer Effizienz von 77 % erreicht wurde. Für diese Faser ließ sich eine Pumpabsorption von 1,3 dB/m bei einer Wellenlänge von 1030 nm ermitteln. Aufgrund der hohen Pumpabsorption können kurze Faserlänge verwendet werden, wodurch die Schwellleistungen für das Auftreten von nichtlinearen Effekten (siehe Kapitel 4.2) erhöht wird. Die Experimente waren durch die thermische Zersetzung des Fasercoatings bei 85 °C [157] an der ungekühlten Faserzuführung zum Zylinder begrenzt worden. Da sich diese Faser aufgrund der mittleren Strahlqualität eher für das Erzielen einer hohen Ausgangsleistung eignet, wird sie nachfolgend im bidirektionalen Aufbau verwendet. Hier wird eine höhere Effizienz erzielt und damit

weniger Wärme (geringere Absorptionsverluste) in der Faser frei, was zur Steigerung der Ausgangsleistung beiträgt.

### 6.5.1.2 Faserlaser mit der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC

Zur Bestimmung des Absorptionsverhaltens und der Strahlqualität der oben genannten Faser von Liekki wurde der Faserlaser in unidirektionaler Anordnung (siehe Abb. 6.1) unter Verwendung der *Butt-Coupling*-Technik aufgebaut. Die aktive Faser mit einer Länge von 11 m wurde auf einen wassergekühlten Aluminiumzylinder mit 100 mm Durchmesser gewickelt. Die Abbildung der Nahfeld-Intensitätsverteilung des Scheibenlasers auf die Faserfacette der aktiven Faser sowie die Messung der transmittierten Pump- und Laserleistung wurden genauso vorgenommen wie im vorangegangenen Abschnitt 6.5.1.1 erläutert. Die Untersuchung dient zudem zur Ermittlung der maximalen Ausgangsleistung des Lasersystems. Der Faserlaser erzielte eine maximale Leistung von 766 W bei einer Pumpleistung von 1014 W (siehe Abb. 6.20). Dies entspricht einem differentiellen Wirkungsgrad von 66,7% und weicht somit um 4,3 Prozentpunkte vom simulierten Wert ab.

Im Experiment wurden bei der Maximalleistung 135 W an Pumpleistung am Ende der Ytterbium-dotierten Faser transmittiert. Damit bestimmt sich der differentielle Wirkungsgrad, bezogen auf die absorbierte Pumpleistung, zu 75,5%. Bei einer Faserlänge von 11 m

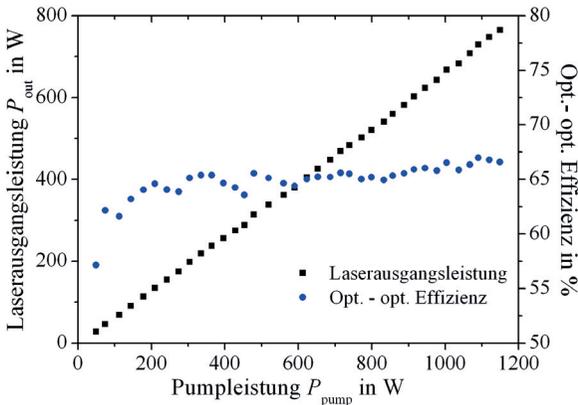


Abbildung 6.20: Gemessene Laserausgangsleistung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers im unidirektionalen Aufbau in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Der Laser erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 766 W. Der Wirkungsgrad (optisch-optische Effizienz) lag bei rund 66%. Für das Experiment wurde die Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC mit einer Länge von 11 m verwendet.

Tabelle 6.3: Leistungsabhängige Beugungsmaßzahl des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers, die mit der Liekki-Faser, aufgewickelt auf einen Zylinder mit 100 mm Durchmesser, ermittelt wurde.

Laserleistung	$M_x^2$	$M_y^2$
28 W	1,94	1,96
114 W	1,96	1,97
220 W	2,00	2,00

ergibt sich daraus eine Pumpabsorption von 0,8 dB/m bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die maximale Absorption ist somit rund 0,2 dB/m geringer als spezifiziert (siehe Tabelle 6.1). Diese Abweichung kann entweder durch eine erhöhte Hintergrunddämpfung oder einer zu geringen Dotierkonzentration erklärt werden, da die achteckige Geometrie des Pumpmantels für eine hohe Überdeckung der Pumpstrahlung mit dem dotierten Kern sorgt (siehe Abschnitt 2.3.2). Die Hintergrunddämpfung kann durch Streuverluste oder durch Absorption an Verunreinigungen wie Metallrückständen entstehen [170]. Bei den nachfolgenden Experimenten muss die verminderte Pumpabsorption mitberücksichtigt werden, und folglich die Faser abhängig vom Laseraufbau entsprechend verlängert.

Die aktive Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC hat einen Kerndurchmesser von 25  $\mu\text{m}$  mit einer N.A. der Faserkerns von  $N.A. = 0,065$ . Daraus ergibt sich ein V-Parameter von  $V = 4,2$  bei einer Wellenlänge von 1095 nm (siehe Gleichung 2.8) und damit eine Anzahl von  $M_s = 4$  geführten Moden (ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung). Im Experiment wurde die Kaustik mit dem Messgerät Spiricon-M<sup>2</sup>-200 und der Kamera COHU 4712 aufgenommen und nach der Methode der zweiten Momente ausgewertet. Die Ergebnisse für verschiedene Leistungswerte sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Die Strahlqualität des Lasers hat sich gegenüber der IPHT-Faser (siehe Tabelle 6.4) mit einem V-Parameter von  $V = 5,2$  (Anzahl der geführten Moden  $M_s = 5$ ) verbessert, aber ein reiner Grundmode-Betrieb wurde nicht erreicht. Dies kann entweder darauf zurückgeführt werden, dass die Winkelabhängigkeit der *Butt-Coupling*-Technik die Strahlqualität negativ beeinflusste (siehe Abschnitt 2.6.1) oder dass der LP<sub>11</sub>-Mode trotz der Biegeverluste (siehe Abb. 2.12) bei gegebenem Dotierprofil eine hohe Verstärkung erfuhr.

Diese Experimente wurden dadurch beendet, dass der *Butt-Coupling*-Spiegel (siehe Abschnitt 2.6.1) und die Faserfacette am Ort der Einkopplung der Pumpstrahlung bei 766 W Ausgangsleistung zerstört wurden. In Abb. 6.21 ist eine Mikroskopaufnahme des Saphirspiegels gezeigt. Auf der Spiegelvorderseite (Faser zugewandte Seite, siehe Abb. 6.21 a) sind die dielektrische Beschichtung sowie der Saphir teilweise aufgeschmolzen. Trotz der hohen Wärmeleitfähigkeit von Saphir wurde durch die gesteigerte Strahlqualität des Lasers die Zerstörschwelle des beschichteten Spiegels erreicht. Hierbei kann nicht abschließen geklärt werden, ob zuerst der Spiegel oder die Faserfacette beschädigt wurde. Durch den in die Faser eingebrachten Fluorring lagen in der Faser starke intrinsische Spannungen

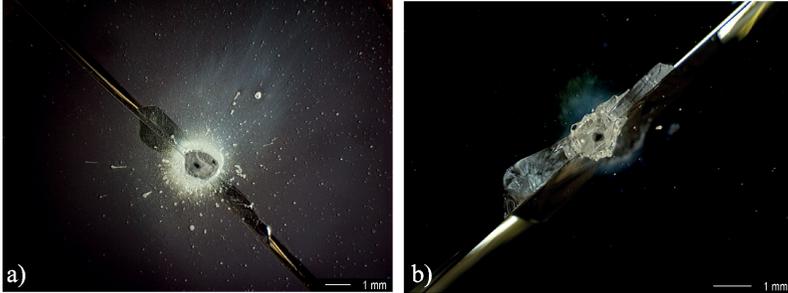


Abbildung 6.21: Mikroskopaufnahme des *Butt-Coupling*-Spiegels aus Saphir, der in einem unidirektionalen Faserlaseraufbau bei 766 W Ausgangsleistung vollständig zerstört wurde. a) Vorderseite, faserzugewandte Seite; b) Rückseite des Spiegels.

[186, 187] vor, die sich durch die im Laserbetrieb frei werdende Wärme und das leichte Andrücken an den *Butt-Coupling*-Spiegel verstärkt haben könnten.

Die Charakterisierung der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC im unidirektionalen Freistrahlaufbau ergab zusammenfassend eine gute Strahlqualität von  $M^2 = 2,0$  und eine Pumpabsorption von 0,8 dB/m bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die Pumpabsorption war 17 % geringer als spezifiziert. Dies kann durch Anpassen der Faserlänge kompensiert werden, verursacht aber einen Rückgang der Effizienz durch erhöhte Hintergrundverluste.

### 6.5.1.3 Fazit zu den Ergebnissen des unidirektional gepumpten Faserlasers

Bei den Experimenten im unidirektionalen Aufbau konnte parallel zur Laserausgangsleistung die transmittierte Pumpleistung erfasst werden. Mit Kenntnis der Faserlänge wurde daraus die Pumpabsorption berechnet. Diese konnte für die Liekki-Faser zu 0,8 dB/m und zu 1,3 dB/m für die IPHT-Faser bestimmt werden. Damit hat die IPHT-Faser aufgrund ihrer höheren Ytterbium-Dotierung und dem um  $5 \mu\text{m}$  größeren Kerndurchmesser eine rund 62 % höhere Absorption. Für einen effizienten Laserbetrieb reicht daher eine kürzere Faserlänge als bei der Liekki-Faser aus. Damit sind die Hintergrundverluste vermindert, und die Schwellleistungen für das Auftreten von nichtlinearen Effekten sind höher (siehe Abschnitt 4.2). Hinzu kommt, dass durch den um  $100 \mu\text{m}$  größeren äußeren Manteldurchmesser die Faser besser gekühlt werden kann (siehe Abschnitt 4.1). Insgesamt ergibt sich daraus eine deutlich bessere Leistungstauglichkeit; daher wird diese im nochmals effizienteren bidirektionalen Aufbau weiter verwendet, um die Ausgangsleistung weiter steigern zu können.

Im Hinblick auf die Strahlqualität zeigte die Liekki-Faser mit  $M^2 = 2$  einen im Ver-

gleich zur IPHT-Faser signifikant besseren Wert. Dieser resultiert aus dem geringeren V-Parameter von  $V = 4,7$  (bei einer Wellenlänge von 1095 nm) im Vergleich zu  $V = 5,2$  der IPHT-Faser. Deshalb werden im Faserkern weniger Moden geführt. Um die Strahlqualität bei den folgenden Untersuchungen weiter zu steigern, kommen FBGs zum Einsatz, die eine grundmodenahe Strahlqualität begünstigen (siehe Abschnitt 2.6.2.3).

## 6.5.2 Experimentelle Untersuchung des bidirektionalen Aufbaus mit der Faser IPHT 30/100/400

Im Folgenden werden die Untersuchungen dargestellt, die mit der auf eine hohe Ausgangsleistung optimierten Faser IPHT 30/100/400 im bidirektional gepumpten Faserlaser durchgeführt wurden. Hierbei wurden zwei unterschiedliche Faserführungen realisiert, einmal aufgewickelt auf einen Zylinder und einmal als Spirale. Damit wird das Ziel verfolgt, die Kühlung der aktiven Faser zu verbessern, um so eine höhere Ausgangsleistung zu erreichen. Ein an die Beschreibung der Experimente anschließender Vergleich wird hierbei Vor- bzw. Nachteile der jeweiligen Faserführung aufzeigen.

### 6.5.2.1 Auf einen Aluminiumzylinder aufgewickelter Faserlaser

In den Experimenten wurde die Absicht verfolgt, durch die effizientere Konfiguration eine nochmals höhere Ausgangsleistung als in unidirektionaler Anordnung zu erzielen. Die gesteigerte Effizienz ermöglicht hierbei eine Leistungsskalierung, da durch die zugrundeliegenden geringeren Absorptionsverluste weniger Wärme im Laser frei wird und die Zersetzungstemperatur des Fasercoatings erst bei einer höheren Pumpleistung erreicht. Für die Umsetzung der Experimente wurde die im unidirektional gepumpten Faserlaser ermittelte Pumpabsorption berücksichtigt. Die aktive Faser hatte eine Länge von 11 m; bei der ermittelten Absorption von 1,3 dB/m und dem in diesem Aufbau vorliegenden doppelten Pumpdurchgang wurde die Pumpleistung vollständig absorbiert. Die aktive Faser wurde auf einen Zylinder mit 100 mm Durchmesser gewickelt und der Resonator wurde unter Verwendung der *Butt-Coupling*-Technik gebildet. Zur besseren Kühlung der aktiven Faser dienten speziell angefertigte Kupferführungen mit einer auf die Faser abgestimmten Nut zur Hin- bzw. Rückführung der Faser zum Kühlzylinder. In diese Nut wurde die Faser eingelegt. Der gesamte Laseraufbau während des Laserbetriebs ist in Abb. 6.22 gezeigt. Die Aufnahme zeigt eine blaue Lichtemission der aktiven Faser. Sie ist auf eine Verunreinigung des dotierten Glases mit Thulium zurückzuführen, das durch einen *upconversion process* bei einer Wellenlänge von 455 nm [188] emittiert.

Zur Ermittlung der Strahlqualität des Lasers wurde das Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200 eingesetzt. Der Laser, der auf einen Zylinder mit 100 mm Durchmesser aufgewickelt war, hatte gegenüber dem im unidirektionaler Aufbau verwendeten Zylinder mit 120 mm eine verbesserte Strahlqualität, die aus der Unterdrückung höherer Transversalmoden durch Biegung

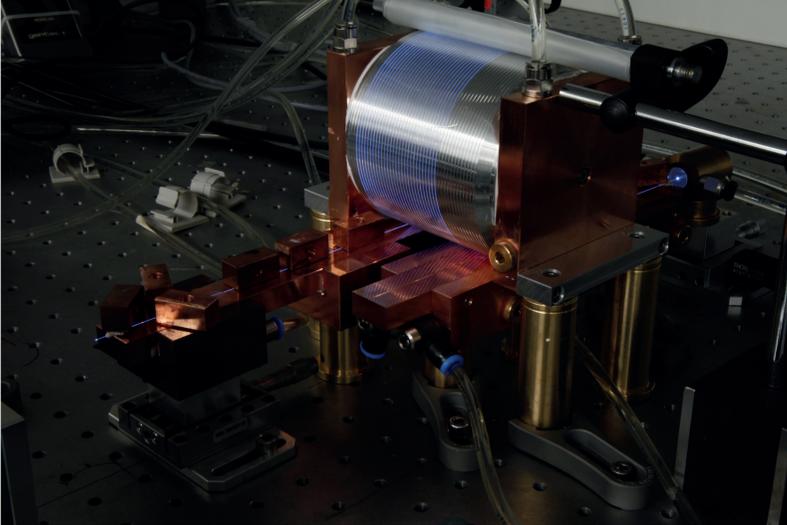


Abbildung 6.22: Aufnahme eines Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers während des Laserbetriebs. Zur Kühlung der Faser sind die Hin- und Rückführung der aktiven Faser an den Zylinder mit wassergekühlten Führungen versehen. Die blaue Lichtemission der Faser ist auf eine herstellungsbedingte Verunreinigung mit Thulium, wodurch es zu einem *upconversion process* kommt, zurückzuführen.

resultiert (siehe Abschnitt 2.4). Für ansteigende Laserleistungen ist in Tabelle 6.4 die ermittelte Beugungsmaßzahl zusammengefasst. In die Berechnung der Beugungsmaßzahl ging die gemessene Zentralwellenlänge des Lasers von 1090 nm bei einer Ausgangsleistung von 337 W ein.

Die Zusammenstellung der Beugungsmaßzahlen zeigt, dass deren Wert in  $x$ -Richtung stets kleiner ist als in  $y$ -Richtung. Dies ist ein geometrischer Effekt und durch die Faserführung um dem Zylinder zu erklären. Der  $LP_{11}$ -Mode hat zwei polarisationsentartete orthogona-

Tabelle 6.4: Leistungsabhängige Beugungsmaßzahl des Faseroszillators unter Verwendung der Faser IPHT 30/100/400, aufgewickelt auf einen Aluminiumzylinder mit 100 mm Durchmesser.

Laserleistung	$M_x^2$	$M_y^2$
42 W	1,76	2,34
172 W	1,92	2,37
337 W	2,09	2,45

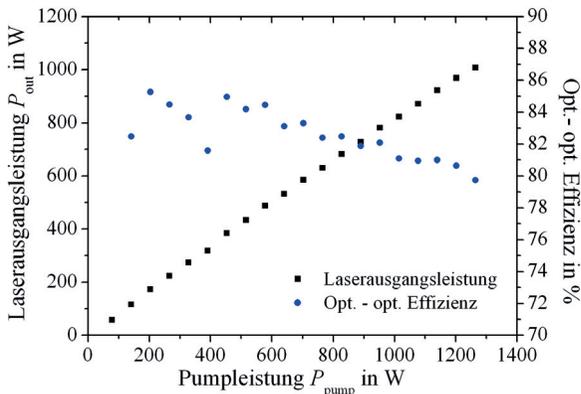


Abbildung 6.23: Gemessene Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung sowie die jeweils erzielte optisch-optische Effizienz des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers, aufgewickelt auf einen Zylinder mit wassergekühlter Zuführung. Der Laser erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 1008 W bei einer Pumpleistung von 1264 W.

le Intensitätsverteilungen (siehe Abb. 2.5). Wird die Faser torsionsfrei auf den Zylinder gewickelt, so erfährt eine der beiden orthogonalen Intensitätsverteilungen einen höheren Biegeverlust als die andere. Hinzu kommen die Mikrobiegeverluste die an der Faserauflage entstehen. Dadurch kommt es in der einen Raumrichtung zu einer höheren Unterdrückung der  $LP_{11}$ -Mode als in die andere, und somit treten in  $x$ - und  $y$ -Richtung leicht unterschiedliche Werte der Strahlqualität auf. Insgesamt verringert sich die Strahlqualität des Laser aufgrund von transversal räumlichen Lochbrennen (siehe Abschnitt 2.7).

Bei der Bestimmung der Leistungskennlinie wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1008 W mit einer Pumpleistung von 1264 W erzielt [189]. Der Verlauf der Laserleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung ist in Abb. 6.23 dargestellt.

Die Auswertung der Leistungskennlinie ergab bis zu einer Ausgangsleistung von 600 W einen differentiellen Wirkungsgrad von 85 %. Dies stimmt sehr gut mit dem durch Simulation bestimmten Wert von 84,7 % überein. Bezogen auf die maximale Ausgangsleistung wurde ein differentieller Wirkungsgrad von 80 % berechnet. Da die Laserschwelle eines hochverstärkenden Faserlasers sehr gering ist ( $< 10$  W), entspricht der differentielle Wirkungsgrad in guter Näherung dem optisch-optischen Wirkungsgrad. Die Abnahme des Wirkungsgrads mit zunehmender Ausgangsleistung lässt sich durch eine mit steigender Pumpleistung zunehmend schlechter werdende Einkopplung der Pumpstrahlung erklären. Um dies aufzuzeigen, wurde die Strahlkaustik des Pumplasers nach der Kollimations- und Fokussierlinse und dem dichroitischen Vielschichtspiegel leistungsabhängig vermessen.

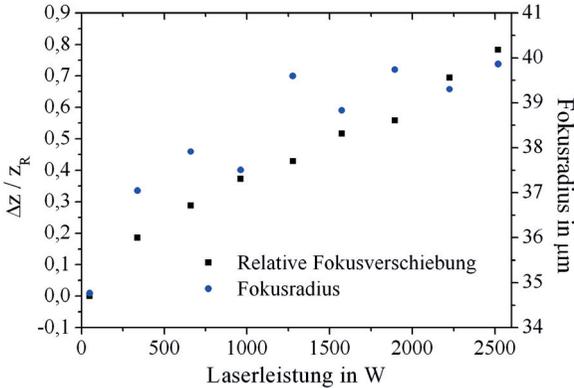


Abbildung 6.24: Messergebnisse der thermisch bedingten Fokusverschiebung  $\Delta z$  des Pumpstrahls relativ zur Rayleigh-Längen  $z_R$  aufgetragen in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Die Messungen wurden mit dem PRIMES Microspot Monitor nach der Kollimations- und Fokussierlinse und dem dichroitischen Spiegel aufgenommen.

Zur Messung der Strahlkaustik wurde der Microspot Monitor von PRIMES eingesetzt. Die Abbildung des Pumpstrahls ins Messgerät erfolgte mit den gleichen optischen Elementen und der gleichen Anordnung wie bei der Einkopplung in die aktive Faser (siehe Abschnitt 6.1). Die vom Messgerät erfassten Änderungen des Fokusradius und die thermisch bedingte Fokusverschiebung sind in Abb. 6.24 in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung des Scheibenlasers aufgetragen. Die Auswertung der Messergebnisse zeigt bis zu einer Leistung von 1 kW eine Fokusverschiebung  $\Delta z$  von 0,4 Rayleigh-Längen  $z_R$  und eine Zunahme des Fokusradius um  $3 \mu\text{m}$ . Bei einer Leistung von 2,5 kW vergrößert sich der Fokusradius weiter auf  $40 \mu\text{m}$  bei einer Fokusverschiebung von rund 0,8 Rayleigh-Längen. Wird mit dieser optischen Anordnung die IPHT-Faser mit einem leicht elliptischen Pumpmanteldurchmesser von  $93 \mu\text{m}$  (kleine Halbachse) gepumpt, so führt der anwachsende Fokusradius in Kombination mit der Fokusverschiebung zu einer mit der Leistung zunehmenden Einkopplung der Pumpstrahlung in den äußeren Glasmantel der Faser. Dieser Pumpleistungsanteil steht dem Pumpen des Lasers nicht mehr zur Verfügung und vermindert leistungsabhängig die optisch-optische Effizienz des Lasers. Des Weiteren wechselwirkt dieser Leistungsanteil mit dem Schutzcoating, wodurch zusätzliche Wärme im Fasercoating frei wird.

Zusammenfassend zeigt die Erprobung der IPHT-Faser im effizienteren bidirektionalen Aufbau, dass eine nochmals gesteigerte Ausgangsleistung von 1008 W erzielt wurde. Der Faserlaser erreichte dabei eine maximale optisch-optische Effizienz von 85 %. Diese maximale Effizienz wurde bei hohen Leistungen durch eine reduzierte Pumpeinkopplung auf

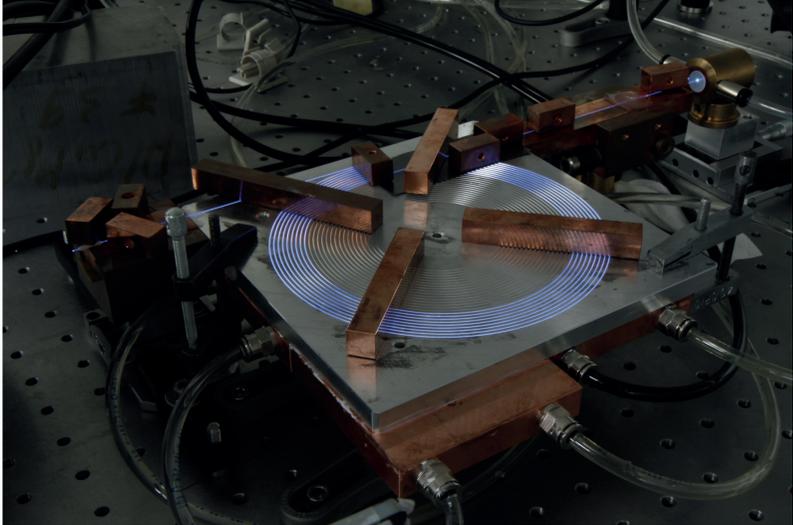


Abbildung 6.25: Aufnahme des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers, aufgewickelt auf eine Spirale. Schlecht kühlbare Übergänge wie bei einer Zylinderanordnung entfallen, da eine separate Faser Hin- und -Rückführung zum Zylinder nicht benötigt wird. Der Aufbau ist somit kompakter und robuster.

80 % vermindert, da thermische Einflüsse auf die abbildende Optik zu einer Vergrößerung und Verschiebung des Pumpflecks auf dem Faserende führten. Die Ausgangsleistung war auf der Einkoppelseite durch eine starke Erwärmung der Faser, an der Übergangsstelle von der Faserzuführung zum Zylinder durch die thermische Zersetzung der Faser begrenzt. Hier konnte die aktive Faser nur unzureichend gekühlt werden. Mit der nachfolgend beschriebenen Faserführung als Spirale soll dieser ungekühlte Übergang vermieden werden.

#### 6.5.2.2 Auf eine Aluminiumspirale aufgewickelter Faserlaser

Der nachfolgend dargestellte Laser in einer Spiralanordnung, ebenfalls unter Verwendung der *Butt-Coupling*-Technik, soll eine weiter gesteigerte Ausgangsleistung erzielen, da die Faser durchgehend gekühlt werden kann. Der Aufbau ist dabei kompakter und durch Wegfall der Hin- und Rückführung der Faser zum Zylinder robuster.

Die in Abb. 6.25 gezeigte Spirale hatte einen maximalen Außendurchmesser von 140 mm und einen minimalen Innendurchmesser von 90 mm. Die einzelnen Führungsnuten hatten einen Gangunterschied von 1 mm. Für das Herausführen der letzten Windung im Inneren der Spirale wurde ein Wärmespreizer (eGRAF heat spreader HITHERM HT-1200) auf

Tabelle 6.5: Leistungsabhängige Beugungsmaßzahl des in einer Spirale aufgewickelten Fasersozillators mit der Ytterbium-dotierten Faser IPHT 30/100/400.

Laserleistung	$M_x^2$	$M_y^2$
38 W	3,07	2,89
91 W	3,37	3,02
152 W	3,25	3,09
286 W	3,53	3,26

Silikon-Grafit-Basis als Brücke verwendet.

Um die Kühlung der aktiven Faser zu steigern, wurde eine thixotrope Paste auf Silikonbasis (White Ice 515 Timtronics) verwendet. Die Paste benetzte die Faseroberfläche und blieb dauerhaft haften. Mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $3\text{ W}/(\text{m K})$  ermöglichte sie eine über die gesamte Faseroberfläche wirkende verbesserte thermische Anbindung an die wassergekühlte Aluminiumspirale. Beim Vergleich der beiden Thermografieaufnahmen (Abb. 6.26 a) und b) zeigt sich diese gesteigerte Kühlwirkung der aktiven Faser deutlich.

Die Thermografieaufnahmen wurden mit der Thermokamera VarioCAM von InfraTec mit einer *Close-up*-Linse aufgenommen. Das Mikrobolometer-Array der Thermokamera detektiert Wärmestrahlung im Wellenlängenbereich von  $7,5\ \mu\text{m}$  bis  $14\ \mu\text{m}$  [190] bei einer Auflösung von  $320 \times 240$  Pixel. Durch eine mechanische Verschiebung des Arrays um  $1/4$  der Pixelgröße konnte die Auflösung auf  $640 \times 480$  Pixel erhöht werden. Beim Anfertigen der Aufnahmen war die Kamera exakt senkrecht über dem Laser positioniert, um keine Umrechnung der winkelabhängigen spektralen Strahldichte sowie des Emissionskoeffizienten [152] vornehmen zu müssen.

In Abb. 6.27 sind für den bidirektionalen Laser die Spektren a) bei geringer Leistung und b) bei höherer Leistung gegenübergestellt. Bei einer geringen Ausgangsleistung von  $38\text{ W}$  ist das Spektrum vorwiegend inhomogen verbreitert (inhomogene Sättigung, siehe Abschnitt 2.3.1), gekennzeichnet durch viele einzelne schmale Emissionslinien. Mit zunehmender Ausgangsleistung bzw. Pumpleistung und damit einer Erhöhung der Faserkerntemperatur wird jede einzelne Linie durch Phononenstreuung homogen verbreitert. Damit sind die einzelnen Linien spektral teilweise nicht mehr getrennt. Diese ist bei den dargestellten Spektren, sehr gut zu erkennen.

Für den auf einer Spirale aufgewickelten Laser wurde die Strahlqualität bei verschiedenen Ausgangsleistungen bestimmt und in Tabelle 6.5 zusammengefasst. Die Strahlqualität wurde mit dem Messgerät Spiricon M<sup>2</sup>-200 und der Kamera COHU 4712 ermittelt.

Die mit diesem bidirektionalen Aufbau ermittelten Beugungsmaßzahlen sind höher als bei dem Aufbau des Lasers mit einem Zylinder mit  $100\text{ mm}$  Außendurchmesser. Rechnerisch (siehe Abschnitt 2.4) wurden zwar für die beiden Faserführungen Spirale und Zylinder, bezogen auf die gesamte Faserlänge, die gleichen Biegeverluste bestimmt. Bei der Spirale sind jedoch direkt nach Einkopplung der Pumpstrahlung aufgrund des großen Außen-

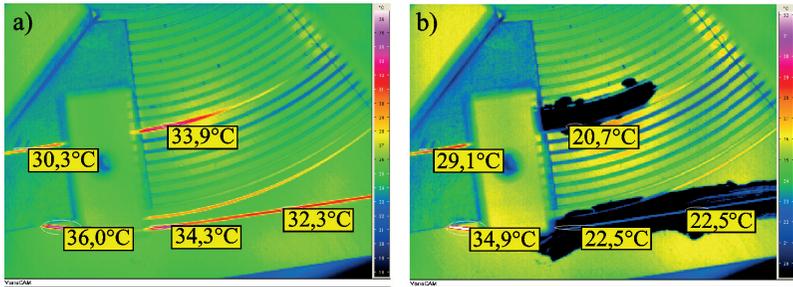


Abbildung 6.26: Thermografieaufnahme des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers bei einer Ausgangsleistung von 362 W. a) Ohne Wärmeleitpaste und b) mit thixotroper Paste benetzt (White Ice 515 Timtronics). Es zeigt sich, dass die dotierte Faser durch eine optimierte Anbindung an die Wärmesenke besser gekühlt werden kann.

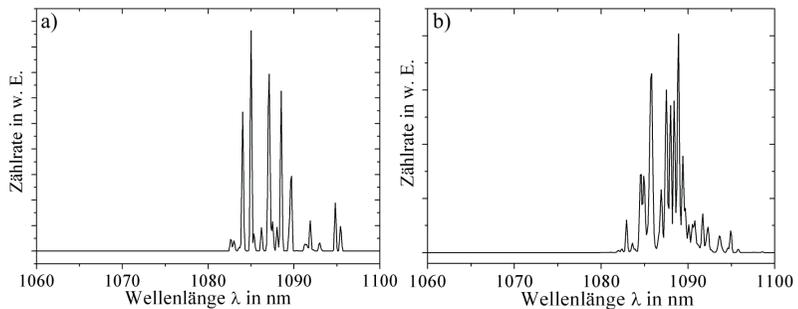


Abbildung 6.27: Gemessenes Spektrum des Faserlasers a) bei einer Ausgangsleistung von 38 W und b) bei 286 W. Mit zunehmender Pumpleistung oszillieren im überwiegenden inhomogen verbreiterten Medium mehr Longitudinalmoden (spektral nicht mehr auflösbar). Zusätzlich kommt es zu thermisch induzierter Verbreiterung durch Phononenstreuung. (*Optical Spectrum Analyser* Advantest Q3545)

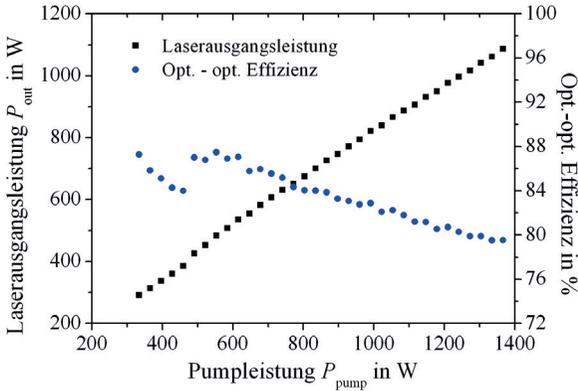


Abbildung 6.28: Der Scheibenlaser-gepumpte Faserlaser erreichte, aufgewickelt auf eine wassergekühlte Aluminiumspirale, eine maximale Ausgangsleistung von 1,1 kW. Diese Leistung wurde bei einem mittleren optisch-optischen Wirkungsgrad von 84 % erzielt.

durchmessers der äußeren Wicklungen die Biegeverluste gering, und gleichzeitig liegt im Laser eine hohe Verstärkung vor. Erst zum Zentrum hin nehmen die Biegeverluste zu. Trotz der Rückkopplung des Resonators kommt es zu einer zu geringen Unterdrückung der höheren Transversalmoden und damit zu einer reduzierten Strahlqualität. Weiter zeigt sich, dass die Werte für  $M_x^2$  und  $M_y^2$  wenig voneinander abweichen. Durch das Einlegen der Faser in die als Nut ausgeführte Spirale kommt es zu keiner asymmetrischen Unterdrückung der orthogonalen Intensitätsverteilungen der Fasermoden (siehe Abb. 2.5), im Gegensatz zur bereits beschriebenen Führung der Faser auf einem Zylinder. Der Anstieg der Beugungsmaßzahl mit zunehmender Ausgangsleistung liegt im transversal räumlichen Lochbrennen begründet (siehe Abschnitt 2.7).

Mit dieser neu entwickelten Faserführung als Spirale wurde ebenfalls eine Laserkennlinie aufgenommen. Hierbei erzielte der Laser eine maximale Ausgangsleistung von 1,1 kW (siehe Abb. 6.28). Die Ausgangsleistung ist durch die Faserführung in einer Spirale aufgrund der durchgängigen Faserkühlung und der höheren Kühlwirkung gegenüber der Faserführung auf einem Zylinder nochmals um rund 10 % gesteigert.

Der Laser erreichte hierbei einen gemittelten optisch-optischen Wirkungsgrad von 84 %. Der tendenzielle Abfall des Wirkungsgrads mit zunehmender Ausgangsleistung kann durch die thermisch bedingte Fokusverschiebung bzw. Vergrößerung des Fokusdurchmessers der Pumpstrahlung auf der Faserfacette erklärt werden (siehe Abschnitt 6.5.2.1).

Die Ausgangsleistung wurde durch die thermische Zersetzung des Fasercoatings bei der Pumpstrahlungseinkopplung begrenzt. Direkt bei der Einkopplung wurde das Schutz-

coating auf einer Länge von 50 mm entfernt. An der Übergangsstelle vom Fasermantel auf das Schutzcoating, auf einer Strecke von ca. 0,3 mm, konnte die Faser mit Coating nicht gekühlt werden. An dieser Stelle wurde die Faser auf eine Temperatur von über 85 °C erwärmt. Da das hier verwendete Acrylatcoating eine Zersetzungstemperatur von 85 °C [157] hat, wurde die Faser zerstört. Eine Kühlung bis direkt zum Faserglasmantel ist nicht möglich, da die hohe Intensität des Pumplasers jede verfügbare faserbenetzende Substanz entzünden würde.

Insgesamt konnte mit dem bidirektional gepumpten, als Spirale gewickelten Faserlaser gezeigt werden, dass dieser Aufbau eine nochmals gesteigerte Ausgangsleistung von 1,1 kW ermöglichte, da durch die Anordnung als Spirale die durchgängige Kühlung der Faser weiter verbessert werden konnte.

### 6.5.2.3 Ergebnisvergleich der bidirektional gepumpten Faserlaser

Mit beiden Faserführungen konnte ein sehr hoher optisch-optischer Wirkungsgrad von bis zu 85 % erzielt werden. Dieser wurde in beiden Aufbauten durch die thermisch bedingte Fokussverschiebung bzw. -vergrößerung vermindert. Daraus resultierte eine reduzierte Einkopplung der Pumpstrahlung in den Pumpmantel.

Bei der Bestimmung der Strahlqualität konnte mit der IPHT-Faser, auf einem Kühlzylinder aufgewickelt, eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 2,4$ , gemessen bei 337 W, ermittelt werden. Bei einer Faserführung als Spirale war die Strahlqualität vermindert, und eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 3,4$  wurde bei 286 W Ausgangsleistung gemessen. Da bei der Auslegung der Spirale darauf geachtet wurde, dass die simulierten Biegeverluste bezogen auf die gesamte Faserlänge für den Zylinder und die Spirale gleich sind, folgt hieraus, dass die gleichförmige Verteilung der Biegeverluste bei der Faserführung auf dem Zylinder vorteilhaft für das Erzielen einer hohen Strahlqualität ist. Damit wurde die Oszillation der höheren Transversalmoden an jeder Position entlang der Faser im gleichen Maße unterdrückt.

Die maximale Ausgangsleistung beider bidirektional gepumpter Faserlaser konnte durch die Spirale von 1,0 kW (Zylinder) auf 1,1 kW gesteigert werden. Diese Steigerung resultierte daraus, dass die aktive Faser an den Übergangsstellen der Hin- und -Rückführung zur Spirale besser gekühlt werden konnte als auf dem Zylinder. Bei der Anordnung als Spirale entfielen diese Übergänge vollständig, da die Einkopplung und die Faserführung in einer Ebene erfolgte. Insgesamt beschränkten die thermischen Grenzen (siehe Abschnitt 4.1), bedingt durch die Zersetzungstemperatur des Acrylatcoatings bei 85 °C [157], die Ausgangsleistung des Faserlasers.

Zusammenfassend haben die Experimente des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers gezeigt, dass eine durchgängige gute Kühlung zu einer Zunahme der erzielbaren Ausgangsleistung führt und die Strahlqualität des Scheibenlasers (rund  $M^2 = 12$ ) mit sehr hoher Effizienz signifikant verbessert werden kann ( $M^2 = 2 - 3$ ).

### 6.5.3 Endgepumpter Faserlaser mit faserintegrierten Bragg-Gittern

Die Untersuchungen im unidirektional gepumpten Faserlaser (siehe Abschnitt 6.5.1) ergaben bereits, dass sich die Liekki-Faser besonders für das Erzielen einer hohen Strahlqualität eignet. Durch die Verwendung eines FBGs soll die bereits gute Strahlqualität  $M^2 = 2,0$ , die bisher in der *Butt-Coupling*-Technik erzielt wurde, weiter gesteigert werden, da die FBGs zu einer vom Transversalmode abhängigen Rückkopplung (siehe Abschnitt 2.6.2) führen und damit den Grundmode begünstigen. Bevor das faserintegrierte Bragg-Gitter zum Einsatz kommen konnte, mussten Faserspleiße entwickelt werden, welche die aktive Faser mit dem FBG verbindet. Deren Realisierung ist ebenfalls im weiteren Verlauf dargestellt.

#### 6.5.3.1 Entwicklung der Spleißverbindung der aktiven Faser mit den FBGs

Für den Aufbau eines Faserlasers mit FBGs als Endspiegel mussten in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Fasern miteinander verspleißt werden, die aktive Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC des Faserlasers und eine photosensitive Faser Liekki PH-25/105/300 DC. Letztere ist eine Faser mit hohem Germaniumgehalt (siehe Abschnitt 2.6.2), die für das Einschreiben der FBGs benötigt wurde. Die Fasergeometrie beider Fasern war hierbei identisch, da die photosensitive Faser als sogenannte *matching fiber* speziell für diesen Spleiß angefertigt wurde.

Um bei der Prozessentwicklung sowohl eine direkte Kontrolle des Spleißergebnisses (engl. *active monitoring*) als auch eine Justage der Faserkerne (engl. *active alignment*) zu gewährleisten, wurde während des Spleißvorgangs der Strahl einer fasergekoppelten Grundmode-LED in den Kern der aktiven Faser eingekoppelt. Die LED (FiboTEC SLD-Modul) wies eine Superlumineszenz bei einer Zentralwellenlänge von 1180 nm und einer spektralen Breite von 30 nm auf. In diesem Spektralbereich ist die Absorption in Ytterbium-dotiertem Glas sehr gering (siehe Abb. 3.8), und für den Einsatz beim Spleißen reicht eine Ausgangsleistung von 1 mW aus. Auf der Auskoppelseite der zweiten Faser wurde die Intensitätsverteilung des Nahfelds [168] auf eine Lochblende abgebildet, um den Leistungsanteil im Faserkern mit einer Fotodiode zu detektieren. Der Spleißer (Vytran GPX-3400) regelte die Faserausrichtung beider Fasern auf das maximale Signal der Fotodiode. Mithilfe dieser Technik wurden geometrisch optimal ausgerichtete Faserspleiße erzielt (siehe Abb. 6.29).

Der eigentliche Spleiß wurde mit dem Spleißgerät GPX-3400 von Vytran angefertigt. Die dafür notwendigen und individuell auf das Faserpaar angepassten Spleißparameter wurden in Versuchsreihen empirisch bestimmt. Sie sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

Der fertige Faserspleiß wurde mit einem niedrigbrechenden Acrylat (Luvantix PC-330), das mit dem Recoater Vytran FFS-2000 aufgebracht wurde, mechanisch stabilisiert.

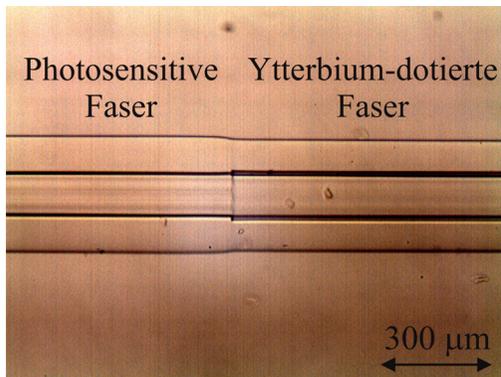


Abbildung 6.29: Mikroskopaufnahme des Faserspleißes der photosensitiven Faser Liekki PH-25/105/300 DC mit der Ytterbium-dotierten Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC mit gleichem Außendurchmesser.

Der Spleiß Yb1300-25/105/300 DC an PH-25/105/300 (siehe Abb. 6.29), wie er für die Verbindung des FBG mit der aktiven Faser benötigt wurde, wurde bis zu einer Laserleistung von 1,9 kW bei einer Wellenlänge von 1030 nm getestet. Dabei zeigte der Spleiß keine Erwärmung und blieb mechanisch stabil. Die Verlustleistung des Spleißes wurde direkt im Laserexperiment bestimmt und lag innerhalb der Messgenauigkeit von  $\pm 2\%$  des Leistungsmesskopfs (PRIMES Compact Powermonitor).

Tabelle 6.6: Verwendete Spleißparameter für das Spleißgerät Vytran GPX-3400 für den Spleiß der photosensitiven Faser Liekki PH-25/105/300 DC (300  $\mu\text{m}$  ph) an die Ytterbium-dotierte Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC (300  $\mu\text{m}$  aktiv).

Parameter	300 $\mu\text{m}$ aktiv an 300 $\mu\text{m}$ ph
<i>Pre-Gap</i>	15 $\mu\text{m}$
<i>Hot-Push-Delay</i>	1 s
<i>On-Duration</i>	8 s
<i>Pre-Push</i>	0 $\mu\text{m}$
<i>Hot-Push</i>	26 $\mu\text{m}$
<i>Push-Velocity</i>	100 $\mu\text{m}/\text{s}$
<i>Power</i>	100 W
<i>Splice-Offset</i>	0 $\mu\text{m}$

### 6.5.4 Scheibenlaser-gepumpter Faserlaser mit FBG

Der unidirektionale Faserlaser mit faserintegrierter Rückkopplung wurde durch das HR-FBG hindurch gepumpt (siehe Abb. 2.7). Die Laserstrahlung wurde durch das OC-FBG oder vereinfacht durch ein gebrochenes Faserende ausgekoppelt. Die transmittierte Pumpstrahlung wurde nach der Auskopplung durch einen dichroitischen Spiegel von der Laserstrahlung getrennt. Vorteil diese Aufbau ist, dass zukünftig durch Anspießen des Scheibenlasers an das HR-FBG vollständig auf Optiken in Freistrahl verzichtet werden kann. Die bidirektionale Konfiguration benötigt im Gegensatz dazu, für die Einkopplung der Pumpstrahlung durch das OC-FBG, einen Freistrahl Aufbau, da die Laserstrahlung ebenso über das OC-FBG ausgekoppelt werden würde, wofür ein dichroitischer Spiegel notwendig ist.

Das Prinzip des Spirallasers, wie es schon mit der IPHT-Faser demonstriert wurde (siehe Abb. 6.25), konnte nicht direkt auf die aktive Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC übertragen werden, da diese Faser eine geringere Pumpabsorption und ein anderes Biegeverhalten (siehe Abschnitt 2.4) hatte. Aufgrund der bei einer Wellenlänge von 1030 nm um 0,5 dB/m geringeren Absorption wird für einen effizienten Laserbetrieb eine um 5 m längere aktive Faser benötigt (also insgesamt 15 m lang). Hinzu kommt, dass die Spiralwindungen nur gefertigt werden können, wenn die einzelnen Windungen einen Mindestabstand von 1 mm aufweisen. Die im Vergleich zur IPHT-Faser deutlich längere Faser musste daher auf zwei hintereinander angeordneten Spiralen verteilt werden. Damit wird der höchste Biegeverlust in der Mitte des Faserlaserresonators erreicht. Bevor die aktive Faser auf eine Doppelspirale aufgewickelt wurde, wurden Voruntersuchungen zu Ermittlung des optimalen Biegeradius an Zylindern mit einem Außendurchmesser von 100 mm, 120 mm und 140 mm durchgeführt.

Für die Voruntersuchungen wurden die Strahlqualität (Messgerät Spiricon-M<sup>2</sup>-200) und der Leistungsanteil im Kern bestimmt. Der Leistungsanteil im Kern wurde durch eine 40-fach vergrößernde Abbildung der Nahfeld-Intensitätsverteilung, die aus der Faser austritt, auf eine 2000 mm entfernte wassergekühlte Lochblende bestimmt. Für die Abbildung wurde eine beidseitige Asphäre ( $f = 50$  mm) verwendet. Hinter der Lochblende wurde die Laserleistung mit und ohne Blende vermessen und daraus das Leistungsverhältnis zwischen Kern und Mantel berechnet. Dieser Kennwert gibt Aufschluss darüber, wie viel Laserleistung durch Biegeverluste in den Mantel auskoppelt.

Die Voruntersuchungen zur Bestimmung des optimalen Biegeverlusts ergaben bei einem Zylinderdurchmesser von 100 mm einen Anteil von bis zu 30 % der Laserleistung im Pumpmantel. Als die Faser auf einen größeren Zylinder (Durchmesser von 140 mm) gewickelt wurde, konnte eine Strahlqualität von  $M^2 = 2,3$  (Methode der zweiten Momente) bestimmt werden. Dabei war der Leistungsanteil im Kern mit 95 % sehr hoch. Aus der geringen Strahlqualität folgte jedoch, dass die Unterdrückung des nächsthöheren Transversalmodes zu gering war. Bei einem Zylinderdurchmesser von 120 mm wurde eine Strahl-



Abbildung 6.30: Fotografie des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers, aufgebaut mit hochreflektierendem *Fiber Bragg Grating* und aufgewickelt auf zwei wassergekühlte Aluminiumspiralen. Der Übergang von einer zur nächsten Spirale wurde mit einem Graphit-Silikon-Wärmespreizer realisiert.

qualität von  $M^2 = 1,7$  (Methode der zweiten Momente) mit einem Leistungsanteil von 95 % im Kern erzielt. Wird die hier mit FBG erzielte Strahlqualität mit der im vorangegangenen Abschnitt bei einem Biegedurchmesser von 100 mm ohne FBG von  $M^2 = 2,0$  verglichen (siehe Abschnitt 6.5.1.2), so zeigt sich die bereits theoretisch bestimmte Begünstigung der Strahlqualität des Lasers mit FBG (siehe Abschnitt 2.6.2.3) deutlich.

Da eine Spirale für jede Windung einen unterschiedlichen Durchmesser hat, wurde durch Simulation (siehe Abschnitt 2.4) die Gesamtdämpfung der Spirale mittels Addition der Biegeverluste der jeweiligen Spiralwindung bestimmt. Hierbei wurden die Windungsdurchmesser der Doppelspirale so angepasst, dass für den  $LP_{11}$ -Mode die gleiche Gesamtdämpfung wie für den Zylinder mit einem konstanten Durchmesser von 120 mm erreicht wurde. Abb. 6.30 zeigt eine Aufnahme des Faserlasers während des Laserbetriebs. Der Übergang von der innersten Windung der ersten Spirale auf die äußerste Windung der zweiten Spirale wurde durch einen auf die Fasern gelegten flexiblen Wärmespreizer (eGRAF heat spreader HITHERM HT-1200) auf Graphit-Silikon-Basis realisiert. Dieser Wärmespreizer (engl. *heat spreader*) hatte eine Wärmeleitfähigkeit von  $150 \text{ W}/(\text{m K})$  lateral und senkrecht dazu  $10 \text{ W}/(\text{m K})$ , wodurch sich dieses Material von anderen Wärmespreizern positiv abgrenzte und ein guter Wärmeübertrag in die wassergekühlte Spirale möglich war.

Der Laser mit der speziell angepassten doppelten Spirale wurde durch das HR-FBG hindurch unidirektional gepumpt. Die Ausgangsleistung wurde durch eine gebrochene Faserendfläche ausgekoppelt. Das verwendete HR-FBG hatte einen Reflexionsgrad von  $R = 95\%$  bei einer Wellenlänge von  $1091 \text{ nm}$  mit einer spektralen Breite von  $\Delta\lambda = 3,5 \text{ nm}$ . Dieses FBG hatte eine Länge von  $30 \text{ mm}$  mit einer periodischen Variation der Brechzahl um  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-4}$ . Durch die große spektrale Breite lässt sich die stimulierte Brillouin-

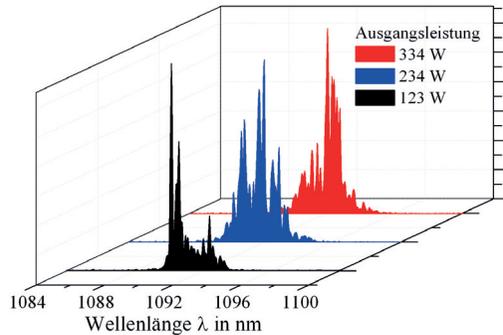


Abbildung 6.31: Spektrum des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers mit HR-FBG bei der Laserleistung 123 W, 234 W und 334 W. Das Spektrum wurde mit einem *Optical Spectrum Analyser* (Advantest Q3545) mit 0,05 nm Auflösung gemessen. Bei höherer Verstärkung, d. h. höherer Pumpleistung, verschiebt sich das Spektrum aufgrund des Verstärkungsquerschnitts (siehe Abschnitt 3.4) zu längeren Wellenlängen.

Streuung unterdrücken, da sich die Ausgangsleistung auf viele Longitudinalmoden verteilen kann (siehe Abschnitt 4.2.2).

Das Laserspektrum des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers mit HR-FBG ist in Abb. 6.31 für verschiedene Laserleistungen dargestellt. Der Laser oszillierte in der vom HR-FBG vorgegebenen spektralen Bandbreite. Die einzelnen Linien des inhomogen verbreiterten Lasers werden mit ansteigender Leistung und damit höherer Faserkerntemperatur zunehmend homogen verbreitert (siehe Abschnitt 2.3.1). Des Weiteren verschiebt sich mit steigender Leistung das Maximum der spektralen Emission zu längeren Wellenlängen, da sich durch die gesteigerte Pumpleistung auch der maximale Verstärkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 3.4) zu längeren Wellenlängen verschiebt.

Zeitgleich zu den Leistungskennlinien und dem Strahlungsanteil von Faserkern zu -mantel wurde die Strahlqualität des Lasers mit dem Messgerät Spiricon-M<sup>2</sup>-200 und der Kamera COHU 4712 mit und ohne Nahfeldblende vermessen und nach der Methode der zweiten Momente ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.7 zusammengestellt.

Die Werte der Beugungsmaßzahl mit Nahfeldblende entsprechen einer grundmodenahen Strahlqualität von  $M^2 = 1,4$ . Die Strahlqualität konnte bei gleichen rechnerisch ermittelten Gesamtbiegeverlusten durch die Anordnung als Doppelspirale gegenüber der Faserführung auf einem Zylinder mit 120 mm Außendurchmesser nochmals gesteigert werden. Hier erweist sich der maximale Biegeverlust in der Mitte des Faserlaserresonators als besonders vorteilhaft. Durch transversal räumliches Lochbrennen (siehe Abschnitt 2.7) kommt es zu einem leichten Anstieg der Beugungsmaßzahl mit zunehmender Ausgangsleistung.

Insgesamt zeigte sich, dass die Biegeverluste des  $LP_{11}$ -Modes optimal für die LMA-Faser mit 25  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser und einer N.A. des Faserkerns von  $N.A. = 0,065$  angepasst waren.

Im Vergleich dazu ist die Strahlqualität ohne Nahfeldblende ab einer Ausgangsleistung von 350 W plötzlich signifikant schlechter. Dies resultiert aus dem  $LP_{11}$ -Mode, der trotz der Biegeverluste eine hohe Verstärkung erfährt und durch Biegung nahezu vollständig in den Pumpmantel ausgekoppelt wurde. Bevor die Ursache dieser abrupten Verschlechterung der Strahlqualität näher erörtert wird, soll der Verlauf der Ausgangsleistung diskutiert werden.

Bei der Bestimmung der Kennlinie der Laserausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung (siehe Abb. 6.32) wurde eine Kennlinie sowohl mit als auch ohne Nahfeldblende aufgenommen.

Bei einer geringen Ausgangsleistung bis ca. 150 W und somit geringen Verstärkung betrug die im Kern geführte Leistung  $> 95\%$ , da der nächsthöhere Transversalmode noch nicht oszillierte, und der Grundmode die gesamte Verstärkung sättigte. Mit zunehmender Ausgangsleistung nahm der im Kern geführte Leistungsanteil immer weiter ab, bis beispielsweise bei einer Ausgangsleistung von 450 W, nur noch 321 W im Kern geführt wurden. Eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung war möglich, jedoch wurde immer weniger Laserleistung im Kern geführt. Der Laser erzielte ohne Nahfeldblende einen differentiellen Wirkungsgrad von 73%; dieser Wirkungsgrad erhöht sich auf 78% bezogen auf die absorbierte Pumpleistung.

Wie in Abb. 6.32 gezeigt, nimmt die Ausgangsleistung stetig zu, der im Kern geführte Leistungsanteil, nahm jedoch ab einer Ausgangsleistung von ca. 150 W (ohne Nahfeldblende) stetig ab. Trotz der für den nächsthöheren Mode optimal angepassten Biegeverluste oszillierte dieser und wurde durch Biegung nahezu vollständig in den Pumpmantel ausgekoppelt. Dies lässt sich durch die sehr gute Strahlqualität des Lasers mit Nahfeldblende von  $M^2 \approx 1,2$  belegen (Tabelle 6.7), welche sich mit einem geführten  $LP_{11}$ -Mode auf eine

Tabelle 6.7: Leistungsabhängige Beugungsmaßzahl des Faseroszillators, ermittelt mit und ohne Nahfeldblende. Die Faser war hierbei auf eine Doppelspirale aufgewickelt.

Laserleistung ohne Nahfeldblende	$M_x^2$	$M_y^2$	Laserleistung mit Nahfeldblende	$M_x^2$	$M_y^2$
35 W	1,36	1,31	33 W	1,20	1,16
79 W	1,36	1,32	72 W	1,21	1,16
130 W	1,39	1,34	113 W	1,23	1,18
242 W	1,57	1,56	210 W	1,30	1,27
350 W	1,70	1,75	281 W	1,28	1,26
450 W	2,88	3,17	321 W	1,44	1,41

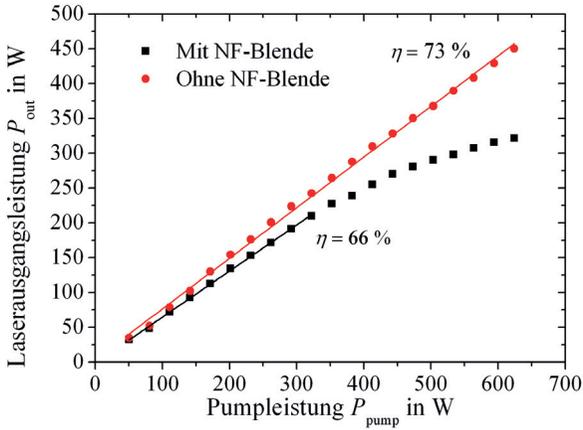


Abbildung 6.32: Ausgangsleistung des Faserlaser, aufgebaut als Doppelspirale, in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Dabei ist die Laserleistung, die mit und ohne Nahfeldblende erfasst wurde, aufgetragen. Aufgrund einer Mode-Instabilität erfährt der  $LP_{11}$ -Mode auch bei starker Unterdrückung durch Biegung eine so hohe Verstärkung, dass ein signifikanter Leistungsanteil in den Fasermantel auskoppelt.

Wert von  $M^2 \approx 2,0$  verschlechtern würde. Auch nicht absorbierte Pumpstrahlung kann ausgeschlossen werden, da diese vor der Nahfeldblende mit einem dichroitischen Spiegel ausgekoppelt wurde.

Die Ursache für dieses Verhalten lässt sich durch eine Mode-Instabilität in LMA-Fasern, die im Grundmode betrieben werden, erklären (siehe Abschnitt 2.7). Der  $LP_{11}$ -Mode erfährt dabei, bei starker Unterdrückung durch Biegeverluste, eine Verstärkung die deutlich höher ist als bei klassischer Betrachtung (siehe Abschnitt 2.3.3). Die Verstärkung des höheren Modes kann sogar die des Grundmodes übertreffen, d. h., der nächsthöhere Mode oszilliert selbst unter hohen Biegeverlusten und koppelt in den Pumpmantel aus. Somit wird die Strahlqualität des Lasers stark vermindert und steht für Anwendungen, die eine hohe Brillanz benötigen, nicht mehr zur Verfügung.

Beispielsweise kann durch neu konzipierte aktive Fasern mit einer Trennung des Dotierprofils vom Wellenleiter die Mode-Instabilität unterdrückt werden. Mit dieser Trennung wird erreicht, dass die Verstärkung des Grundmodes unabhängig vom Sättigungsbereich stets höher ist als für alle anderen Transversalmoden. Hierbei wäre ein parabelförmiges Dotierprofil innerhalb des Faserkerns optimal für einen stabilen Grundmode in LMA-Fasern. Eine Anpassung des Brechungsindexprofils der Modenföhrung auf eine parabelähnliche Form wurde bereits demonstriert [191], jedoch nicht ein parabelähnliches Dotier-

profil innerhalb des Brechungsindexprofils einer Stufenindex-Faser. Dies wurde bisher nur theoretisch untersucht [179]. Einfache zylindrische Dotierprofile, deren Querschnittsfläche kleiner waren als die der Modenführung, wurden bereits bei wenigen Watt realisiert [96]. Zusammenfassend haben die Experimente des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers mit FBG gezeigt, dass ein grundmodenaher Laserbetrieb mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,4$  bei einer guten optisch-optischen Effizienz von 73% erreicht wurde. Die Experimente haben des Weiteren die Grenzen des Grundmodebetriebs in LMA-Fasern durch eine Mode-Instabilität demonstriert.

### 6.5.5 Fazit aus den experimentellen Untersuchungen der Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser

Zum Abschluss der experimentellen Untersuchungen des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers werden die jeweils besten Ergebnisse, die mit der Faser IPHT 30/100/400 und der Faser Liekki Yb1300-25/105/300 DC erzielt wurden, gegenübergestellt und bewertet. Die IPHT-Faser war vor allem auf das Erzielen einer hohen Ausgangsleistung ausgerichtet und die Liekki-Faser in Verbindung mit einem FBG auf das Erreichen einer grundmodenahen Strahlqualität. Die Zusammenstellung (siehe Tabelle 6.8) gliedert sich in fünf Rubriken; zuerst werden die für die Experimente wesentlichen Faserparameter angegeben und im Anschluss der Laseraufbau, der für das Erreichen der Zielsetzung das beste Resultat lieferte. Des Weiteren werden die experimentellen Ergebnisse nochmals in Bezug zu den Simulationsergebnissen gesetzt. Abschließend wird ein Systemwirkungsgrad angegeben, der den Wirkungsgrad des Scheibenlasers als Pumplaser berücksichtigt. Dieser Systemwirkungsgrad dient dazu, den Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser mit anderen Herangehensweisen zur Steigerung der Brillanz des Scheibenlaserstrahls zu vergleichen.

Bei der Betrachtung der experimentell bestimmten Pumpabsorption ist die Absorption der IPHT-Faser um 0,5 dB/m höher als die der Liekki-Faser. Diese höhere Absorption ist die Folge des größeren Kern-zu-Mantel-Verhältnisses und der gleichzeitig höheren Dotierung (siehe Abschnitt 2.3.2). Damit ergeben sich für einen effizienten Laserbetrieb eine kürzere aktive Faser und eine höhere Schwellleistung für nichtlineare Effekte (siehe Abschnitt 4.2). Daher wird mit der IPHT-Faser leichter eine hohe Ausgangsleistung erreicht. Die deutlich reduzierte Pumpabsorption der Liekki-Faser resultiert hauptsächlich aus dem kleineren Kerndurchmesser bei ähnlichem Manteldurchmesser. Dieser Faserkerndurchmesser wurde vorwiegend für das Erreichen einer hohen Strahlqualität gewählt.

Wird der V-Parameter (siehe Gleichung 2.8) beider Fasern bei einer Wellenlänge von 1095 nm verglichen, so ergibt sich für die Liekki-Faser ein geringerer Wert. Dies folgt aus dem um 5  $\mu\text{m}$  kleineren Kerndurchmesser von 25  $\mu\text{m}$ . Folge davon ist, dass ohne Berücksichtigung der Polarisationsentartung im Kern ein Transversalmode weniger geführt wird und die Biegeverluste in Abhängigkeit vom Biegeradius eine anderen Verlauf

Tabelle 6.8: Experimentelle Ergebnisse der Untersuchung des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers im Überblick.

	Einheit	IPHT	Liekki Yb1300
<b>Faserparameter</b>			
Kerndurchmesser	$\mu\text{m}$	30	25
N.A. des Faserkerns	–	0,06	0,065
Normierte Frequenz bei 1090 nm	–	5,2	4,7
Anzahl geführter Moden	–	5	4
Geometrie Pumpmantel	–	rund	achteckig
Manteldurchmesser	$\mu\text{m}$	100	105
Pumpabsorption bei 1030 nm	dB/m	1,3	0,8
<b>Laseraufbau</b>			
Laserkonfiguration		bidirektional	unidirektional
Faserführung	–	Spirale	Doppelspirale
Resonatoraufbau	–	<i>Butt-coupling</i>	FBG
Faserlänge	m	11	15
<b>Simulationsergebnisse</b>			
Lasereffizienz	%	84,7	73
Optimale Faserlänge	m	9	21
<b>Experimentelle Ergebnisse</b>			
Optisch-optische Effizienz	%	84	73
Optisch-optische Effizienz (absorbierte Leistung)	%	–	78
Zentralwellenlänge	nm	1095	1091
Max. Ausgangsleistung	W	1100	321
Strahlqualität $M^2$	–	3,3	1,4
<b>Systemwirkungsgrad</b>	%	32	29

( $LP_{01}$  stärker von  $LP_{11}$  separiert) als bei der IPHT-Faser zeigen (siehe Abschnitt 2.4). Die Liekki-Faser mit einem V-Parameter von 4,7 erzielte im Experiment eine grundmodenahe Strahlqualität von  $M^2 = 1,4$ . Diese hohe Strahlqualität wurde auch durch die modenselektive Rückkopplung des FBGs (siehe Abschnitt 2.6.2.3), das den Grundmode zusätzlich unterstützt erreicht. Die IPHT-Faser mit einem größeren V-Parameter erzielte eine geringere Strahlqualität. Aus den Experimenten folgt somit, dass für eine sehr hohe Strahlqualität ein V-Parameter von  $V \approx 4,5$  erforderlich ist und der Einsatz von FBGs eine hohe Strahlqualität zusätzlich unterstützt.

Beim Vergleich der Lasereffizienz ist zunächst vor allem eine Bewertung der Effizienz, bezogen auf die absorbierte Pumpleistung, von Interesse. Die Ergebnisse sind weitgehend unabhängig vom Laseraufbau. Die IPHT-Faser erzielte im unidirektionalen Aufbau (nicht in der Tabelle dargestellt) einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad von 81 % (siehe Abschnitt 6.5.1.1). Mit der Liekki-Faser konnte hierbei nur ein Wirkungsgrad von

78 % erzielt werden. Dieser Unterschied resultiert aus der insgesamt geringeren Hintergrunddämpfung der IPHT-Faser, bedingt auch durch die kürzere Faserlänge. Dabei ist der Wert der Hintergrunddämpfung hauptsächlich durch die Fertigungstechnologie der Faser bestimmt [170], folglich hängen hohe Lasereffizienzen von der jeweiligen Herstellungstechnologie und der benötigten Faserlänge ab.

Durch den sich aus der Pumpabsorption und geringen Hintergrundverlusten ergebenden hohen Wirkungsgrad der IPHT-Faser von 84 % ist diese Faser besonders für das Erzielen einer hohen Ausgangsleistung günstig, da wenig Wärme (geringere Absorptionsverluste) in der Faser verbleibt und dadurch die Leistungsskalierung begünstigt wird. Im Experiment wurde mit dem hier gezeigten bidirektional gepumpten Faserlaseraufbau eine maximale Ausgangsleistung von 1,1 kW erzielt. Die Liekki-Faser erreicht eine signifikant geringere Ausgangsleistung von 321 W. Diese folgt vor allem aus der höheren Strahlqualität, die mit der Liekki-Faser erreicht wurde, da die Mode-Instabilität nur in LMA-Fasern auftritt, wenn der Laser im Grundmode oder grundmodenahe oszilliert. Hieraus wiederum folgt eine zunehmende Auskopplung der im Kern geführten Leistung in den Pumpmantel. Diese Leistung steht damit einer möglichen Anwendung nicht mehr in beugungsbegrenzter Strahlqualität zur Verfügung, die Brillanz des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers lässt sich somit nur bis zu einem bestimmten Punkt steigern. Nur durch neu entwickelte Faserkonzepte, z. B. durch eine teilweise räumliche Trennung von Dotierprofil und Modenföhrung, die auf eine Vermeidung der Mode-Instabilität ausgelegt sind, gelingt die Kombination einer hohen Strahlqualität mit einer hohen Ausgangsleistung.

Aus den hier dargestellten experimentellen Ergebnissen kann ein zukünftiges Faserdesign abgeleitet werden, durch das eine hohe Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher Strahlqualität erreicht werden kann. Für eine hohe Ausgangsleistung sind geringe Hintergrundverluste von besonderer Bedeutung, da dadurch relativ lange aktive Fasern verwendet werden können und somit die beim Laserbetrieb entstehende Wärme über eine größere Oberfläche verteilt wird. Dabei sollte die Pumpabsorption im Hinblick auf die Schwellleistungen für SRS so hoch sein – z. B. durch eine hohe Dotierung oder großen Faserkerndurchmesser –, dass sich besonders lange Fasern vermeiden lassen, maximal 15 m in bidirektionaler und 13 m in unidirektionaler Konfiguration bei 5 kW Pumpleistung (siehe Abschnitt 4.2.3). Um zusätzlich eine grundmodenahe Strahlqualität mit der Faser erzielen zu können, sollte ein V-Parameter von  $\leq 4,5$  in Verbindung mit FBGs gewählt werden.

Abschließend werden die hier dargestellten faserbasierten Brillanzkonverterkonzepte gepumpt mit dem Scheibenlaser mit anderen aktuellen Vorgehensweisen zur Brillanzsteigerung des Scheibenlaserstrahls verglichen. Neben den hier beschriebenen Ausführungen ist ein weiterer vielversprechender Ansatz der Einbau eines deformierbaren Spiegels in den Scheibenlaserresonator. Mit einem solchen adaptierbaren Spiegel kann die thermisch bedingte Phasenfrontstörung leistungsabhängig kompensiert werden. In Experimenten erreichte S. Pehler mit solch einem Aufbau eine maximale Ausgangsleistung von 815 W bei

einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,4$  und einer optisch-optischen Effizienz von 39 % [1]. Unter der Annahme, dass die Pumpdiodenstacks einen elektrisch-optischen Wirkungsgrad von 50 % erzielen, entspricht dies einem Systemwirkungsgrad von 19,5 %. Die mit diesem Laser erzeugte Grundmode-Strahlung lässt sich hierbei nicht in einer Faser führen, da die Laserstrahlung außerhalb der Faser erzeugt wurde und eine Freistrahleinkopplung nur unter hohen Verlusten möglich ist [14]. Im Gegensatz dazu lässt sich die mit dem Scheibenlaser-gepumpten Faserlaser erzeugte Laserstrahlung in einer Faser führen, da sie in der Faser erzeugt wird und ohne Freistrahleinkopplung durch Anspießen einer Transportfaser übertragen werden kann. Dies ist für den industriellen Einsatz von großem Nutzen.

Für die Bestimmung des Systemwirkungsgrads des Scheibenlaser-gepumpten Faserlasers wurde vorausgesetzt, dass der Scheibenlaser einen optisch-optischen Wirkungsgrad von 70 % erzielt [192] und die Pumpdiodenstacks im Scheibenlaser einen elektrisch-optischen Wirkungsgrad von ca. 50 % erreichen. Hieraus ergibt sich bei Verwendung der IPHT-Faser ein Systemwirkungsgrad von 32 % und bei grundmodenaher Strahlqualität mit der Liekki-Faser ein Wert von 29 %. Damit sind die in diesem Kapitel vorgestellten faserbasierten Brillanzkonverter zur Erzeugung eines hochbrillanten Laserstrahls, gepumpt mit einem Scheibenlaser, um 13 Prozentpunkte bzw. 10 Prozentpunkte effizienter als gegenwärtige Realisierungen, die direkt im Scheibenlaserresonator eingesetzt werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] S. Piehler et al.: *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors*. Optics Letters, 37(24):5033–5035, 2012.
- [2] S. Schad et al.: *Near fundamental mode high-power thin-disk laser*. SPIE Photonics West, 23.–28. Februar, San Francisco, USA, 8959, 2014.
- [3] K.Saito et al.: *Fictive temperature dependences on refractive index and Yb3+ absorption band in silica preforms*. Proc. SPIE Photonics Europe, 16.–20. April, Brüssel, Belgien, 6998, 2008.
- [4] C. K. N. Patel: *Interpretation of CO<sub>2</sub> Optical Maser Experiments*. Physical Review Letters, 12(21):588–590, 1964.
- [5] C. K. N. Patel: *Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO<sub>2</sub>*. Physical Review Letters, 136(5A):1187–1193, 1964.
- [6] D. A. Belforte: 2012 *Annual Economic Review and Forecast*. Industrial Laser Solutions, 1:588–590, 2013.
- [7] Trumpf Laser und Systemtechnik GmbH: *TruDisk Laser Technische Daten*. [www.trumpf-laser.com](http://www.trumpf-laser.com) (Letzter Zugriff am 20. November 2011).
- [8] J. E. Geusic, H. M. Marcos und L. G. Van Uitert: *Laser Oscillations in Nd-doped Yttrium Aluminum, Atrrium Gallium and Gadolinium Garnets*. Applied Physics Letters, 4(10):182–185, 1964.
- [9] A. Giesen et al.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B, 58(5):365–372, 1961.
- [10] Th. Graf: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Vieweg+Teubner, 2009. 1. Auflage.
- [11] T. Gottwald et al.: *Recent disk laser development at Trumpf*. SPIE Security and Defense, 23.–28. Sept. 2012, Edinburgh, Vereinigtes Königreich, 85470C:1709–1711, 2012.

- [12] Y. H. Peng et al.: *Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser*. Optics Letters, 38(10):1709–1711, 2013.
- [13] B. Weichelt et al.: *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line*. Optics Letters, 37(15):3045–3047, 2012.
- [14] M. Blomqvist et al.: *Fundamental-mode fiber-to-fiber coupling at high-power*. SPIE Photonics West, 22.–27.Februar 2009, San Jose, USA, 7193, 2009.
- [15] D.J. Richardson, J. Nilsson und W. A. Clarkson: *High power fiber lasers: current status and future perspectives* [Invited Paper]. Journal of the Optical Society of America B, 27(11):B63–B92, 2010.
- [16] P. P. Kisliuk und W. S. Boyle: *The Pulsed Ruby Maser as a Light Amplifier*. Proceedings of the IRE, 49(11):1635–1639, 1961.
- [17] J. E. Geusic und H. E. D. Svoil: *A Unidirectional Traveling-Wave Optical Maser*. Bell System Technical Journal, 41(4):1371–1397, 1962.
- [18] Ch. J. Koester und E. Snitzer: *Amplification in a Fiber Laser*. Applied Optics, 3(10):1182–1186, 1964.
- [19] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner und L. Goldberg: *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*. Optics Letters, 25(7):442–444, 2000.
- [20] M. Kraus et al.: *Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization*. Optics Express, 18(21):22305–22313, 2010.
- [21] R. Weber et al.: *Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing*. Physics Procedia, 12(A):21–30, 2011.
- [22] A. Liem et al.: *100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier*. Optics Letters, 28(17):1537–1539, 2003.
- [23] Y. Jeong et al.: *Power Scaling of Single-Frequency Ytterbium-Doped Fiber Master-Oscillator Power-Amplifier Sources up to 500 W*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal, 13(3):546–551, 2007.
- [24] S. Gray et al.: *502 Watt, single transverse mode, narrow linewidth, bidirectionally pumped Yb-doped fiber amplifier*. Optics Express, 15(25):17044–17050, 2007.
- [25] C. Wirth et al.: *1 kW narrow-linewidth fiber amplifier for spectral beam combining*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 27.–30. Januar, Nara, Japan, WA6, 2008.

- [26] Chi H. Liu et al.: *306 W all-fiber based linearly polarized single-mode Ytterbium fiber laser*. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 6.–9. Februar, Wien, Österreich, MC1, 2005.
- [27] Y. Jeong et al.: *Single-mode plane-polarized ytterbium-doped large-core fiber laser with 633-W continuous-wave output power*. Optics Letters, 30(9):955–959, 2005.
- [28] J. Geiger et al.: *Single-Mode, Highly Polarized Yb-Doped Fiber Laser with 850 W Output Power*. Advanced Solid State Photonics (ASSP), 27.–30. Januar, Nara, Japan, WA7, 2008.
- [29] E. Snitzer: *Proposed Fiber Cavities for Optical Masers*. Journal of Applied Physics, 32(1):36–39, 1961.
- [30] E. Snitzer: *Optical Maser Action of  $Nd^{+3}$  in a Barium Crown Glass*. Physical Review Letters, 7(12):444–449, 1961.
- [31] E. Snitzer et al.: *Double-clad, offset-core Nd fiber laser* (Postdeadline). Conference Optical Fiber Sensors (OFS), New Orleans, USA, PD5, 1988.
- [32] N. S. Platonov et al.: *135W CW Fiber Laser With Perfect Single Mode Output*. Technical Digest. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Long Beach, USA, CPDC3-1, 2002.
- [33] J. Limpert et al.: *500 W continuous-wave fiber laser with excellent beam quality*. Electronics Letters, 39(8):645–647, 2003.
- [34] V. Gapontsev et al.: *2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness*. Technical Digest. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO), München, Deutschland, 2005.
- [35] D. Gapontsev: *6 kW cw single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format*. Solid State and Diode Laser Technology Review (SSDLTR), 2.–5. Juni, Albuquerque, USA, 2008.
- [36] Y. Jeong et al.: *Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power*. Optics Express, 12(25):6088–6092, 2004.
- [37] Y. Jeong et al.: *Multi-kilowatt Single-mode Ytterbium-doped Large-core Fiber Laser*. Journal of the Optical Society of Korea, 13(4):416–422, 2009.
- [38] C. Wirth et al.: *High-power tandem pumped fiber amplifier with an output power of 2.9kW*. Optics Letters, 36(16):3061–3063, 2011.

- [39] E. Stiles: *Recent Progress in High Power Fiber Lasers*. Internationaler Faserlaser Workshop (FISC), 30. September–1. Oktober, Dresden, Deutschland, 2009.
- [40] V. Gapontsev: *Advances in power scaling of fiber lasers* (Invited Paper). Photonics West, 2.–7. Februar, San Francisco, USA, 8601-13, 2013.
- [41] E. Hecht: *Optik*. Oldenbourg, 2001. 3. Auflage.
- [42] Heraeus Quarzglas GmbH: *Highly Fluorine Doped Tubes*. [www.heraeus-quarzglas.de](http://www.heraeus-quarzglas.de) (Letzter Zugriff am 18. Januar 2010).
- [43] J. M. Senior: *Optical Fiber Communications*. Prentice Hall, 2009. 3. Auflage.
- [44] B. E. A. Saleh und M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 2007. 2. Auflage.
- [45] D. Gloge: *Weakly guiding fibers*. Applied Optics, 10(10):2252–2258, 1971.
- [46] G. A. Reider: *Photonik*. Springer, 2004. 2. Auflage.
- [47] H. Yoda, P. Polynkin und M. Mansuripur: *Beam Quality Factor of Higher Order Modes in a Step-Index Fiber*. Journal of Lightwave Technology, 24(3):1350–1355, 2006.
- [48] A. E. Siegman: *Lasers*. University Science Books, 1986. 1. Auflage.
- [49] N. K. Dutta K. Lu: *Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass*. Journal of Applied Physics, 91(2):576–581, 2002.
- [50] A. Tünnermann et al.: *New Concepts for Diode-Pumped Solid-State Lasers*. Topics Appl. Phys., 78:369–408, 2000.
- [51] R. A. Motes und R. W. Berdine: *High Power Fiber Lasers*. Directed Energy Professional Society, 2009. 2. Auflage.
- [52] I. N. Bronstein et al.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, 1999. 4. Auflage.
- [53] S. Strohmaier et al.: *High Power, High-Brightness Direct-Diode Lasers*. Optics Photonics News (OPN), 21(10):25–29, 2010.
- [54] J. Deile, R. Brockmann und D. Havrilla: *Current status and most recent developments of industrial high power disk lasers*. Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2.–4. Juni, Baltimore, USA, CThA, 2009.
- [55] W. Koehler: *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 2006. 6. Auflage.

- [56] P. Parvin et al.: *Small signal gain and saturation intensity of a Yb:Silica fiber MOPA system*. Optics & Laser Technology, 41:885–891, 2009.
- [57] C. Barnard et al.: *Analytical Model for Rare-Earth-Doped Fiber Amplifiers and Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 30(8):1817–1830, 1994.
- [58] C. R. Giles und E. Desurvire: *Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. Journal of Lightwave Technology, 9(2):271–283, 1991.
- [59] D. Marcuse: *Loss analysis of single-mode fiber splices*. The Bell System Technical Journal, 56(5):703–718, 1977.
- [60] J. M. Fini: *Intuitive modeling of bend distortion in large-mode-area fibers*. Optics Letters, 32(12):1632–1634, 2007.
- [61] J. I. Sakai und T. Kimura: *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*. Applied Optics, 17(10):1499–1506, 1978.
- [62] R. T. Schermer: *Mode scalability in bent optical fibers*. Optics Express, 15(24):15674–15701, 2007.
- [63] Y. Jeong et al.: *Single-mode plane-polarized ytterbium-doped large-core fiber laser with 633-W continuous-wave output power*. Optics Letters, 30(9):955–957, 2005.
- [64] J. Node, K. Okamoto und Y. Sasaki: *Polarization-maintaining fibers and their applications*. Journal of Lightwave Technology, 4(8):1071–1089, 1986.
- [65] T. Hosaka et al.: *Low-loss single-polarization fibers with asymmetrical strain birefringence*. Electron Letters, 17(15):530–531, 1981.
- [66] nLIGHT Liekki: *Liekki Passive Fibers*. [www.nlight.net/products/passive-fiber/](http://www.nlight.net/products/passive-fiber/) (Letzter Zugriff am 10. November 2015).
- [67] I. P. Kaminow: *Polarization in Optical Fibers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 17(1):15–22, 1981.
- [68] B. S. Wang und E. W. Mies: *Advanced Topics on Fusion Splicing of Specialty Fibers and Devices* Invited Paper. Proc.SPIE Asia-Pacific Optical Communications conference (APOC), 1.–5. November, Wuhan, China, 6781, 2007.
- [69] K. O. Hill et al.: *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Applied Physics Letters, 32(10):647–649, 1978.
- [70] A. Othonos und K. Kalli: *Fiber Bragg Gratings*. Artech House, 1999. 1. Auflage.

- [71] A. Othonos: *Fiber Bragg gratings* (Review Article). Review of Scientific Instruments, 68(17):4309–4341, 1997.
- [72] H. Venghaus (Editor): *Wavelength filters in Fiber Optics*. Springer, 2006. 1. Auflage.
- [73] R. Kashyap: *Fiber Bragg Gratings*. Optics and Photonics, 1999. 1. Auflage.
- [74] D. Z. Anderson et al.: *Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element*. Applied Physics Letters, 29(6):566–568, 1993.
- [75] T. Erdogan: *Fiber Grating Spectra*. Journal of Lightwave Technology, 15(8):1277–1294, 1997.
- [76] D. Vakhshoori et al.: *Top-surface emitting lasers with 1.9 V threshold voltage and the effect of spatial hole burning on their transverse mode operation and efficiencies*. Applied Physics Letters, 62(13):1448–1450, 1993.
- [77] J. Y. Law und G. P. Agrawal: *Effects of Optical Feedback on Static and Dynamic Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 3(2):353–358, 1997.
- [78] J. Dellunde et al.: *Transverse-mode selection and noise properties of external-cavity vertical-cavity surface-emitting lasers including multiple-reflection effects*. Journal of the Optical Society of America B, 16(11):2131–2139, 1999.
- [79] Z. Jiang und J. R. Marciante: *Impact of Transverse spatial-hole Burning on Beam Quality in Large-Mode-Area Yb-Doped Fibers*. LLE Review (Quarterly Report) University of Rochester, 110:120–129, 2007.
- [80] Z. Jiang und J. R. Marciante: *Impact of transverse spatial-hole Burning on beam quality in large-Mode-Area Yb-Doped Fibers*. Journal of the Optical Society of America B, 25(2):247–254, 2008.
- [81] N. Andermar und C. Fallnich: *Modeling of transverse mode interaction in large-mode-area fiber amplifiers*. Optics Express, 16(24):20038–20046, 2009.
- [82] S. Liao, M. Gong und H. Zhang: *Influence of mode distortion on the transverse mode competition in large-mode-area amplifiers*. Optics Communications, (282):406–412, 2009.
- [83] T. Eidam et al.: *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*. Optics Letters, 35(2):94–96, 2010.
- [84] T. Eidam et al.: *Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers*. Optics Express, 19(14):13218–13224, 2011.

- 
- [85] C. Jauregui, J. Limpert und A. Tünnermann: *High-power fibre lasers*. Nature Photonics, 7:861–867, 2013.
- [86] C. Jauregui et al.: *Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Optics Express, 20(1):440–451, 2012.
- [87] A. V. Smith und J. J. Smith: *Mode instability in high power fiber amplifiers*. Optics Express, 19(11):10180–10192, 2011.
- [88] A. V. Smith und J. J. Smith: *Increasing mode instability thresholds of fiber amplifiers by gain saturation*. Optics Express, 21(13):15168–15182, 2013.
- [89] C. Jauregui et al.: *Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Optics Express, 20(12):12912–12925, 2012.
- [90] C. Jauregui et al.: *Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Optics Express, 21(16):440–451, 2012.
- [91] K. R. Hansen et. al: *Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers*. Optics Letters, 37(12):2382–2384, 2012.
- [92] B. G. Ward, C. Robin und I. Dajani: *Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers*. Optics Express, 20(10):11407–11422, 2012.
- [93] S. Naderi et. al: *Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations*. Optics Express, 21(13):16111–16129, 2013.
- [94] B. G. Ward: *Modeling of transient modal instability in fiber amplifiers*. Optics Express, 21(10):12053–12067, 2013.
- [95] C. Jauregui et al.: *The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers*. Optics Express, 19(4):3258–3271, 2011.
- [96] Z. Jiang und J. R. Marcianite: *Near-diffraction-limited operation of step-index large-mode-area fiber lasers via gain filtering*. Optics Letters, 35(11):1828–1830, 2010.
- [97] T.C. Newell et al.: *Temperature effects on the emission properties of Yb-doped optical fibers*. Optics Communications, 173:256–259, 2007.
- [98] H. M. Pask et al.: *Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu$ m Region*. Journal of Applied Physics, 1(1):2–13, 1995.
- [99] E. Riedel: *Anorganische Chemie*. de Gruyter Studium, 2011. 8. Auflage.
- [100] C. Wolf H. Haken: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer, 2004. 8. Auflage.

- [101] F. Röser et al.: *Power Scaling of High Brightness 980 nm Yb-Doped Fiber Laser: Detailed Study and Experiment*. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 1.–4. Februar, Denver, USA, TuA2, 2009.
- [102] J. Boulet et al.: *Single mode fiber laser emitting 94 W at 977 nm*. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 1.–4. Februar, Denver, USA, TuA3, 2009.
- [103] R. Paschotta: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, 2008. 1. Auflage.
- [104] R. Paschotta: *Four-level and Three-level Gain Media*. [www.rp-photonics.com/four\\_level\\_and\\_three\\_level\\_gain\\_media.html](http://www.rp-photonics.com/four_level_and_three_level_gain_media.html) (Letzter Zugriff am 3. Juli 2011).
- [105] H. Kühn et al.: *Model for the calculation of radiation trapping and description of the pinhole method*. Optics Letters, 32(13):1908–1910, 2007.
- [106] A. Dhar et al.: *The mechanism of rare earth incorporation in solution doping process*. Optics Express, 16(17):12835–12846, 2008.
- [107] R. Paschotta et al.: *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*. Optics Communications, 136(5-6):375–378, 1999.
- [108] S. Tammela et al.: *The Potential of Direct Nanoparticle Deposition for the Next Generation of Optical Fibers*. Proc. SPIE Photonics West, 21.–26. Januar, San Jose, USA, 6116(16), 2006.
- [109] J. Kirchhof: *Materials for high-power fiber lasers*. Journal of Non-Crystalline Solids, 352:2399–2403, 2006.
- [110] I. G. Kisialiou: *Free of reabsorption upper-state lifetime measurements by the method of transient gratings*. Journal of Applied Optics, 51(22):5458–5463, 2012.
- [111] Bruker Optics: *Product Note M25-01/07*. [www.brukeroptics.com](http://www.brukeroptics.com) (Letzter Zugriff am 23. September 2010).
- [112] W. Herres und J. Gronholz: *Understanding FT-IR Data Processing*. Bruker Analytische Messtechnik GmbH, 1984.
- [113] nLIGHT Liekki: *Large Mode Area Ytterbium Doped Fiber*. [www.nlight.net](http://www.nlight.net) (Letzter Zugriff am 5. Juni 2010).
- [114] N. Weichert und M. Wülker: *Messtechnik und Messdatenerfassung*. Oldenbourg, 2000. 1. Auflage.

- [115] J. D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*. De Gruyter, 2002. 3. Auflage.
- [116] J. C. Owns: *Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition*. Applied Optics, 6(1):51–59, 1967.
- [117] K. Contag: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2002.
- [118] M. J. Weber et al.: *Dependence of the stimulated emission cross section of  $\text{Yb}^{3+}$  on host glass composition*. IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-19(10):954–957, 1983.
- [119] D. E. McCumber: *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*. Physical Review, 136(4A):954–957, 1964.
- [120] C. A. Codemard, J. K. Sahu und J. Nilsson: *Tandem Cladding-Pumping for Control of Excess Gain in Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 46(12):1860–1869, 2010.
- [121] A. Sennaroglu: *Solid-State lasers and applications*. CRC Press, 2007. 1. Auflage.
- [122] J. Koponen: *Measuring Photodarkening form Yb dopted Fibers*. Dissertation, Helsinki University of Technology, 2008.
- [123] J. J. Montiel i Ponsoda: *Analysis of photodarkening effects in ytterbium-doped laser fibers*. Dissertation, Aalto University, Espoo und Helsinki, 2013.
- [124] M. Engholm et al.: *Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping*. Optics Letters, 34(8):1285–1287, 2009.
- [125] T. Arai et al.: *Defect analysis of photodarkened and gamma-ray irradiated ytterbium-doped silica glasses*. Optical Fiber Communication (OFC), 22.–26. März, San Diego, USA, 2009.
- [126] K. Saito und E. H. Sekiya: *Mechanisms of photodarkening and methods to investigate the structural changes*. International Workshop on Photodarkening in Optical Fibers (LIFT), 5. Oktober, Dresden, Deutschland, 2010.
- [127] K. E. Mattsson: *Evidence of AlOHC responsible for the radiation-induced darkening in Yb doped fiber*. Optics Express, 21(7):8382–8391, 2013.
- [128] P. D. Dragic, Ch. G. Carlson und A. Croteau: *Characterization of defect luminescence in Yb doped silica fibers: part I NBOHC*. Optics Letters, 16(7):4688–4697, 2008.

- [129] S. Yoo et al.: *Photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibers induced by 488 nm irradiation.*, Optics Letters, 32(12):1626–1629, 2007.
- [130] J. Kirchof et al.: *Yb-doped silica based laser fibers: correlation of photodarkening kinetics and related optical properties with the glass composition.* SPIE Photonics West, 24.–29. Januar, San Jose, USA, 7195, 2009.
- [131] S. Basu: *Crystalline Silicon – Properties and Uses.* InTech, 2011. 1. Auflage.
- [132] S. Jetschke et al.: *Evidence of Tm impact in low-photodarkening Yb-doped fibers.* Optics Express, 21(06):7590–7598, 2013.
- [133] R. Peretti, C. Gonnet und A. M. Jurdyc: *Revisiting literature observations on photodarkening in Yb doped fiber considering the possible presence of Tm impurities.* Journal of Applied Physics, 112(9):093511, 2012.
- [134] K. E. Mattsson: *Photo darkening of rare earth doped silica.* Optics Express, 19(21):19797–19812, 2011.
- [135] S. Jetschke et al.: *Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power.* Optics Express, 15(22):14838–14843, 2007.
- [136] M. Leich: *Temperature influence on the photodarkening kinetics in Yb-doped silica fibers.* Journal of the Optical Society of America B, 28(1):65–68, 2011.
- [137] M. J. Söderlund et al.: *Heat-induced darkening and spectral broadening in photodarkened ytterbium-doped fiber under thermal cycling.* Optics Express, 17(12):1260–1268, 2009.
- [138] M. Söderlund: *Characterization and analysis of photodarkening in double cladding ytterbium-doped silica fibers.* Dissertation, Helsinki University of Technology, 2009.
- [139] M. Engholm und L. Norin: *Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers; correlation to the UVV-transparency of the core glass.* Optics Express, 16(2):1260–1268, 2008.
- [140] S. Jetschke et al.: *Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition.* Optics Express, 16(20):15540–15545, 2008.
- [141] I. Manek Hönninger et al.: *Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber.* Optics Express, 15(4):1606–1611, 2007.
- [142] A. D. G. Chàvez et al.: *Reversible photo-darkening and resonant photobleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation.* Laser Physics Letters, 4(10):734–739, 2007.

- [143] S. Jetschke und U. Röpke: *Power-law dependence of the photodarkening rate constant on the inversion in Yb doped fibers*. Optics Letters, 34(1):109–111, 2009.
- [144] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2001. 1. Auflage.
- [145] V. Urban: *Small Angle Neutron Scattering for Beginners*. OAK Ridge National Laboratory  
<http://neutrons.ornl.gov/research/tutorials/SANS/SANSforBeginners.pdf> (Letzter Zugriff am 9. Dezember 2010).
- [146] Ch. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2002. 13. Auflage.
- [147] W. Raith: *Bergmann Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik: Elektromagnetismus*. de Gruyter, 1999. 8. Auflage.
- [148] L. Skuja: *Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide*. Journal of Non-Crystalline Solids, 239:16–48, 1998.
- [149] W. Gaubatz und K. Gobrecht: *The FRM-II cold neutron source*. Physica B: Condensed Matter, 276:104–105, 2000.
- [150] B. Hammouda: *The SANS Toolbox*. National Institute of Standards and Technology  
[http://www.ncnr.nist.gov/staff/hammouda/the\\_SANS\\_toolbox.pdf](http://www.ncnr.nist.gov/staff/hammouda/the_SANS_toolbox.pdf) (Letzter Zugriff am 26. April 2011).
- [151] Science und Technology Facilities Council: *Neutron diffraction*.  
[www.isis.stfc.ac.uk/instruments/neutron-diffraction2593.html](http://www.isis.stfc.ac.uk/instruments/neutron-diffraction2593.html) (Letzter Zugriff am 14. Dezember 2015).
- [152] H. Herwig und A. Moschallski: *Wärmeübertragung*. Vieweg+Teubner, 2009. 2. Auflage.
- [153] N. Schuster und V. G. Kolobrodov: *Infrarotthermographie*. Wiley-VCH, 2004. 2. Auflage.
- [154] A. Tünnermann et al.: *Power Scaling of High-Power Fiber Lasers and Amplifiers*. Optics Letters, 15(1):107–117, 2005.
- [155] H. Herwig und A. Moschallski: *Wärmeübertragung*. Vieweg+Teubner, 2009. 2. Auflage.
- [156] MathWorks: *MATLAB Function Reference*.  
[www.mathworks.com](http://www.mathworks.com) (Letzter Zugriff am 1. August 2010).
- [157] A. A. Stolov, D. A. Simoff und J. Li: *Thermal Stability of Specialty Optical Fibers*. Journal of Lightwave Technology, 26(20):3443–3451, 2008.

- [158] R. W. Boyd: *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003. 2. Auflage.
- [159] G. Agrawal: *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2006. 4. Auflage.
- [160] M. N. Zervas und R. I. Laming: *Rayleigh Scattering Effect on the Gain Efficiency and Noise of Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 31(3):468–471, 1995.
- [161] K. Tsujikawa et al.: *Method for Predicting Rayleigh Scattering Loss of Silica-Based Optical Fibers*. Journal of Lightwave Technology, 25(8):2122–2128, 2007.
- [162] A. Yeniay, J. M. Delavaux und J. Toulouse: *Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers*. Advances in Optics and Photonics, 20(8):1425–1432, 2002.
- [163] A. Kobayakov, M. Sauer und D. Chowdhury: *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*. Advances in Optics and Photonics, 2(17):13240–13266, 2010.
- [164] E. Lichtman und A. A. Friesem: *Stimulated Brillouin Scattering excited by a multimode laser in single-mode optical fibers*. Optics Communications, 64(6):544–548, 1987.
- [165] J. W. Dawson et al.: *Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power*. Optics Express, 16(17):13240–13266, 2008.
- [166] R. A. Motes und R. W. Berdine: *Introduction to High Power Fiber Lasers*. Directed Energy Professional Society, 2009. 1. Auflage.
- [167] A. Letsch: *Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2009.
- [168] H. Fouckhardt: *Halbleiterlaser unter Verwendung Fourier-optischer Methoden*. Vieweg+Teubner, 2011. 1. Auflage.
- [169] A. Popp et al.: *440 W Polarized single-transverse-mode CW fiber amplifier with thin disk laser seed source* (Invited Paper). 7721, SPIE Photonics Europe, 16.–20. April, Brüssel, Belgien, 2010.
- [170] LLC. OFS Fitel: *Understanding Fiber Optics: Attenuation*. [www.ofsoptics.com/resources/Understanding-Attenuation.pdf](http://www.ofsoptics.com/resources/Understanding-Attenuation.pdf) (Letzter Zugriff am 3. September 2013).
- [171] R. Kashyap und K. J. Blow: *Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibers*. Electronics Letters, 24(1):47–49, 1988.

- [172] E. M. Dianov, I. A. Bufetov und A. A. Frolov: *Destruction of silica fiber cladding by the fuse effect*. Optics Letters, 29(16):1412–1423, 2004.
- [173] R. Kashyap: *The Fiber Fuse – from a curious effect to a critical issue: A 25th year retrospective*. Optics Express, 21(5):6422–6441, 2013.
- [174] Y. Shuto et al.: *Fiber Fuse Phenomenon in Step-Index Single-Mode Optical Fibers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 40(8):1113–1121, 2004.
- [175] A. Killi et al.: *The broad applicability of the disk laser principle: from CW to ps*. SPIE Photonics West, 22.–27. Februar, San Jose, USA, 7193, 2009.
- [176] R. Paschotta und A.C. Tropper: *Cooperative luminescence and absorption in Ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at  $\lambda = 980$  nm with a regard to the Ytterbium ion-pairs*. Optics Express, 14(15):6981–6985, 2006.
- [177] Ch. Schulze et al.: *Modal decomposition without a priori scale information*. Optics Express, 20(25):27866–27873, 2012.
- [178] J. Limpert et al.: *Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*. Optics Express, 14(7):2715–2720, 2006.
- [179] J. R. Marciante: *Gain Filtering for Single-Spatial-Mode Operation of Large-Mode-Area Fiber Amplifiers*. IEEE Journal of selected Topitics in Quantum Electronics, 15(1):30–36, 2009.
- [180] A. Voss TRUMPF Laser GmbH + Co. KG Inventors: M. Kumkar: *High-Power fiber laser amplifier and fiber laser oscillator*. Patent US 20070147442 A1.
- [181] E. D. Palik: *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1998. 1. Auflage.
- [182] M. Bégin und B Morasse: *High-saturation-energy Yb fibers pump up pulsed fiber lasers*. Laser Focus World, 6, 2012.
- [183] S. Nagel, J.B. MacChesney und K. Walker: *An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance*. IEEE Microwave Theory and Techniques, 30(4):305–322, 1982.
- [184] O. Medenbach et al.: *Refractive index and optical dispersion of rare earth oxides using a small-prism technique*. Journal of Optics A, 3:174–177, 2001.
- [185] A. Popp et al.: *Thin-disk-laser-pumped ytterbium-doped fiber laser with an output power in the kW range* (Invited Paper). SPIE Photonics Europa, 12.–16. April, Brüssel, Belgien, 7721, 2010.

- 
- [186] P. K. Bachmann et al.: *Stress in optical waveguides. 1: Preforms*. Applied Optics, 25(7):1093–1098, 1986.
- [187] P. K. Bachmann et al.: *Stress in optical waveguides. 2: Fibers*. Applied Optics, 26(7):1175–1182, 1986.
- [188] S. Tanabe, E. Snitzer und B. Cole: *Blue Upconversion Characteristics of Thulium-doped Silica Fiber with High Germania Content*. Japanese Journal of Applied Physics, 37(1):81–83, 1997.
- [189] A. Popp et al.: *Thin-disk laser-pumping of ytterbium-doped fiber laser*. Laser Physics Letters, 8(12):887–894, 2011.
- [190] InfraTec GmbH 2005: *Betriebsanleitung VarioCam head*. [www.mathworks.com](http://www.mathworks.com) (Letzter Zugriff am 5. Februar 2006).
- [191] C. Ye et al.: *Near-diffraction-limited output from confined-doped ytterbium fibre with 41  $\mu\text{m}$  core diameter*. Electronics Letters, 47(14):819–821, 2011.
- [192] S. Schad et al.: *Recent development of disk lasers at TRUMPF*. SPIE Photonics West, 13.–18. Februar, San Francisco, USA, 9726-41, 2016.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. In besonderer Weise möchte ich mich bedanken bei:

Herrn Prof. Graf, für die Möglichkeit, dass ich mich als wissenschaftlicher Angestellter am Institut frei entfalten und so in vielen verschiedenen Disziplinen Erfahrungen sammeln konnte. Weiter möchte ich mich für die Übernahme des Hauptberichts bedanken und den aktiven Austausch, der zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Herrn Prof. Bartelt, für sein Engagement als Mitberichter und die gute wissenschaftliche Zusammenarbeit in den unterschiedlichen Projekten.

Meinem Gruppenleiter Herrn Dr. Voss, der mit seinen herausragenden Laser- und Optikkenntnissen stets neue Aspekte beleuchtete und die Zeit als wissenschaftlicher Angestellter als teile einer umfangreichen Ausbildung gesehen hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Kollegen der Gruppe „Fasern“ innerhalb der LEO, Armin Austerschulte, Moritz Vogel, Thomas Rataj und Dr. Marwan Abdou Ahmed. Wir haben bei null angefangen und rückblickend betrachtet unheimlich viel erreicht. Die Basis aus hervorragendem Teamgeist und die Begeisterung an der Sache „Fasern“ hat diesen Erfolg ermöglicht.

Besonderer Dank gilt der TRUMPF Laser GmbH aus Schramberg für die finanzielle Unterstützung durch das TRUMPF-Doktorandenprogramm und das persönliche Engagement von Herrn Dr. Wallmeroth, Herrn Dr. Schmitz, Herrn Dr. Zimer und Herrn Dr. Wagenblast, die stets mit neuen Impulsen und vielen Komponenten aus dem „TRUMPF-Regal“ zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Herzlichen Dank meiner lieben Frau Astrid, die mich durch eine lange entbehrungsreiche Zeit mit stetem Zuspruch begleitet hat.

Meinen Eltern Marita und Heinrich, die mir das Studium ermöglicht haben, ohne dies die Dissertation nicht möglich gewesen wäre. Stets standen Sie mir jeder Zeit mit Rat und Tat zur Seite.



# 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

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

**Wittig, Klaus**

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

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels 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

**Pließ, Wilfried**

Zerstörungsschwellen 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 Molybdän  
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 Zerspansung  
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

**Rohde, Hansjörg**

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

**Huonker, Martin**

Strahlführung in 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 3-89675-851-9

### **Schellhorn, Martin Carl Johannes**

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

### **Angstenberger, Birgit**

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

### **Bachhofer, Andreas**

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

### **Breitschwerdt, Sven**

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen  
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

### **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 Weichlötlens mit Diodenlasern  
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

### **Mästle, Rüdiger**

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

### **Voß, Andreas**

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

### **Müller, Matthias G.**

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

### **Abeln, Tobias**

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

### **Erhard, Steffen**

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

### **Contag, Karsten**

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

### **Krastel, Klaus**

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

### **Staud, Jürgen**

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

### **Schinzel, Cornelius M.**

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

### **Sebastian, Michael**

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

**Lücke, Bernd**

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

**Hohenberger, Bernd**

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

**Jasper, Knut**

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

**Heimerdinger, Christoph**

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

**Christoph Fleig**

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

**Joachim Radtke**

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

**Michael Brandner**

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

**Reinhard Winkler**

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

**Helmut Kindler**

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

**Andreas Ruf**

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

**Guido Hergenhan**

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

**Klaus Goth**

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-  
umguß- und Knetlegierungen mit 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 3-8316-0460-8

# 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 vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fert-igungssystemen

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

### Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

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

### Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

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

### Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

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

### Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

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

### Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

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

### Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschäften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

### Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

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

### Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

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

### Andreas Letsch

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

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

### Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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

### Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

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

### Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

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

### Detlef Breiting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

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

### Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

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

### Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

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

### Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

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

**Christian Stolzenburg**

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

**Svent-Simon Beyertt**

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

**Sonja Kittel**

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

**Andrey Andreev**

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

**Christian Föhl**

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

**Andreas Josef Birnesser**

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

**Christoph Neugebauer**

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

**Andreas Dauner**

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

**Axel Heß**

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

**Christian Gehrke**

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

**David Schindhelm**

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

**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 Fügespalt  
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

**Andreas Leitz**

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

**Peter Stritt**

Prozessstrategien zur Vermeidung von 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



