

# **Hochleistungs-Laser-Verstärker-Systeme mit Glasfasern als phasenkonjugierenden Spiegeln**

von

**Dipl.-Phys. Thomas Riesbeck**

aus Schwanheim / Pfalz

Von der Fakultät II (Mathematik und Naturwissenschaften)

der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung des akademischen Grades

**D o k t o r d e r N a t u r w i s s e n s c h a f t e n**

**D r . r e r . n a t .**

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. E. Sedlmayr

Berichter Prof. Dr. H. J. Eichler

Prof. Dr. H. Weber

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 03. Mai 2005

Berlin 2005

D83



Diese Arbeit wurde im Rahmen der Forschungsinitiative „Laser 2000“ gefördert durch das



im Projektverband NOVALAS.



Förderkennzeichen 13N7444/2



# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Stimulierte Brillouin-Streuung	9
2.1	Spontane Streuprozesse in optischen Medien	10
2.2	Stimulierte Streuprozesse in optischen Medien	15
3	Optische Phasenkongjugation	25
3.1	Eigenschaften phasenkongjugierten Lichts	26
3.2	Thermisch induzierte Störungen in Laserverstärkern	28
3.3	Glasfasern als phasenkongjugierende Spiegel	30
4	Frequenzkonversion	39
4.1	Lichtausbreitung im Medium	40
4.2	Realisierung der Phasenanpassung	42
4.3	Intensität der Oberwelle	44
4.4	Akzeptanzgrenzen für die Phasenanpassung	46
5	Strahlqualität	49
5.1	Ausbreitung von Laserstrahlung	50
5.2	Strahlparameter und Beugungsmaßzahl $M^2$	53
5.3	Messung der Strahldurchmesser	54
5.4	Bedeutung für die Anwendung	56
6	Charakterisierung der Glasfasern	59
6.1	Reflexionseigenschaften	60
6.2	Entspiegelung von Glasfasern	65
6.3	Zusammenfassung	73
7	Aufbau von Oszillator-Verstärker-Systemen	75
7.1	Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems	75
7.2	Gütegeschalteter Oszillator im Grundmodebetrieb	77

7.3	Wirkungsgrad der Verstärkeranordnung	78
7.4	Zusammenfassung	85
8	Nd:YAG Oszillator-Verstärker-System	87
8.1	Aufbau des Gesamtsystems	88
8.2	Gütegeschalteter Oszillator im Grundmode-Betrieb	89
8.3	Verstärkeranordnung	101
8.4	Zusammenfassung	106
9	Nd:YALO Oszillator-Verstärker-System	109
9.1	Aufbau des Gesamtsystems	109
9.2	Passiv gütegeschalteter Ring-Oszillator	110
9.3	Verstärkeranordnungen	118
9.4	Frequenzkonversion	139
9.5	Zusammenfassung	142
10	Materialbearbeitung	143
10.1	Zweistab-Resonator	144
10.2	Versuchsaufbau und Durchführung	145
10.3	Experimentelle Ergebnisse	147
10.4	Zusammenfassung	150
11	Zusammenfassung	153
12	Verzeichnis der Symbole	157
13	Publikationen und Vorträge	161
14	Literaturverzeichnis	167
	Danksagung	177

# 1

## Einleitung

Seit der Erfindung des Lasers im Jahre 1960 [Mai1960] schreitet die Entwicklung von Lasersystemen weiterhin schnell voran. Mittlerweile ist der Laser in vielen Bereichen von Forschung, Industrie, Medizin und Telekommunikation fest etabliert. Dabei wird von den verschiedenen Lasertypen ein breites Spektrum an Wellenlängen (vom tiefen Ultraviolett bis ins ferne Infrarot) und durchschnittlicher Ausgangsleistung abgedeckt [Eic2003]. Gerade die Entwicklung von Laserdioden hin zur Serienreife im letzten Jahrhundert eröffnete vielfältige Möglichkeiten der Direktanwendung und stellt effiziente Pumpquellen für Festkörperlaser zur Verfügung.

Für viele Anwendungen ist die Strahlqualität der Laserstrahlung, die auch bei hoher Ausgangsleistung oder Pulsenergie erhalten bleiben soll, der entscheidende Parameter. Dies wird an folgenden Beispielen der aktuellen Forschung deutlich.

Im Motoren- und Flugzeugturbinenbau werden große Anstrengungen unternommen, um aus Gründen der Energieeinsparung und Abgasreduzierung effizientere Verbrennungsvorgänge zu erreichen. Im Motorenbau werden für eine optimale Verteilung des Brennstoffgemisches hochwertige Einspritzdüsen entwickelt. Im Turbinenbau wird eine möglichst hohe Verbrennungstemperatur angestrebt, dazu bedient man sich neuer Materialien, die zusätzlich mit einer Vielzahl von Bohrungen als Kühlkanäle versehen sind. Beide Entwicklungen verlangen reproduzierbare Bohrungen mit einem hohen Aspektverhältnis (der Quotient aus Bohr-

lochlänge und –durchmesser). Neuere Untersuchungen [Met2003] zeigen, dass die Strahlqualität hierbei ein limitierender Faktor ist.

Für eine Verbesserung der Wettervorhersage ist die Kenntnis der dreidimensionalen Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre von entscheidender Bedeutung [Wul2001a, 2001b]. Verschiedene nationale (DLR, [Ehr2002]) und internationale Forschungsprojekte wurden zu diesem Zweck gestartet. Als herausragendes Beispiel sei hier ein Projekt der Europäischen Raumfahrt Agentur ESA (engl.: European Space Agency) genannt, bei dem ein satellitengestütztes System die globale Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre messen soll: WALES (Water Vapour Lidar Experiment in Space, [ESA2001]). Als Messverfahren kommt hier das DIAL (engl.: Differential Absorption LIDAR; LIDAR: Light Detection and Ranging) zur Anwendung, das als Pumpquelle einen Hochleistungslaser mit sehr hohen Anforderungen an Pulsenergie, spektrale Reinheit und Strahlqualität benötigt, um die notwendige räumliche Auflösung und Signalstärke zu erreichen.

In der Halbleiterindustrie werden zur Realisierung größerer Packungsdichten und höherer Taktraten kleinere Strukturgrößen angestrebt. Die erreichbare Strukturgröße ist bei den angewandten lithografischen Verfahren im wesentlichen durch die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle bestimmt. Sie liegt bei den heute allgemein Verwendung findenden Geräten bei 193 nm, womit Strukturgrößen im Bereich von 75 nm realisierbar sind. Eine entscheidende Verbesserung hin zu Strukturgrößen unter 35 nm ist durch Lithografie im EUV (Extremes Ultra Violett, Wellenlänge  $\lambda = 10 - 40$  nm) zu erwarten [Sta2002, Glo2003]. Als aussichtsreiche Quelle für das EUV werden laserinduzierte Plasmen an verschiedenen Materialien untersucht. Auch hier sind für eine effiziente Plasmaerzeugung Laser mit hoher Pulsleistung und guter Strahlqualität erforderlich.

Die Strahlqualität eines Lasersystems wird durch die Beugungsmaßzahl  $M^2$  beschrieben und im Kapitel 5 eingehend behandelt. Die physikalische Grenze für die maximal erreichbare Strahlqualität mit klassischen optischen Systemen<sup>1</sup> ist durch die Beugung des Lichts gegeben, sie wird daher als Beugungsgrenze bezeichnet. Bei der Entwicklung von Lasersystemen war die Erzeugung beugungsbegrenzter Strahlung (auch Grundmode genannt) immer schon Gegenstand der Forschung. Laseroszillatoren lassen sich ohne hohen Aufwand im Grundmode betreiben. Die Ausgangsleistung ist aber, vor allem im gütegeschalteten Betrieb, auf einige

---

<sup>1</sup> Unter klassischen optischen Systemen werden hier Systeme verstanden, die aus Komponenten mit positivem Brechungsindex aufgebaut sind. Zur Zeit werden von verschiedenen Forschergruppen photonische Kristalle mit negativem Brechungsindex untersucht. Damit ist es theoretisch möglich, Licht über die Beugungsgrenze hinaus zu fokussieren [Luo2003, Pen2000, Pen2003, Smi2004, Wan2004].

zehn Watt begrenzt, da höhere Energiedichten zur Zerstörung der optischen Elemente führen [Hod1997].

Eine Möglichkeit zur Skalierung der Ausgangsleistung bieten Oszillator-Verstärker-Systeme (MOPA, engl.: Master-Oscillator-Power-Amplifier), bei denen die beugungsbegrenzte Strahlung eines Oszillators geringer Ausgangsleistung in nachgeschalteten Verstärkerstufen erhöht wird [Koe1999]. Effizient werden solche Systeme im Doppeldurchgang durch die Verstärkermedien betrieben, da eine effiziente Extraktion der gespeicherten optischen Energie nur bei hohen Energiedichten (nahe der Sättigungsenergiedichte des Verstärkermediums) gewährleistet ist. Ziel ist hierbei natürlich, die Strahlqualität des Oszillators möglichst zu erhalten. Bedingt durch thermisch induzierte Inhomogenitäten im aktiven Material werden aber die Phasenflächen des Eingangsstrahls verzerrt und die Strahlqualität des Ausgangsstrahls verschlechtert sich erheblich [Iff2001].

Dies ist in Abb. 1.1, links schematisch dargestellt. Eine von rechts einfallende ebene Welle durchläuft einen Verstärkerstab, wobei die Wellenfronten Phasenstörungen erleiden. Nach Reflexion an einem konventionellen Spiegel (HR, engl.: High Reflectivity) und zweitem Durchgang werden die Phasenstörungen verstärkt. Zudem treten weitere begrenzende Effekte auf: Die thermisch induzierte Linse (bedingt durch die Temperaturverteilung in den Verstärkerstäben) beeinflusst den Strahlradius und thermisch induzierte Doppelbrechung in optisch isotropen Medien verursacht eine Depolarisation des Laserstrahls [Koe1999].

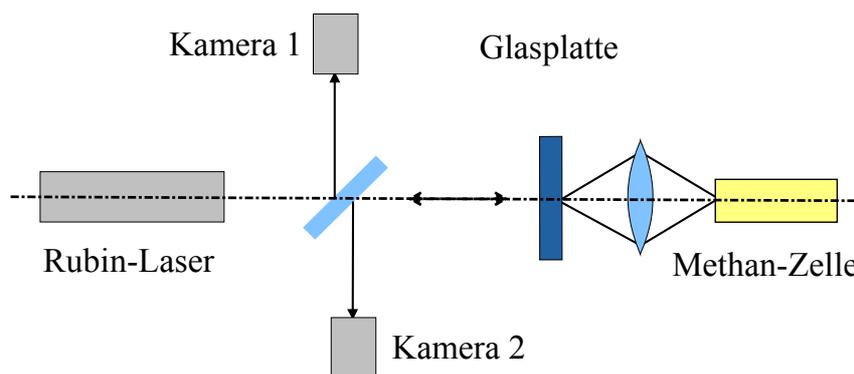


**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung zur Veränderung der Phasenflächen bei Doppeldurchgang durch Laserverstärker (Durchgezogene Linien: Einfallende Wellenfront, Gestrichelte Linien: Reflektierte Wellenfront. Links: Reflexion an einem konventionellen Spiegel. Rechts: Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel).

Im Jahre 1972 machten Zel'dovich et al. eine Entdeckung, die eine Lösung für diese Probleme bot [Zel1972]. Bei ihrem Experiment, siehe Abbildung 1.2, ließen sie den Ausgangsstrahl eines gütegeschalteten Rubinlasers zuerst durch eine geätzte Glasplatte propagieren, um diesem Phasenstörungen aufzuprägen. Danach wurde der Strahl in eine mit Methan gefüllte Gaszelle fokussiert. Durch den Prozess der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS)

wurde ein Großteil der eingekoppelten Leistung reflektiert und der Strahl passierte die Glasplatte ein zweites Mal. Zel'dovich et al. konnten durch Aufnahmen der Teilstrahlen nachweisen, dass die Wellenfront des Ausgangsstrahls nach dem Doppeldurchgang reproduziert wurde (vergleiche dazu Abbildung 1.1, rechts), während bei Verwendung eines konventionellen Spiegels anstatt der Methan-Zelle die Wellenfronten des reflektierten Laserstrahls deutliche Störungen aufwiesen.

Der Effekt der Reproduktion der Wellenfronten beruht auf den speziellen Eigenschaften des durch SBS erzeugten Streulichts, insbesondere der Phasenkonjugation (auch als Zeitumkehr der Wellenfront bezeichnet). Der Grund für diese Bezeichnungsweise wird in der theoretischen Betrachtung des Vorgangs in Kapitel 2 und Kapitel 3 deutlich. Optische Elemente mit diesen Eigenschaften werden phasenkonjugierende Spiegel (PCM, engl.: Phase Conjugate Mirror) genannt.



**Abbildung 1.2:** Versuchsaufbau zum erstmaligen Nachweis der Phasenkonjugation mit einem Rubinlaser in einer mit Methan gefüllten Gaszelle [Zel1972].

Das Potential dieser PCM zur Verbesserung der Strahlqualität wurde eindrucksvoll durch ihre Integration in Laseroszillatoren [Pas1988, Men1991, Eic1992a, Moc1998] und Oszillator-Verstärker-Systeme [Car1985, Roc1988, Dan1995, Eic1995, Sei1995, Eic1996, Bet1997, Deh1997, Pie1997, Rie2001, Ris2003] bestätigt, wobei durchschnittliche Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich realisiert wurden.

Parallel fand eine Entwicklung statt, die auf eine Reduktion der thermisch induzierten Phasenstörungen abzielte. Vor allem die effiziente Anregung des oberen Laserniveaus durch optisches Pumpen mit Dioden ist mittlerweile fest etabliert [Peu1995, Sch1997]. Weiter wurden andere aktive Medien wie mit Erbium oder Yttrium dotierte Kristalle [Hon2000], polykristalline Materialien [Ued2003] und neue Geometrien wie Scheiben-, Slab- oder Faserlaser [Gie2001, Gao2002, Du2003, Mül2003, Sek2003] erforscht. Diese Untersuchungen haben

alle zum Ziel, die im aktiven Medium auftretenden Phasenstörungen zu reduzieren. PCM auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung bieten jedoch die Möglichkeit, die auch in solchen Systemen noch verbleibenden Phasenstörungen zu kompensieren.

Abschließend sei noch auf die Möglichkeit hingewiesen, Phasenstörungen durch aktiv gesteuerte verformbare Spiegel (sogenannte adaptive Optiken) auszugleichen. Hierbei wird das Strahlprofil des Lasers im Betrieb detektiert und ein Laserspiegel mithilfe einer Computersteuerung solange verformt, bis ein Optimum an Strahlqualität erreicht ist [Kud2003, Wit2003]. Diese Methode verlangt aufwändige Algorithmen und reagiert träger als selbstgepumpte PCM.

Phasenkonjugierende Spiegel bestanden bis vor wenigen Jahren aus Zellen mit zum Teil sehr giftigen Flüssigkeiten ( $\text{CS}_2$ ,  $\text{TiCl}_4$ ,  $\text{SiCl}_4$ ) oder Gasen unter hohem Druck ( $\text{SF}_6$ , Methan, Stickstoff), die schwierig zu handhaben sind und aus Sicherheitsaspekten in industriellen Lasersystemen nicht zur Anwendung kamen. Daher wurden verstärkt Anstrengungen unternommen, PCM auf der Basis von Festkörpermateriale zu entwickeln. Neue Einsatzgebiete von PCM (z. B. in weltraumgestützten Lasersystemen [ESA2003]) verlangen zwingend danach. Im gleichen Jahr wie der Entdeckung der optischen Phasenkonjugation (OPC), wiesen Ippen und Stolen SBS in Single-Mode Glasfasern nach [Ipp1972]. Viele Untersuchungen folgten (ein guter Überblick wird in [Agr1995] gegeben), da dieser Effekt vor allem als limitierender Faktor in der Telekommunikation von Interesse ist. Als PCM in Lasersystemen eignen sich diese Fasern allerdings nicht, da keine aberrierte Strahlung eingekoppelt werden kann. Im Jahre 1982 wurde auch Phasenkonjugation durch SBS in Multi-Mode Glasfasern nachgewiesen [Kuz1994]. Damit standen vielversprechende Materialien zur Verfügung, um die o. a. Flüssigkeits- und Gaszellen zu ersetzen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist der Aufbau von Oszillator-Verstärker-Systemen mit hoher Strahldichte. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Verbesserung der Strahlqualität dieser Systeme durch den Einsatz von Multi-Mode Glasfasern als phasenkonjugierende Spiegel. Als aktive Medien finden die Lasermaterialien Nd:YAG und Nd:YALO Verwendung, die mit Blitzlampen optisch gepumpt werden. Über aktive und passive Güteschaltung sind hohe mittlere Repetitionsraten im kHz-Bereich und flexible Pulsspitzenleistungen zugänglich. Die Flexibilität der Systeme bietet einen entscheidenden Vorteil bei unterschiedlichen Anwendungen.

Die Arbeit gliedert sich im wesentlichen in zwei Teile. In den folgenden vier Kapiteln werden die theoretischen Grundlagen der durchgeführten Experimente erarbeitet. Beginnend mit Kapitel 2, in dem die stimulierte Brillouin-Streuung beschrieben wird, die Grundlage der

im dritten Kapitel behandelten phasenkonjugierenden Spiegel ist. Im anschließenden Kapitel 4 wird der Prozess der Frequenzverdoppelung erläutert, über den Wellenlängen im grünen Spektralbereich zugänglich werden. Der Theorieteil schließt ab mit der Behandlung der Strahlqualität und ihrer Bedeutung in der Anwendung.

Der experimentelle Teil beginnt in Kapitel 6, mit der Beschreibung der Experimente zur Charakterisierung der Glasfasern, die als phasenkonjugierende Spiegel eingesetzt werden. Im Kapitel 7 werden die allgemeinen Grundlagen zum Aufbau von Oszillator-Verstärker-Systemen vorgestellt. In den beiden folgenden Kapitel - dem zentralen Teil der Arbeit - werden die im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Lasersysteme vorgestellt. Im Ergebnis stehen zwei Lasersysteme mit folgenden Parametern zur Verfügung:

- Ein passiv gütegeschaltetes MOPA-System auf der Basis von Nd:YALO mit einer maximalen mittleren Ausgangsleistung von 315 W bei einer Strahlqualität von  $M^2 < 2,6$ .
- Ein aktiv gütegeschaltetes MOPA-System auf der Basis von Nd:YAG mit einer maximalen mittleren Ausgangsleistung von 125 W bei einer Strahlqualität von  $M^2 < 2,4$ .

Das Potential dieser Lasersysteme wird durch ihren Einsatz in unterschiedlichen Anwendungen demonstriert. Die hervorragende Strahlqualität prädestiniert sie für Laserbohrungen mit hohem Aspektverhältnis. Untersuchungen an verschiedenen Materialien, vor allem an sonst nur schwer bearbeitbaren Industriekeramiken, bestätigen dies eindrucksvoll (Kapitel 10).

Aufgrund der besonderen Strahleigenschaften ist eine Kopplung getrennt verstärkter Laserstrahlung über die Erzeugung der zweiten Harmonischen möglich, womit eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 124 W im grünen Spektralbereich erzielt wurde. Diese Methode der Strahlkopplung wurde, soweit bekannt, zum ersten Mal realisiert.

# 2

## Stimulierte Brillouin-Streuung

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden die allgemeinen Grundlagen für Streuprozesse von Licht bei der Wechselwirkung mit Materie vorgestellt. Hierbei wird zuerst auf die bereits zum Beginn des letzten Jahrhunderts bekannten spontanen Streuprozesse eingegangen, wobei der Fokus auf der Streuung an Gitterschwingungen im Festkörper liegt.

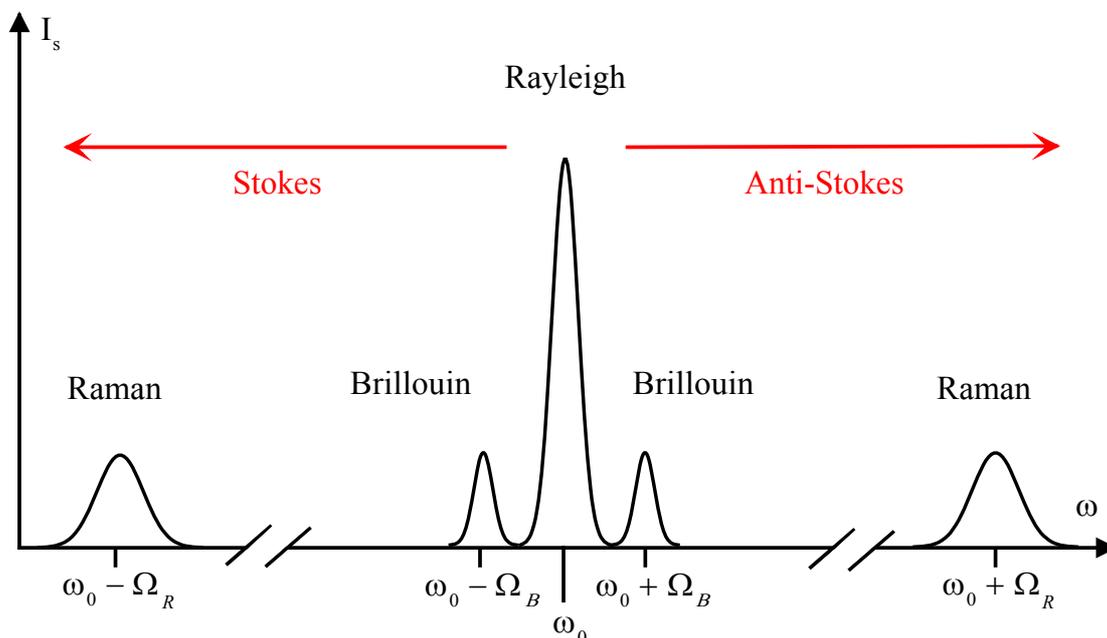
Mit der Entwicklung des Lasers standen im späteren Verlauf des zwanzigsten Jahrhunderts Lichtquellen hoher Intensität und spektraler Reinheit zur Verfügung, mit der sich diese Prozesse gezielt anregen ließen. Diese stimulierten Streuprozesse finden vielfältige Anwendungen in der Forschung (z. B. Materialcharakterisierung), sowie in der Sensortechnik (z. B. Temperatursensoren). Weiterhin stellen sie einen limitierenden Faktor in der Telekommunikation mit Glasfasern und für die Ausgangsleistung von Faserlasern dar, da bei hohen Intensitäten das einfallende Licht nahezu vollständig in Streulicht umgewandelt werden kann.

In diesem Kapitel wird ausführlich auf die stimulierte Brillouin-Streuung eingegangen, die der zugrundeliegende physikalische Prozess für selbstgepumpte phasenkonjugierende Spiegel ist. Zur Beschreibung der konkurrierenden Streuprozesse sei auf die zitierte weiterführende Literatur verwiesen, die eine ausführliche theoretische Beschreibung, sowie eine Darstellung der grundlegenden Experimente bietet.

## 2.1 Spontane Streuprozesse in optischen Medien

Durchdringt Licht Materie wird durch Wechselwirkung mit Teilchen (Atome, Moleküle, Staubpartikel, u.s.w.) oder an Dichte- und Konzentrationsschwankungen im Medium ein Teil des eingestrahnten Lichts gestreut.

Eine umfassende Beschreibung dieser Streuprozesse findet man z. B. in [Kai1972, Web1993b]. Prinzipiell kann man zwei Arten von Streuprozessen unterscheiden: elastische Streuung (keine Frequenzänderung des gestreuten Lichts), wie Mie- und Rayleigh-Streuung, sowie inelastische Streuung, bei der es zu einer Frequenzänderung des gestreuten Lichts kommt (z. B. Raman- und Brillouin-Streuung).



**Abbildung 2.1:** Typisches Streuspektrum von spontan gestreutem Licht. Die eingestrahelte Lichtwelle wird sowohl zu niedrigeren (Stokes), als auch zu höheren (Anti-Stokes) Frequenzen verschoben.  $I_s$ : Intensität des gestreuten Lichts,  $\omega$ : Frequenz,  $\omega_0$ : Frequenz der eingestrahelten Lichtwelle,  $\Omega_B$ : Frequenz der Brillouin-Verschiebung,  $\Omega_R$ : Frequenz der Raman-Verschiebung.

### 2.1.1 Eigenschaften spontan gestreuten Lichts

Führt man ein Streuexperiment an einem Medium durch, erhält man prinzipiell das in Abbildung 2.1 skizzierte Spektrum: Licht der Frequenz  $\omega_0$  fällt in ein Medium ein, und die oben angesprochenen Streuprozesse treten auf. Im allgemeinen detektiert man die folgenden charakteristischen Frequenzen:

- Bei der Frequenz  $\omega_0$  tritt die unverschobene Linie der Rayleigh-Streuung auf, bedingt durch Streuung an Teilchen (Moleküle, statistische Dichteschwankungen), die klein gegen die Wellenlänge sind.

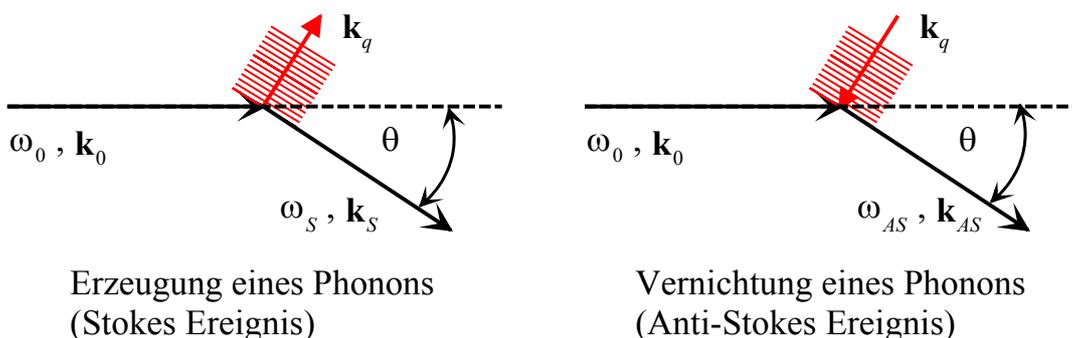
- Stokes und Anti-Stokes Brillouin-Linien, verschoben um die Frequenz  $\Omega_B$ . Die Verschiebung hat ihren Ursprung hier in der Wechselwirkung der einfallenden Lichtwelle mit propagierenden Schallwellen (akustische Phononen) und ist deutlich geringer als bei der Raman-Streuung.
- Stokes und Anti-Stokes Raman-Linien, verschoben um die Frequenz  $\Omega_R$ . Die typische Verschiebung liegt im Bereich von  $1000 \text{ cm}^{-1}$  und ist bedingt durch Vibrationsmoden der Moleküle im Medium (optische Phononen). In Abbildung 2.1 wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit nur ein Linienpaar eingezeichnet. Im allgemeinen können je nach Material mehrere solcher Paare auftreten.

Spontane Streuung tritt bei geringen einfallenden Intensitäten und bei thermischer Anregung des Mediums auf. Die Intensität des gestreuten Lichts  $I_s$  ist proportional zu der einfallenden Intensität  $I_{in}$ :

$$I_s = \sigma N l I_{in} \Delta\Phi. \quad (2.1)$$

Wobei  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt,  $N$  die Anzahldichte der streuenden Teilchen,  $l$  die Wechselwirkungslänge und  $\Delta\Phi$  der Raumwinkel ist, unter dem die Streuung beobachtet wird.

Im Teilchenbild lassen sich die inelastischen Streuprozesse, auf die hier näher eingegangen wird, anschaulich beschreiben [Kai1972]. Ein einfallendes Photon ( $\omega_0, \mathbf{k}_0$ ;  $\mathbf{k}$ : Wellenvektor) wird vernichtet und erzeugt ein Phonon ( $\mathbf{k}_q$ ), sowie ein Stokes-Photon ( $\omega_s, \mathbf{k}_s$ ) geringerer Frequenz (Abbildung 2.2, links), bzw. absorbiert ein Phonon und erzeugt ein Anti-Stokes-Photon ( $\omega_{AS}, \mathbf{k}_{AS}$ ) höherer Frequenz (Abbildung 2.2, rechts).



**Abbildung 2.2:** Spontane Streuung an Schallwellen,  $\mathbf{k}_q$ : Phonon,  $\omega$ : Frequenz,  $\mathbf{k}$ : Wellenvektor; mit den Indices: 0: einfallendes Photon,  $S$ : Stokes,  $AS$ : Anti-Stokes.

Drei wichtige Eigenschaften dienen der Charakterisierung des einzelnen Streuprozesses und geben wertvolle Informationen über das untersuchte Medium. Die **Frequenzverschie-**

**ung** ( $\omega_S, \omega_{AS}$ ) ergibt sich aus der Forderung nach Erhaltung von Energie ( $\hbar \omega$ ) und Impuls ( $\hbar \mathbf{k}$ , mit  $\hbar = h / 2 \pi$ ,  $h$ : Plancksches Wirkungsquantum) für ein Stokes-Ereignis

$$\omega_S = \omega_0 - \Omega_q \quad (2.2)$$

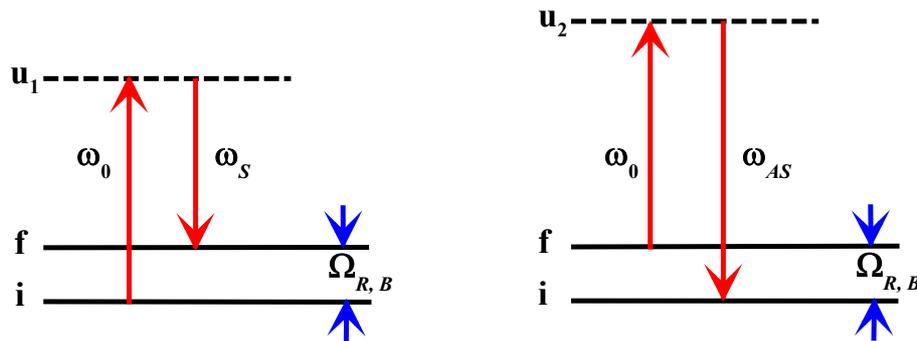
$$\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_q$$

und entsprechend für ein Anti-Stokes-Ereignis

$$\omega_{AS} = \omega_0 + \Omega_q \quad (2.3)$$

$$\mathbf{k}_{AS} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_q.$$

In Abbildung 2.3 sind die Beziehungen zwischen den Frequenzen im Teilchenbild, wie sie sich aus den Gleichungen (2.2) und (2.3) ergeben, noch einmal grafisch dargestellt. Ein einfallendes Photon regt einen angeregten Zustand ( $u_{1,2}$ ) an, der dann in einen Endzustand ( $f, i$ ) relaxiert, wobei ein Phonon erzeugt (Stokes) bzw. absorbiert wird (Anti-Stokes).



**Abbildung 2.3:** Beziehung der Frequenzen im Teilchenbild (Photon-Phonon Wechselwirkung für Stokes- (links) und Anti-Stokes-Streuung (rechts)).

Die spektrale **Linienbreite**  $\Delta f_s$  des gestreuten Lichts ist durch die Lebenszeit  $\tau_q$  der angeregten Zustände bedingt. Für eine Anregung mit exponentieller Dämpfung in Materie ergibt sich eine Linie mit Lorentz-Profil und einer Halbwertsbreite gegeben durch [Dam2003]:

$$\Delta f_s = \frac{1}{2 \pi \tau_q}. \quad (2.4)$$

Der **Wirkungsquerschnitt** ( $d\sigma/d\Phi$ ) per Steradian ist durch die Beziehung

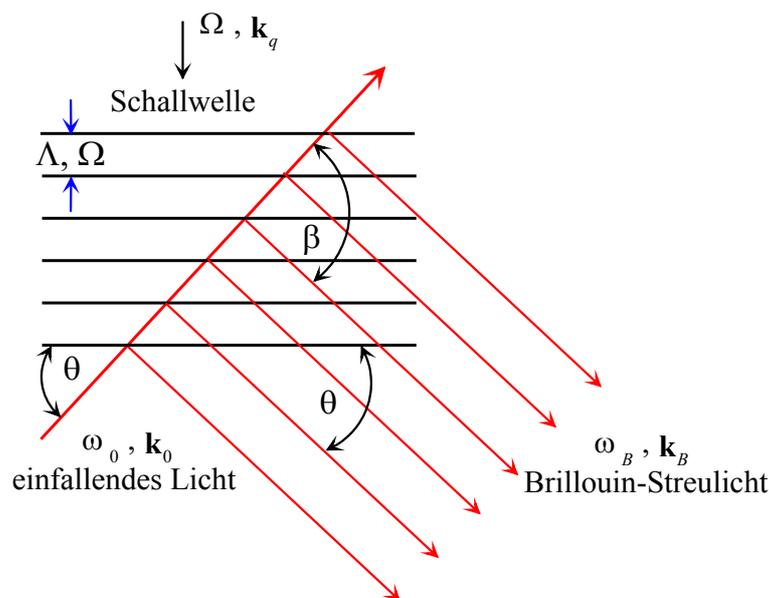
$$dP_s / dz = P_{in} (d\sigma / d\Phi) \Delta\Phi \quad (2.5)$$

gegeben, wobei  $P_{in}$  und  $P_s$  die Leistung des einfallenden und gestreuten Lichts und  $d\Phi$  der Winkel, unter dem die Streuung auftritt, sind. Die Werte ( $d\sigma/d\Phi$ ) sind durch Messung der absoluten Leistung von einfallender und gestreuter Strahlung zugänglich.

## 2.1.2 Spontane Brillouin-Streuung

Bei theoretischen Untersuchungen zur spektralen Verteilung von Licht, welches von statistischen Dichteschwankungen in Gasen, Flüssigkeiten oder Kristallen gestreut wird, fand Brillouin bereits im Jahre 1922, dass neben der Frequenz  $\omega_0$  des einfallenden Lichts die bereits oben angesprochenen um  $\omega_B$  verschobenen Frequenzen auftreten [Bri1922].

In einem Kristall (oder auch einer Flüssigkeit) treten, bedingt durch thermisch angeregte Gitterschwingungen und damit einhergehenden Dichteschwankungen, ständig statistische Brechzahlsschwankungen auf [Web1993b]. Diese Schwankungen können nach Fourier in sinusförmige Anteile zerlegt werden. Anschaulich laufen also Schallwellen (sinusförmige Dichteschwankungen) durch den Kristall. Zwar sind Frequenz  $\Omega$  und Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}_q$  dieser Schallwellen statistisch verteilt, die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist aber über einen breiten Frequenzbereich konstant und entspricht der Schallgeschwindigkeit  $v$ .



**Abbildung 2.4:** Entstehung der Brillouin-Streuung durch Wechselwirkung mit einer Schallwelle.  $\Omega, \Lambda, \mathbf{k}_q$ : Frequenz, Wellenlänge, Ausbreitungsvektor der Schallwelle,  $\omega, \mathbf{k}$ : Frequenz und Ausbreitungsvektor der Lichtwellen,  $\beta$ : Streuwinkel.

Auf eine beliebige Schallwelle (gekennzeichnet durch  $\Omega, \Lambda, \mathbf{v}, \mathbf{k}_q$ ) im Kristall fällt eine Lichtwelle der Frequenz  $\omega_0$ , wie in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Eine maximale Streuung wird dann erreicht, wenn das an der Schallwelle gestreute Licht sich phasenrichtig überlagert, wenn also die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Im vorliegenden Fall somit gilt:

$$2\Lambda \sin \theta = \lambda_0 \quad (2.6)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda_0$  des Pumplichts. Dies bedeutet, dass Licht, welches unter einem Winkel  $\theta$  auf die Schallwelle trifft, wieder unter dem gleichen Winkel von dieser maximal gestreut wird. Man spricht daher bei der Brillouin-Streuung auch von Reflexion des Lichts. Dies geschieht an allen statistisch auftretenden Schallwellen, Licht wird also in alle Raumrichtungen gestreut.

Da die Streuung an einer laufenden Welle, die sich mit Schallgeschwindigkeit im Medium fortpflanzt, erfolgt, tritt für das gestreute Licht aufgrund des Doppler-Effektes eine Frequenzverschiebung auf:

$$\frac{\omega_B}{\omega_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \sin \theta; \quad v = |\mathbf{v}|, \quad (2.7)$$

wobei das positive Vorzeichen für dem Licht entgegenlaufende Schallwellen, das negative für die entgegengesetzte Richtung der Schallwelle gilt ( $n$ : Brechungsindex,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit im Medium). Mit Gleichung (2.6) ergibt sich:

$$\frac{\omega_B}{\omega_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \frac{\lambda_0}{2\Lambda}. \quad (2.8)$$

Nutzt man die Beziehungen  $v/\Lambda = \Omega$  und  $c/\lambda_0 = \omega_0$ , erhält man für die Frequenzverschiebung:

$$\omega_B = \omega_0 \pm \Omega. \quad (2.9)$$

Die Frequenz  $\omega_B$  des Brillouin-Streulichts ist also bei entgegen der einfallenden Welle gestreuten Lichts um die Schallfrequenz  $\Omega$  vermindert (Stokes) oder erhöht (Anti-Stokes, Vorwärtsstreuung), wie unter 2.1.1 schon allgemein beschrieben. Anders als z. B. bei Raman-Streuung ist hier allerdings die Frequenzverschiebung vom Streuwinkel abhängig. Dies sieht man, wenn der Winkel  $\theta$  (unter dem die Lichtwelle die Schallwelle trifft) in Gleichung (2.7) durch den Streuwinkel  $\beta$  ersetzt wird:

$$\frac{\omega_B}{\omega_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\beta}{2}. \quad (2.10)$$

Die Frequenzverschiebung wird maximal, wenn  $\beta = \pi$  gilt, also für Rückwärtsstreuung. Die Schallgeschwindigkeit liegt im Bereich von  $v = 10^3$  m/s, somit erhält man für die relative Frequenzverschiebung  $\delta\omega/\omega_0 = 10^{-5}$ . Dieser Wert ist relativ klein, verglichen z. B. mit der Raman-Streuung, woraus sich auch der experimentell aufwändige Nachweis der Brillouin-Streuung erklärt.

## 2.2 Stimulierte Streuprozesse in optischen Medien

Im vorangegangenen Kapitel wurden Lichtintensitäten behandelt, die so klein sind, dass sie die optischen Eigenschaften des Mediums nicht ändern. Damit tritt nur Streuung an thermischen Fluktuationen auf. Hohe Lichtintensitäten erzeugen dagegen starke elektromagnetische Felder, die über Prozesse wie Elektrostriktion oder Absorption die thermischen Fluktuationen verstärken. Dadurch kommt es z. B. durch Wechselwirkung der einfallenden Lichtwelle (Pumplicht) mit dem Streulicht zu einer Verstärkung des Streuprozesses, so dass die Intensität des Streulichts die des Pumplichts erreichen kann. Damit gilt nicht mehr der in Gleichung (2.1) beschriebene lineare Zusammenhang, vielmehr erfolgt nun die Zunahme der Intensität exponentiell [Dam2003, Web1993b]:

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g(\omega) I_0 l). \quad (2.11)$$

Hierbei ist  $I_0$  die Intensität der einfallenden Welle,  $l$  die Wechselwirkungslänge und  $g$  ein für das jeweilige Medium und den Streuprozess typischer Verstärkungskoeffizient.

### 2.2.1 Eigenschaften stimulierter Streuung

Stimulierte Lichtstreuung [Kai1972, Men2001, Dam2003] unterscheidet sich wesentlich von spontaner Streuung in verschiedenen Punkten:

- Sie wird erst bei hohen Intensitäten oberhalb einer bestimmten Schwellintensität beobachtet. Die benötigte Intensität  $I_0$  liegt dabei im Bereich von

$$10^6 < I_0 < 10^9 \text{ (W/cm}^2\text{)}. \quad (2.12)$$

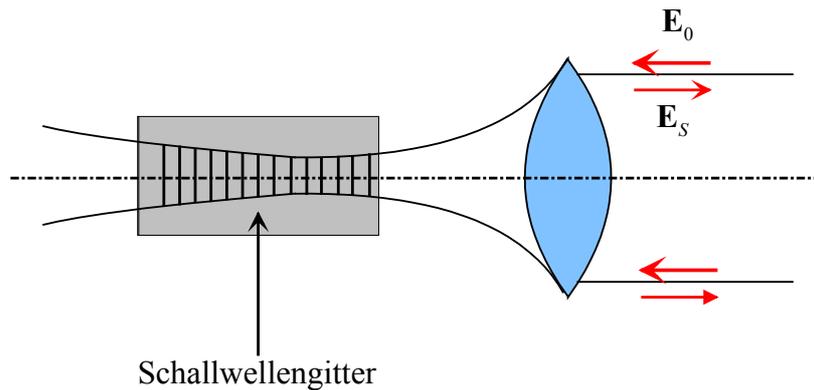
- Zu ihrer Erzeugung werden Lichtquellen hoher spektraler Reinheit und kleinem Divergenzwinkel benötigt.
- Anti-Stokes-Komponenten treten in der Regel nicht auf, zudem beobachtet man eine Einengung der Linienbreiten.

Aus den Anforderungen an die Lichtquellen wird erklärlich, warum sich stimulierte Streuprozesse erst nach der Erfindung des Lasers beobachten ließen.

### 2.2.2 Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS)

Stimulierte Brillouin-Streuung wurde erstmals von Chiao et al. im Jahre 1964 nachgewiesen [Chi1964]. Sie untersuchten die Streuung an Festkörpern (Quarz und Saphir) und nutzten dazu einen gütegeschalteten Rubinlaser mit einer Pulsleistung  $P_{Puls} \approx 50 \text{ MW}$  und einer Pulsbreite  $\Delta\tau_{Puls} \approx 30 \text{ ns}$ . Der Nachweis der SBS an diesen Materialien war am vielversprechends-

ten, da sie im Vergleich zu Flüssigkeiten oder Gasen eine größere Frequenzverschiebung aufweisen, siehe dazu Tabelle 2.1. Im selben Jahr veröffentlichten Garmire und Townes [Gar1964] Untersuchungen an Flüssigkeiten (Schwefelkohlenstoff ( $\text{CS}_2$ ), Benzene). Viele weitere Veröffentlichungen [Gar1964, Gar1966, Wal1967, Mai1966, Mai1968] folgten. Untersucht wurden das Schwellverhalten, Reflektivitäten und spektrale Eigenschaften an einer Reihe von Materialien. Eine Übersicht über diese frühen Experimente findet man z. B. in [Vel2001].



**Abbildung 2.5:** Rückstreuung an einem durch Interferenz einer Pumpwelle  $\mathbf{E}_0$  und der gestreuten Welle  $\mathbf{E}_B$  generierten Schallwellengitter.

Die Entstehung des Streulichts durch stimulierte Brillouin-Streuung kann anschaulich über einen Prozess der Wechselwirkung zwischen einfallender Pumpwelle  $\mathbf{E}_0$  und spontan gestreutem Licht verstanden werden (siehe dazu auch Abbildung 2.5). Durchläuft eine Lichtwelle hoher Intensität ein transparentes Medium findet der unter 2.1.2 beschriebene Vorgang der spontanen Streuung an den statistisch im Festkörper auftretenden Schallwellen in alle Raumrichtungen statt. Dabei sind auch immer Anteile, die entgegen oder in Richtung der einfallenden Lichtwelle gestreut werden. Die Anteile, die in Richtung der Pumpwelle gestreut werden, werden hier nicht weiter betrachtet, da nach Gleichung (2.10) die Frequenzverschiebung  $\Omega_B = 0$  ist. Die der Pumpwelle entgegenlaufende Streuwelle  $\mathbf{E}_B$  besitzt die maximale Frequenzverschiebung und wechselwirkt auch maximal mit der einfallenden Welle. Nach Gleichung (2.9) ist das Streulicht damit zu kleineren Frequenzen verschoben (Stokes-Fall), man spricht in diesem Zusammenhang deshalb auch von der Stokes-Welle.

Die beiden Wellen  $\mathbf{E}_0$  und  $\mathbf{E}_B$  überlagern sich und erzeugen ein Interferenzmuster, das mit einer Schwebungsfrequenz  $\Omega = \omega_0 - \omega_B$  im Medium propagiert. Diese Schwebung erzeugt über Elektrostriktion oder Absorption eine Druckänderung und damit eine laufende Schallwelle (ein sogenanntes Schallwellengitter) an der verstärkt das einfallende Licht gestreut

wird. Die Druckwelle moduliert die Brechzahl des Mediums und koppelt somit die beiden Lichtwellen.

In dieser Arbeit wird auf SBS in absorbierenden Medien nicht näher eingegangen. Durch Absorption kommt es zu einer lokalen Temperaturmodulation, die die Schallwelle generiert. Dieser Vorgang wird daher STBS (engl.: Stimulated Temperature Brillouin Scattering) genannt. Hier sollen die Grundlagen für SBS in Glasfasern vorgestellt werden, die eine sehr kleine Dämpfung für die betrachteten Wellenlängen ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) haben. In diesen transparenten Medien ist Elektrostriktion der dominante Mechanismus für SBS. Der mittels Elektrostriktion erzeugte Druck  $p_{st}$  durch ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  ist gegeben durch [Boy1996]:

$$p_{st} = \rho_0 \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \rho} \frac{\mathbf{E}^2}{2} = \gamma_e \frac{\mathbf{E}^2}{2}, \quad (2.13)$$

mit der Dichte des Mediums  $\rho_0$ , der Permittivitätszahl  $\varepsilon_r$  und dem elektrostriktiven Koeffizienten  $\gamma_e = \rho_0 \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \rho}$ . Durch den oben beschriebenen Vorgang ergibt sich eine positive Rück-

kopplung und Energie wird von der Pumpwelle in die Streuwelle übertragen. Der Rückstreuteil wächst entsprechend schnell an, er kann Werte von über 95% erreichen [Hid2000]. Der hohe Anteil der SBS in Rückwärtsstreuung erklärt sich aus folgenden Gründen:

- Die maximale Länge, auf der Verstärkung der SBS auftritt, ist allgemein entlang der Ausbreitungsachse der Laserstrahlung und korrespondiert mit der Länge des Mediums, in dem die Streuung erzeugt wird. Für andere Winkel ist die Wechselwirkungslänge immer kleiner (z. B. liegt sie für  $\theta = 90^\circ$  im Bereich des Strahldurchmessers).
- Die mittlere Lebensdauer der akustischen Phononen  $\tau_B$  ist durch Mechanismen der viskosen Dämpfung gegeben durch [Dam2003]

$$\tau_B = \frac{\rho_0}{\eta \mathbf{k}_q^2} = \frac{\rho_0}{4\eta \frac{\omega_0^2}{c^2} \sin^2(\theta/2)}, \quad (2.14)$$

mit der Dichte des Mediums  $\rho_0$ , der Viskosität  $\eta$ , dem Wellenvektor der Schallwelle  $\mathbf{k}_q$  und hat bei einem Winkel  $\theta = 180^\circ$  ihr Minimum. Damit ist die Entstehung und der schnellste Anstieg der SBS in diese Richtung zu erwarten.

### 2.2.3 Schwellverhalten der stimulierten Brillouin-Streuung

Für stimulierte Streuung kann keine scharfe Schwelle, wie z. B. für Lasertätigkeit angegeben werden. Ihr Entstehen wird in Abhängigkeit von der eingestrahnten Leistung oder Pulsenergie

des Lasers beobachtet. Für experimentelle Untersuchungen definiert man meist eine Schwelle bei einer Reflexion von  $R = 1\%$ . Dies entspricht in der Gleichung (2.11) einem Verstärkungsfaktor von  $G = (g_B l I_0) = 25$ , wenn man von einem für Raumtemperatur typischen Verhältnis von spontanem Streulicht und Pumplicht

$$\frac{I_s(l)}{I_0(l)} \approx \exp(-30) \quad (2.15)$$

ausgeht [Zel1985]. Damit lässt sich eine notwendige Schwellintensität  $I_{0,th}$  für das Pumplicht angeben:

$$I_{0,th} = \frac{25}{g_B l}. \quad (2.16)$$

Durch die exponentielle Abhängigkeit der Verstärkung von der Pumpintensität beobachtet man ein starkes Anwachsen der Streuwelle bei Überschreiten der Schwellintensität.

## 2.2.4 Theoretische Beschreibung der stimulierten Brillouin-Streuung

Für eine theoretische Beschreibung der stimulierten Brillouin-Streuung ist es erforderlich, die Wellengleichung (Gl. 2.17) aufzustellen, wie sie sich aus den Maxwell-Gleichungen für nicht-lineare, verlustfreie dielektrische Medien [Bor1980] ergibt:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (2.17)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.18)$$

$\mathbf{E}, \mathbf{H}$	Feldvektoren des elektrischen und magnetischen Feldes
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Medium
$\varepsilon_0$	Elektrische Feldkonstante
$\varepsilon_r$	Permittivitätszahl
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante
$\mu_r$	Permeabilitätszahl
$\mathbf{P}^{NL}$	Nichtlineare Polarisation

Zur Vereinfachung der Wellengleichung (2.18) werden einige allgemein übliche Annahmen getroffen:

- Das elektrische Feld wird als Überlagerung sinusförmiger, monochromatischer Wellen aufgefasst, deren Amplitude und Phase sich langsam gegen die Ausbreitungsgeschwindigkeit ändern (SVE, engl.: Slowly Varying Envelope).
- Es werden lineare Polarisation und Lichtausbreitung in  $\pm z$  Richtung vorausgesetzt.

Damit lassen sich Feld und nichtlineare Polarisation wie folgt schreiben [Kai1972]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \left\{ E_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + E_j^* \exp[-i(k_j z - \omega_j t)] \right\}, \quad (2.19)$$

$$\mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \left\{ P_j^{NL} \exp(-i\omega_j t) + (P_j^{NL})^* \exp(i\omega_j t) \right\}. \quad (2.20)$$

Die nichtlineare Polarisation  $\mathbf{P}^{NL}$  ist abhängig von der Dichte  $\rho$  und der Temperatur  $T$  des Mediums über [Dam2003]

$$\mathbf{P}^{NL} = \left[ \left( \frac{\partial \epsilon_r}{\partial \rho} \right)_T \Delta \rho + \left( \frac{\partial \epsilon_r}{\partial T} \right)_\rho \Delta T \right] \mathbf{E}, \quad (2.21)$$

wobei  $\Delta \rho$  und  $\Delta T$  die intensitätsabhängigen Veränderungen der Dichte- und Temperaturamplituden sind. Dies ist die mathematische Formulierung der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Wechselwirkung zwischen Pump- und Stokes-Welle. Das Interferenzmuster moduliert die Dichte des Mediums und generiert eine akustische Welle. Der erste Term in Gleichung (2.21) beschreibt die Dichteveränderung durch Elektrostriktion, dem maßgeblichen Anteil bei transparenten Medien, der zweite Term die Änderung durch Temperatur, die hauptsächlich bei absorbierenden Medien von Bedeutung ist.

Vernachlässigt man die Modulation der nichtlinearen Polarisation durch die Temperatur und nimmt für die Felder der Pumpwelle  $\mathbf{E}_0$  und der Streuwelle  $\mathbf{E}_B$  ebene Wellenfronten an, ergeben sich die resultierenden Felder, sowie die Dichtemodulation  $\rho$  im Medium [Vel2001]:

$$\mathbf{E}_0(z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{A}_0(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + c.c., \quad (2.22)$$

$$\mathbf{E}_B(z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{A}_B(z, t) \exp[i(-k_B z - \omega_B t)] + c.c., \quad (2.23)$$

$$\bar{\rho}(z, t) = \rho_0 + \frac{1}{2} \rho(z, t) \exp[i(k_q z - \Omega t)] + c.c.. \quad (2.24)$$

Das Medium wird dabei mit der Differenzfrequenz  $\Omega = \omega_0 - \omega_B$  mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_B$  angeregt. Das Pumpfeld propagiert in die  $+z$ -Richtung, die Streuwelle in die  $-z$ -

Richtung und die Dichtewelle (Schallwelle) in die +  $z$ -Richtung. Gleichung (2.24) beschreibt die Reaktion des Mediums auf die elektromagnetischen Felder. Die elektrostriktive Kraft auf das Material skaliert mit  $\mathbf{E}^2$  (siehe Gleichung (2.13)) und führt dazu, dass die Dichte unter starken Feldern erhöht wird. Diese Dichteänderungen können allerdings nicht den optischen Frequenzen folgen, wohl aber der Schwebungsfrequenz  $\Omega$  der interferierenden Felder, die sich mit der Geschwindigkeit  $v_s = \Omega / k_s$  im Medium fortpflanzt. Dadurch ergibt sich eine Phasenanpassung der treibenden Kraft und der Schallwelle, was zu Resonanz und Verstärkung der Streuwelle führt.

Wendet man die in (2.19) und (2.20) gemachten Vereinfachungen auf die nichtlineare Wellengleichung (2.18) an und nutzt weiter, dass man bei der SVE-Näherung die zweiten Ableitungen in der Ausbreitungsrichtung ( $z$ ) und in der Zeit vernachlässigen kann, erhält man folgende Feldgleichungen:

$$\frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial z} + \frac{n}{c_0} \frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial t} = \frac{i\omega_0}{2c_0 n} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \mathbf{A}_B \rho, \quad (2.25)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{A}_B}{\partial z} + \frac{n}{c_0} \frac{\partial \mathbf{A}_B}{\partial t} = \frac{i\omega_B}{2c_0 n} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \mathbf{A}_0 \rho^*, \quad (2.26)$$

mit dem elektrostriktiven Koeffizienten  $\gamma_e = \rho_0 (\partial \varepsilon / \partial \rho)_T$ .

Die beiden optischen Felder werden durch die Maxwell-Gleichungen bestimmt, während das akustische Feld durch die Navier-Stokes-Gleichung mit einem elektrostriktiven Term beschrieben wird

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \left( \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) - v^2 \nabla^2 \bar{\rho} = \nabla \cdot \mathbf{f}, \quad (2.27)$$

mit der Kraft  $\mathbf{f}$  pro Einheitsvolumen, gegeben durch den negativen Gradienten der Druckänderung  $\mathbf{f} = \nabla p$ . Mit dem resultierenden optischen Feld  $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0(z, t) + \mathbf{E}_B(z, t)$  erhält man eine Gleichung für das akustische Feld

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + (\Gamma_B - i2\Omega) \frac{\partial \rho}{\partial t} - i\Gamma_B \Omega \rho = \frac{\gamma_e \mathbf{k}_q^2}{4\pi} \mathbf{A}_0 \mathbf{A}_B^*. \quad (2.28)$$

Die Gleichungen (2.25), (2.26) und (2.28) ergeben einen Satz nichtlinearer gekoppelter Differentialgleichungen, die den SBS-Prozess durch Elektrostriktion beschreiben. Werden einige vereinfachende Annahmen gemacht, lassen sich Lösungen für den stationären Fall angeben. Im stationären Fall besteht keine Zeitabhängigkeit der Felder ( $\partial \mathbf{A}_i / \partial t = 0$ ). Streng gilt dies allerdings nur, wenn die zeitlichen Änderungen des optischen Feldes groß gegen die Phono-

nenlebensdauer  $\tau_B$  sind, wie z. B. bei Anregung mit kontinuierlich betriebenen Lasern. Bei typischen Phononenlebensdauern in SBS-Materialien ( $\tau_B = 3,9$  ns bei Quarzfasern) erfüllen Pulsbreiten von  $\Delta t_{Puls} > 100$  ns diese Voraussetzungen [Kai1972].

Nutzt man die Beziehung  $I_i = nc_0 A_i A_i^* / 2\pi$ , erhält man aus den Gleichungen (2.25) und (2.26) einen Satz Gleichungen für die Intensitäten von Pumpfeld und Stokes-Feld bei der Propagation durch das Medium:

$$\frac{dI_0}{dz} = -g_B I_B I_0, \quad (2.29)$$

$$\frac{dI_B}{dz} = -g_B I_0 I_B, \quad (2.30)$$

mit dem Brillouin-Verstärkungskoeffizienten

$$g_B = \frac{\gamma_e^2 \omega_0^2}{nc^3 \nu \rho_0 \Gamma_B} \quad (2.31)$$

In der folgenden Tabelle sind die für die SBS wichtigen Parameter gebräuchlicher Materialien für eine Wellenlänge  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$  angegeben:

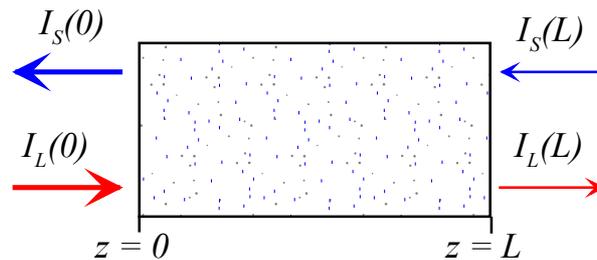
Material	Brillouin-Frequenz $\omega_B$ (GHz)	Linienbreite $\Delta\omega_B = \Gamma_B / 2\pi$ (MHz)	Verstärkungsfaktor $g_B$ (cm/GW)	Referenz
<b>Gase:</b>				
Methan (100 atm)	0,86	106	65	Kov1972
Stickstoff (135 atm)		45	30	Kov1972
SF <sub>6</sub> (20atm)		42	35	Kov1972
<b>Flüssigkeiten:</b>				
Aceton	2,99	119-526	15,8-20	Poh1970 Ero1990
Benzene	4,12	228	9,6	Ero1990
Schwefelkohlenstoff	3,76	50-217	68-130	Poh1970 Ero1990
<b>Festkörper:</b>				
Quarz (Faser)	16	41	2,5	Gae1991
Quarz (Block)	16,4	41	2,9	Far1993

**Tabelle 2.1:** Materialeigenschaften für ausgewählte SBS-Materialien.

Die Parameter für weitere Materialien und Wellenlängen können in der folgenden Literatur gefunden werden: [Bre1964, Poh1968, Dam1987, And1992, Osb1992, Yen2002].

Die beiden gewöhnlichen Differentialgleichungen (2.29) und (2.30) können unter der Annahme konstanter Pumpintensität  $I_L$  eines einfallenden Laserstrahls gelöst werden [Vel2001]. Man erhält ein exponentielles Anwachsen der Stokes-Welle in  $(-z)$ -Richtung, die an der Stelle  $z = L$  in das Medium eingekoppelt wird:

$$I_S(z) = I_S(L) \exp[g_B I_L (L - z)]. \quad (2.32)$$



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der SBS-Verstärkung einer von rechts einfallenden Welle  $I_S(L)$  geringer Intensität.

Die Annahme konstanter Pumpintensität gilt nicht mehr im Falle hoher Konversionsraten in die Stokes-Welle. Aufgrund des exponentiellen Anwachsens der Stokes-Welle kann ihre Intensität Werte im Bereich der Pumpintensität annehmen und die Abschwächung der Pumpwelle muss berücksichtigt werden:

$$I_S(z) = \frac{I_S^0 (I_L^0 - I_S^0)}{I_L^0 \exp[g_B (I_L^0 - I_S^0) z]}. \quad (2.33)$$

Diese Lösung ist zwar mathematisch korrekt, aber die gewählten Randbedingungen  $I_L(0) = I_L^0$  und  $I_S(0) = I_S^0$  beschreiben nicht die normalerweise vorhandenen experimentellen Bedingungen, bei denen sich eine Stokes-Welle aus dem Rauschen an der Stelle  $z = L$  aufbaut und das SBS-Signal bestimmt werden soll. Für Anwendungen als phasenkonjugierender Spiegel ist die Reflektivität  $R \equiv I_S(0) / I_L(0)$  von Bedeutung, damit erhält man für die Intensität  $I_S(L) = I_S^L$  die Beziehung

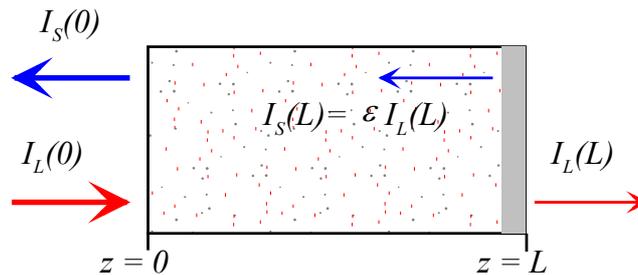
$$I_S^L = \frac{I_L^0 R (1 - R)}{\exp[G(1 - R)] - R}, \quad (2.34)$$

wobei  $G = g_B I_L(0) L$  die Verstärkung des Stokes-Signales ist, das an der Stelle  $z = L$  aus dem Rauschen erzeugt wurde. Das Stokes-Signal kann in der Form  $I_S(L) = \varepsilon I_L(L)$  geschrieben werden. Werte für  $\varepsilon$  liegen im Bereich von  $10^{-13}$  -  $10^{-11}$  [Vel2001]. Für das Entstehen der SBS

aus dem Rauschen kann man die Abschwächung der Pumpwelle vernachlässigen und mit Gl. (2.32) die Verstärkung der spontanen Streuung berechnen

$$I_s(0) = \varepsilon I_L^0 \exp(G), \quad (2.35)$$

womit dann  $R = \varepsilon \exp(G)$  ist. Um die Schwelle für SBS zu überschreiten ( $R \approx 0,01$ ), muss die Pumpintensität erhöht werden, bis die Verstärkung  $G$  den Wert von  $G_{th} = -\ln(\varepsilon/R) \approx 25$  (bei einem Wert von  $\varepsilon = 10^{-13}$ ) erreicht. Damit ergeben sich die bereits oben erläuterten Zusammenhänge für das Schwellverhalten.



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung zur Entstehung der stimulierten Brillouin-Streuung aus dem Rauschen.

Löst man Gl. (2.34) nach  $R$  auf und berücksichtigt den kleinen Wert für  $\varepsilon$ , erhält man

$$\frac{G}{G_{th}} = \frac{G_{th}^{-1} \ln R + 1}{1 - R}, \quad (2.36)$$

die man für Pumpintensitäten weit über der Schwelle ( $G/G_{th} \gg 1$ ) für  $R$  lösen kann, womit man eine Aussage für die Reflektivität von SBS-Prozessen erhält:

$$R = 1 - \frac{1}{G/G_{th}}. \quad (2.37)$$

Damit wird klar, dass man für hohe Pumpintensitäten oder große Wechselwirkungslängen Reflektivitäten von fast 100% erreichen kann. Zum Verlauf der SBS-Reflektivität in Abhängigkeit der Pumpleistung nach Gl. 2.36 und Gl. 2.37 für Glasfasern siehe Abb. 3.5.



# 3

## Optische Phasenkonjugation

Eine der wichtigsten Anwendungen der oben diskutierten stimulierten Brillouin-Streuung ist die optische Phasenkonjugation (OPC, engl.: Optical Phase Conjugation). Nichtlineare Prozesse wie Vierwellenmischung oder SBS erzeugen aus einer einfallenden Lichtwelle eine neue Welle, die mathematisch als ein elektromagnetisches Feld beschrieben werden kann, deren Phase komplex konjugiert zu der Phase der einfallenden Welle ist. Dadurch ergibt sich eine weitere wichtige Eigenschaft dieser Lichtwelle: Diese Phasenumkehr ist formal identisch mit einer Zeitumkehr, eine phasenkonjugierte Welle läuft also in sich zurück.

Ein optisches Element, das diesen Prozess generiert, nennt man einen phasenkonjugierenden Spiegel (PCM). Wie bereits in der Einleitung beschrieben, bietet sich dadurch die Möglichkeit, Phasenstörungen die einer Lichtwelle in einem Medium aufgeprägt wurden, nach Reflexion an einem PCM im zweiten Durchgang zu kompensieren. Diese PCM werden daher vielfältig zur Verbesserung der Strahlqualität von Lasersystemen eingesetzt.

In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über die Eigenschaften phasenkonjugierten Lichts und die wesentlichen historischen Experimente gegeben, wobei der Schwerpunkt auf der OPC durch stimulierte Brillouin-Streuung liegt. Bevor am Ende des Kapitels die Anwendung der phasenkonjugierenden Spiegel in Lasersystemen diskutiert wird, erfolgt ein Überblick über die wichtigsten thermisch induzierten Phasenstörungen in Lasermedien, deren Kompensation Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist.

### 3.1 Eigenschaften phasenkongjugierten Lichts

Am einfachsten erkennt man das grundlegende Konzept der Phasenkongjugation und die sich daraus ergebenden Eigenschaften des Lichts von einem mathematischen Standpunkt aus. Dieser Ansatz ist völlig formal und trifft noch keine Aussage darüber, ob z. B. das durch SBS erzeugte Streulicht tatsächlich die geforderten Eigenschaften aufweist.

Betrachtet man eine monochromatische Welle (Pumpwelle  $E_P(\mathbf{r}, t)$ ) mit der Frequenz  $\omega$ , die in +z-Richtung propagiert, gegeben durch die Gleichung [Sak1992]

$$\begin{aligned} E_P(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} A_P(x, y) \exp[i(\omega t - k_P z)] + c.c. \\ &= \frac{1}{2} \Phi_P(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) + c.c. \end{aligned} \quad (3.1)$$

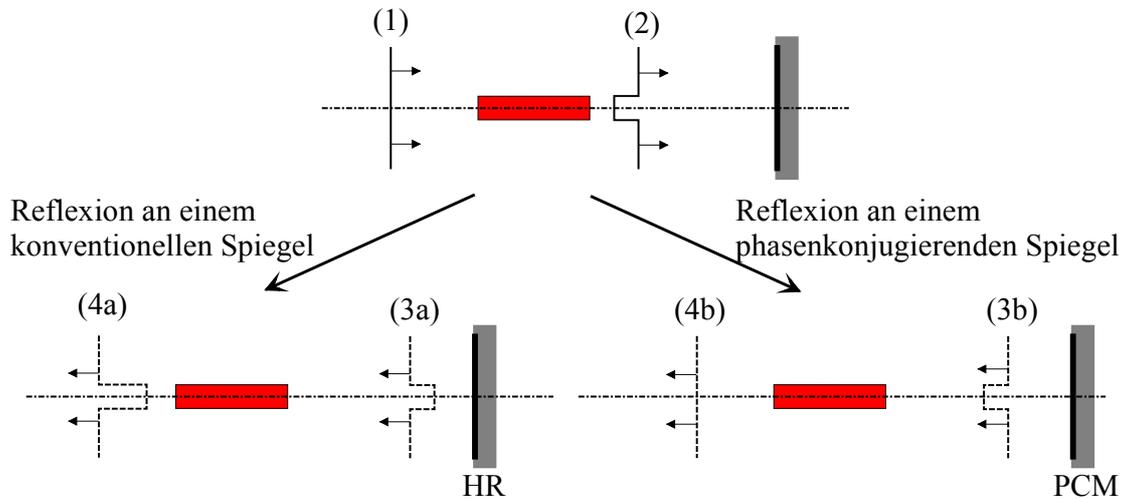
mit der Amplitude der Pumpwelle  $A_P(x, y)$ , die räumlich langsamer als die Phase variiert,  $k_P$  ist die Wellenzahl in z-Richtung,  $\mathbf{r}$  der Ortsvektor und c.c. die komplex Konjugierte der Gleichung.  $\Phi_P(\mathbf{r})$  enthält die Informationen über Polarisierung und Ort. Die reflektierte Welle  $E_C(\mathbf{r}, t)$  wird beschrieben durch

$$\begin{aligned} E_C(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} A_C(x, y) \exp[i(\omega t - k_C z)] + c.c. \\ &= \frac{1}{2} \Phi_C(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) + c.c. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Gilt nun  $\Phi_C(\mathbf{r}) = \Phi_P^*(\mathbf{r})$ , also wenn für die Amplituden  $A_C = A_P^*$  und für die Wellenvektoren  $\mathbf{k}_C = -\mathbf{k}_P$  gilt, wird die reflektierte Welle  $E_C(\mathbf{r}, t)$  die phasenkongjugierte Welle der einfallenden Welle  $E_P(\mathbf{r}, t)$  genannt. Diese Notation wurde erstmals von Zel'dovich eingeführt [Zel1972]. Weiter lässt sich zeigen, dass damit auch  $E_P(\mathbf{r}, t) = E_C(\mathbf{r}, -t)$  gilt, der Grund dafür, dass vor allem in der russischen Literatur die OPC auch als Zeitumkehr (time reversal) einer Lichtwelle bezeichnet wird. Folgende für die Anwendung wichtige Eigenschaften folgen aus diesen mathematischen Betrachtungen:

- (i) **Phasenstörungen können im Doppeldurchgang ausgeglichen werden:** Betrachten wir nochmals die bereits in der Einleitung beschriebenen Vorgänge bei der Propagation einer ebenen Welle (1) durch ein Medium (siehe folgende Abbildung oben), das eine Phasenschiebung verursacht. Die Folge ist eine Verzögerung und damit eine Phasenschiebung der Wellenfronten (2). Wird diese Wellenfront an einem konventionellen Spiegel reflektiert, ändert sich die Orientierung der Phase bezüglich der Ausbreitungs-

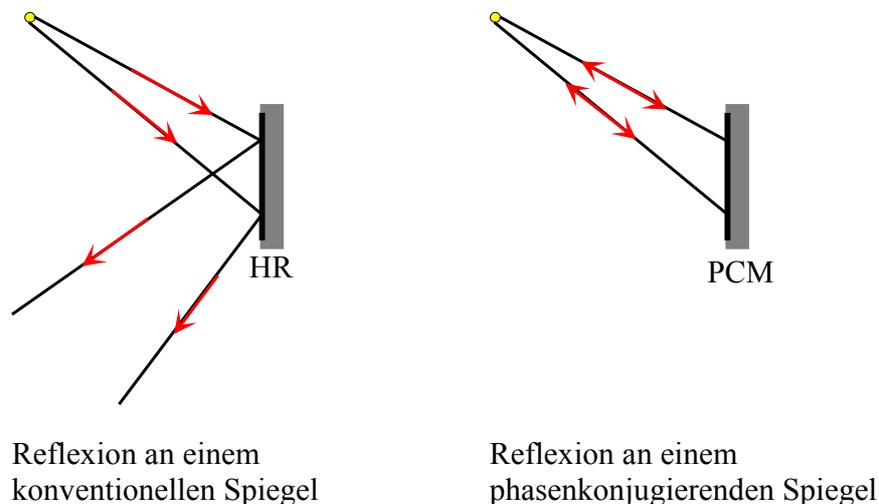
richtung nicht (3a) und die reflektierte Wellenfront erfährt im zweiten Durchgang nochmals die gleiche Phasenschiebung (4a).



**Abbildung 3.1:** Phasenschiebung einer ebenen Welle beim Durchgang durch ein Medium (oben). Orientierung der Phasenflächen nach der Reflexion an einem konventionellen Spiegel (HR), unten links, sowie an einem phasenkonjugierenden Spiegel (PCM), unten rechts und die daraus jeweils resultierenden Wellenfronten nach dem Doppeldurchgang.

Wird die Wellenfront dagegen an einem phasenkonjugierenden Spiegel reflektiert, ändert sich die Orientierung der Phase bezüglich der Ausbreitungsrichtung (3b), und die Phasenschiebung der reflektierten Wellenfront wird im zweiten Durchgang ausgeglichen (4b).

(ii) **Die reflektierte Welle wird unabhängig vom Einfallswinkel perfekt in sich zurück-reflektiert:** Betrachten wir dazu die Reflexion einer, von einer Punktquelle ausgehenden, divergenten Welle.



**Abbildung 3.2:** Reflexion einer divergierenden Lichtwelle an einem konventionellen Spiegel (links) und an einem phasenkonjugierenden Spiegel (rechts).

Bei Spiegelung an einem konventionellen Spiegel wird das Licht entsprechend des klassischen Reflexionsgesetzes reflektiert, wobei der Divergenzwinkel erhalten bleibt. Bei Spiegelung an einem PCM läuft das Licht exakt in sich zurück.

Diese beiden Eigenschaften begründen das Potential zum Ausgleich von Phasenstörungen. Da die Lichtwelle den gleichen Weg zurückläuft, „sieht“ sie die gleichen Phasenschiebungen an gleichen Stellen der Wellenfront. Da die Orientierung der Phase sich aber nach der Reflexion umgekehrt hat, werden die Phasenstörungen aus dem ersten Durchlauf ausgeglichen. Dies gilt natürlich nur für Störungen, deren Zeitkonstante lang gegenüber der Zeitdifferenz, bedingt durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lichtwelle, ist.

Eine umfassende theoretische Beschreibung zur optischen Phasenkonjugation findet man in verschiedenen Abhandlungen. Hervorzuheben sind hier die Arbeiten des Pioniers auf diesem Gebiet, B. Ya. Zel'dovich [Zel1972, Zel1985]. Weitere Arbeiten wurden von Nosach [Nos1972] sowie Yariv [Yar1976, Yar1977, Yar1978] veröffentlicht. Zur Theorie der OPC in Glasfasern gibt es Arbeiten von Hellwarth [Hel1977, Hel1978]. Als Übersichtsliteratur ist das Buch von R.A. Fisher [Fis1983] zu erwähnen, sowie neuere Veröffentlichungen [Dam2003, Bri2004].

### **3.2 Thermisch induzierte Störungen in Laserverstärkern**

Nachdem die theoretischen Grundlagen zur Kompensation von Phasenstörungen beschrieben wurden, soll nun aufgezeigt werden, welche dieser Störungen in Lasermedien beim optischen Pumpen auftreten. Eingehende Untersuchungen darüber und über den Einfluss auf die Wellenfronten findet man zum Beispiel in [Vaz2001]. Betrachtet werden hier zylindrische Stäbe, die bei den experimentellen Untersuchungen verwendet wurden.

Thermische Effekte haben bei diesen Geometrien ihre Ursache in der durch optisches Pumpen im Stab deponierten Heizleistung (vor allem beim Pumpen mit Blitzlampen wird ein Großteil der optischen Energie in Wärme umgewandelt) und der Kühlung des Stabmantels. Dies führt zu einer inhomogenen Temperaturverteilung und damit zu einer temperatur- und spannungsabhängigen Veränderung des Brechungsindex. Durch die radiale Änderung des Brechungsindex wirkt der Stab wie eine Linse mit hohen Aberrationen. In isotropen Medien wie Nd:YAG, tritt zudem noch thermisch induzierte Doppelbrechung auf, die den Eingangsstrahl depolarisiert. Beide Effekte führen zu einer Verschlechterung der Strahlqualität und einer Limitierung der Ausgangsleistung [Koe1999, Iff2001].

Bei einer von der Temperatur unabhängigen thermischen Leitfähigkeit des Stabes und einer homogenen Pumplichtverteilung im Stab ergibt sich aus der Wärmeleitungsgleichung ein parabolisches Temperaturprofil in radialer Richtung. Daraus resultiert eine entsprechende quadratische Abhängigkeit des Brechungsindex. Der Stab wirkt dadurch wie eine dicke Linse, deren Brennweite von der deponierten Wärme und damit von der Pumpleistung abhängig ist. Zusätzlichen Einfluss auf die Brennweite dieser Linse haben noch der Anteil der spannungsabhängigen Änderung des Brechungsindex und die durch Ausdehnung verursachte Wölbung der Stabendflächen.

Insgesamt ergibt sich die Brennweite zu

$$f_{r,\varphi} = \frac{KA}{P_h} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\varphi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{l} \right)^{-1}, \quad (3.3)$$

mit der thermischen Leitfähigkeit des Stabes  $K$ , der Fläche des Stabes  $A$  und der deponierten Heizleistung  $P_h$ . Der erste Term in Gleichung (3.3) beschreibt die thermische Linse mit dem Brechungsindex  $n = n(r)$  und der Temperatur  $T = T(r)$  als Funktion der radialen Position  $r$ . Der zweite Term beschreibt die Spannungsdoppelbrechung mit dem Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$ , dem photoelastischen Koeffizienten  $C_{r,\varphi}$  für radiale und tangentialen Komponente von polarisiertem Licht und dem Brechungsindex in der Stabmitte  $n_0$ . Der letzte Term gibt die Änderung der Krümmung der Stabendflächen durch die Stabausdehnung an, mit dem Radius des Stabes  $r_0$  und seiner Länge  $l$ .

Setzt man in diese Gleichung die Materialparameter von Nd:YAG ein, ergeben sich folgende Einflüsse der einzelnen Terme auf die thermische Linse: Der Hauptanteil mit ca. 74% wird durch den ersten Term verursacht, die Spannungsdoppelbrechung trägt mit ca. 20% bei und die Änderung der Endflächen verursacht einen Anteil von 6%.

Die thermische Linse schränkt die Effizienz eines Lasersystems in verschiedener Weise ein. Da der Laserstrahl während seiner Propagation durch das Medium fokussiert wird, verringert sich der Strahldurchmesser und die homogen im Stab gespeicherte Energie kann nicht vollständig extrahiert werden. Dies ist vor allem in Mehrstabsystemen ein Problem. Dort muss durch Linsen zwischen den Stäben der Strahl wieder aufgeweitet werden, um hohe Wirkungsgrade zu erreichen. Ein weiterer Nachteil ist die Abhängigkeit der thermischen Linse von der Pumpleistung. Bei Anwendungen (Materialbearbeitung, Frequenzkonversion) muss die Strahlgeometrie der Pumpleistung angepasst werden.

Bei der Motivation von Gleichung (3.3) wurde von idealen Bedingungen (homogener Kristall, homogene Pumplichtverteilung, ideales parabolisches Temperaturprofil) ausgegan-

gen. Dies ist in der Realität natürlich nicht der Fall. Abweichungen von diesen idealen Bedingungen führen über die oben erläuterten Probleme hinaus zu zusätzlichen Phasenstörungen, welche die Strahlqualität weiter verschlechtern.

Koppelt man dagegen den beugungsbegrenzten kollimierten Laserstrahl eines Oszillators in ein Verstärker-System ein, erhält man im Doppeldurchgang bei Reflexion an einem PCM einen kollimierten Ausgangsstrahl vielfach höherer Durchschnittsleistung und nahezu gleicher Strahlqualität.

Auf die durch Spannungen induzierte Doppelbrechung soll hier nur kurz eingegangen werden. Sie tritt in isotropen, optisch einachsigen Kristallen auf und führt zu einer Depolarisation des Eingangsstrahls. Bei linear polarisiertem Licht treten dadurch Polarisationsverluste von ca. 20% auf [Kug2000]. Möglichkeiten zu ihrer Kompensation werden im experimentellen Teil dieser Arbeit besprochen. Bei dem hier hauptsächlich verwendeten Material Nd:YAP, das natürlich doppelbrechend ist, bleibt die Polarisation des Lichts auch bei hohen Pumpleistungen weitgehend erhalten.

### **3.3 Glasfasern als phasenkongjugierende Spiegel**

Glasfasern sind in der modernen Optik ein nicht mehr wegzudenkendes Medium zur Übertragung von Licht. Schnelle, breitbandige Datenübertragung in der Telekommunikation, Sensortechnik sowie Übertragung von Laserleistung im Kilowattbereich in der modernen industriellen Fertigung sind ihre Haupteinsatzgebiete. In den letzten Jahren wurden darüber hinaus intensive Forschungen auf dem Gebiet der Faserlaser unternommen. Hier dienen entsprechend dotierte Fasern als aktives Medium. Der im vorangegangenen Kapitel beschriebene Effekt der stimulierten Brillouin Streuung ermöglicht aber auch bei entsprechenden Intensitäten die Verwendung von Glasfasern als phasenkongjugierende Spiegel mit Reflexionsgraden von über 80%. Dieser Effekt stellt demzufolge auch einen limitierenden Faktor bei Faserlasern dar [Lee2003, Weiß2004].

#### **3.3.1 Allgemeine Eigenschaften von PCM**

Für die Auslegung eines auf SBS basierenden phasenkongjugierenden Spiegels sind die Eigenschaften des genutzten Laserstrahls von zentraler Bedeutung. Pulsenergie und -dauer, die Repetitionsrate, die Strahlqualität sowie zeitliche und räumliche Kohärenz sind Parameter, die eine entscheidende Rolle für die Reflexionseigenschaften spielen. In vielen Fällen besteht der PCM aus Flüssigkeits- oder Gaszellen, in welche die Laserstrahlung fokussiert wird, um Intensitäten weit oberhalb der Reflexionsschwelle zu erreichen.

Benutzt werden Gase unter hohem Druck (Methan, Xenon, SF<sub>6</sub>, Stickstoff) oder zum Teil sehr giftige Flüssigkeiten (Kohlenstoffdisulfid CS<sub>2</sub>, Siliziumtetrachlorid SiCl<sub>4</sub>, Titan-tetrachlorid TiCl<sub>4</sub>). Da sich diese Stoffe alle durch einen sehr hohen Brillouin-Verstärkungsfaktor  $g_b$  (siehe Tabelle 2.1) auszeichnen, werden bei geeigneter Fokussierung hohe Reflexionsgrade und eine gute Reproduktion der Wellenfront erzielt [Nos1972, Zel1972, Roc1988, Men1991, Pie1997, Sei1997, Meh1999, Ama2001].

Ein großer Nachteil der oben beschriebenen Materialien ist ihre schwierige Handhabung und hohe Anforderung an ihre Reinheit. Absorption der Laserstrahlung und optische Durchbrüche können den Prozess der SBS vor allem bei hohen Pulsenergien empfindlich stören. So konnte zum Beispiel gezeigt werden, dass durch Reinigungsverfahren die Reflektivität einiger Materialien verdoppelt werden konnte [Eic1992b].

Um Flüssigkeiten oder Gase als PCM-Materialien zu ersetzen, wurden geeignete Festkörpermaterialien mit hohen Zerstörschwellen untersucht. Vor allem wurde Quarz [Yos1997, Yos1999] wegen seiner hervorragenden optischen Eigenschaften und großen Zerstörschwelle in Lasersystemen mit sehr hohen Pulsenergien eingesetzt, wie sie zur laserinduzierten Kernfusion verwendet werden. Ein Nachteil von Quarz ist sein sehr viel kleinerer Brillouin-Verstärkungskoeffizient (verglichen mit CS<sub>2</sub> um einen Faktor 40) als andere PCM-Materialien. Aus der Gleichung für SBS im Fall der Kleinsignalverstärkung:

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g_B I_0 l), \quad (3.4)$$

wird ersichtlich, dass ein um den Faktor 40 kleinerer Verstärkungskoeffizient  $g_B$  bei gleicher Pumpintensität  $I_0$  durch eine 40-fach höhere Wechselwirkungslänge  $l$  ausgeglichen wird. Dies kann in einer Wellenleitergeometrie realisiert werden, bei der Pump- und Streuwelle über einen weiten Bereich überlappend geführt werden.

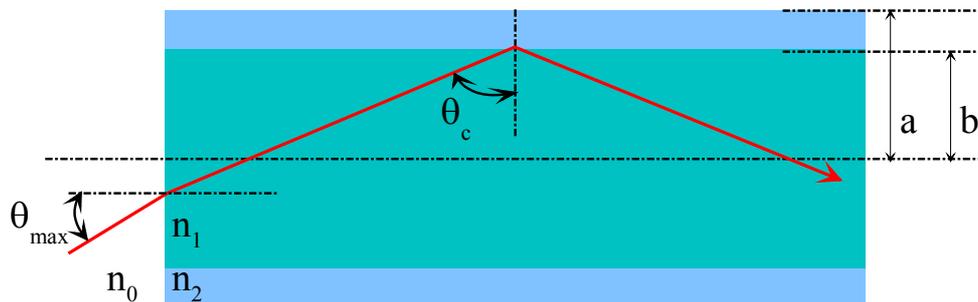
### 3.3.2 Glasfasern als optische Lichtwellenleiter

Die Führung von Licht in einer Glasfaser beruht auf der Totalreflexion. Beim Eintritt eines Lichtstrahls von einem optisch dichten in ein optisch dünnes Medium existiert ein Grenzwinkel  $\theta_c$ , bei dem das Licht vollständig reflektiert wird:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad n_1 > n_2. \quad (3.5)$$

Der Grenzwinkel für Totalreflexion ist abhängig vom Verhältnis der Brechungsindizes. Diese Bedingung ist in einer Glasfaser dadurch realisiert, dass ein Kern mit hohem Brechungsindex,

in dem das Licht geführt wird, von einem Mantel mit geringerem Brechungsindex umschlossen ist (Abbildung 3.3).



**Abbildung 3.3:** Prinzipieller Aufbau einer Stufenindexfaser und zugehöriger Strahlverlauf, mit  $a$  Mantelradius,  $b$  Kernradius,  $n_0$  Brechungsindex des äußeren Mediums,  $n_1$  Brechungsindex des Kerns,  $n_2$  Brechungsindex des Mantels.

In der Stufenindexfaser werden alle Lichtstrahlen, für die  $\theta_c \geq \arcsin n_2/n_1$  gilt, in der Faser geführt. Diese aus Abbildung 3.3 ablesbare Bedingung kann auch als

$$\cos \theta_c \leq \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1} \quad (3.6)$$

geschrieben werden. Strahlt man aus der Umgebung mit dem Brechungsindex  $n_0$  (hier der Brechungsindex von Luft  $n_0 \approx 1$ ) Licht unter dem Winkel  $\theta_{\max}$  ein, so gilt an der Eintrittsfläche  $n_0 \sin \theta_{\max} = n_1 \cos \theta_c$ . Daraus folgt  $n_0 \sin \theta_{\max} \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  und somit

$$\sin \theta_{\max} \leq \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}. \quad (3.7)$$

Damit werden alle Lichtstrahlen, für die obige Bedingung gilt, geführt. Diese Bedingung ist aber auch äquivalent zur Definition der Numerischen Apertur N.A. eines Objektivs. Daher definiert man

$$N.A. \equiv \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.8)$$

als die numerische Apertur der Faser. Der Winkel  $\theta_{\max}$  wird als Akzeptanzwinkel bezeichnet und ist

$$\theta_{\max} = \arcsin \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}. \quad (3.9)$$

Bei den im experimentellen Teil dieser Arbeit verwendeten Multimode-Glasfasern mit einer N.A. von 0,22 ergibt sich ein Akzeptanzwinkel  $\theta_{\max} = 12,7^\circ$ .

Über den Kerndurchmesser der Faser kann man damit sofort einen oberen Wert für die Strahlqualität angeben, die ein Laserstrahl haben muss, um effizient in eine Faser eingekoppelt und von dieser geführt zu werden. Die Beugungsmaßzahl  $M^2$  (siehe dazu Kapitel 5)

$$M^2 = \frac{\pi \theta_{div} w_0}{\lambda} \tag{3.10}$$

mit dem Divergenzwinkel  $\theta_{div}$  und dem Strahltaillenradius  $w_0$  definiert die Fokussierbarkeit eines Laserstrahls. Setzt man das Strahlparameterprodukt ( $\theta_{div} \cdot w_0$ ) mit dem Produkt aus Numerischer Apertur und Kernradius gleich, erhält man

$$M^2_{max} = \frac{\pi r_{Kern}}{\lambda f} N.A. \tag{3.11}$$

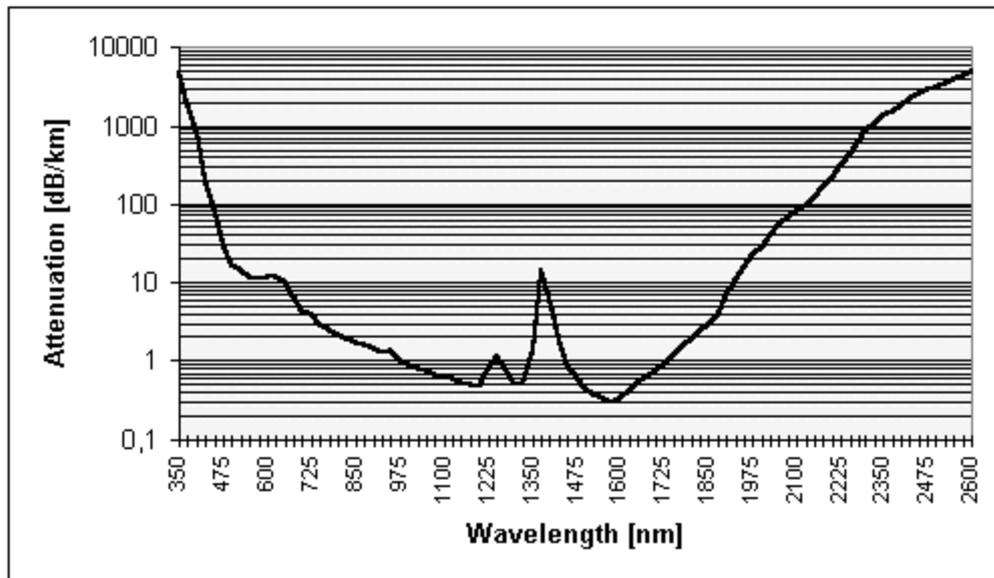
als obere Grenze für die Strahlqualität. Der Korrekturfaktor  $f$  in Gleichung (3.11) trägt der Definition des Strahlradius  $w_0$  Rechnung. Dieser ist für Gaußstrahlen durch einen Intensitätsabfall auf  $1/e^2$  definiert, was einer Gesamtintensität von 86,5% entspricht. Diese Intensität würde bei  $w_0 = r_{Kern}$  ( $f = 1$ ) dann auch nur im Faserkern geführt werden. Bei einem Wert von  $f > 1,54$  sind die Verluste kleiner als 1%.

Technisch werden Glasfasern als Lichtwellenleiter in einem zweistufigen Prozess hergestellt. In einem ersten Schritt wird hochreines synthetisches Quarzglas auf einem Kristallisationskörper durch thermische Oxidation von Siliziumchlorid ( $SiCl_4$ ) bei hohen Temperaturen ( $T \approx 2100^\circ C$ ) abgeschieden:



In diesem Prozess werden mehrere Lagen aufgebracht, bis eine Vorform mit einem Durchmesser von 10 bis 12 cm und einigen Zentimetern Länge erreicht ist. Der synthetisierte Quarz ist extrem rein (Reinheitsgrade von 99,9999%  $SiO_2$  werden erreicht [Fib2004]) und hat hervorragende Transmissionseigenschaften, siehe Abbildung 3.4. Durch Modifikation des Abscheidungsprozesses kann die Menge eingelagerten Wassers variiert und so die Fasern für die Transmission im Infraroten („trockener“ Quarz, low  $OH^-$ ) oder im Ultravioletten („feuchter“ Quarz, high  $OH^-$ ) optimiert werden. Die Absorptionsbande von  $OH^-$  bei  $2,73 \mu m$  ist für die hohen Transmissionsverluste im Infraroten ausschlaggebend.

Um den für Totalreflexion erforderlichen Brechzahlunterschied zu realisieren, wird bei der Abscheidung der letzten Lagen Fluor beigemischt, womit der Brechungsindex dieser Lagen erniedrigt wird. Die Vorform besteht damit aus einem Kern hochreinen Quarzes und einem Mantel mit fluordotiertem Quarz und legt das Verhältnis von Kern und Mantel fest.



**Abbildung 3.4:** Spektrale Dämpfung einer VIS/IR Quarz/Quarz-Faser die für Transmission im sichtbaren (VIS) und infraroten Spektralbereich optimiert ist [Fib2004].

Im zweiten Prozessschritt wird aus der Vorform eine Faser mit dem gewünschten Kerndurchmesser (typische Kerndurchmesser für Multimode-Fasern betragen 100 bis 1500  $\mu\text{m}$ ) gezogen. Die Numerische Apertur liegt standardmäßig bei 0,22. In dem oben beschriebenen Verfahren sind bei höheren Fluorkonzentrationen N.A. bis 0,35 möglich. Der Einlagerung von Fluorionen ist eine obere Grenze gesetzt, so dass, um zu höheren N.A. zu gelangen, der Brechungsindex des Kernes durch Dotierung mit Germanium erhöht wird.

### 3.3.3 Eigenschaften für die Anwendung als PCM

Beim Einkoppeln von Licht in einen optischen Wellenleiter werden die transversalen Moden der frei propagierenden Strahlung in Fasernmoden umgewandelt. Die genaue Feldverteilung in der Glasfaser ergibt sich als Lösung der Wellengleichung unter den speziellen Randbedingungen der Faser [Sny1983]. Aus diesen Berechnungen definiert man einen Parameter  $V$  (Wellenleiter-Parameter, Wellenleiter-Frequenz)

$$V = \frac{2\pi r_{\text{Kern}}}{\lambda} N.A., \quad (3.13)$$

der ein Maß für die Anzahl der Moden ist, die in einem Lichtwellenleiter geführt werden können. Für einen Wert  $V \leq 2,405$  wird nur die fundamentale Fasermode geführt. Daraus kann man direkt den maximalen Kerndurchmesser für eine Monomode-Faser angeben. Er beträgt bei einer Numerischen Apertur  $N.A. = 0,1$  ca. 3  $\mu\text{m}$  im sichtbaren Spektralbereich [Agr1995].

Für die Phasenkonjugation ist es dagegen wichtig, möglichst viele Moden in der Faser anzuregen, um eine vollständige Phaseninformation der eingekoppelten Strahlung zu garantieren. Für  $V \gg 2$  kann man die Zahl der angeregten Moden nach folgender Gleichung abschätzen:

$$Z = \frac{V^2}{2}. \quad (3.14)$$

Bei für diese Arbeit verwendeten Glasfasern mit einem Kerndurchmesser  $d_{\text{Kern}} = 200 \mu\text{m}$  und einer  $N.A. = 0,22$  ergibt sich  $V$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,080 \text{ nm}$  zu  $V \approx 127$ . Damit lassen sich einige tausend Moden anregen und effiziente OPC betreiben [Eic1997b].

Obwohl die stimulierte Brillouin-Streuung bereits 1972 von Ippen und Stolen in Monomode-Fasern experimentell nachgewiesen wurde [Ipp1972], fanden Glasfasern erst in den achtziger Jahren des 20. Jahrhunderts Anwendung als PCM zur Kompensation von Phasenstörungen in Lasersystemen. Der Grund dafür liegt in der oben beschriebenen (Gl. (3.11)) Grenze für die Strahlqualität der einkoppelbaren Laserstrahlung. Durch die starken Phasenstörungen des Ausgangsstrahls, zum Beispiel eines Oszillator-Verstärker-Systems, lässt sich dieser nicht mehr in eine Monomode-Faser einkoppeln. Die Untersuchungen richteten sich daher vor allem auf die Auswirkung der SBS bei der Telekommunikation [Agr1995].

Im Jahre 1982 wiesen Petrov et al. optische Phasenkonjugation in Multimode-Fasern nach [Kuz1994]. In den folgenden Jahren wurden diese Fasern vermehrt als PCM eingesetzt [Eic1997a, Eic1997b, Har1999, Kov1999, Eic2000]. Der große Vorteil dieser Glasfaser-PCM ist, neben ihrer hohen Wechselwirkungslänge, die Möglichkeit, die SBS-Schwelle über den Faser-Kerndurchmesser anzupassen.

Bei phasenkonjugierenden Spiegeln in fokussierter Geometrie ist eine Senkung der SBS-Schwelle nicht einfach durchführbar. In Kapitel 2.2.3 wurde bereits das Schwellverhalten der SBS diskutiert. Die Schwellintensität wird für eine Reflexion von  $R = 1\%$  definiert. Bei gegebener Leistung der Laserstrahlung kann diese Schwelle prinzipiell durch stärkere Fokussierung überschritten werden. Gleichzeitig verringert sich aber die Wechselwirkungslänge im gleichen Verhältnis. Da die Verstärkung des Streulichts sowohl von der Intensität als auch von der Wechselwirkungslänge in gleichem Maße abhängt, kann bei gegebenem Material die SBS-Schwelle nicht durch stärkeres Fokussieren erniedrigt werden [Men1992].

In einer Wellenleitergeometrie dagegen ist der Wechselwirkungsquerschnitt im wesentlichen durch den Faserkern bestimmt und die Wechselwirkung zwischen Pump- und Streulicht über eine weite Strecke gegeben. Die exponentielle Abhängigkeit der SBS von der Intensität  $I_0$  und der Wechselwirkungslänge  $l$  wurde bereits in Kapitel 2 beschrieben:

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g_B I_0 l). \quad (3.15)$$

Mit  $P_{th} = I_{th} / A_{eff}$  ( $P_{th}$  Schwelleleistung,  $I_{th}$  Schwellintensität,  $A_{eff}$  effektive Faserfläche) definiert man eine notwendige Leistung der Laserstrahlung, um eine Reflektivität von  $R = 1\%$  zu erzielen. Hierbei wird der dafür notwendige Brillouin-Verstärkungsfaktor  $G$  (siehe Kapitel 2.2.3) aufgrund der speziellen Fasergeometrie mit  $G_{th} = 21$  bestimmt [Agr1995]:

$$P_{th} = \frac{21 A_{eff}}{g_B l_{eff}}. \quad (3.16)$$

Mit der effektiven Wechselwirkungslänge  $l_{eff}$  wird dem Umstand Rechnung getragen, dass die Phasenkongjugation durch SBS bei großen Faserlängen hauptsächlich von der Kohärenzlänge  $l_{coh}$  des Lasers abhängt. Experimentell wurde dafür der folgende Zusammenhang bestätigt [Eic1997b]:

$$\frac{1}{l_{eff}} = \frac{1}{l_{Faser}} + \frac{1}{l_{coh}}. \quad (3.17)$$

Aus den bisher aufgestellten Beziehungen lassen sich nun die wichtigsten Eigenschaften der Glasfasern für die optische Phasenkongjugation zusammenfassen. In der folgenden Tabelle werden die Leistungsschwelle für die SBS, die obere Strahlqualitätsgrenze der noch vollständig einkoppelbaren Strahlung und die maximale Leistung resultierend aus der Zerstörschwelle angegeben.

Kerndurchmesser $d_{kern}$ ( $\mu\text{m}$ )	SBS-Schwelle $P_{th}$ (kW)	$M^2$ -Grenze (1)	Maximalleistung $P_{max}$ (kW)
25	0,8	5	5
50	3,3	10	20
100	13	21	80
200	52	42	320

**Tabelle 3.1:** Wichtige Eigenschaften von Quarz/Quarz-Glasfasern hinsichtlich ihrer Verwendung als phasenkongjugierende Spiegel.

Folgende Parameter wurden bei den in der Tabelle 3.1 berechneten Werten verwendet:

- Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_B = 2,5 \text{ cm/GW}$  [Gae1991]
- Effektive Wechselwirkungslänge  $l_{eff} = 0,5 \text{ m}$  (dies entspricht der Kohärenzlänge des bei den durchgeführten Experimenten verwendeten Lasers)
- Numerische Apertur  $N.A. = 0,22$
- Zerstörschwelle  $I_{dam} = 1 \text{ GW/cm}^2$ .

Bei der Berechnung der Schwellleistung für die stimulierte Brillouin-Streuung wurde vereinfacht angenommen, dass der Wechselwirkungsquerschnitt gleich dem Querschnitt des Faserkernes ist ( $A_{eff} = \pi r_{Kern}^2$ ). Dies ist aber nur dann der Fall, wenn alle möglichen Fasermode (Vergleiche Gl. (3.14)) angeregt werden. Bei einer Multimode-Faser wird bei der Einkopplung nur ein Teil der möglichen Fasermode mit unterschiedlicher Intensität angeregt. Erst über längere Strecken werden zusätzliche Moden durch Inhomogenitäten (Biegung, Brechzahlchwankungen) in der Faser angeregt. Daher ist der Wechselwirkungsquerschnitt bei Fasern von wenigen Metern Länge in der Regel deutlich geringer als der Faserquerschnitt und die oben angegebene SBS-Leistungsschwelle nur eine obere Grenze.

Die Leistungsschwelle ist bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen eher von untergeordneter Bedeutung. Die verwendeten Laser werden gepulst gepumpt, die Pulspitzenleistung kann über Güteschaltung angepasst werden. So liegt die Leistungsschwelle einer Multimode-Faser mit  $200 \text{ }\mu\text{m}$  Kerndurchmesser im Bereich anderer SBS-Medien ( $P_{th}(\text{CS}_2) \approx 20 \text{ kW}$ ). Wesentlich größere Bedeutung hat dieser Parameter dagegen bei kontinuierlich angeregten Lasersystemen. Daher wurden Verfahren entwickelt diese Schwelle weiter zu senken. Gängige Methoden sind getaperte Fasern [Heu2003] oder mit  $\text{CS}_2$  gefüllte Kapillaren [Heu1998], womit Schwellwerte von einigen Watt realisiert werden konnten.

### 3.3.4 Reflexionsverhalten der Faser-PCM

Für den Einsatz der Glasfasern in Hochleistungs-Laser-Systemen ist ihr Reflexionsverhalten von entscheidender Bedeutung. Zum Abschluss dieses Kapitels werden die theoretisch zu erwartenden Reflektivitäten, aufgrund der in Kapitel 2.24 hergeleiteten Theorie für stimulierte Streuprozesse, dargestellt. Verwendet wird ein vereinfachtes Modell, das die zeitliche und räumliche Intensitätsverteilung des Pumplichtes nicht berücksichtigt, sondern von zeitlichen und räumlichen Rechteckpulsen ausgeht. Die damit berechneten Werte geben eine obere Grenze für die maximal zu erwartenden Reflektivitäten an und beschreiben das Reflexions-

verhalten für die Anwendung ausreichend gut. In [Eic2002] werden Untersuchungen vorgestellt, bei denen die Intensitätsverteilung des Pumplichts berücksichtigt ist.

In der folgenden Abbildung sind die theoretischen Verläufe nach Gl. (2.36) und (2.37) beispielhaft für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $d_{Kern} = 200 \mu m$  dargestellt. Der Wert für Brillouin-Verstärkungsfaktor  $G$  in Abhängigkeit von der Pumpleistung  $P_{in}$  ergibt sich aus der Beziehung  $G(P) = g_B P_{in} / A_{eff} l_{eff}$ . Weiter werden die o. a. Werte ( $g_B = 2,5 \text{ cm/GW}$ ,  $l_{eff} = 0,5 \text{ m}$ ,  $G_{th} = 21$ ) benutzt. Zum Vergleich ist ein weiterer in der Literatur [Bab1999] angegebener theoretischer Verlauf angeführt (Gl. 3.18), der die Abschwächung der Pumpleistung durch das erzeugte Stokes-Signal nicht berücksichtigt. Dies führt zu einem starken Anstieg der Reflexion nach Überschreiten der SBS-Schwelle auf 100 %.

$$R = \frac{\exp(G - G_{th})}{1 + \exp(G - G_{th})} \quad (3.18)$$

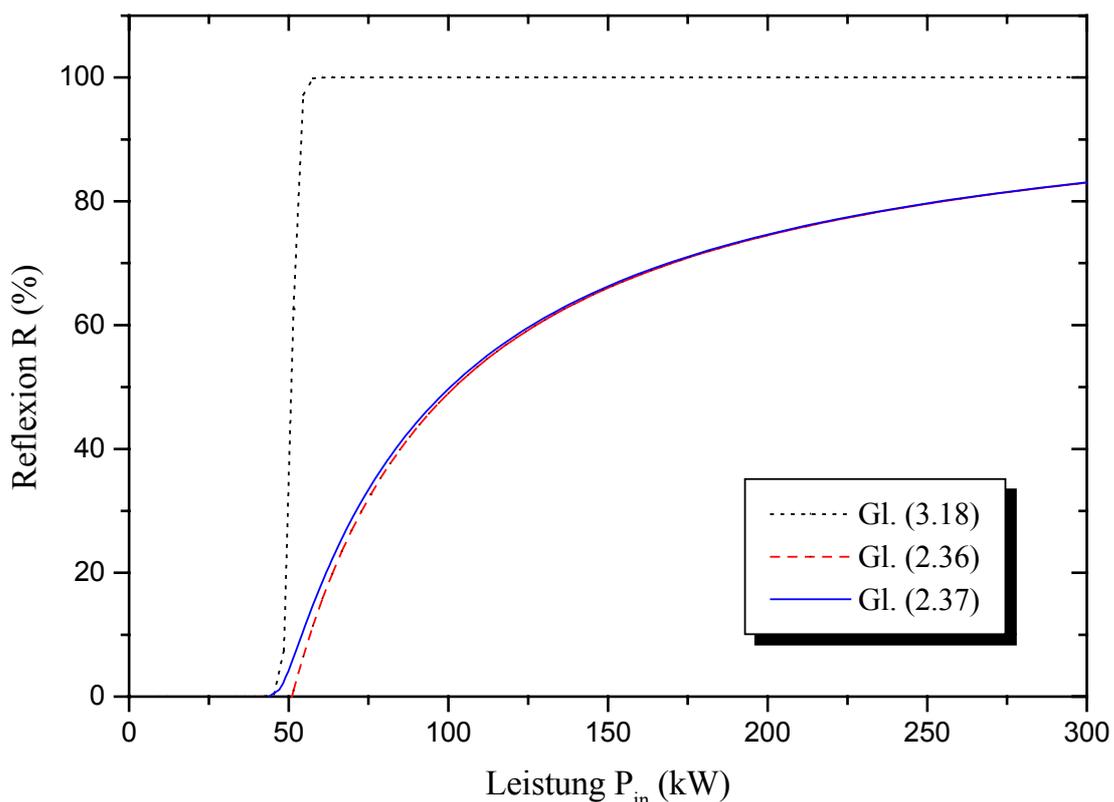


Abbildung 3.5: Theoretischer Verlauf der SBS-Reflektivität in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $d_{Kern} = 200 \mu m$ .

Nach Abb. 3.5 sind Reflexionswerte der eingesetzten Glasfasern von  $R > 80\%$  bei Pumpleistungen von  $P_{in} > 250 \text{ kW}$  zu erwarten.

# 4

## Frequenzkonversion

Mit Festkörperlasern auf der Basis von Neodymdotierten Wirtskristallen wie YAG (Yttrium-Aluminium-Granat), YALO (Yttrium-Aluminium-Perowskit) oder Glas stehen technisch ausgereifte Lasersysteme hoher Effizienz bei einer Grundwellenlänge von  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$  im infraroten Spektralbereich zur Verfügung. Ausgangsleistungen von wenigen Milliwatt bis in den Kilowatt-Bereich und verschiedene Betriebsmodi (gepulst oder kontinuierlich) decken ein breites Anwendungsfeld ab.

Für viele Anwendungen sind jedoch kürzere Wellenlängen besser geeignet oder, wie in der Spektroskopie, zwingend notwendig, für die keine effizienten Laserübergänge in Festkörpern zur Verfügung stehen. Beispiele für solche Anwendungen sind die Bearbeitung von Materialien, die infrarote Strahlung nicht gut absorbieren wie Silizium oder Kupfer. In der Spektroskopie werden zum Pumpen von breitbandig durchstimmbaren Lasern, wie Titan-Saphir (TiSa)- oder Farbstofflaser, Strahlquellen im grünen Spektralbereich benötigt [Dem1993], um Wellenlängen mit  $\lambda < 1 \mu\text{m}$  zu generieren (wie zum Beispiel bei der Konzentrationsmessung von Wasserdampf in der Atmosphäre erforderlich). Abschließend sei noch die laserinduzierte Kernfusion angeführt, für die Laser mit mehreren Joule Pulsenergie im grünen Spektralbereich angestrebt werden.

Die oben beschriebenen Nd-Festkörperlaser bieten durch ihre spektral schmalbandige Strahlung bei hohen Leistungsdichten die Möglichkeit, in bestimmten Materialien nichtlineare Prozesse anzuregen, durch die Wellenlängen im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich

zugänglich werden [Koe1999]. Dazu zählen Frequenzverdoppelung und –verdreifachung oder optisch parametrische Prozesse, durch die Wellenlängen im Grünen bzw. Ultravioletten generiert werden können. Oft ist die Frequenzverdoppelung (SHG engl.: Second Harmonic Generation) in den grünen Spektralbereich ( $\lambda \approx 530 - 540$  nm) nur eine erste Stufe, an die sich weitere Konversionsprozesse, wie Erzeugung der dritten Harmonischen oder nochmalige Verdoppelung ins UV, anschließen. Für die angeführten Konversionsprozesse steht mittlerweile eine breite Palette von robusten Materialien zur Verfügung, die diese Prozesse mit hohen Wirkungsgraden ermöglichen. Probleme treten jedoch bei hohen Pulsspitzenleistungen oder Durchschnittsleistungen aufgrund von linearer und nichtlinearer Absorption auf [Man2003].

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Frequenzkonversion umrissen. Im ersten Abschnitt wird die Lichtausbreitung im Medium bei hohen Feldstärken im Oszillatormodell der klassischen Physik beschrieben. Aufgrund der nichtlinearen Wechselwirkung werden Oberwellen erzeugt, deren Intensität die Größenordnung der Intensität der Pumpwelle erreicht. Danach wird auf die Phasenanpassung eingegangen, durch die hohe Wirkungsgrade möglich werden. Besonders interessant für die im Zuge der vorliegenden Arbeit aufgebauten MOPA-Systeme ist die Phasenanpassung Typ II, womit senkrecht zueinander polarisierte Strahlen über die Frequenzkonversion gekoppelt werden können. Abschließend sei noch erwähnt, dass vor allem MOPA-Systeme mit aktiver Güteschaltung die Möglichkeit bieten, über die Pulsspitzenleistung die Intensität der Oberwelle flexibel an den Konversionsprozess anzupassen, ohne die Strahlgeometrie ändern zu müssen [Rie1998].

## 4.1 Lichtausbreitung im Medium

Die Ausbreitung von Licht in einem Medium wird in der klassischen Physik mit dem Modell eines elastisch an den Kern gebundenen Elektrons beschrieben. Hierbei nimmt man ein parabelförmiges Potential für die Bindung an. Tritt eine Lichtwelle durch das Material, beginnen die Elektronen unter dem Einfluss der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  gegen den schweren Kern mit der Frequenz der Lichtwelle zu oszillieren. Die Summe der so entstandenen elektrischen Dipolmomente nennt man elektrische Polarisation  $\mathbf{P}$ . Diese ist im einfachsten Fall proportional zur anregenden Feldstärke.

Die oszillierenden Dipole sind Zentren neuer elektromagnetischer Wellen, deren Phase allerdings zur einfallenden Welle verschoben ist. Die resultierende, sich im Medium ausbreitende Lichtwelle ergibt sich durch Überlagerung von anregender und Polarisationswelle. Diese Gesamtwelle ist wiederum in ihrer Phase gegenüber der Primärwelle verschoben, zudem kann sich die Amplitude ändern. Diese Veränderungen werden durch Brechzahl  $n$  und

Absorptionskoeffizient  $\alpha$  beschrieben. Dieses Modell beschreibt die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie für kleine Feldstärken der Lichtwelle sehr gut und liefert vergleichbare Ergebnisse wie quantenmechanische Rechnungen. Der Zusammenhang zwischen  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{E}$  ist in diesem Fall linear.

Das reale Potential, in dem sich die Elektronen befinden, weicht für große Auslenkungen aus dem Gleichgewichtszustand von einer Parabel ab. Übliche Lichtquellen erreichen elektrische Feldstärken im Bereich von  $|\mathbf{E}| \approx 1 \text{ V/cm}$ , die eine in atomaren Dimensionen geringe Auslenkung verursachen. Für diesen Fall ist die Näherung der Parabel und damit die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{E}$  korrekt. Anders, wenn die hohen Feldstärken eines Lasers wirken: Dann werden die Auslenkungen der Elektronen so groß, dass sich die Abweichungen von der Parabelform bemerkbar machen und somit auch der Zusammenhang von  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{E}$  nichtlinear wird. Die Polarisation ergibt sich durch eine Reihenentwicklung, welche die Ausgangsgleichung für die nichtlineare Optik darstellt [Web1993b]:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 [ \chi_1 \mathbf{E} + (\chi_2 \mathbf{E}) \mathbf{E} + ((\chi_3 \mathbf{E}) \mathbf{E}) \mathbf{E} + \dots ] \quad (4.1)$$

- $\varepsilon_0$  Dielektrizitätskonstante im Vakuum,
- $\chi_i$  Entwicklungskoeffizienten der dielektrischen Suszeptibilität,
- $\chi_1$  beschreibt lineare Effekte (Absorption, Brechung)  
 $\chi_1 \approx 1$ ,
- $\chi_2$  beschreibt quadratische Effekte (Frequenzverdoppelung u. s. w.)  
 $\chi_2 \approx 10^{-10} \text{ cm/V}$ ,
- $\chi_3$  beschreibt kubische Effekte (Frequenzverdreifung u.s.w.)  
 $\chi_3 \approx 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{V}^2$ .

An den o. a. Werten für die nichtlinearen Entwicklungskoeffizienten erkennt man, dass diese für die höheren Glieder sehr schnell kleiner werden. Es sind also entsprechend große Feldstärken erforderlich, um eine merkliche Polarisation durch die nichtlinearen Glieder zu erreichen. Betrachtet man nun den Fall, dass die Feldstärke  $\mathbf{E}$  mit einer reinen Kosinusschwingung beschrieben werden kann, dann ergibt sich für Polarisation  $\mathbf{P}$  im verlustfreien Medium, sofern man nur die linearen und quadratischen Glieder berücksichtigt:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(0)}(0) + \mathbf{P}^{(1)}(\omega) + \mathbf{P}^{(2)}(2\omega), \quad (4.2)$$

mit der Kreisfrequenz  $\omega$  der eingestrahnten Lichtwelle ( $\omega = 2\pi f$ ). Die verschiedenen Polarisationsanteile mit den jeweiligen Amplituden  $\mathbf{P}^{(0)}$ ,  $\mathbf{P}^{(1)}$  und  $\mathbf{P}^{(2)}$  strahlen selbst wieder elektromagnetische Felder ab und haben folgende physikalische Bedeutung:

- $\mathbf{P}^{(0)}$  emittiert mit der Frequenz 0; dies führt zu einem elektrischen Gleichfeld im Kristall,
- $\mathbf{P}^{(1)}$  emittiert mit der Frequenz  $\omega$  der Primärwelle und führt zu Absorption und Brechung,
- $\mathbf{P}^{(2)}$  emittiert mit der doppelten Frequenz der Primärwelle  $2\omega$ , dieser Anteil bewirkt die Frequenzverdoppelung.

Durchläuft eine monochromatische Welle ein Medium, in dem der quadratische Anteil  $\chi_2$  der dielektrischen Suszeptibilität ungleich Null ist, wird auch eine Lichtwelle der doppelten Frequenz („Zweite Harmonische“) erzeugt. Die Intensität der zweiten Harmonischen ist dann maximal, wenn alle erzeugten Oberwellen über die gesamte Kristalllänge phasenrichtig interferieren (Phasenanpassung).

## 4.2 Realisierung der Phasenanpassung

Im Allgemeinen sind die Brechungsindices für Grund- und Oberwelle aufgrund der Dispersion im Medium verschieden:

$$n_1(\omega_1) \neq n_2(\omega_2). \quad (4.3)$$

$\omega_1$	Frequenz der Grundwelle,
$\omega_2$	Frequenz der Oberwelle,
$n_1$	Brechungsindex für $\omega_1$ ,
$n_2$	Brechungsindex für $\omega_2$ .

Daher haben Grund- und Oberwelle im Medium auch unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten. Das heißt aber, dass nach einer bestimmten Wegstrecke die neu erzeugten Oberwellenanteile nicht mehr in Phase mit der bereits bestehenden Oberwelle sind. Die beiden Anteile löschen sich dann gegenseitig aus. Ist die Oberwellenintensität auf Null zurückgegangen, beginnt der Zyklus von neuem und man beobachtet eine typische Modulation der Intensität.

Bei einigen nichtlinearen Kristallen kann man jedoch für bestimmte Ausbreitungsrichtungen erreichen, dass die Brechzahlen für Grund- und Oberwelle gleich sind

$$n_1(\omega_1) = n_2(\omega_2) \quad (4.4)$$

und damit auch die Phasengeschwindigkeiten. Diesen Fall nennt man Phasenanpassung, praktisch kann man dies bei doppelbrechenden Kristallen erreichen. Dabei nutzt man aus, dass hier der Brechungsindex für den ordentlich polarisierten Strahl unabhängig von der Ausbrei-

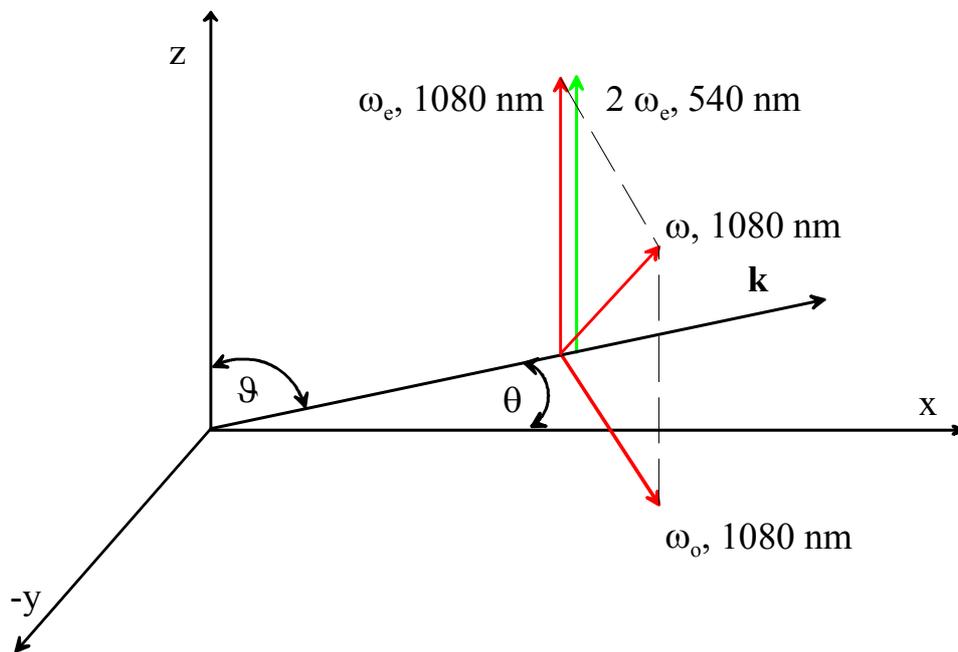
tungsrichtung ist, während der Brechungsindex für den außerordentlich polarisierten Strahl vom Winkel  $\vartheta$  zwischen optischer Achse und Ausbreitungsrichtung abhängt. Wählt man also den Einfallswinkel der Primärwelle so, dass beide Brechungsindices gleich sind, ist die Bedingung für die Phasenanpassung erfüllt. Bei bestimmten Kristallen besteht die Möglichkeit, diese Bedingung durch Variation der Temperatur bei festem Einfallswinkel zu erfüllen. Dabei macht man sich die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zunutze. Generell unterscheidet man zwei Arten der Phasenanpassung:

**Typ-I Phasenanpassung:** Hier ist der Brechungsindex des ordentlichen Anteils der Grundwelle gleich dem Brechungsindex der außerordentlichen Oberwelle:

$$n_{o1}(\omega_1) = n_{e2}(\omega_2). \quad (4.5)$$

$$\hbar \mathbf{k}_{o1} + \hbar \mathbf{k}_{o1} = \hbar \mathbf{k}_{e2}. \quad (4.6)$$

Im Photonenbild bedeutet dies, dass zwei Photonen der Grundwelle aus der ordentlichen Polarisationsrichtung ein Photon der Oberwelle in der außerordentlichen Polarisationsrichtung erzeugen, siehe Abbildung 4.1.



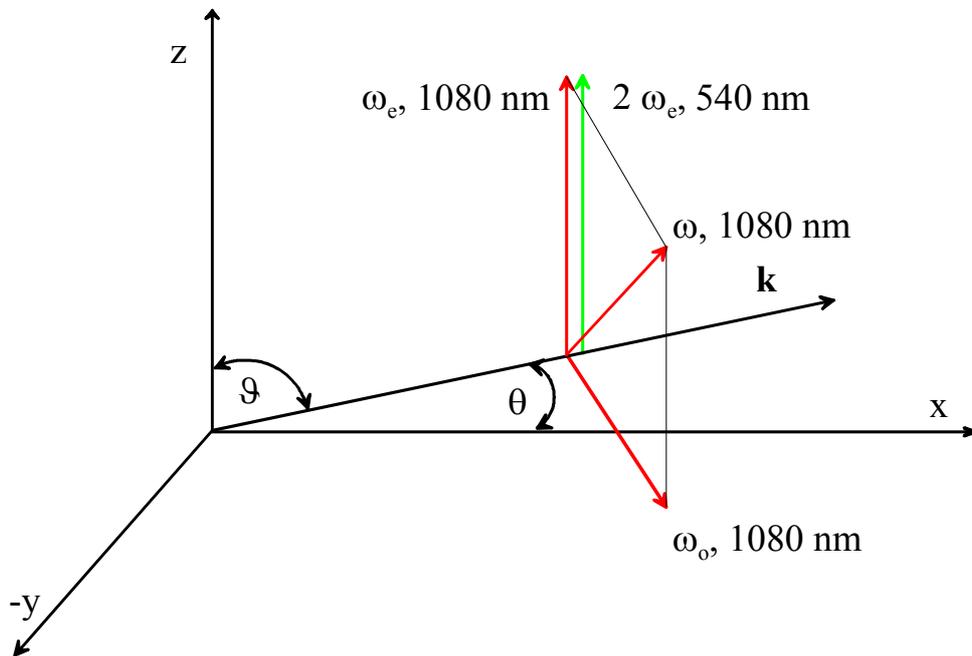
**Abbildung 4.1:** Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung der Grund- und Oberwelle für Phasenanpassung Typ-I im optischen Koordinatensystem.

**Typ-II Phasenanpassung:** Der Brechungsindex der Oberwelle ist hier gleich dem Mittelwert der Brechungsindices des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls der Grundwelle:

$$n_{o1}(\omega_1) + n_{e1}(\omega_1) = 2 n_2(\omega_2), \quad (4.7)$$

$$\hbar \mathbf{k}_{o1} + \hbar \mathbf{k}_{e1} = \hbar \mathbf{k}_{e2} . \quad (4.8)$$

Je ein Photon der Grundwelle aus der ordentlichen und außerordentlichen Polarisationsrichtung erzeugen ein Photon der Oberwelle, wobei dieses außerordentlich polarisiert ist. In der Anwendung wird dies z. B. dadurch realisiert, dass die Polarisationsrichtung der Grundwelle in der Winkelhalbierenden der senkrecht zueinander stehenden Polarisationsrichtung der ordentlichen und außerordentlichen Richtung im Kristall eingestrahlt wird. Im Kristall spaltet diese dann auf die beiden Richtungen auf (siehe Abbildung 4.2).



**Abbildung 4.2:** Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung der Grund- und Oberwelle für Phasenanpassung Typ-II im optischen Koordinatensystem. Der Polarisationsvektor der eingestrahlt Grundwelle spaltet sich im Kristall in einen ordentlichen und einen außerordentlich polarisierten Teilstrahl auf.

Bei zwei getrennten, senkrecht zueinander polarisierten Strahlen mit zeitlichem und räumlichem Überlapp im Frequenzverdoppler ist es möglich, aus beiden Strahlen in die Oberwelle zu konvertieren und so diese Strahlen über die Frequenzkonversion zu koppeln. Diese Bedingungen lassen sich sehr gut durch MOPA-Systeme mit parallelen Verstärkerkästen realisieren. Darüber wird ausführlich im Kapitel 9 berichtet.

### 4.3 Intensität der Oberwelle

Die Intensität der erzeugten Oberwelle kann allgemein aus der Grundgleichung der nichtlinearen Optik [Web1993b] berechnet werden. Diese beschreibt die Änderung der Amplitu-

den von Grund- und Oberwelle entlang der Koordinate  $z$  der Strahlausbreitung unter der Annahme, dass keine höheren Harmonischen merklicher Intensität erzeugt werden:

$$ik_1 \frac{\partial \mathbf{A}^{(1)}}{\partial z} = \frac{\omega_1^2}{c_0^2} \frac{d^*}{2} \mathbf{A}^{(1)*} \mathbf{A}^{(2)} e^{i\Delta k z} - \frac{\alpha_{\omega_1}}{2} \mathbf{A}^{(1)} \quad (4.9)$$

$$ik_2 \frac{\partial \mathbf{A}^{(2)}}{\partial z} = \frac{\omega_2^2}{c_0^2} \frac{d^*}{4} \mathbf{A}^{(1)} \mathbf{A}^{(1)} e^{i\Delta k z} - \frac{\alpha_{\omega_2}}{2} \mathbf{A}^{(2)}, \quad (4.10)$$

mit den für die jeweilige Phasenanpassung typischen resultierenden Wellenvektoren, gegeben durch die Gleichungen (4.6) und (4.8).

$$\Delta k^{Typ-I} = 2k_1 - k_2 \quad (4.11)$$

$$\Delta k^{Typ-II} = k_{1,o} + k_{1,eo} - k_2 \quad (4.12)$$

$z$	Koordinate der Strahlausbreitung
$r$	radiale Koordinate
$t$	Zeit
$A^{(j)}$	Amplitude
$c_0$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$d^*$	nichtlinearer Koeffizient
$\alpha_{\omega(j)}$	Absorptionskoeffizient
$j = 1$	Grundwelle
$j = 2$	Oberwelle
$o$	ordentlicher Strahl
$eo$	außerordentlicher Strahl

Die gekoppelten Differentialgleichungen (4.9) und (4.10) lassen sich allgemein nur aufwändig lösen, können aber für den Fall der Phasenanpassung integriert werden. Nutzt man den Zusammenhang zwischen Intensität  $I$  und Amplitude  $\mathbf{A}$  einer Lichtwelle aus

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c_0 n |\mathbf{A}|^2, \quad (4.13)$$

ergibt sich für die Intensität der Oberwelle nach der Länge  $l$  im Kristall:

$$I_2(l) = I_1(0) \tanh^2 \frac{l}{L}. \quad (4.14)$$

Hierbei ist  $L$  eine charakteristische Länge, nach der 58% der Grundwellenintensität in die Intensität der Oberwelle umgesetzt wurden:

$$L = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 c_0 \lambda_1^2}{8\pi^2 I_1 M}}. \quad (4.15)$$

Mit dem Gütefaktor  $M$ , definiert durch:

$$M = \frac{d^{*2}}{n_1^2 n_2}. \quad (4.16)$$

#### 4.4 Akzeptanzgrenzen für die Phasenanpassung

Wie oben beschrieben, kann die Phasenanpassung bei doppelbrechenden Kristallen dadurch erreicht werden, dass definierte Einfallswinkel und Betriebstemperaturen eingestellt werden. Nun ist aber der Brechungsindex im allgemeinen von der Wellenlänge und der Temperatur abhängig, bei doppelbrechenden Kristallen zusätzlich noch von der Ausbreitungsrichtung. Daraus ergeben sich für diese Parameter Akzeptanzgrenzen, die für eine stabile und effiziente Frequenzverdoppelung eingehalten werden müssen.

**Winkelakzeptanz:** Eine Phasenanpassung ist dann gegeben, wenn die Primärwelle unter dem Phasenanpassungswinkel  $\vartheta_0$  in den Kristall eingestrahlt wird.

$$\sin^2 \vartheta_0 = \frac{\frac{1}{n_{o1}^2} - \frac{1}{n_{o2}^2}}{\frac{1}{n_{e2}^2} - \frac{1}{n_{o2}^2}}. \quad (4.17)$$

Dann sind die Brechzahlen angepasst, und es gilt  $\Delta \mathbf{k} = 0$ . Weicht der Einfallswinkel von diesem Wert ab, also  $\vartheta \neq \vartheta_0$ , so liegt keine Phasenanpassung vor und die Intensität der Oberwelle fällt rasch ab. Den vollen lokalen Divergenzwinkel, bei dem noch die Hälfte der maximalen Konversion erzielt wird, bezeichnet man als Akzeptanzwinkel.

**Walk-Off-Winkel  $\delta$ :** Aufgrund der Doppelbrechung laufen die Phasenflächen (definiert durch die Wellenzahl  $\mathbf{k}$ ) des außerordentlichen Strahls der Grundwelle nicht kollinear zu ihrem Energiestrom (gegeben durch den Poyntingvektor  $\mathbf{S}$ ), sondern bilden einen Winkel  $\delta$ , der sich ergibt aus:

$$\delta = \frac{(n_o^2 - n_{eo}^2) \tan \vartheta}{(n_o^2 + n_{eo}^2) \tan \vartheta}. \quad (4.18)$$

$\delta$  Walk-Off-Winkel,

$\vartheta$  Winkel zwischen Grundwelle und optischer Achse.

Wohingegen die Phasenflächen und der Energiestrom des ordentlichen Strahls sich parallel zueinander ausbreiten ( $\mathbf{S}_o \parallel \mathbf{k}_o$ ). Damit laufen die Wellenfelder mit zunehmender Kristalllänge auseinander, und eine vollständige Umwandlung ist nicht möglich.

**Temperaturakzeptanz:** Die Brechungsindices für ordentlichen und außerordentlichen Strahl ändern sich unterschiedlich mit der Temperatur. Somit muss ein bestimmtes Temperaturintervall  $\Delta T$  (FWHM) eingehalten werden, um der Bedingung der Phasen Anpassung zu genügen. Nach [Koe1999] ergibt sich  $\Delta T$  zu:

$$\Delta T = \frac{0,44 \lambda_1}{l d(n_{2eo} - n_{1o})} \cdot \frac{1}{dT} \quad (4.19)$$

Eine Quelle für Temperaturschwankungen ist die Absorption der Laserstrahlung. In der Praxis ist daher eine Temperaturstabilisierung erforderlich.



# 5

## Strahlqualität

Die Charakterisierung von Laserstrahlung nach verbindlichen Normen ist eine wichtige Grundlage zur Vergleichbarkeit von Lasersystemen. Parameter wie Ausgangsleistung, Wellenlänge, Pulsdauer oder Repetitionsrate sind vergleichsweise einfachen und reproduzierbaren Messverfahren zugänglich. Bei der Bestimmung der Strahlqualität sind selbst zur Zeit noch einige konkurrierende Verfahren gängig, deren Messergebnisse nicht immer vergleichbar sind.

Im Rahmen des europäischen Forschungsvorhabens EU 1269 CHOCLAB (**C**haracterization of **O**ptical **C**omponents and **L**aser **B**eams) befassten sich unterschiedliche Forschergruppen mit der Suche nach einem einfachen und reproduzierbaren Verfahren. Diese Untersuchungen mündeten in der ISO/DIN 11146 [ISO1993], einer internationalen Norm für die Charakterisierung von Laserstrahlung. Daneben wurden auch erfolgreich darüber hinausgehende Untersuchungen durchgeführt. So ist es mit der Messung der Wigner-Verteilung für ein Strahlungsfeld möglich, neben den Größen wie Strahldurchmesser und Divergenzwinkel, die vollständige Phaseninformation zu erhalten [Epp1998].

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen sowie die wichtigsten Verfahren zur Bestimmung der Strahlqualität beschrieben. Dazu wird zuerst die Ausbreitung von Laserstrahlung im freien Raum betrachtet und die wichtigsten Parameter zu deren Beschreibung hergeleitet. Weiter wird die Bedeutung der Strahlqualität für die Anwendung, speziell

der Materialbearbeitung, näher beleuchtet. Das Kapitel schließt mit einer eingehenden Beschreibung des Messverfahrens, wie es in der vorliegenden Arbeit benutzt wurde, ab.

## 5.1 Ausbreitung von Laserstrahlung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung wird durch die Wellengleichung beschrieben, die sich aus den Maxwell-Gleichungen ergibt (siehe Kapitel 2.4.2, Gl. (2.18)). Lösungen dieser Gleichung sind z. B. ebene Wellen oder Kugelwellen. Für die Beschreibung der Propagation von Laserstrahlung sind diese Wellenformen als Modelle allerdings wenig geeignet [Eic2003]. Eine ebene Welle besitzt eine unendliche Ausdehnung und eine Kugelwelle breitet sich in alle Raumrichtungen aus. Ein Laserstrahl dagegen hat einen endlichen Strahlquerschnitt und eine bestimmte Ausbreitungsrichtung.

Eine Intensitätsverteilung, die die Ausbreitung von Laserstrahlen besser beschreibt, erhält man als Eigenlösung des Fresnelschen Beugungsintegrals. Dieses Integral ergibt sich als Lösung der Wellengleichung für die Lichtausbreitung hinter einer Blende, unter Annahme einer Reihe von Näherungen. Um die Intensitätsverteilung einer ebenen Welle nach Propagation durch eine Blende zu beschreiben, muss man die Wellengleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0 \quad (5.1)$$

mit den entsprechenden Randbedingungen lösen [Web1993a]. Dies ist aber nur für wenige Spezialfälle exakt möglich [Som1959]. Wird die Polarisation der Lichtwelle vernachlässigt, geht Gl. (5.1) für monochromatisches Licht in die Helmholtz-Gleichung über

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \mathbf{E} = 0, \quad (5.2)$$

für die das Fresnelsche Beugungsintegral eine Lösung unter folgenden Näherungen darstellt:

- Die Abmessung der Blende ist groß gegen die Wellenlänge des Lichts.
- Der Abstand der Beobachtungsebene ist groß gegen die Abmessung der Öffnung.
- Die Amplitude des Feldes ändert sich nur langsam in Ausbreitungsrichtung des Feldes (SVE Näherung).

Um nun zu den Strahlungsfeldern zu kommen, die sich zur Beschreibung von Laserstrahlen eignen, werden Feldverteilungen gesucht, die sich während der Propagation bis auf einen Maßstabsfaktor nicht ändern, sogenannte Eigenlösungen. Ist die Öffnung der Blende kreisförmig, sind die Gauß-Laguerre-Polynome die gesuchten Eigenlösungen. Der Grundmode, auch  $TEM_{00}$  (allgemein  $TEM_{xy}$ , Transversale Elektromagnetische Moden, wobei die Indices

für die Nullstellen der Gauß-Laguerre Polynome stehen) genannt, ist die einfachste Feldverteilung. Das elektromagnetische Feld lässt sich in diesem Fall durch eine Gauß-Verteilung beschreiben:

$$E = E_0 \exp\left(-i \frac{kr^2}{2q}\right), \quad (5.3)$$

mit dem komplexen Strahlparameter  $q$ , definiert über die Krümmungsradien der Phasenflächen  $R(z)$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Strahlradius  $w(z)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}. \quad (5.4)$$

Bei Ausbreitung im freien Raum, gilt für die Krümmungsradien, den Strahlradius und den komplexen Strahlparameter:

$$R(z) = z_R \left( \frac{z}{z_R} + \frac{z_R}{z} \right), \quad (5.5)$$

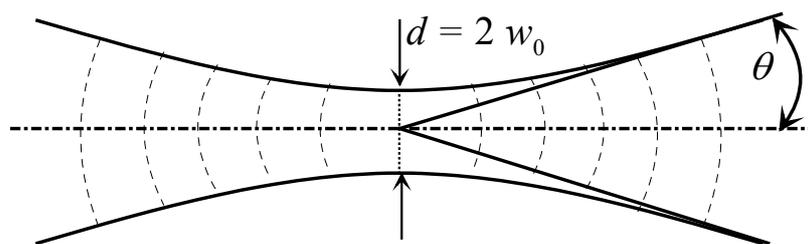
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (5.6)$$

$$q(z) = z + i z_R. \quad (5.7)$$

Die Größe  $w_0 = w(0)$  definiert den Strahltaillenradius, der an der Stelle  $z = 0$  angenommen wird. Mit  $z_R$  ist die Rayleigh-Länge eingeführt, für die gilt:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (5.8)$$

Die Ausbreitung eines Gauß-Strahls ist in der folgenden Abbildung 5.1 skizziert. Von einer Strahltaille (erzeugt zum Beispiel durch eine Linse, oder am Austritt eines Resonatorspiegels) weitet sich der Strahl bei Propagation auf.

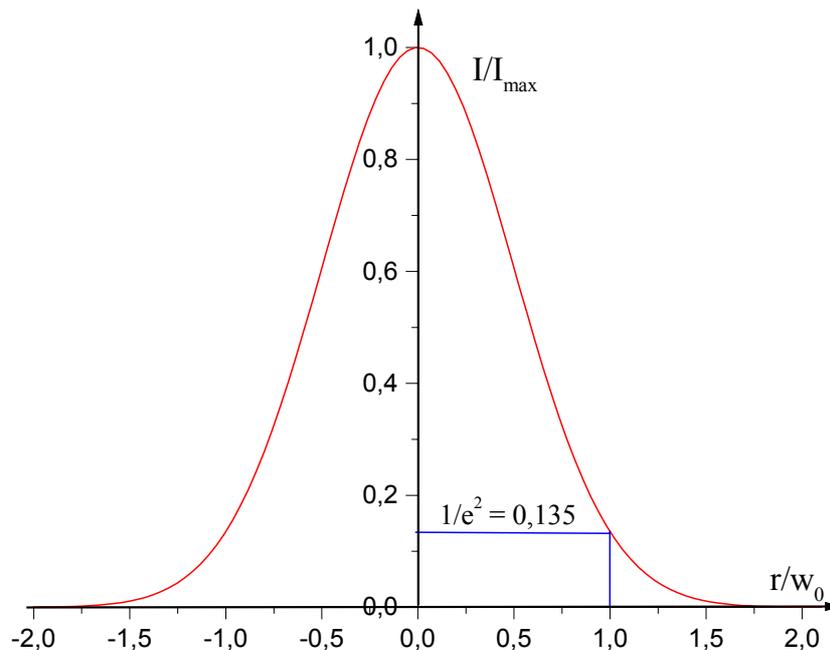


**Abbildung 5.1:** Ausbreitung eines Gauß-Strahls, mit den ihn kennzeichnenden Parametern  $w_0$ : Tailenradius und  $\theta$ : halber Fernfeldöffnungswinkel.

Die örtliche Intensitätsverteilung  $I \sim |\mathbf{E}|^2$  ist gegeben durch

$$\frac{I}{I_{\max}} = \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2(z)}\right) \quad (5.9)$$

und in Abbildung 5.2 skizziert. Für  $r = w_0$  ist die Maximalintensität auf den Wert  $1/e^2 \approx 0,135$  abgefallen.



**Abbildung 5.2:** Intensitätsprofil eines Gauß-Strahls transversal zu seiner Ausbreitungsrichtung.

Die Leistung eines Gauß-Strahls, die innerhalb einer zentrierten Blende mit dem Radius  $r$  enthalten ist, ergibt sich aus

$$P(\rho) = \int_0^\rho I(r) 2\pi r dr. \quad (5.10)$$

Das Integral liefert

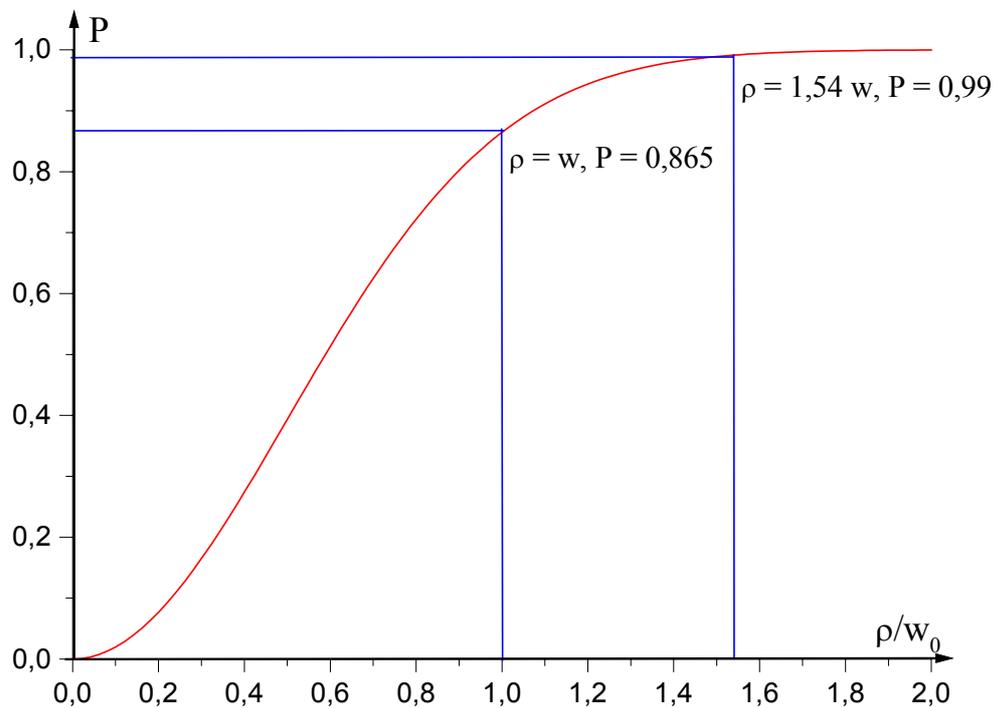
$$P(\rho) = P_0 \left[ 1 - \exp\left[-2\left(\frac{\rho}{w}\right)^2\right] \right], \quad (5.11)$$

mit der Gesamtleistung  $P_0$

$$P_0 = \frac{1}{2} \pi w^2 I_0. \quad (5.12)$$

An der Stelle  $\rho = w$  ergibt sich ein Anteil von  $1 - 1/e^2 \approx 86,5\%$  der Gesamtleistung. Dies ist auch gleichzeitig der Gauß-Strahlradius wie er sich aus Gl. 5.9 ergibt (siehe auch Abbildung

5.2). Damit erhält man eine erste Methode zur Messung von Strahldurchmessern, nämlich über die Messung der Leistung, die durch eine Blende transmittiert wird. Streng gilt der 86,5% -Leistungseinschluss nur für die Bestimmung des Durchmessers eines Gauß-Strahls. Diese Definition wird aber auch für andere Strahlprofile (höhere Moden, Modengemische), vor allem in der Materialbearbeitung angewandt, wenn z. B. mittlere Leistungs- oder Energiedichten abgeschätzt werden sollen [Web1996]. Dabei werden allerdings außen liegende Strahlanteile nur wenig berücksichtigt, die bei anderen Messverfahren (z. B. Messung der zweiten Momente, s. u.) weitaus stärker eingehen.



**Abbildung 5.3:** Abhängigkeit der transmittierten Leistung vom Blendendurchmesser  $\rho$  eines Gauß-Strahls mit der Gesamtleistung  $P_0 = 1$ .

In der Abbildung 5.3 ist der Leistungseinschluss eines Gauß-Strahls bei Transmission durch eine Blende in Abhängigkeit vom Blendenradius aufgetragen. Erst bei einem Verhältnis von  $\rho/w = 1,54$  werden mehr als 99% der Leistung transmittiert. Dies ist vor allem bei der Einkopplung in Glasfasern oder Verstärker zu berücksichtigen.

## 5.2 Strahlparameter und Beugungsmaßzahl $M^2$

Von seiner Taille aus verbreitert sich der Gauß-Strahl bedingt durch Beugung gemäß Gl. (5.6) mit zunehmenden  $z$  (s. a. Abbildung 5.1). An der Stelle  $z = z_R$  hat sich der Strahldurchmesser

um den Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert. Im Fernfeld, d. h. für Abstände von der Strahltaile, die groß gegen  $z_R$  sind, nimmt der Strahlradius gemäß Gl. (5.6) linear mit  $z$  zu:

$$w = \frac{w_0}{z_R} z. \quad (5.13)$$

Das Verhältnis vom Strahldurchmesser  $d = 2 w$  zu dem Abstand  $z$  von der Strahltaile wird als voller Fernfeldöffnungswinkel (Divergenz)  $2 \theta$  des Laserstrahls bezeichnet. Der halbe Öffnungswinkel  $\theta$  ergibt sich aus der Grenzwertbetrachtung für  $z \rightarrow \infty$ :

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (5.14)$$

Die Größen Strahltaile  $w_0$  und Divergenzwinkel  $\theta$  werden als Strahlparameter bezeichnet. Das Produkt dieser beiden Größen definiert das Strahlparameterprodukt und ist eine Konstante für die Ausbreitung von Gauß-Strahlen durch verlustfreie Systeme:

$$w_0 \theta = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (5.15)$$

Bis jetzt wurden nur Gauß-Strahlen betrachtet, für die das Strahlparameterprodukt die theoretische untere Grenze für die Divergenz bei gegebenem Strahlradius darstellt. Ursache für die Aufweitung des Strahls ist die Beugung, daher bezeichnet man diese Grenze auch als Beugungsgrenze. Höhere transversale Moden, Modengemische und aberrierte Strahlung haben einen größeren Divergenzwinkel. Zu ihrer Beschreibung wird die Beugungsmaßzahl  $M^2$  eingeführt, die angibt, um welchen Faktor sich ein Strahl stärker als ein Gauß-Strahl aufweitet

$$w_0 \theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi}. \quad (5.16)$$

Die Beugungsmaßzahl  $M^2$  ist die gesuchte Größe zur Definition der Strahlqualität. Um sie zu bestimmen, ist die Messung einer Reihe von Strahldurchmessern entlang der Propagationsachse des Strahls notwendig. Eine Definition des Strahldurchmessers für höhere transversale Moden und Modengemische ist von zentraler Bedeutung. Der  $1/e^2$  Abfall der Intensität, wie beim Gauß-Strahl eignet sich dafür nicht, da die Leistung für höhere Moden nicht monoton in transversaler Richtung abfällt.

### 5.3 Messung der Strahldurchmesser

Die ISO 11146 gibt, neben einer Messvorschrift zur Bestimmung der Strahldurchmesser über die zweiten Momente, alternative Methoden über den Leistungsinhalt an. Für rotationssym-

metrische Strahlen kann der Leistungsinhalt über die Transmission durch eine Irisblende bestimmt werden. Für beliebige Strahlgeometrien wird die Messung mit einer beweglichen Schneide (moving edge) vorgeschlagen. In der vorliegenden Arbeit wurden die Strahldurchmesser über die zweiten Momente bestimmt. Die Durchführung der Messungen ist im experimentellen Teil beschrieben.

### 5.3.1 Definition des Strahldurchmessers über die zweiten Momente

Die Momente sind aus der Wahrscheinlichkeitsrechnung zur Charakterisierung von Verteilungen bekannt. Die ersten Momente  $\langle x \rangle$  definieren hier den Erwartungswert und die zweiten Momente  $\langle x^2 \rangle$  die Varianz. Die Wurzel aus der Varianz gibt die Standardabweichung an [Bro1991].

Die Momente in den beiden transversalen Raumrichtungen haben in der Strahlcharakterisierung eine klare physikalische Bedeutung. Die ersten Momente  $\langle x(z) \rangle$ ,  $\langle y(z) \rangle$  geben die Lage des Strahlschwerpunktes an

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\iint x I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy} \quad \langle y(z) \rangle = \frac{\iint y I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}. \quad (5.17)$$

Der Strahldurchmesser ( $d = 2w$ ) ist über die Varianz definiert:

$$w_x(z) = 2\sqrt{\langle x^2(z) \rangle} \quad w_y(z) = 2\sqrt{\langle y^2(z) \rangle}, \quad (5.18)$$

mit den zweiten Momenten für die jeweilige Raumrichtung

$$\langle x^2(z) \rangle = \frac{\iint (x - \langle x \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy} \quad \langle y^2(z) \rangle = \frac{\iint (y - \langle y \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}. \quad (5.19)$$

Die Varianzdefinition wirft allerdings gewisse Probleme auf. Zum einen ist der unendliche Integrationsbereich in der Praxis nicht durchführbar. Die Labormessung erfolgt mit einer CCD-Kamera, welche die zweidimensionale Intensitätsverteilung registriert. Ein Auswerteprogramm liefert den Strahlschwerpunkt und die Strahlradien gemäß der zweiten Momente. Durch die endliche Fläche des CCD-Detektors ist der unendliche Integrationsbereich natürlich nicht gegeben. Bei der Durchführung der Messung muss daher darauf geachtet werden, keine außen liegende Strahlanteile abzuschneiden.

Zum anderen erfolgt die Gewichtung der Intensität mit dem Quadrat der Entfernung vom Strahlschwerpunkt in transversaler Richtung. Dadurch werden außen liegende Strahlanteile deutlich stärker gewichtet, und es ergeben sich Strahldurchmesser, die für Anwendungen

oft nicht sinnvoll sind. Für die Strahlungsfelder bedeutet dies, dass die Intensität mit  $1/r^3$  in transversaler Richtung abfallen muss, da sonst der Durchmesser divergiert.

Der große Vorteil der Bestimmung der Strahldurchmesser mithilfe der Varianzen ist die Gültigkeit des ABCD Gesetzes für die Momente. Mit dem ABCD-Formalismus kann die Propagation von Strahlungsfeldern durch verlustfreie optische Systeme erster Ordnung berechnet werden. Daher haben sie trotz der oben geschilderten Probleme einen hohen Nutzen für die Praxis.

### 5.3.2 Definition des Strahldurchmessers über den Leistungsinhalt

In der Anwendung haben sich Verfahren etabliert, die den Strahldurchmesser über den Leistungseinschluss definieren. Für rotationssymmetrische Strahlen ist die Verwendung von Kreisblenden sinnvoll. Der Strahldurchmesser ist dann über die Öffnung der Blende definiert, die einen vorher festgelegten prozentualen Anteil der Strahlleistung durchlässt. Wählt man als Leistungsanteil 86,5%, fällt bei einem Gauß-Strahl der so bestimmte Strahldurchmesser mit dem Varianzdurchmesser zusammen.

Für nicht rotationssymmetrische Strahlen ist die Schneidenmethode angezeigt. Hier wird eine Schneide transversal durch den Strahlengang gefahren und die Leistung in Abhängigkeit der Schneidenposition bestimmt. Die Strecke der Schneide von 84% Transmission bis zu 16% Transmission fällt bei dieser Methode mit dem Varianzradius eines Gauß-Strahls zusammen (vergleiche hierzu [Epp1998, Meh1999]). In [Epp1998] ist auch eine sehr anschauliche Darstellung der Probleme gegeben, die sich aus den unterschiedlichen Durchmesserdefinitionen ergeben. Für Strahlungsfelder mit unterschiedlichen Geometrien sind die jeweiligen Strahldurchmesser über Varianzen bzw. Leistungsinhaltsmessungen berechnet. Man sieht hier sehr deutlich, wie die errechneten Werte zum Teil erheblich voneinander abweichen.

## 5.4 Bedeutung für die Anwendung

In der Einleitung wurde bereits auf die Bedeutung der Strahlqualität für bestimmte Anwendungen hingewiesen. Dies soll hier am Beispiel der Materialbearbeitung weiter vertieft werden.

### 5.4.1 Bearbeitungsparameter

Zwei Parameter sind bei der Bearbeitung mit Laserstrahlung von entscheidender Bedeutung: Der mögliche **Fokusedurchmesser** bestimmt bei gegebener Leistung die Intensität auf dem Werkstück und damit die Art des Bearbeitungsprozesses. So laufen bei Metallen, in Abhän-

gigkeit von der auf die Oberfläche eingestrahnten Leistungsdichte, folgende Prozesse ab [Hüg1992]:

- $I < 10^4 \text{ W/cm}^2$  Die eingebrachte Energie führt zu lokaler Aufheizung des Werkstücks, so dass Gefügeänderungen auftreten. Dieser Prozess wird für das Härten angewandt.
- $10^4 \text{ W/cm}^2 < I < 10^6 \text{ W/cm}^2$  Die Oberfläche beginnt aufzuschmelzen und lokale Verdampfung setzt ein.
- $10^6 \text{ W/cm}^2 < I < 10^7 \text{ W/cm}^2$  Es bildet sich ein Dampfkanal aus, dessen Durchmesser in etwa dem fokussierten Laserstrahl entspricht. In diesem Bereich der Leistungsdichte liegen Anwendungen wie Bohren, Schneiden und Schweißen.
- $I > 10^7 \text{ W/cm}^2$  Bei diesen Leistungsdichten beginnt die Ausbildung eines Plasmas, das einen Großteil der Laserstrahlung absorbiert.

Bei gegebener Ausgangsleistung eines Lasersystems muss die Intensität mithilfe einer Linse an den gewünschten Bearbeitungsprozess angepasst werden. Der Fokusbereich einer Linse mit der Brennweite  $f$  ist mit dem Strahldurchmesser  $d$  und der Wellenlänge  $\lambda$  über den folgenden Zusammenhang gegeben:

$$d_{\min} = \frac{4\lambda f}{\pi d} M^2. \quad (5.20)$$

Der minimale Fokusbereich skaliert also linear mit der Beugungsmaßzahl  $M^2$ .

Da in der Praxis meist minimale Bearbeitungsabstände durch Zuführung von Prozessgasen oder integrierte Prozessüberwachung nicht unterschritten werden können, kann die Brennweite nicht beliebig klein gewählt werden, um die benötigte Intensität zu erreichen. Umgekehrt ist bei gegebenem Arbeitsabstand bei hoher Strahlqualität ein kleinerer Fokus möglich, was in der Mikromaterialbearbeitung von entscheidender Bedeutung ist.

Die **Fokusbereich**  $b = 2 z_R$  bestimmt den Intensitätsabfall der Laserstrahlung in Ausbreitungsrichtung und damit die Leistungsdichte im Material bei fortschreitendem Bearbeitungsprozess. Für höhere transversale Moden muss die Rayleigh-Länge  $z_R$  für Gauß-Strahlen (Gl. (5.8)) wie folgt verallgemeinert werden:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \frac{1}{M^2}. \quad (5.21)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass der Strahl bei gleichem Fokusbereich  $w_0$  schneller divergiert und so die Prozessschwelle früher unterschritten wird. Vor allem bei Bohrungen mit hohen Anforderungen an das Aspektverhältnis stellt die Strahlqualität einen limitierenden

Faktor dar. Bei Untersuchungen über die Bohrtiefe in Keramiken konnte zum Beispiel gezeigt werden, dass eine Verbesserung der Strahlqualität deutlich tiefere Bohrungen bei gleicher Intensität auf dem Werkstück ermöglicht [Met2003]. Um diesem Umstand bei der Bewertung von Lasersystemen zu berücksichtigen, führt man die Strahldichte ein, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

### 5.4.2 Strahldichte

Die Strahldichte  $L$  stellt einen Zusammenhang zwischen der durchschnittlichen Ausgangsleistung und der Strahlqualität eines Lasersystems her. Damit wird eine anschauliche Größe definiert, die den oben angeführten Zusammenhängen Rechnung trägt. Sie ist definiert über die Leistung  $P$  eines Strahlers pro Fläche  $A$  und Raumwinkel  $\Omega$  [Kry1993]:

$$L = \frac{P}{A\Omega}. \quad (5.22)$$

Die Beugungsmaßzahl stellt einen Zusammenhang zwischen Strahltaile und Öffnungswinkel bei gegebener Wellenlänge des Strahlungsfeldes her. Damit kann die Strahldichte wie folgt geschrieben werden:

$$L = \frac{P}{\lambda^2 (M^2)^2}. \quad (5.23)$$

Über die quadratische Abhängigkeit der Strahldichte von der Beugungsmaßzahl wird klar, dass sie für ein Lasersystem wesentlich effizienter über die Strahlqualität als über die Leistung verbessert werden kann.

# 6

## Charakterisierung der Glasfasern

Beginnend mit der Charakterisierung der verwendeten Glasfasern für ihren Einsatz als phasenkonjugierende Spiegel, werden nun die in der vorliegenden Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse vorgestellt. In Kapitel 3.4 „Glasfasern als phasenkonjugierende Spiegel“ wurde bereits der hauptsächliche Anwendungsbereich der heute in industriellem Maßstab hergestellten Glasfasern als Lichtleiter in der Telekommunikation und der Materialbearbeitung beschrieben. Eigenschaften wie die Dämpfung bei bestimmten Wellenlängen sind dafür von wesentlichem Interesse.

In dieser Arbeit sind dagegen andere Eigenschaften wie die Reflexionseigenschaften durch SBS sowie die Zerstörschwellen der Oberflächen von Bedeutung. Die Messung der Reflexionseigenschaften und Zerstörschwellen erfolgt mit eigens dafür aufgebauten Test-Lasern, die auf stabilen Grundmodebetrieb bei hohen Pulsenergien und niedrigen Repetitionsraten ausgelegt sind.

Ein weiterer wichtiger Punkt sind die Oberflächenreflexe der Faserendflächen. Bei nicht entspiegelten Oberflächen werden ca. 4% der einzukoppelnden Laserleistung reflektiert und stehen nicht für den SBS-Prozess zur Verfügung. Dies führt zu einer unvollständigen Phasenkonjugation, da nun nicht mehr die volle Information des Strahlungsfeldes in der Faser erhalten ist. Ein weiteres Problem tritt dadurch auf, dass der nicht phasenkonjugierte Reflex bei Verstärkeranordnungen im Doppelpass-Betrieb dem eigentlichen Laserpuls vorausläuft und somit die höchste Verstärkung erfährt. Dies beeinträchtigt die Strahlqualität in erheblichem

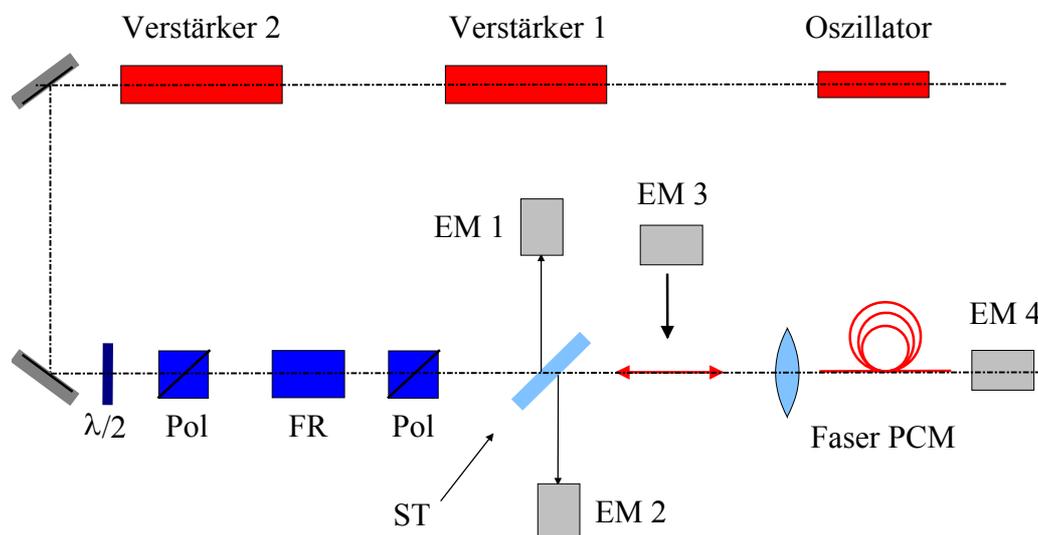
Maße, da für diesen Anteil die Phasenstörungen durch thermische Aberrationen auch im zweiten Verstärkerdurchgang auftreten. Zur Vermeidung des Oberflächenreflexes besteht die Möglichkeit, Entspiegelungsschichten auf die Faserendflächen aufzudampfen. Die dabei auftretende Problematik reduzierter Zerstörschwellen wird im zweiten Teil dieses Kapitels erläutert.

## 6.1 Reflexionseigenschaften

Die Reflektivität der optischen Lichtwellenleiter ist einer der wichtigsten Parameter für ihre Verwendung als PCM. Ein Vorteil der Glasfasern ist, dass über ihren Faserkerndurchmesser die Leistungsschwelle für die SBS eingestellt werden kann (s. a. Kapitel 3.4, Gl. 3.25). Ein weiterer Vorteil besteht in der weitgehenden Unabhängigkeit der SBS-Schwelle von der Strahlqualität der eingekoppelten Leistung. In fokussierter Geometrie dagegen erhöht sich die SBS-Schwelle bis um den Faktor drei, wenn man statt mit beugungsbegrenzter Strahlung, mit Lasern schlechterer Strahlqualität ( $M^2 = 10$ ) arbeitet [Eic1997c].

### 6.1.1 Versuchsaufbau und Durchführung

Der zur Messung der Reflektivität verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.1 dargestellt.



**Abbildung 6.1:** Versuchsaufbau zur Bestimmung der SBS-Reflektivität der verwendeten Glasfasern (Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator,  $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, ST: Strahlteiler, EM: Energiemesskopf).

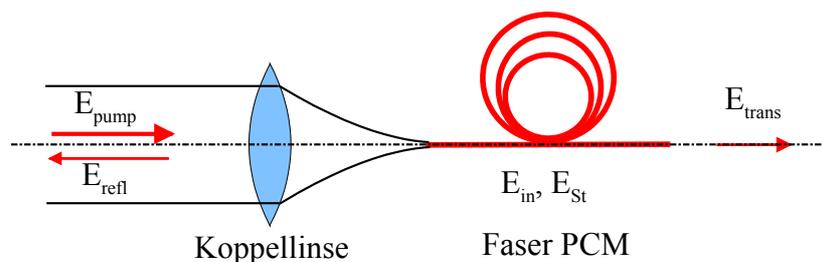
Das Lasersystem besteht aus einem blitzlampengepumpten Oszillator mit Nd:YAG als aktivem Medium. Um ausreichend hohe Pulsenergien zu erhalten, wird eine aktive Güteschaltung mit einer Pockels-Zelle in Kombination mit einem Brewster-Polarisator benutzt. Zur

Grundmodeselektion befindet sich eine Modenblende mit einer Apertur von  $d = 1,5$  mm im Resonator. Damit ist ein stabiler Betrieb des Oszillators im TEM<sub>00</sub>-Mode mit Laserpulsen einer Pulsenergie von  $E_{Puls} = 0,4$  mJ und Pulsbreiten von  $\Delta t_{Puls} = 30$  ns FWHM gewährleistet.

Wie oben bereits angeführt, bestimmt die Kohärenzlänge des Lasers wesentlich die Wechselwirkungslänge in der Faser und damit auch die Reflexionseigenschaften. Zur Einengung des Frequenzspektrums werden modenselektive Elemente verwendet. Ein Etalon mit einer Dicke von  $d = 20$  mm und einer Reflektivität von  $R = 70\%$ , sowie ein weiteres mit einer Dicke von  $d = 2$  mm und einer Reflektivität von  $R = 50\%$  ergeben eine Kohärenzlänge von  $l_{coh} = 0,5$  m, bestimmt mit einem Fabry-Perot-Interferometer (zum Aufbau siehe Kapitel 9.2, Abb. 9.4).

Die Pulse dieses Oszillators werden in eine Verstärkerkette, bestehend aus zwei identischen, blitzlampengepumpten Verstärkern, eingekoppelt und nach einem Einfachdurchgang um den Faktor 20 auf eine Pulsenergie von  $E_{Puls} = 8$  mJ verstärkt. Damit stehen Pulsspitzenleistungen  $P_{puls} = E_{Puls}/\Delta t_{Puls}$  von bis zu 270 kW zur Verfügung.

Nach der Verstärkereinheit durchlaufen die Pulse eine optische Diode, bestehend aus einem Faraday-Rotator zwischen zwei Glan-Polarisatoren. Mit dieser Anordnung wird verhindert, dass reflektierte Laserstrahlung in das Oszillator-Verstärker-System zurückgekoppelt wird. Mit einer Halbwellenplatte vor dieser optischen Diode lässt sich die Energie, die in die Testfaser eingekoppelt wird, kontinuierlich regeln.



**Abbildung 6.2:** Bezeichnungen der im Experiment gemessenen Energiewerte ( $E_{Pump}$ : Pumpenergie,  $E_{in}$ : In die Faser eingekoppelte Energie,  $E_{St}$ : Stokes-Energie,  $E_{refl}$ : Reflektierte Energie).

In der Abbildung 6.2 sind die Energiebezeichnungen, wie sie im Folgenden verwendet werden, dargestellt. Zur Messung der Pumpenergie  $E_{Pump}$  und der reflektierten Energie  $E_{refl}$  befindet sich ein Strahlteiler (ST) im Strahlengang, an dem je ca. 4% der Energie auf die Messköpfe EM1 und EM2 ausgekoppelt werden. Zur Kalibrierung wird EM3 vor der Einkopplung in den Strahlengang gebracht, EM4 misst die transmittierte Energie  $E_{trans}$ . Die tatsächlich in die Faser eingekoppelte Energie  $E_{in}$  ist aufgrund von Kopplungs- und Reflexionsverlusten an der Faserendfläche geringer als die Pumpenergie. Dies wird durch einen Korrek-

turfaktor  $C_{eff}$  berücksichtigt. Gleiches gilt für die gemessene reflektierte Energie  $E_{ref}$ , diese ist durch Reflexionsverluste an der Faserendfläche um ca. 4% geringer als die intern reflektierte Energie  $E_{St}$ . Diese Reflexionsverluste erleidet auch die transmittierte Energie  $E_{trans}$ .

Betrachtet man die Energieverhältnisse ohne SBS-Reflexion, so ergibt sich der folgende Zusammenhang, wobei  $T$  die Transmission durch die Faserendfläche ( $T \approx 0,96$ ) und  $C_{eff}$  der oben erwähnte Korrekturfaktor ist:

$$E_{in} = C_{eff} E_{pump} = \frac{E_{trans}}{T}. \quad (6.1)$$

Die Reflexionsverluste beim Fasereintritt sind dabei in die Koppelleffizienz eingerechnet. Der Faktor  $C_{eff}$  wird nach Gl. (6.1) durch Messung der transmittierten Energie und der Pumpenergie bestimmt. Dabei wird die Einkopplung der Pumpenergie durch Justage der Faser und Wahl der Fokussierung optimiert.

### 6.1.2 Reflexionsverhalten

Die SBS-Reflektivität in der Faser (interne Reflektivität) ergibt sich aus dem Verhältnis von Stokes-Energie  $E_{St}$  zu eingekoppelter Energie  $E_{in}$

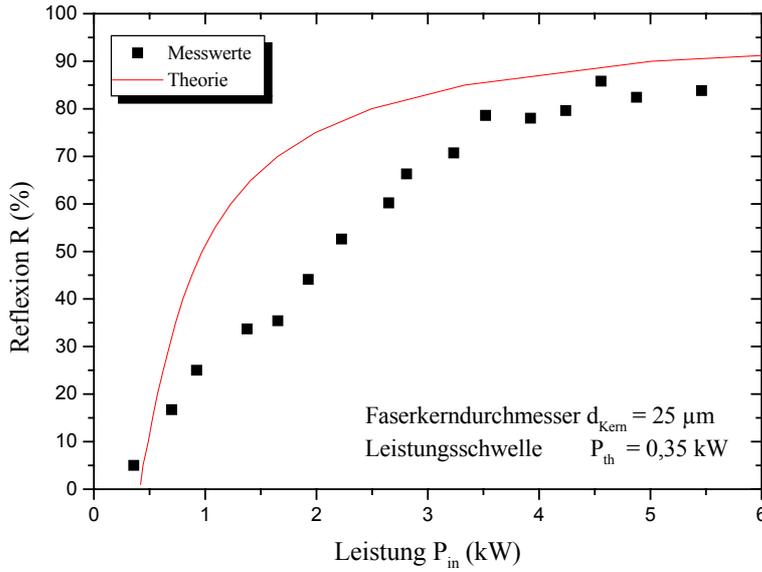
$$R_{SBS} = \frac{E_{St}}{E_{in}} = \frac{E_{refl}}{T C_{eff} E_{Pump}}. \quad (6.2)$$

Sie ist um die Koppelverluste geringer als die tatsächliche in der Anwendung nutzbare technische Reflektivität, die sich aus den gemessenen Energiewerten  $E_{Pump}$  und  $E_{refl}$  ergibt

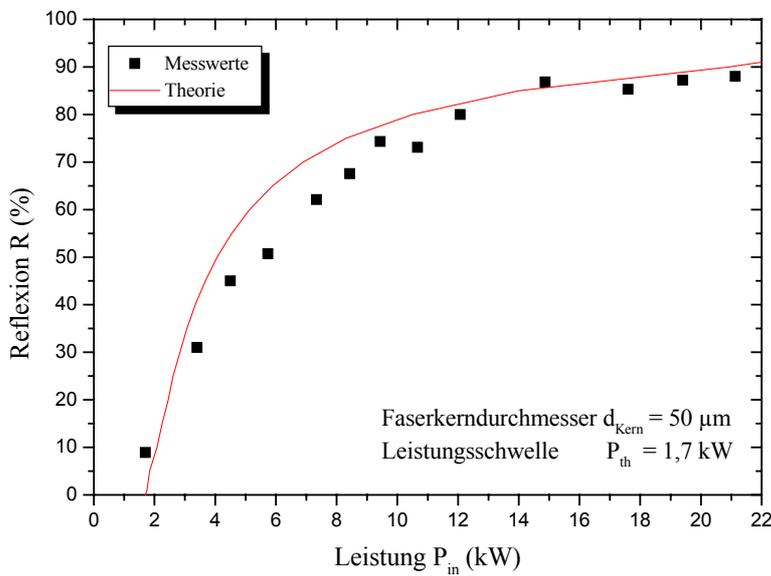
$$R_{tech} = \frac{E_{refl}}{E_{Pump}}. \quad (6.3)$$

Die untersuchten Glasfasern weisen eine interne Reflektivität von über 75% auf, Abbildung 6.3 a - d. Dies entspricht bei den beobachteten Koppelverlusten von ca. 15% technischen Reflektivitäten von ca. 65%. Die in den Diagrammen aufgetragene Fit-Funktion ist gemäß Gl. (2.36) berechnet, mit einer Verstärkung an der SBS-Schwelle von  $G_{th} = 21$ . In den folgenden Abbildungen sind die Reflektivitäten in Abhängigkeit der eingekoppelten Pulsspitzenleistung dargestellt.

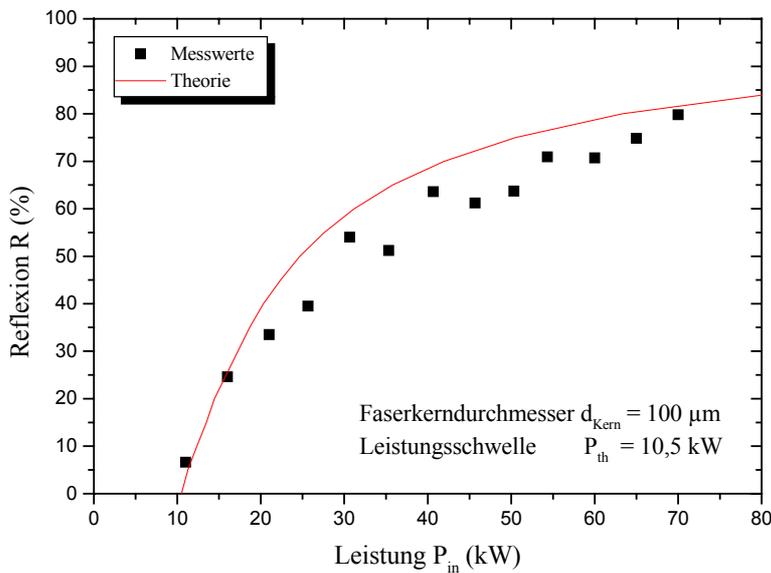
Die gemessenen Reflektivitäten folgen für die Fasern mit 50  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser gut den theoretischen Werten. Für die beiden anderen Fasern treten dagegen größere Abweichungen auf. Vor allem bei der Faser mit 200  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser ist eine höhere maximale Reflexion zu erwarten.



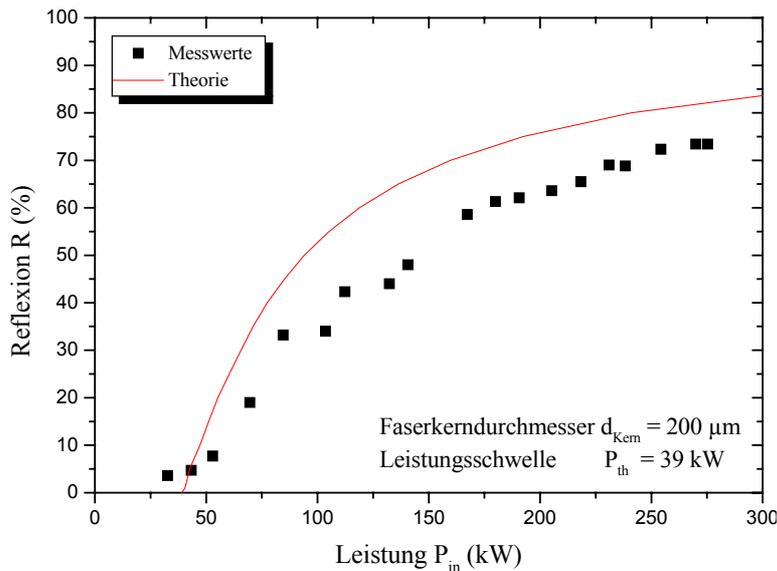
**Abbildung 6.3a:** Reflexionsverhalten einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser  $d_{Kern} = 25 \mu m$



**Abbildung 6.3b:** Reflexionsverhalten einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser  $d_{Kern} = 50 \mu m$



**Abbildung 6.3c:** Reflexionsverhalten einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser  $d_{Kern} = 100 \mu m$



**Abbildung 6.3d:** Reflexionsverhalten einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser  $d_{Kern} = 200 \mu\text{m}$

**Abbildung 6.3:** Reflexionsverhalten der untersuchten Quarz/Quarz Glasfasern in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung.

Eine Erklärung für dieses Verhalten könnte die in Kapitel 3.4.3 angesprochene Pumplichtverteilung in der Faser sein. Die experimentell bestimmte SBS-Schwelle liegt unter den theoretisch berechneten Werten (vergleiche Tabelle 3.1). In der Tabelle 6.1 sind die gemessenen Parameter nochmals zusammengefasst. Die Länge der Fasern beträgt jeweils  $l = 2 \text{ m}$ .

Kerndurchmesser $d_{kern} (\mu\text{m})$	SBS-Schwelle $P_{th} (\text{kW})$	Maximale int. Reflektivität $R_{max} (\%)$
25	0,35	89
50	1,7	88
100	10,5	87
200	39	75

**Tabelle 6.1:** Experimentell bestimmte Eigenschaften von Quarz/Quarz-Glasfasern hinsichtlich ihrer Verwendung als phasenkonjugierende Spiegel.

Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel bereits beschrieben, reduzieren die Oberflächenreflexe nicht nur die Reflexion der Glasfasern bei Verwendung als phasenkonjugierende Spiegel. Die Reflexe setzen auch merklich die erreichbare Strahlqualität herab. Dielektrische Entspiegelungsschichten können die Oberflächenreflexe wirksam unterdrücken. Im

nächsten Unterkapitel werden Untersuchungen an entspiegelten Glasfasern vorgestellt, wobei in erster Linie auf die Zerstörschwellenproblematik eingegangen wird.

## 6.2 Entspiegelung von Glasfasern

Vor allem in der Interferometrie unter Verwendung von Faseroptiken stellen die o. a. Reflexe ein großes Problem dar. Schon früh wurden daher Verfahren zu Ihrer Vermeidung oder Ausblendung untersucht [Ulr1980]. Drei Methoden finden allgemein Verwendung:

- **Verkippte Endflächen**, dabei wird die Faserendfläche nicht senkrecht zum Laserstrahl gestellt, sondern um einen kleinen Winkel gekippt. Der Oberflächenreflex läuft nicht in Richtung der Strahlquelle zurück und kann geeignet ausgeblendet werden. Der Nachteil dieser Methode ist eine reduzierte Koppelleffizienz.
- **Immersionzellen**, hier befindet sich die Faserendfläche in einer Immersionsflüssigkeit, deren Brechungsindex an den des Faserkernes angepasst ist, wodurch Fresnel-Reflexionen wirksam unterdrückt werden. Probleme bereiten hier die meist niedrigen Zerstörschwellen der Immersionsflüssigkeit.
- **Dielektrische Entspiegelungsschichten** werden für großflächige Substrate schon lange mit großem Erfolg eingesetzt. Problematisch war es bisher, die erforderlichen Schichtdicken reproduzierbar auf die Faserendflächen aufzubringen.

Hier wird die letztgenannte Methode untersucht, wodurch Transmissionsgrade von  $T > 99\%$  erreicht werden können [Mei2004]. Die Entspiegelung der Glasfasern wurde im Rahmen des BMBF-Projektes „Modellierung, Steuerung und Optimierung komplexer Wachstumsprozesse“, Förderkennzeichen 03C0330A, untersucht.

### 6.2.1 Faserpräparation

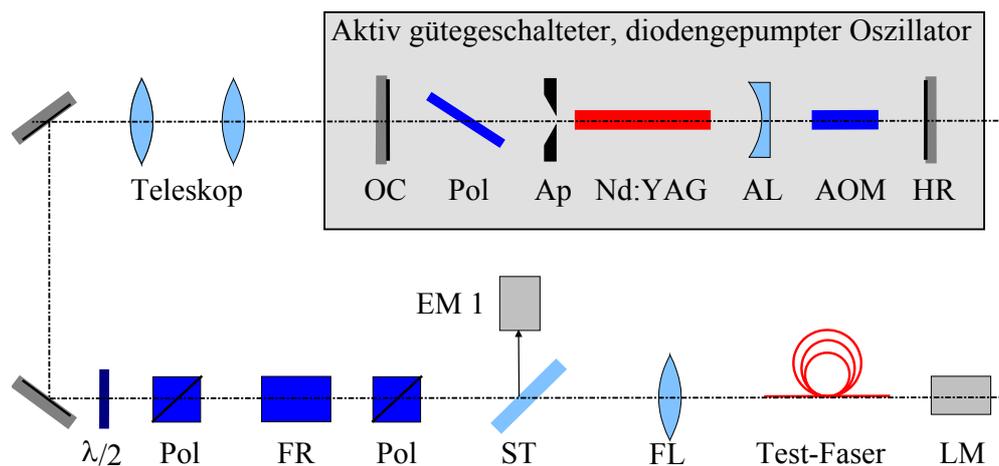
Sehr entscheidend für die Qualität der Faserbeschichtung ist die Präparation der Faser vor dem Aufdampfprozess, da selbst kleinste Verunreinigungen im Aufdampfprozess zu Defekten in den Schichten führen, die mit zunehmender Schichtdicke wachsen [Kai2003]. Sowohl Schichtdefekte, als auch eingeschlossene Partikel vermindern die Transmission von Antireflexbeschichtungen und können die laserinduzierte Zerstörschwelle deutlich herabsetzen.

Die Faser wird mit einem Faserschneider definiert gebrochen, die Güte der Oberfläche mit einem Mikroskop überprüft. Die Entspiegelung erfolgt durch Aufdampfen eines Zweischicht-Systems aus hochbrechendem Tantaloxid ( $Ta_2O_5$ ) und Siliziumoxid ( $SiO_2$ ) mit einem geringeren Brechungsindex. Die erforderlichen Schichtdicken ( $Ta_2O_5$ : 43,2 nm,  $SiO_2$ : 238,6 nm) werden mit einem Simulationsprogramm (TFCalc) berechnet. Die berechnete ma-

ximale Transmission beträgt  $T \approx 99,9\%$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064$  nm. Die Beschichtung erfolgt durch Elektronenstrahlverdampfung in einer Anlage der Firma Leybold, Typ L500, mit einer Aufdampftrate von  $5 \text{ \AA/s}$ .

### 6.2.2 Transmissionsmessung

Die Güte der Entspiegelung wird über die Messungen der Transmissionseigenschaften bestimmt. Bei den getesteten Fasern handelt es sich um kommerzielle Quarz/Quarz Glasfasern, die im infraroten Spektralbereich besonders hoch transmittierend sind (low-OH Fasern, vergleiche Kapitel 3.4.2). Die Fasern haben einen Kerndurchmesser von  $d_{\text{Kern}} = 200 \text{ }\mu\text{m}$  und eine Numerische Apertur von  $N.A. = 0,22$ . Die Dämpfung in der Faser beträgt  $\alpha < 1 \text{ dB/km}$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064$  nm und ist bei der gewählten Faserlänge von ca. 20 cm zu vernachlässigen. Verluste treten somit nur bei der Einkopplung und durch die Fresnel-Reflexion an der Ein- und Austrittsfläche auf.



**Abbildung 6.4:** Versuchsaufbau zur Transmissions- und Zerstörschwellenmessung mit einem aktiv gütegeschalteten Oszillator als Testlaser (HR: Hochreflektierender Spiegel, AOM: Akusto-optischer Modulator, AL: Aufweitungslinse, Ap: Modenblende, Pol: Polarisator, OC: Auskoppelspiegel,  $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, FR: Faraday-Rotator, ST: Stahlteiler, EM: Energiemesskopf, FL: Fokussierlinse, LM: Leistungsmesskopf).

Der Versuchsaufbau zur Transmissions- und Zerstörschwellenmessung ist in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt. Als Strahlquelle dient ein aktiv gütegeschalteter Oszillator mit Nd:YAG als aktivem Medium. Der Laserstab mit den Abmessungen  $3 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  wird in einer kommerziellen Diodenpumpkammer der Firma IB Laser [IBL2001] optisch angeregt. Die Dioden werden mit einer Frequenz von bis zu 1 kHz gepulst betrieben. Die Güteschaltung erfolgt mit einem akusto-optischen Modulator, der über einen externen Frequenzgenerator gesteuert wird. Dadurch kann während eines Pumpulses eine variable Anzahl von Laserpul-

sen (ein sogenannter Pulszug), bis herab zu Einzelpulsen erzeugt werden. Mit dieser Anordnung ist bei gleichbleibender mittlerer Ausgangsleistung eine Variation der Pulsenergie möglich.

Eine Modenblende im Resonator erzwingt den transversalen Grundmodebetrieb und gewährleistet eine gute Strahlqualität (die Strahlqualität wurde nach ISO 11146 zu  $M^2 = 1,2$  bestimmt). Zur Erhöhung der mittleren Ausgangsleistung wird der resonatorinterne Laserstrahl an das maximale Grundmodevolumen im Stab mit einer Aufweitungslinse angepasst. Um linear polarisierte Strahlung zu erhalten, befindet sich ein Dünnschichtpolarisator vor dem Auskoppelspiegel. Die mit dem beschriebenen Aufbau erreichten Laserparameter sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Laserparameter:		
Wellenlänge	$\lambda$	= 1064 nm
Mittlere Ausgangsleistung	$P_{out}$	= 2,1 W
Repetitionsrate	$f_{Rep}$	= 200 Hz
Pulsenergie	$E_{Puls}$	= 10,5 mJ
Pulslänge	$\Delta t_{Puls}$	= 25 ns
Strahlqualität	$M^2$	= 1,2

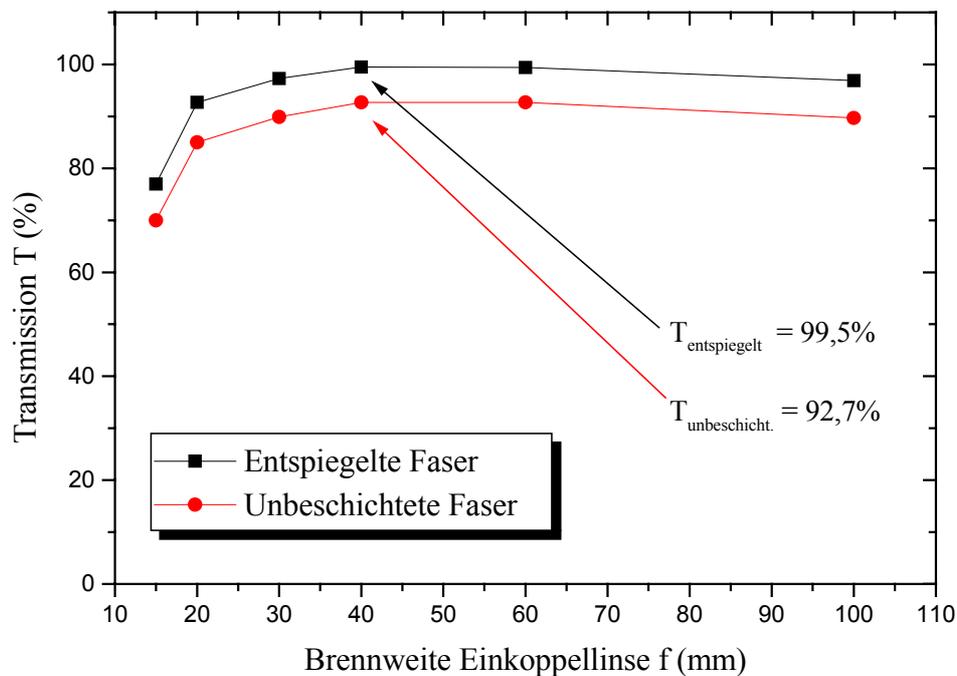
**Tabelle 6.2:** Strahlparameter des verwendeten Lasers. Die Pulsdauer von  $\Delta t_{Puls} = 25$  ns ergibt sich im Einzelpulsbetrieb und ist bei einer höheren Pulsanzahl während eines Pumpulses höher.

Der Ausgangsstrahl des Lasers wird mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von ca. 5 mm aufgeweitet. Nach einer optischen Isolierung wird an einem Strahlteiler ca. 3% der Energie ausgekoppelt und mit einem Energiemesskopf detektiert. Die Leistung der durch die Faser transmittierten Laserstrahlung  $P_{trans}$  wird mit einem Leistungsmesskopf bestimmt. Die Faser ist zuvor auf maximale Transmission zu justieren. Anschließend wird die Laserleistung  $P_0$  nach Passieren der Einkoppellinse ohne Faser gemessen. Die Transmission  $T$  ergibt sich aus dem Verhältnis der beiden Messwerte.

$$T = \frac{P_{trans}}{P_0} \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.5 ist die Transmission der entspiegelten Fasern im Vergleich zu unbeschichteten Fasern in Abhängigkeit von der Brennweite  $f$  der Einkoppellinse dargestellt. Die

Faserenden sind mit dem oben beschriebenen Zweischicht-System aus  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  entspiegelt. Bei einer Brennweite der Einkoppellinse von  $f = 40$  mm erreichen die Transmissionswerte ein Maximum. Durch die Entspiegelungsschichten wird eine fast vollständige Transmission durch die Glasfaser erreicht, während bei der nicht entspiegelten Faser nur ca. 93% transmittiert werden.



**Abbildung 6.5:** Transmission einer entspiegelten und einer unbeschichteten Quarz/Quarz Glasfaser bei unterschiedlicher Brennweite der Einkoppellinse

Die Transmissionsverluste bei den unbeschichteten Fasern können vollständig auf Fresnel-Reflexion an der Ein- und Austrittsseite der Glasfaser zurückgeführt werden.

### 6.2.3 Zerstörschwellenmessungen der Glasfasern

Mit den durchgeführten Entspiegelungen lassen sich die störenden Fresnel-Reflexe vollständig unterdrücken. Für den praktischen Einsatz der entspiegelten Fasern als PCM in Lasersystemen sind darüber hinaus ihre Zerstörschwellen von entscheidender Bedeutung. Im folgenden Abschnitt werden die durchgeführten Untersuchungen dargestellt.

Die laserinduzierte Zerstörung von Oberflächen optischer Materialien unterliegt starken Schwankungen. Dies liegt an den verschiedenen Mechanismen, die zur Zerstörung des Materials führen können [Kai2003]. Bei der Bestimmung der Zerstörschwelle wird daher meist ein statistisches Verfahren angewandt, bei dem auf eine Zerstörwahrscheinlichkeit von Null extrapoliert wird (Vergleiche dazu Abbildung 6.6). Um die Bestimmung von Zerstörschwellen

vergleichbar zu machen, sind in der DIN ISO 11245 [ISO2000] die entsprechenden Richtlinien zusammengefasst.

Die Anwendung der dort vorgeschlagenen statistischen Verfahren auf Oberflächen von Glasfasern stößt allerdings auf praktische Schwierigkeiten. Optische Substrate von z. B. 25 mm Durchmesser werden an ca. 100 verschiedenen Stellen auf Zerstörung getestet. Dabei werden jeweils eine Vielzahl von Pulsen gleicher Energie auf eine Stelle appliziert (DIN ISO 11245 Part 2: S-one-1 Test). Hierbei ist die Zerstörwahrscheinlichkeit sowohl von der Energiedichte als auch von der Anzahl der Pulse bis zur Zerstörung abhängig. Die Endfläche von Fasern bietet hingegen nur einen Testpunkt. Dies bedeutet, dass statistische Verfahren sehr aufwändig sind und dass eine Vielzahl von Fasern getestet werden müssten.

Alternativ erlaubt die DIN ISO 11245, Part 1, einen sogenannten N-on-1 Test zur Bestimmung der Zerstörschwelle, bei dem jeweils nur ein Puls auf die Teststelle appliziert wird. Die Pulsenergie wird dabei in diskreten Schritten bis zur Zerstörung erhöht. Hier ist die Zerstörwahrscheinlichkeit nur von der Energiedichte auf der Probenoberfläche abhängig. Dieses Verfahren wird zur Bestimmung der Zerstörwahrscheinlichkeit der Glasfasern angewandt. Die Energiedichte  $H$  am Probenort wird berechnet als Quotient aus der Pulsenergie  $E_{Puls}$  und der effektiven Fläche des Strahlquerschnitts  $A_{eff}$ :

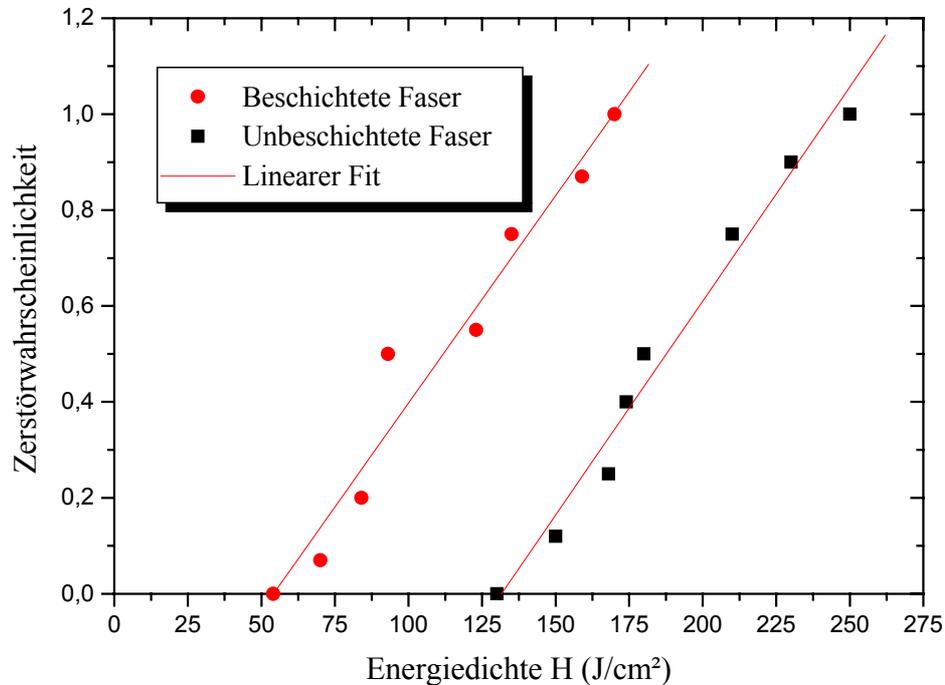
$$H = \frac{E_{Puls}}{A_{eff}}. \quad (6.5)$$

Die maximale Energiedichte, bei der noch keine Zerstörung auftritt, wird als Zerstörschwelle definiert.

An dieser Stelle sei auf die Problematik der Bestimmung von Zerstörschwellen hingewiesen. Bei der Berechnung der Energiedichte am Probenort gemäß Gleichung (6.5) geht der Strahldurchmesser quadratisch ein. Die genaue Kenntnis des Strahldurchmessers auf der Probe ist somit für die Messgenauigkeit des Verfahrens äußerst wichtig. Da man bei der Einkopplung in Fasern den Strahl stark fokussiert, ist die Rayleigh-Länge des Strahls entsprechend klein. Dies führt zu einer relativ großen Unsicherheit bei der Bestimmung der Energiedichte. Um den Ort der Fokussierung exakt zu definieren und die Faser genau an den Ort der Messung zu platzieren, werden zwei sich kreuzende Pilotlaser eingesetzt.

Der Durchmesser des Strahlfokus wird mithilfe einer 10-bit CCD Kamera mit entsprechender Auswertesoftware, wie sie auch bei der Messung der Strahlqualität eingesetzt wird (siehe dazu Kapitel 8.2.3), durchgeführt. Der Ort der Messung wird mit den beiden Pilotlasern definiert. Die Glasfaser kann dann mithilfe der Pilotlaser an den Ort der Messung platziert werden. Vor dem Test werden die Oberflächen der Proben unter einem Mikroskop inspiziert,

um die Qualität der Beschichtung zu beurteilen. Die Pulsenergie wird von Puls zu Puls solange erhöht, bis eine Zerstörung auftritt. Nach jedem Laserpuls wird die Oberfläche auf eventuelle Zerstörungen untersucht.



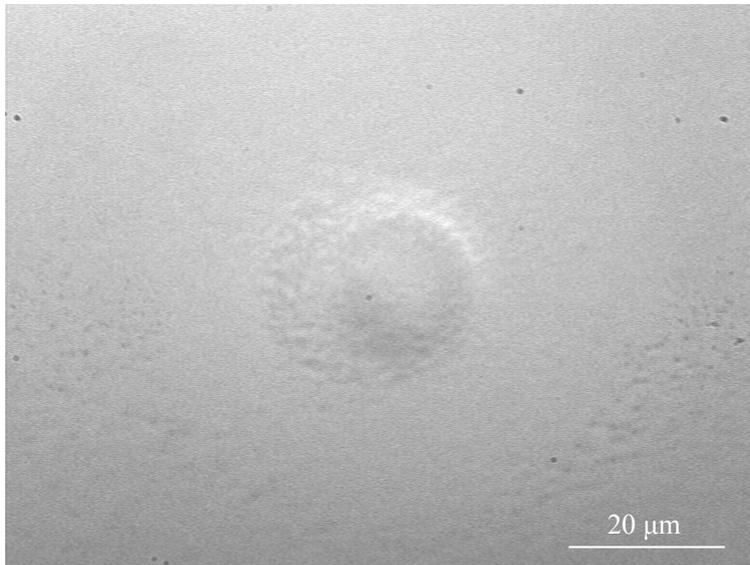
**Abbildung 6.6:** Zerstörwahrscheinlichkeit der beschichteten und unbeschichteten Glasfasern in Abhängigkeit von der Energiedichte.

Die Zerstörschwellenmessungen werden mit der Messanordnung aus Abbildung 6.4 durchgeführt; der Laser wird dabei im Einzelschussmodus betrieben. Die Pulsenergie lässt sich über eine Halbwellenplatte vor der optischen Isolierung kontinuierlich regeln. Verwendet wird eine Fokussierlinse mit einer Brennweite von  $f = 40$  mm. Damit wird eine effektive Strahlfläche von  $A_{eff} = 8 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>2</sup> erreicht. In Abbildung 6.6 sind die Zerstörwahrscheinlichkeiten für beschichtete und unbeschichtete Fasern in Abhängigkeit von der Energiedichte dargestellt. Die aufgetragene Zerstörwahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem prozentualen Anteil der pro Energiewert aufgetretenen Zerstörungen. Die Zerstörschwelle ist als Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Achse der Energiedichte definiert. Sie beträgt für die beschichteten Fasern  $H = 52$  J/cm<sup>2</sup>.

#### 6.2.4 Morphologie der Zerstörungen

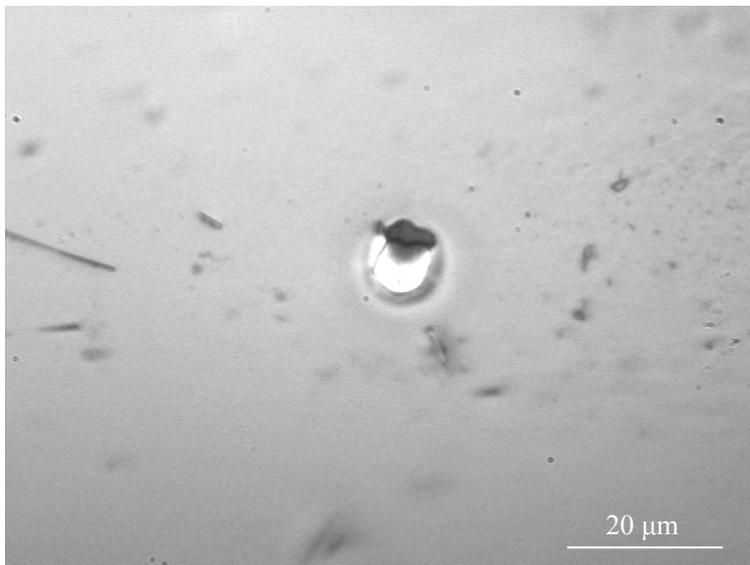
Die Art der auftretenden Zerstörungen gibt Aufschluss über die zugrundeliegenden Ursachen [Kai2003]. Dabei zeigt sich eine Abhängigkeit der Zerstörschwelle von den typisch beobachteten Mustern, die zum Beispiel Aufschluss über die Qualität der Beschichtung und

Faserpräparation geben. In den folgenden Abbildungen sind die während der Zerstörschwellenmessung beobachteten Beschädigungen beispielhaft dargestellt.



**Abbildung 6.7:** Typische Zerstörung bei einer unbeschichteten Quarzfaser. Energiedichte  $H = 142 \text{ J/cm}^2$ .

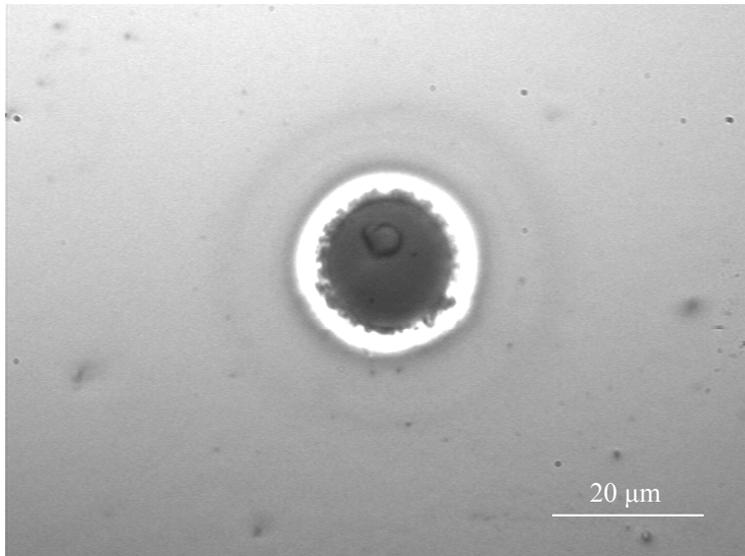
Bei unbeschichteten Glasfasern tritt typischerweise das in Abbildung 6.7 dargestellte Muster auf. Als zugrundeliegenden Zerstörmechanismus wird dabei eine irreversible Ionisierung des Fasermaterials angenommen. Bei beschichteten Fasern sind unterschiedliche Mechanismen für die Zerstörung verantwortlich.



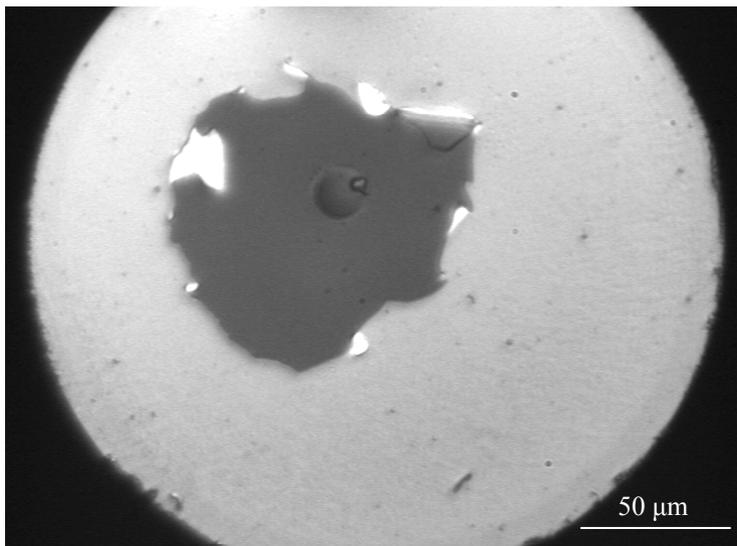
**Abbildung 6.8:** Zerstörung bei einer beschichteten Quarzfaser, ausgelöst durch eingeschlossene Partikel. Energiedichte  $H = 54 \text{ J/cm}^2$ .

Durch eingeschlossene Partikel, wie sie zum Beispiel bei ungenügender Reinigung der Faser Oberfläche vorhanden sind, werden Beschädigungen schon bei relativ geringen Energiedichten durch Absorption der Laserstrahlung durch diese Partikel ausgelöst. In Abbildung 6.8 ist eine solche Zerstörung dargestellt. Deutlich sind die in der Beschichtung eingeschlossenen

Partikel in der mikroskopischen Aufnahme zu erkennen. Die auftretenden Zerstörungsmuster bei gut präparierten Faseroberflächen sind in den beiden folgenden Abbildungen dargestellt.



**Abbildung 6.9:** Zerstörung bei einer beschichteten Quarzfaser, ausgelöst durch eingeschlossene Nanopartikel zwischen den Entspiegelungsschichten, sogenanntes „flat bottom pit“. Energiedichte  $H = 72 \text{ J/cm}^2$ .



**Abbildung 6.10:** Zerstörung bei einer beschichteten Quarzfaser, ausgelöst durch vollständige Delaminierung. Energiedichte  $H = 123 \text{ J/cm}^2$ .

Bei sorgfältig präparierten Fasern sind im wesentlichen zwei Mechanismen für die Zerstörungen verantwortlich. Beim sogenannten „flat bottom pit“ wird die Laserstrahlung an eingeschlossenen Nanopartikeln zwischen den Entspiegelungsschichten absorbiert und führt zu dem in Abbildung 6.9 dargestellten kreisrunden Profil der Zerstörung. In Abbildung 6.10 ist eine vollständige Delaminierung des Schichtsystems gezeigt, die wiederum bei irreversibler Ionisierung erfolgt. In den Abbildungen sind die jeweils typischen Energiedichten für die verschiedenen Zerstörmechanismen angegeben.

### 6.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Charakterisierung der als phasenkonjugierende Spiegel benutzten Glasfasern vorgestellt. Für die Verwendung der Glasfasern als PCM in Oszillator-Verstärker-Systemen sind vor allem deren Reflexionseigenschaften und die Zerstörschwellen der Faseroberflächen von entscheidender Bedeutung. Beide Parameter wurden mit speziell auf die jeweiligen Anforderungen optimierten Lasersystemen eingehend untersucht.

Die gemessenen Reflexionseigenschaften decken sich gut mit den in Kapitel 3 hergeleiteten theoretischen Voraussagen und lassen bei entsprechenden Pulsleistungen Reflexionsgrade um 80% erwarten. Weiter wurde die Problematik der durch Fresnel-Reflexion auftretenden Oberflächenreflexe sowie ihre Unterdrückung diskutiert. Mit dem vorgestellten Verfahren zur Entspiegelung der Faseroberflächen können diese Reflexe vollständig beseitigt werden, was durch Transmissionsmessungen bestätigt wurde.

Ein Nachteil der Entspiegelungsschichten ist ihre gegenüber dem Fasermaterial deutlich reduzierte Zerstörschwelle. Die Messung der Zerstörwahrscheinlichkeit ergab eine um den Faktor 2,5 reduzierte Schwelle. Die dabei auftretenden typischen Zerstörmuster wurden in lichtmikroskopischen Aufnahmen dokumentiert. Zur Zeit werden verbesserte Beschichtungs-techniken untersucht, um die Zerstörschwelle der Glasfasern zu erhöhen. Dadurch ist es mittlerweile gelungen die Entspiegelungsschichten soweit zu verbessern, dass ihre Zerstörschwelle im Bereich von unbeschichteten Fasern liegt [Mei2005].



# 7

## Aufbau von Oszillator-Verstärker-Systemen

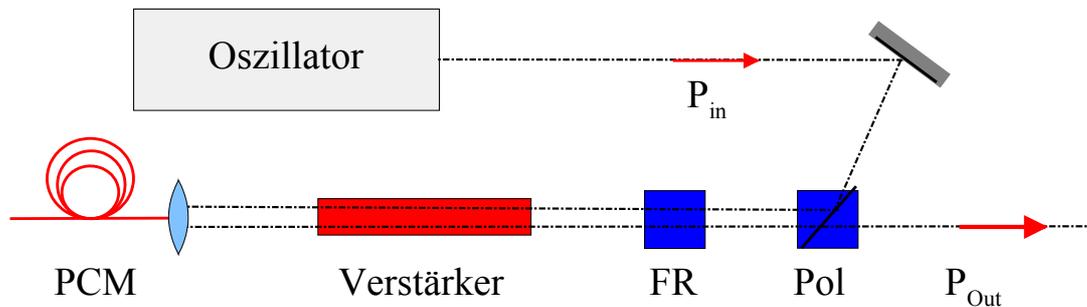
Bevor in den nächsten beiden Kapiteln die aufgebauten Oszillator-Verstärker-Systeme detailliert vorgestellt werden, wird in diesem Kapitel das allgemeine Prinzip der Anordnungen und die sich daraus ergebenden Anforderungen an den Oszillator und die Verstärker beschrieben. Nach einer Übersicht über das Gesamtsystem wird kurz auf die notwendigen Eigenschaften des Oszillators im Hinblick auf den Einsatz in Verstärker-Systemen mit phasenkonjugierenden Spiegeln eingegangen. Die speziellen Eigenschaften des jeweiligen Oszillators, bedingt durch das aktive Medium (Nd:YALO oder Nd:YAG), werden in den entsprechenden Kapiteln über die realisierten Lasersysteme behandelt.

Der größte Teil dieses Kapitels widmet sich den Laserverstärkern. Sie bestimmen die im Gesamtsystem erreichbare durchschnittliche Ausgangsleistung. Der resultierende Wirkungsgrad wird im Wesentlichen von drei Einzelwirkungsgraden bestimmt: Dem Pumpwirkungsgrad, dem geometrischen Füllfaktor und dem Extraktionswirkungsgrad. Aus diesen drei Wirkungsgraden ergeben sich die Bedingungen für die Betriebsweise der Verstärker, um einen hohen Gesamtwirkungsgrad zu erreichen.

### 7.1 Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems

Der prinzipielle Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems wurde bereits in der Einleitung angesprochen. Bei einem solchen Aufbau werden die wesentlichen Eigenschaften des Laserstrahls, wie Pulsbreite, zeitliche und räumliche Kohärenz, sowie maximal erreichbare Strahl-

qualität vom Oszillator vorgegeben, während die durchschnittliche Ausgangsleistung in nachgeschalteten Verstärkerstufen skaliert wird. Um eine hohe Strahldichte des Gesamtsystems zu erreichen, darf die Strahlqualität während des Verstärkungsvorganges nicht signifikant verschlechtert werden. Der prinzipielle Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems ist in der folgenden Abbildung 7.1 dargestellt.



**Abbildung 7.1:** Prinzipieller Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems mit phasenkonjugierendem Spiegel ( $P_{in}$ : Ausgangsleistung des Oszillators,  $P_{out}$ : Ausgangsleistung des Gesamtsystems, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator)

Der linear polarisierte Laserstrahl eines Oszillators mit der Leistung  $P_{in}$  wird über eine optische Diode, bestehend aus einem Polarisator und einem Faraday-Rotator, in einen Verstärker eingekoppelt. Nach dem ersten Verstärkerdurchlauf ist die Strahlqualität aufgrund thermischer Aberrationen deutlich herabgesetzt. Nach der Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel und einem zweiten Verstärkerdurchlauf wird die Ausgangsleistung nochmals erhöht und die Phasenstörungen aus dem ersten Durchgang ausgeglichen. Damit kann ein Laserstrahl vielfach höherer Durchschnittsleistung und nahezu gleicher Strahlqualität wie die des Oszillators an der optischen Diode ausgekoppelt werden.

### 7.1.1 Strahlauskopplung über eine optische Diode

Betreibt man ein Oszillator-Verstärker-System im Doppeldurchgang, muss man mit einer optischen Diode den eingekoppelten und den verstärkten Strahl trennen. Zum einen, um die verstärkte Strahlung überhaupt nutzbar zu machen, zum anderen, um eine Reflexion in den Oszillator wirksam zu unterdrücken.

Im Prinzip besteht eine solche Diode aus einem Polarisator und einem Element, welches die Polarisation nach zweimaligem Durchlaufen um  $90^\circ$  dreht. Zwei optische Elemente werden dafür im Allgemeinen benutzt: Viertelwellenplatten und Faraday-Rotatoren [Eic2003]. Eine Viertelwellenplatte wandelt linear polarisiertes Licht nach Einfachdurchgang in zirkular polarisiertes um. Sie kommt daher bei isotropen Lasermaterialien wie dem kubisch aufgebaut-

ten Nd:YAG zur Anwendung, deren Verstärkungsverhalten unabhängig von der Polarisierung des Lichts ist. Nach dem zweiten Durchlauf ist die Polarisationsrichtung des Lichts um  $90^\circ$  gedreht und kann am Polarisator ausgekoppelt werden.

Faraday-Rotatoren drehen die Polarisationsrichtung linear polarisierten Lichts in Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld und der Kristalllänge um einen definierten Betrag. Sie müssen dann verwendet werden, wenn Verstärkermaterialien zum Einsatz kommen, deren Verstärkung von der Polarisationsrichtung abhängig ist, wie bei dem stark doppelbrechenden Nd:YALO. Hier werden Anordnungen verwendet, die pro Durchlauf jeweils um  $45^\circ$  drehen.

Treten in den Verstärkerkristallen Depolarisationseffekte auf, ist es sinnvoll, einen weiteren Polarisator zu benutzen und den Faraday-Rotator zwischen beiden Polarisatoren anzuordnen. Dadurch kann eine Rückreflexion in den Oszillator wirkungsvoll verhindert werden. Dieses Schema wird bei den hier durchgeführten Experimenten angewendet.

## 7.2 Gütegeschalteter Oszillator im Grundmodebetrieb

Für die Realisierung der angestrebten Parameter ist der Oszillator das wichtigste Teilstück des Lasersystems. Er bestimmt die für das Gesamtsystem letztlich erreichbare Strahlqualität und gibt die Pulsdauer und –energie der in die Verstärker eingekoppelten Laserpulse vor. Über eine Güteschaltung lassen sich die Pulsparameter so anpassen, dass zwar hohe Reflektivitäten des phasenkonjugierenden Spiegels erreicht; die Zerstörschwellen aber noch deutlich unterschritten werden.

Ein geeigneter Oszillator muss auf hohe Grundmodeleistung, Stabilität und Sperrverhalten optimiert werden. Ein weiterer wichtiger Punkt sind die spektralen Eigenschaften des Oszillators. Eine hohe Kohärenzlänge ist für den Reflexionsgrad der Glasfasern von entscheidender Bedeutung. Aus diesen Kriterien ergeben sich bestimmte Eigenschaften, die der Oszillator erfüllen sollte:

- Hohe polarisierte Grundmodeleistung,
- Langzeitstabilität,
- Sperrverhalten bei Güteschaltung,
- Spektrale Schmalbandigkeit.

Wie diese Anforderungen an den Oszillator im Einzelnen experimentell umgesetzt werden, ist wesentlich von der Wahl des aktiven Mediums abhängig. Nd:YAG, mit einer isotropen Kristallstruktur, weist zum Beispiel thermisch induzierte Doppelbrechung auf, woraus sich andere Oszillatorkonzepte ergeben als beim natürlich doppelbrechenden Nd:YALO. Die

Oszillatoren werden deshalb in den nächsten beiden Kapiteln jeweils im Rahmen der in dieser Arbeit aufgebauten Oszillator-Verstärker-Systeme beschrieben.

## 7.3 Wirkungsgrad der Verstärkeranordnung

Der Gesamtwirkungsgrad der Verstärkeranordnung limitiert die maximal erreichbare durchschnittliche Ausgangsleistung des Gesamtsystems. Bei der Verstärkung von Laserpulsen mit einigen zehn ns Pulsdauer sind die oben bereits aufgeführten Einzelwirkungsgrade von Bedeutung [Sei1995]:

- Pumpwirkungsgrad  $\eta_{Pump}$ ,
- Füllfaktor  $\eta_{ff}$ ,
- Extraktionswirkungsgrad  $\eta_{extr}$ .

### 7.3.1 Pumpwirkungsgrad

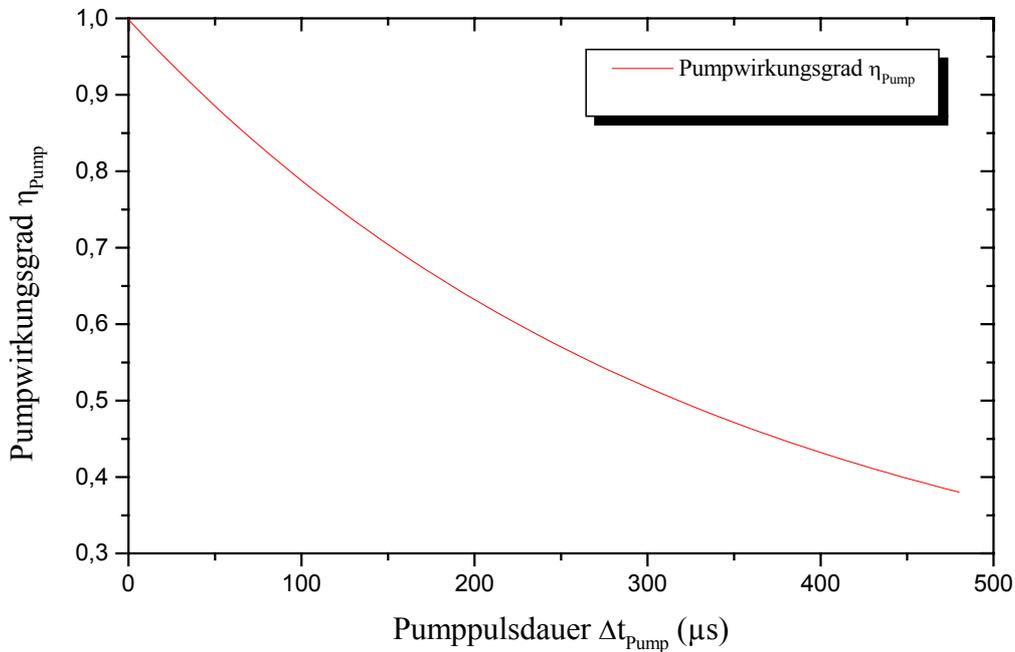
Der Pumpwirkungsgrad definiert den Anteil der aufgebauten Besetzungsinversion, der beim Eintreffen des Laserpulses in den Verstärkerstäben tatsächlich verfügbar ist. Dieser Wirkungsgrad ist durch das Verhältnis aus Pumpimpulsdauer  $\Delta t_{Pump}$  und Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau_2$  bestimmt. Für einen Pumpimpuls mit rechteckigem Zeitprofil lässt er sich analytisch aus den Bilanzgleichungen herleiten [Sie1986]

$$\eta_{Pump} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_{Pump}}{\tau_2}\right)}{\frac{\Delta t_{Pump}}{\tau_2}}. \quad (7.1)$$

Bei den in dieser Arbeit verwendeten neodym-dotierten Verstärkermaterialien Nd:YAG und Nd:YALO beträgt die Lebensdauer des oberen Laserniveaus je nach Dotierung  $\tau_2 \approx 200 \mu\text{s}$  [Kam1990]. Bei typischen Pumpimpulsdauern von einigen  $100 \mu\text{s}$  ergeben sich Verluste durch spontane Emission. Die Abbildung 7.2 zeigt den Pumpwirkungsgrad in Abhängigkeit von der Pumpimpulsdauer für eine Lebensdauer des oberen Laserniveaus von  $\tau_2 = 200 \mu\text{s}$ . Für eine Pumpimpulsdauer von  $\Delta t_{Pump} = \tau_2$  sinkt der Wirkungsgrad bereits auf 63%. Erst bei  $\Delta t_{Pump} < 60 \mu\text{s}$  sind Wirkungsgrade über 90% realisierbar. Solch kurze Pumpimpulsdauern sind in Lasernetzgeräten nur mit hohem technischen Aufwand zu erreichen.

Diese Betrachtungen gelten für einzelne Laserpulse während eines Pumpimpulses. Wird der Oszillator dagegen im Burstmodus (mehrere Laserpulse während eines Pumpimpulses) betrieben, lassen sich hohe Wirkungsgrade von über 90% auch bei längeren Pumpimpulsdauern reali-

sieren. Dazu muss die Anzahl der Burstpulse so eingestellt werden, dass ihr zeitlicher Abstand im oben beschriebenen Beispiel  $\approx 60 \mu\text{s}$  beträgt. Bei einer Pumpimpulsdauer von  $\Delta t_{\text{pump}} = 600 \mu\text{s}$  müssten also mindestens 10 Burstpulse eingestellt werden.



**Abbildung 7.2:** Pumpwirkungsgrad in Abhängigkeit von der Pumpimpulsdauer für eine Lebensdauer des oberen Laserniveaus von  $\tau_2 = 200 \mu\text{s}$  bei Einzelpulsen während eines Pumpimpulses.

Der Betrieb eines Oszillator-Verstärker-Systems im Burstmodus hat deutliche Vorteile in der Anwendung. Bei gleichbleibender durchschnittlicher Ausgangsleistung kann die Pulsenergie und damit die Pulsleistung über die Anzahl der im Pumpimpuls erzeugten Laserpulse eingestellt werden. Damit kann bei der Materialbearbeitung die Intensität auf dem Material flexibel variiert werden, ohne die anderen Strahlparameter zu verändern.

### 7.3.2 Geometrischer Füllfaktor

Der Füllfaktor des Verstärkers beschreibt den räumlichen Überlapp des (normierten) Intensitätsprofils  $I(r)$  des Laserstrahls mit dem Inversionsprofil im Verstärkerstab

$$\eta_{\text{ff}} = \frac{\int_{\text{Apertur}} \eta(r) I(r) dF}{\int_{\text{Apertur}} \eta(r) dF} \quad (7.2)$$

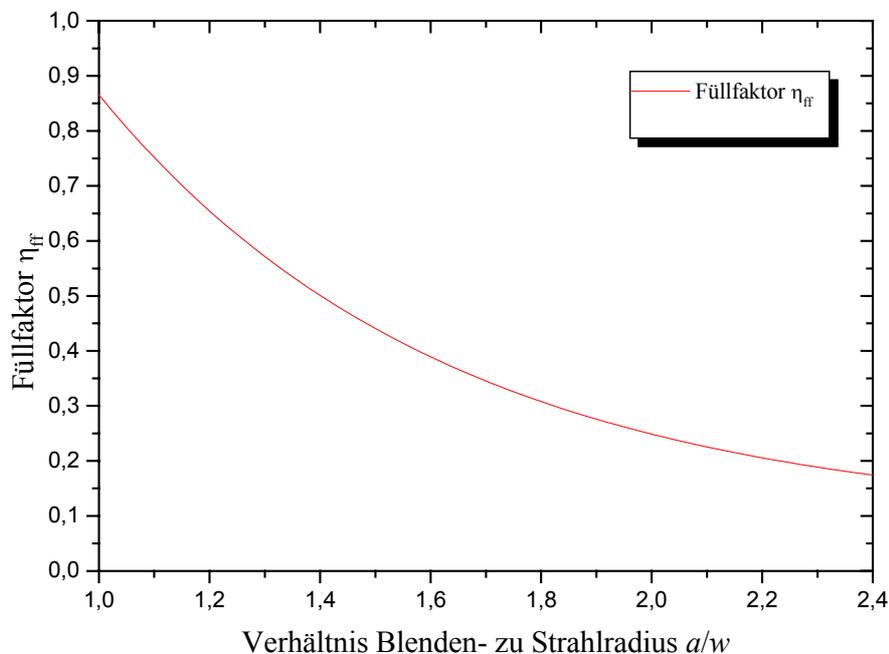
Bei Annahme einer radial unabhängigen Inversion im Verstärkerstab wäre bei einem räumlich rechteckigen Strahlprofil ein Füllfaktor von 100% erreichbar. Da der Oszillator typischerwei-

se im Grundmode betrieben wird, ist das Strahlprofil des zu verstärkenden Laserstrahls aber in der Regel gaußförmig. Dies führt zu geringeren Füllfaktoren und setzt den Gesamtwirkungsgrad herab.

Für ein radial gleichmäßiges Inversionsprofil mit dem Radius  $a$  und einem Gauß-Strahl mit einer Strahltaile  $w$  lässt sich der Füllfaktor analytisch berechnen:

$$\eta_{ff} = \frac{w^2}{a^2} \left( 1 - \exp \left[ -\frac{2a^2}{w^2} \right] \right). \quad (7.3)$$

In Abbildung 7.3 ist der Füllfaktor als Funktion des Verhältnisses von Blenden- zum Strahlradius aufgetragen. Bei einem Blendenradius von  $a = 1,5 w$  beträgt der Füllfaktor nur noch 44%. Erst bei einem Blendenradius  $a \approx w$  wird ein Füllfaktor von über 85% erreicht.



**Abbildung 7.3:** Geometrischer Füllfaktor in Abhängigkeit des Verhältnisses von Blenden- zu Strahlradius.

Nach Gleichung (7.3) ließe sich der Füllfaktor für einen Gauß-Strahl mit einer Strahltaile  $w \gg a$  beliebig maximieren. Dem stehen jedoch die Verluste des Gauß-Strahls bei Transmission durch eine Blende gegenüber, wie sie in Kapitel 5.1 (siehe Abbildung 5.3) bereits diskutiert wurden. In [Sie1986] weist Siegman nach, dass bereits kleine Verluste das Strahlprofil im Nahfeld in Form von Beugungsmaxima deutlich verschlechtern können. Bei  $a = 1,5 w$  betragen diese Verluste nach Gl. (5.3) ca. 1%, dafür gibt Siegman relative Intensitätsvariationen von  $\Delta I/I \approx 17\%$  an. Erst bei erheblich größeren Blendendurchmesser nehmen diese Variationen merklich ab und liegen für  $a = 2,3 w$  im Bereich von 1%. Aus Abbildung

7.3 ist ersichtlich, dass dies zu einem Füllfaktor von 19% führen würde, der in der Praxis nicht akzeptabel ist. Auf der anderen Seite sollten, um die Strahlqualität nicht allzu sehr zu verschlechtern, Füllfaktoren über 50% nicht überschritten werden.

### 7.3.3 Extraktionswirkungsgrad

Der Extraktionswirkungsgrad gibt an, welcher Teil der in den Verstärkern gespeicherten optischen Energie vom einfallenden Laserpuls abgebaut wird. Die bereits diskutierten Wirkungsgrade lassen sich für bestimmte Randbedingungen verhältnismäßig einfach analytisch beschreiben. Der Extraktionswirkungsgrad ist dagegen von verschiedenen Parametern, wie der Kleinsignalverstärkung, der einfallenden Pulsenergie, den Verlustfaktoren, dem Verhältnis von der Pulsdauer zur Lebensdauer des unteren Laserniveaus und der speziellen Verstärkeranordnung abhängig.

Für ein ideales Vierniveau-System lässt sich die Verstärkung von Laserpulsen, deren Pulsdauern klein gegen die Lebensdauer des oberen Laserniveaus sind, durch die Franz-Nodvik-Gleichung beschreiben [Fra1963, Koe1999]. Darüber kann eine obere Grenze für den Extraktionswirkungsgrad angegeben werden.

$$H_1 = H_s \ln \left\{ 1 + \left[ \exp \left( \frac{H_0}{H_s} \right) - 1 \right] \exp(g_0 l) \right\}. \quad (7.4)$$

$H_0$	Eingangsenergiedichte
$H_1$	Energiedichte nach der Verstärkung
$H_s$	Sättigungsenergiedichte
$g_0$	Kleinsignalverstärkungskoeffizient
$l$	Länge des Verstärkermediums

Die Sättigungsenergiedichte  $H_s$  ergibt sich aus der Quantenenergie  $h\nu$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Laserüberganges:

$$H_s = \frac{hf}{\sigma}. \quad (7.5)$$

Für Nd:YAG Laserstäbe mit einer Dotierung von 1,1 at% Nd beträgt  $\sigma = 3,3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  [Kam1990], womit man eine Sättigungsenergiedichte von  $H_s = 535 \text{ mJ/cm}^2$  erhält. Aus Gleichung (7.4) wird ersichtlich, dass für eine effiziente Energieextraktion die Energiedichte des Eingangssignales im Bereich der Sättigungsenergiedichte liegen sollte.

Die Extraktionseffizienz aus dem ersten Verstärkerdurchlauf  $\eta_1$  ist die Energie, die im Verstärkungsprozess extrahiert wird, dividiert durch die im oberen Laserniveau gespeicherte Energie  $H_{st}$

$$\eta_1 = \frac{H_1 - H_0}{H_{st}}. \quad (7.6)$$

Wobei bei einem Vierniveau-System die im oberen Laserniveau gespeicherte Energie  $H_{st}$  durch folgenden Zusammenhang gegeben ist:

$$H_{st} = g_0 l H_s. \quad (7.7)$$

Für eine Verstärkung im Doppelpass geht die resultierende Energiedichte aus dem ersten Verstärkerdurchgang  $H_1$  als Eingangssignal für die zweite Verstärkung ein. Gl. (7.4) wird damit zu

$$H_2 = H_s \ln \left\{ 1 + \left[ \exp\left(\frac{H_1}{H_s}\right) - 1 \right] \exp(g_0^* l) \right\}. \quad (7.8)$$

Mit einem veränderten Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $g_0^*$ , über den berücksichtigt wird, dass im ersten Verstärkerdurchlauf schon ein Teil der Inversion abgebaut wurde:

$$g_0^* = (1 - \eta_1) g_0. \quad (7.9)$$

Die Extraktionseffizienz bei Doppelpassverstärkung  $\eta_2$  berechnet sich analog zu Gl. (7.6):

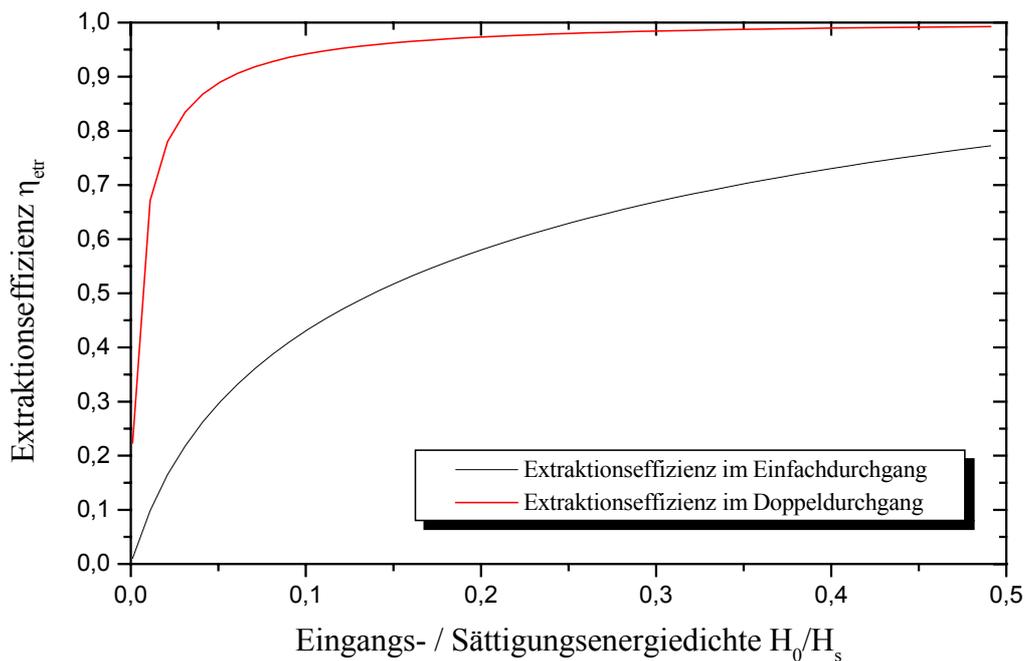
$$\eta_2 = \frac{H_2 - H_0}{H_{st}}. \quad (7.10)$$

Mit dem Satz Gleichungen (7.4) bis (7.10) lässt sich die zu erwartende Extraktionseffizienz in den verschiedenen Verstärkerkonfigurationen berechnen.

Die Kleinsignalverstärkung  $G_0 = \exp(g_0 l)$  ist experimentell durch Messung der Verstärkung bei Eingangsenergiedichten möglich, die sehr viel kleiner als die Sättigungsenergiedichte sind. Für die im Folgenden beschriebene Verstärkerkonfigurationen beträgt sie  $G_0 = 20$  bei einer Pumpleistung von  $P_{pump} = 6$  kW pro Verstärkerkavität [Rie1998]. In Abbildung 7.4 sind die berechneten Extraktionseffizienzen für eine Anordnung, bestehend aus zwei Pumpkavitäten mit Verstärkerstäben einer Länge von je 15 cm, dargestellt.

Das zeitliche und räumliche Profil des Laserstrahls wird dabei nicht berücksichtigt, so dass die Ergebnisse als obere Abschätzung der Effizienz zu verstehen sind. Trotz dieser Einschränkung wird der Vorteil einer Doppelpassanordnung gegenüber einer Konfiguration mit Einfachdurchgang deutlich. Die gemachten Aussagen gelten streng nur für Pulsverstärkung,

bei der es in den Verstärkern nicht zu einer Überlagerung des hin- und rücklaufenden Pulses kommt. Bei den hier durchgeführten Experimenten betragen die typischen Pulsdauern  $\Delta\tau_{Puls} \approx 100$  ns FWHM, was einer geometrischen Ausdehnung der Laserpulse von ca. 30 m entspricht. Bei einer optischen Länge der Verstärkeranordnung von ca. 1 m wird klar, dass sich hin- und rücklaufender Puls in einem weiten Bereich überlagern. Der rücklaufende Puls baut damit Inversion ab, die für den ersten Verstärkerdurchlauf nicht mehr zur Verfügung steht. Dies ist durch eine reduzierte Kleinsignalverstärkung im ersten Durchlauf berücksichtigt (Gl. 7.9).



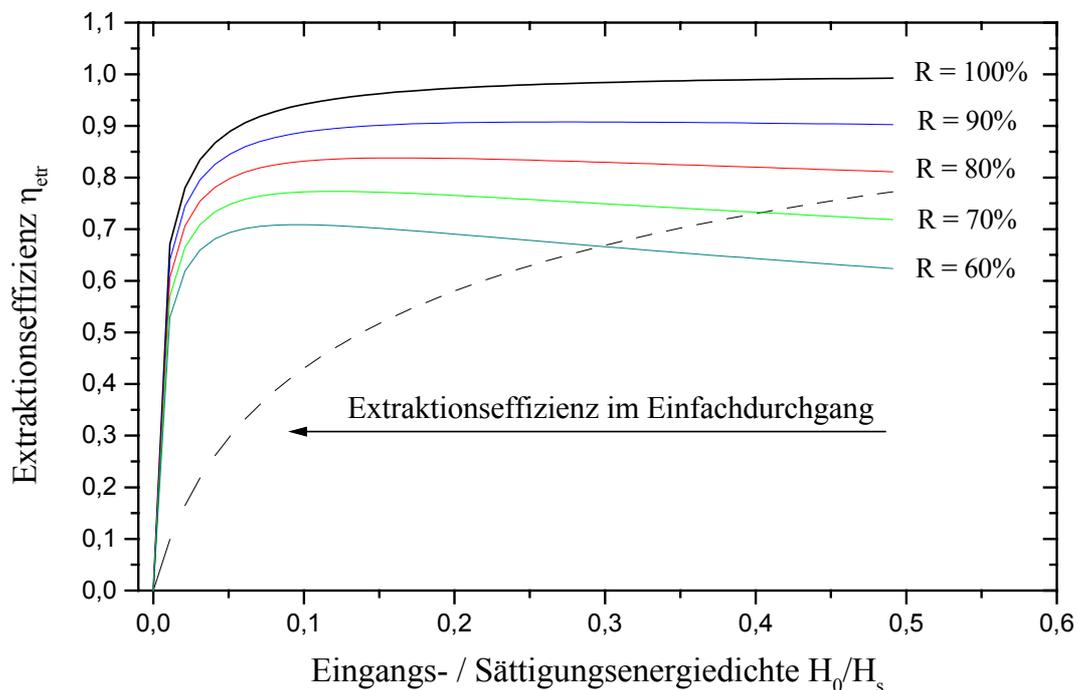
**Abbildung 7.4:** Extraktionseffizienzen für Verstärkeranordnungen im Einfach- und Doppeldurchgang aufgetragen über einer normierten Energiedichte (Eingangsenergiegedichte  $H_0$  dividiert durch die Sättigungsenergiegedichte  $H_s$ ).

Die Graphen zeigen deutlich den Vorteil der Doppelpassanordnung. Schon bei relativ geringen Eingangsenergiegedichten sind im Vergleich zum Einfachdurchgang Extraktionseffizienzen von über 90% zu erwarten. Welche Steigerung der Ausgangsleistung dies bedeutet, wird an einem Beispiel aus der Anwendung ersichtlich.

Ein einzelner Laserpuls eines gütegeschalteten Oszillators mit einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von  $P_{out} = 6,0$  W hat bei einer mittleren Repetitionsrate von  $f_{rep} = 2$  kHz eine Pulsenergie von  $E_{puls} = 3$  mJ. Bei einem Strahldurchmesser von  $d_{strahl} = 6$  mm entspricht dies einer Energiedichte von  $H_0 = 10,6$  mJ/cm<sup>2</sup> und einer auf die Sättigungsenergiegedichte normierten Energiedichte von  $H_0/H_s = 0,024$ . Im Einfachdurchgang wird mit diesen Parametern eine Extraktionseffizienz von 18%, im Doppeldurchgang werden dagegen 80% erreicht.

Dies entspricht bei sonst vergleichbaren Wirkungsgraden einer Steigerung der Ausgangsleistung um den Faktor 4,4.

Bei den Abschätzungen für die Extraktionseffizienz wurden die Verluste durch die Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel mit einer Reflektivität von  $R < 100\%$  noch nicht betrachtet. Bei dem in der Abbildung 7.4 dargestellten Graphen wird mit einer Reflexion von 100% gerechnet. Es ist offensichtlich, dass bei hoher Extraktionseffizienz im ersten Verstärkerdurchlauf die Reflexionsverluste im zweiten Durchlauf nicht mehr ausgeglichen werden können und die Gesamteffizienz sogar abnimmt. Dieser Zusammenhang ist in der folgenden Abbildung für unterschiedliche Reflexionsgrade dargestellt.



**Abbildung 7.5:** Extraktionseffizienzen für Verstärkeranordnungen im Doppeldurchgang für unterschiedliche Reflexionsgrade eines PCM nach dem ersten Verstärkerdurchlauf, aufgetragen über einer normierten Energiedichte (Eingangsenergiedichte  $H_0$  dividiert durch die Sättigungsenergiedichte  $H_s$ ).

Die Abnahme des Gesamtwirkungsgrades durch die Reflexionsverluste scheint den Vorteil der Doppelpassanordnung aufzuwiegen. Dies ist aber in der Anwendung nicht der Fall. Wie aus Abbildung 7.5 ersichtlich wird, sind bis zu einem Verhältnis von  $H_0/H_s < 0,25$  mit einem Doppeldurchgang durch die Verstärker deutliche höhere Effizienzen erreichbar als im Einzeldurchgang. Dieses Energiedichtenverhältnis würde bei einem Strahldurchmesser von  $d_{strahl} = 6$  mm einer Pulsenergie von  $E_{puls} = 31$  mJ entsprechen. Solch hohe Pulsenergien, sind in reinen Oszillatorsystemen schwer zu realisieren. Zudem wäre das Hauptziel, die Verbesserung der Strahlqualität, im Einzeldurchgang nicht möglich.

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente kann die Einschränkung des Gesamtwirkungsgrades durch hohe Reflexionsverluste über die Wahl der Eingangsenergie ausgeglichen werden. Bei Pulsenergien, für die sich ein Energiedichtenverhältnis von  $H_0/H_s < 0,1$  ergibt, stellt sich im ersten Verstärkerdurchlauf nur eine geringe Extraktionseffizienz ein. Die Reflexionsverluste sind somit absolut betrachtet gering. Im zweiten Verstärkerdurchlauf erfolgt die höchste Verstärkung und das Gesamtsystem kann bei hohen Wirkungsgraden betrieben werden.

### 7.3.4 Gesamtwirkungsgrad

Die in einem Verstärkerstab gespeicherte optische Energie kann experimentell im Multimode-Betrieb bestimmt werden (siehe dazu Kapitel 9.3.1). Der Gesamtwirkungsgrad der Verstärkeranordnung, definiert über das Verhältnis von extrahierter zu gespeicherter Leistung, berechnet sich als das Produkt der Einzelwirkungsgrade:

$$\eta_{ges} = \eta_{pump} \eta_{ff} \eta_{extr}. \quad (7.11)$$

Mit den oben beschriebenen technischen und physikalischen Voraussetzungen lassen sich folgende Einzelwirkungsgrade ansetzen:

- $\eta_{pump} \approx 90\%$ ,
- $\eta_{ff} \approx 50\%$ ,
- $\eta_{extr} \approx 80\%$ .

Aus diesen Annahmen lässt sich für ein Oszillator-Verstärker-System ein Gesamtwirkungsgrad von  $\eta_{ges} \approx 36\%$  abschätzen.

## 7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der prinzipielle Aufbau von Oszillator-Verstärker-Systemen diskutiert. Die Oszillatoren müssen auf bestimmte Ausgangsparameter wie Pulsenergie, Pulsdauer und Kohärenzlänge optimiert werden. Dabei ist eine Anpassung an die Verstärkeranordnung von entscheidender Bedeutung. Im Gesamtsystem gibt der Oszillator die Pulsparameter sowie die erreichbare Strahlqualität des Gesamtsystems vor, während in der Verstärkeranordnung die Ausgangsleistung skaliert wird.

Die durchschnittliche Ausgangsleistung eines Oszillator-Verstärker-Systems ist davon abhängig, mit welchen Wirkungsgraden die in den Verstärkerstäben gespeicherte optische Energie für eine Verstärkung der Oszillatorleistung genutzt werden kann. Dieser Gesamtwirkungsgrad wird, bei den in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystemen, im Wesentlichen von

drei Einzelwirkungsgraden bestimmt: Dem Pumpwirkungsgrad, dem geometrischen Füllfaktor und der Extraktionseffizienz.

Die Extraktionseffizienz ist bei gegebenen Verstärkungsparametern in erster Linie von der Energiedichte der eingekoppelten Laserstrahlung abhängig und kann im Doppeldurchgang durch die Verstärker entscheidend erhöht werden. Da die maximale Verstärkung erst im zweiten Verstärkerdurchlauf erfolgt, machen sich Reflexionsverluste an den phasenkonjugierenden Spiegeln im Gesamtwirkungsgrad kaum bemerkbar.

# 8

## Nd:YAG Oszillator-Verstärker-System

Die bisher erarbeiteten theoretischen und praktischen Grundlagen für die Erzeugung von Laserstrahlung hoher Strahldichte werden beim Aufbau von zwei MOPA-Systemen umgesetzt, die in den beiden folgenden Kapiteln beschrieben werden.

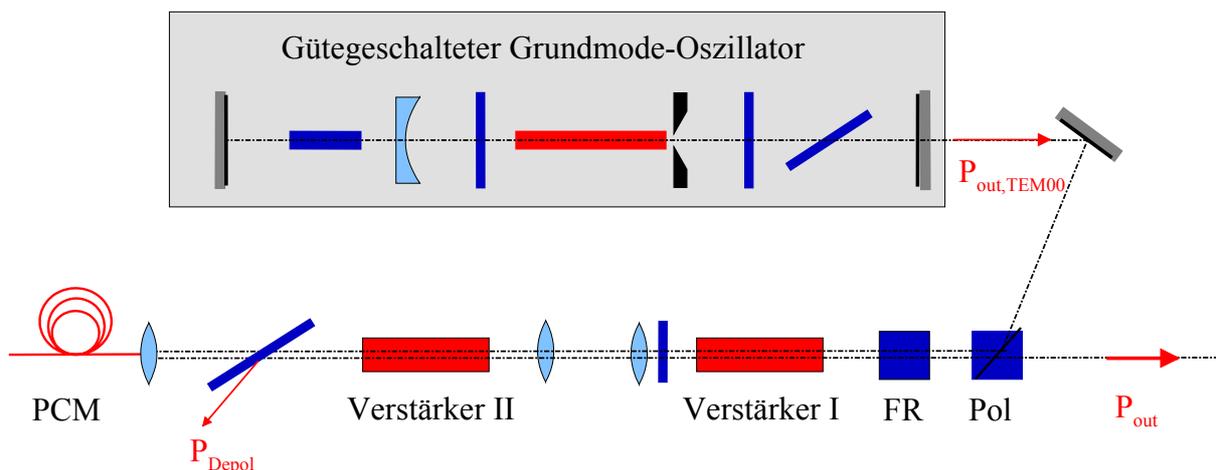
Das Potential der Phasenkongjugation lässt sich sehr anschaulich durch die Integration eines PCM in ein, bereits in einer früheren Arbeit [Rie1998] aufgebauten, Lasersystem zeigen. Bei diesem System handelt es sich um ein mit Blitzlampen gepumptes MOPA-System, mit Nd:YAG als Lasermedium und aktiver Güteschaltung. Das ursprüngliche System stellt eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 86 W mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 2,4$  im Einzeldurchgang bereit. Nach Phasenkongjugation und Doppeldurchgang durch die Verstärker kann die Ausgangsleistung auf 124 W gesteigert und die Strahlqualität gleichzeitig auf  $M^2 = 2,2$  verbessert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Gesamtsystems findet sich in [Rie1998]. Dort wird auch die Frequenzkonversion mit diesem System gezeigt, bei der eine durchschnittliche Ausgangsleistung im grünen Spektralbereich von über 50 W mit einer Konversionseffizienz von 58% erreicht wurde.

In diesem Kapitel wird die Implementierung eines phasenkongjugierenden Spiegels in das oben beschriebene Lasersystem erläutert. Dabei werden zuerst die allgemein notwendigen Eigenschaften des Oszillators und der Verstärkereinheit, wie sie sich durch die Verwendung von Nd:YAG als aktivem Medium ergeben, für eine effiziente Phasenkongjugation beschrie-

ben. Weiter werden die Messverfahren zur Bestimmung der Strahlqualität und der Kohärenzlänge, wie sie für beide Lasersysteme angewandt werden, vorgestellt.

## 8.1 Aufbau des Gesamtsystems

Der Aufbau des Gesamtsystems ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Die linear polarisierte Ausgangsleistung des aktiv gütegeschalteten Grundmode-Oszillators wird über eine optische Diode in eine serielle Anordnung von zwei Verstärkerstäben eingekoppelt. Zwischen den Verstärkerstäben befindet sich ein System zur Kompensation der Doppelbrechung, die beim optischen Pumpen von Nd:YAG auftritt. Die dennoch auftretenden geringen depolarisierten Anteile werden an einem Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt. Nach Reflexion am phasenkonjugierenden Spiegel durchläuft der Strahl die Verstärkeranordnung ein zweites Mal und kann über die optische Diode extrahiert werden.



**Abbildung 8.1:** Aufbau des Gesamtsystems mit aktiv gütegeschaltetem Oszillator im Grundmode-Betrieb und eine seriellen Verstärkeranordnung mit zwei Verstärkern ( $P_{out}$ : Ausgangsleistung, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator,  $P_{Depol}$ : Depolarisationsverluste, PCM: Phasenkonjugierender Spiegel).

Der Aufbau, die erzielten Strahlparameter des Oszillators sowie der Verstärkeranordnung werden in separaten Abschnitten beschrieben. Dort wird auch näher auf die Doppelbrechungskompensation eingegangen.

### 8.1.1 Signalfolge der Steuersignale

Um einen optimalen Betrieb des Systems zu erreichen, müssen die Triggersignale der Blitzlampen von Verstärker und Oszillator synchronisiert werden, damit der Laserpuls des Oszillators genau dann durch die Verstärkerstäbe läuft, wenn dort die höchste Besetzungsinversion

erreicht ist. Eine Synchronisation ist gegeben, wenn im Laserbetrieb eine maximale Ausgangsleistung nach dem Verstärkerdurchgang detektiert wird.

Außerdem muss das Modulationssignal des AOM mit dem Blitzlampenpuls des Oszillators synchronisiert werden, um eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Energie in den Burstpulsen über den gesamten Pulszug zu erreichen, bzw. bei Einzelpulsbetrieb maximale Energie im Q-Switchpuls zu deponieren. Abbildung 8.2 stellt die zeitliche Abfolge der Signale schematisch dar.

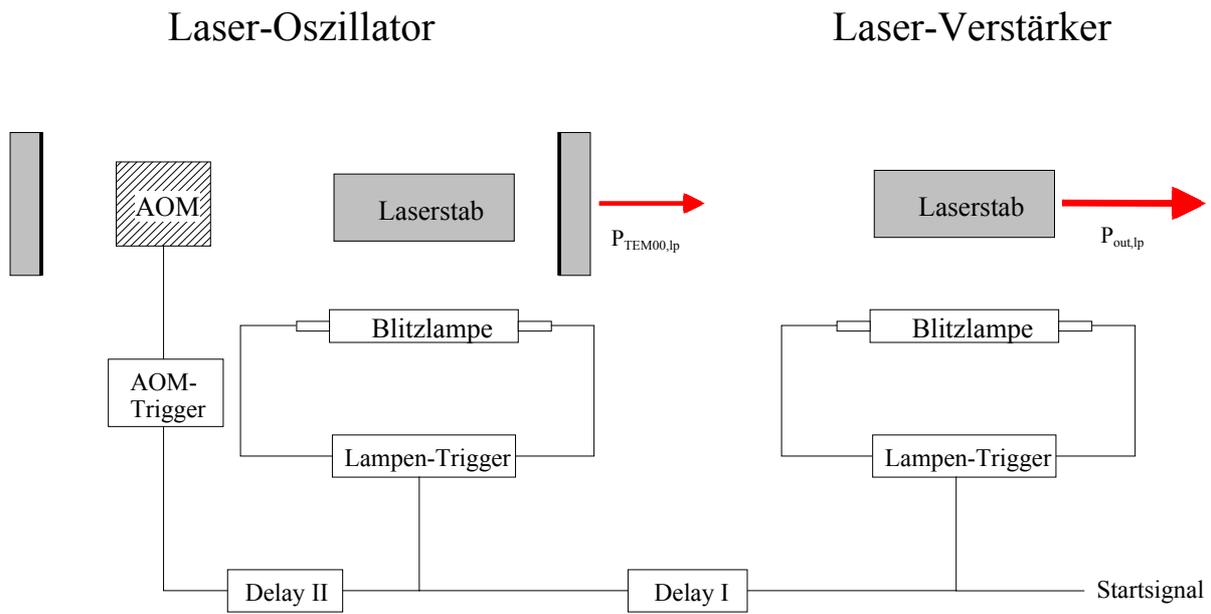


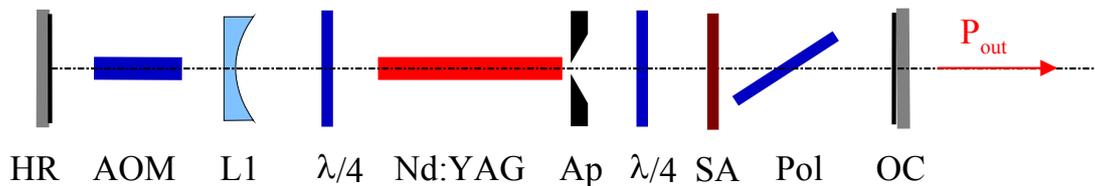
Abbildung 8.2: Signalfolge in einem Oszillator-Verstärker-System zur Synchronisation von Oszillator, akusto-optischem Modulator (AOM) und Verstärkern.

Die Zeitfolge der Signale wird mit zwei Frequenzgeneratoren realisiert. Ein erster Generator gibt eine feste Pulsfrequenz vor, mit der die beiden Netzgeräte für die Verstärkerblitzlampen getriggert werden (Startsignal). Bezüglich dieses Startsignals wird mit einer einstellbaren Verzögerungszeit (Delay I) das Triggersignal für das Oszillatormetzgerät gesendet. Dieses Signal wiederum geht als Input an einen zweiten Frequenzgenerator, den Burstgenerator. Der Burstgenerator öffnet nach einer weiteren Verzögerungszeit (Delay II) ein Zeitfenster mit der Breite  $\Delta t_{Burst} = 1$  ms, in dem mit einer variablen Frequenz (Burstfrequenz  $f_{Burst}$ ) die in den AOM eingekoppelte RF-Leistung (RF: Radiofrequenz) moduliert wird.

## 8.2 Gütegeschalteter Oszillator im Grundmode-Betrieb

Die im vorigen Kapitel motivierten Anforderungen an den Oszillator werden mit einer linearen Anordnung umgesetzt, die im „twisted mode“ betrieben wird. Der dazu gewählte Aufbau

ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Die einzelnen Vorgaben lassen sich zusammen nur in Form eines Kompromisses erfüllen. So schränkt zum Beispiel die Forderung nach beugungsbegrenzter Strahlqualität die erreichbare durchschnittliche Ausgangsleistung ein. Insgesamt muss das Oszillatorsystem daher für die sich ergebenden Anforderungen der Phasenkonjugation und der Verstärkeranordnung optimiert werden.



**Abbildung 8.3:** Aufbau des Oszillators (HR: Hochreflektierender Spiegel, AOM: Akusto-optischer Modulator, L1: Aufweitungslinse,  $\lambda/4$ : Viertelwellenplatte, Ap: Modenblende, SA: Sättigbarer Absorber, Pol: Polarisator, OC: Auskoppelspiegel).

Als aktives Medium wird ein Nd:YAG-Stab mit einer Abmessung von 5 mm x 140 mm verwendet, der in einer Pumpkavität der Firma Spektrum eingebaut ist. Ein diffus streuender Keramikeinsatz sorgt für eine homogene Pumplichtverteilung im Laserstab. Ein zusätzlicher Europium-dotierter Einsatz gewährleistet eine Filterung der UV-Anteile des Pumplichts zur Verhinderung von Farbzentrenbildung. Gleichzeitig wird dadurch eine Reduktion der thermischen Linse ermöglicht, da diese Anteile zur Aufheizung des Stabes führen. Optisch angeregt wird das aktive Material mit einer Xenon-Blitzlampe, die mit einem Netzgerät der Fa. Haas (Modell Lay 300) betrieben wird. Die typische Repetitionsrate beträgt  $f_{rep} = 100$  Hz, das Netzgerät lässt Repetitionsraten bis zu einem kHz zu. Der Oszillator wird im dynamisch-stabilen Bereich [Mag1986] betrieben. Die erforderliche Pumpleistung kann über die Pumpspannung und die Dauer des Pumpimpulses eingestellt werden.

Zur spektralen Einengung des Oszillators wird dieser im „twisted mode“ betrieben. Dazu dienen je eine Viertelwellenplatte vor und hinter dem aktiven Medium, die gegenläufig zirkular polarisiertes Licht in diesem erzeugen. Dadurch kann das räumliche Lochbrennen im Laserstab unterdrückt und damit die Anzahl der anschwingenden Moden reduziert werden. Dies wird durch einen sättigbaren Absorber zusätzlich unterstützt. Eine Modenblende erzwingt den transversalen Grundmode. Zur Maximierung des Grundmodevolumens befindet sich eine Zylinderlinse der Brennweite  $f_x = -800$  mm,  $f_y = -1000$  mm im Resonator, damit wird eine Erhöhung der Ausgangsleistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität möglich.

Die Güteschaltung erfolgt mit einem akusto-optischen Modulator, der es ermöglicht, während eines Pumpimpulses eine variable Anzahl von Burstpulsen einzustellen, wobei die ma-

ximal mögliche Anzahl durch den sättigbaren Absorber vorgegeben ist. Innerhalb dieser Grenzen kann die Pulsenergie der einzelnen Burstpulse über die Anzahl variiert werden. In den folgenden Abschnitten werden die hier angesprochenen Konzepte beim Aufbau des Oszillators detailliert vorgestellt.

### 8.2.1 Transversaler Grundmode-Betrieb bei hoher Ausgangsleistung

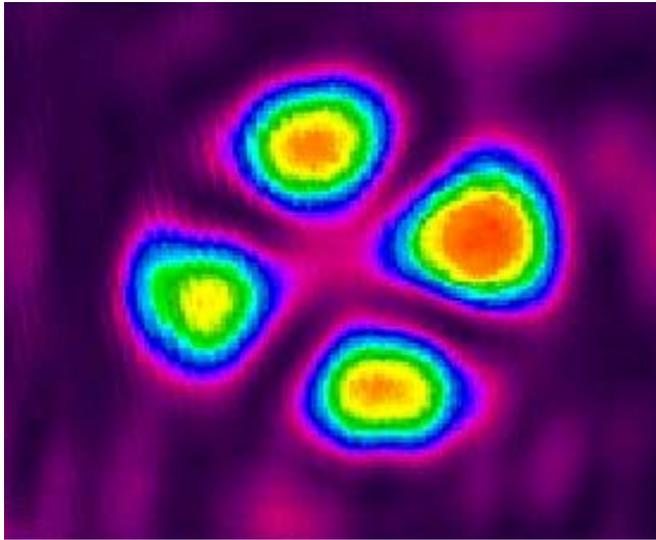
Konventionelle, transversal gekühlte zylindrische Nd:YAG Laserstäbe zeigen eine starke thermisch induzierte Doppelbrechung. Dies bedingt unterschiedliche Brechungsindices für radial und tangential polarisiertes Licht, was die Strahlqualität und den Polarisationsgrad beeinflusst. Insgesamt zeigt sich, dass die thermisch induzierte Doppelbrechung für optisch gepumpte Nd:YAG Laserstäbe der entscheidende Begrenzungsfaktor für die Strahlqualität und die maximal erreichbare Ausgangsleistung im Grundmodebetrieb ist [Lue1995].

Um diese Nachteile zu vermeiden, werden zur Zeit alternative Methoden untersucht, die auf unterschiedlichen Pump- und Kühlkonzepten basieren (Siehe dazu Kapitel 1: „Einleitung“). Auf der anderen Seite ist die traditionelle Stabgeometrie aufgrund ihrer einfachen technischen Umsetzbarkeit immer noch von großer Bedeutung. Experimentelle Erfahrungen zeigen aber, dass die TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung von optisch gepumpten Einstabsystemen auf einige 10 Watt begrenzt ist [Koe1999, Cer1992]. Diese Begrenzung ist durch die thermisch induzierte Doppelbrechung theoretisch vorgegeben [Sei1998, Rie1998].

Die thermisch induzierte Doppelbrechung begrenzt die TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung durch zwei Prozesse. Auf der einen Seite ist die Brechkraft der thermischen Linse abhängig von der Polarisationsrichtung des Laserstrahls („Bifokussierung“). Es kann gezeigt werden, dass der relative Unterschied der Brechkräfte für einen radial und einen tangential polarisierten Strahl 20% beträgt [Koe1999]. Dadurch spalten sich die Stabilitätsbereiche eines optischen Resonators auf, und die Ausbildung eines TEM<sub>00</sub>-Modes wird unmöglich, da dieser nie völlig radial oder tangential polarisiert sein kann. Aufgrund von Symmetrieüberlegungen ist solch ein Strahl immer im „Doughnut“-Mode [Cer1992].

Andererseits wird die TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung durch die Depolarisation des Laserstabes begrenzt, falls ein resonatorinterner Polarisator benutzt wird, um einen linear polarisierten Ausgangsstrahl zu erhalten. Ein linear polarisierter Strahl kann immer in eine radial und eine tangential polarisierte Komponente zerlegt werden, die beim Durchgang durch den thermisch doppelbrechenden Nd:YAG-Stab unterschiedliche Phasenschiebungen erleiden. Dies führt zu einem elliptisch polarisiertem Strahl und somit zu Verlusten am Polarisator. Typisch dafür ist

das dadurch auftretende Polarisationsmuster mit vierzähliger räumlicher Symmetrie, das in Abbildung 8.4 dargestellt ist.



**Abbildung 8.4:** Polarisationsmuster der am internen Polarisator ausgekoppelten depolarisierten Leistung nach Durchgang durch einen thermisch doppelbrechenden Nd:YAG-Stab.

Die maximal erreichbare  $TEM_{00}$ -Ausgangsleistung muss daher für Resonatoren mit und ohne resonatorinternen Polarisator getrennt betrachtet werden. Für Resonatoren ohne polarisierende optische Elemente ist der Strahl zufällig polarisiert und die Leistung ist durch die Bifokussierung begrenzt. Im Fall von linear polarisierter  $TEM_{00}$ -Ausgangsleistung treten zusätzlich Verluste durch die Depolarisation auf, und der stärkere der beiden Effekte begrenzt die maximal extrahierbare Leistung.

Optimierte optische Resonatoren für den  $TEM_{00}$ -Betrieb von Nd:YAG Stablasern sind meistens als “dynamisch stabile“ [Mag1986] Resonatoren ausgelegt, deren variable interne thermische Linse zwei Stabilitätsbereiche für die Brechkraft hat. An diesem dynamisch stabilen Arbeitspunkt ist die Mode unempfindlich gegen kleine Fluktuationen der thermischen Linse. Der Radius des  $TEM_{00}$ -Modes hat im Innern dieser Bereiche ein relatives Minimum als Funktion der Brechkraft. Untersuchungen zeigen, dass das Produkt aus Stabilitätsintervall  $\Delta D$  der Brechkraft und dem Quadrat des minimalen Modendurchmessers  $w$  im aktiven Medium die folgende Beziehung erfüllt [Mag1986, Hod1997]:

$$w^2 \Delta D = \frac{2\lambda}{\pi}. \quad (8.1)$$

Für einen optischen Resonator mit einem doppelbrechenden Medium unterscheiden sich die Stabilitätsbereiche für die radial und tangential polarisierte Anteile des Laserstrahls. Dies führt bei hohem Grundmodevolumen zu einem Auseinanderlaufen der Stabilitätsbereiche, dieser Zusammenhang ist in Abbildung 8.5 dargestellt.

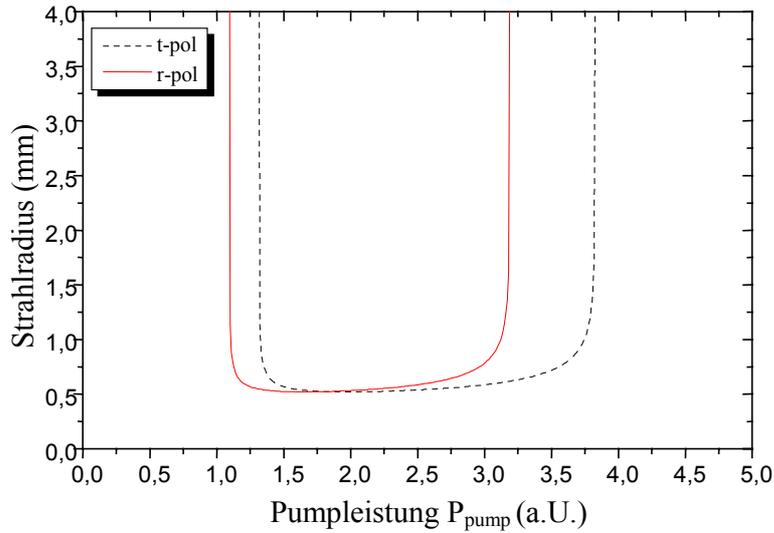


Abbildung 8.5a

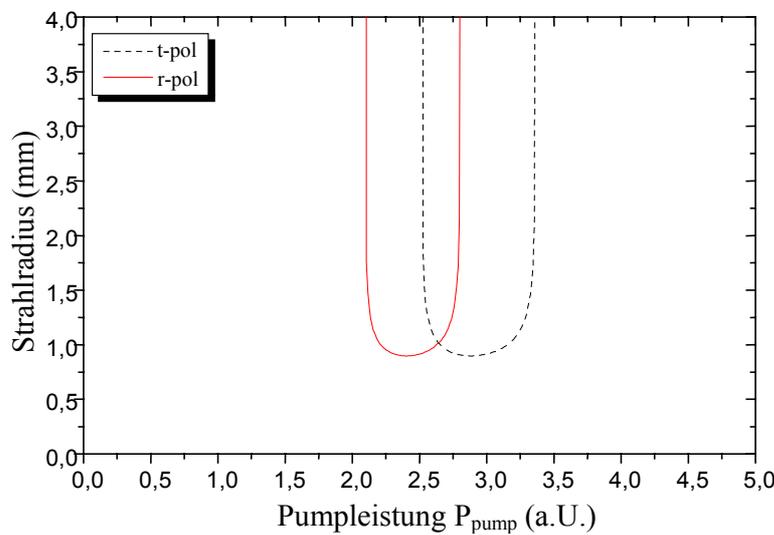
TEM<sub>00</sub>-Strahlradius $w_0 = 0,59$  mmÜberlapp  $\Delta = 69\%$ 

Abbildung 8.5b

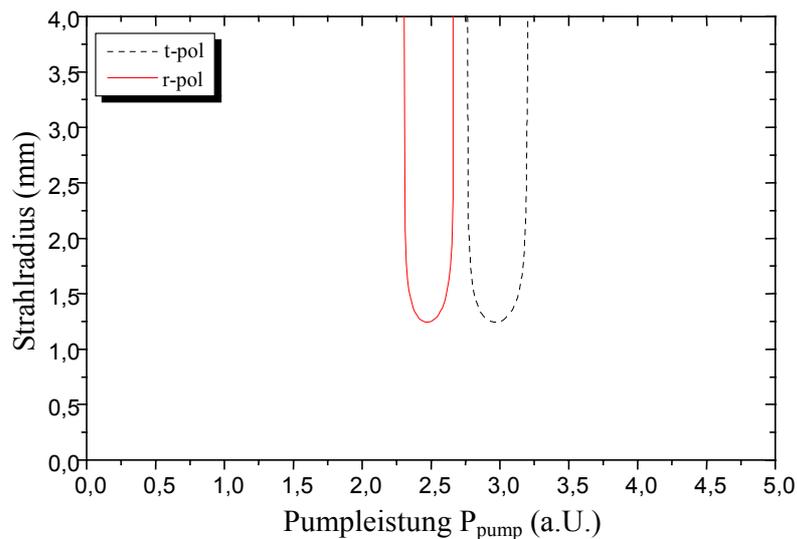
TEM<sub>00</sub>-Strahlradius $w_0 = 0,91$  mmÜberlapp  $\Delta = 23\%$ 

Abbildung 8.5c

TEM<sub>00</sub>-Strahlradius $w_0 = 1,25$  mmÜberlapp  $\Delta = 0\%$ 

**Abbildung 8.5:** TEM<sub>00</sub>-Moderradius als Funktion der Pumpleistung für die radiale (durchgezogene Linie) und die tangentielle (gestrichelte Linie) Komponente der Polarisation für einen optischen Resonator mit doppeltbrechendem Nd:YAG-Stab [Sei1998].

Der Effekt der sich aufspaltenden Stabilitätsbereiche ist in den Abbildungen oben an einem Beispiel aufgezeigt. Der theoretisch berechnete TEM<sub>00</sub>-Modenradius ist als Funktion der Pumpleistung für den radial (durchgezogene Linie) und tangential (gestrichelte Linie) polarisierten Anteil des Laserstrahls aufgetragen. Der Überlapp der Stabilitätsbereiche wird definiert als Quotient des Intervalls, in dem der Resonator für beide Polarisationsrichtungen stabil ist, zu dem gesamten Stabilitätsbereich. Aus den Abbildungen erkennt man, dass der Überlapp schrumpft, wenn der Modenradius sich vergrößert. Ab einer bestimmten Grenze überlappen sich die Stabilitätsbereiche nicht mehr und TEM<sub>00</sub>-Betrieb ist nicht mehr möglich.

Der hier aufgebaute Oszillator wird am dynamisch stabilen Arbeitspunkt betrieben. Mit einer Zylinderlinse wird der Grundmodendurchmesser soweit angehoben, dass eine hohe beugungsbegrenzte Ausgangsleistung erzielt wird und der dynamisch stabile Betrieb sicher möglich ist. Die Zylinderlinse ermöglicht darüber hinaus die, durch die Symmetrie der Pumpkammer bedingte, Elliptizität des Oszillatorstrahls auszugleichen. Die Pumpparameter, bei denen der Oszillator betrieben wird, sind in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Pumpparameter	
Pumpspannung	$U_{Pump} = 600 \text{ V}$
Pumppulslänge	$\Delta t_{Pump} = 400 \text{ } \mu\text{s}$
Repetitionsrate	$f_{Rep} = 100 \text{ Hz}$
El. Pumpleistung	$P_{Pump} = 2,15 \text{ kW}$

**Tabelle 8.1:** Elektrische Pumpparameter zur Anregung des Oszillators für einen effizienten Betrieb im dynamisch stabilen Bereich.

Damit ergeben sich die in Tabelle 8.2 zusammengefassten Ausgangswerte für den Oszillator. Die mittlere Ausgangsleistung wird mit einem luftgekühlten Leistungsmesskopf PS-310 WB der Fa. Gentec gemessen. Dazu wird der Laserstrahl mit einer Aufweitungslinse der Brennweite  $f = -100 \text{ mm}$  aufgeweitet, um den Messkopf in einem ausreichenden Bereich auszuleuchten. Die Pulddauer wird mit einer Photodiode der Fa. Thorlabs (Modell Det 210) bestimmt, die eine Anstiegszeit  $< 1 \text{ ns}$  besitzt. Zur Darstellung des Ausgangssignales der Diode dient ein Oszilloskop, Modell Waverunner LT 364 der Fa. LeCroy, mit einer Bandbreite von 500 MHz.

Die angegebene Pulsdauer ergibt sich bei einer Anzahl von Burstpulsen  $N_{burst} = 35$  während eines Pumpimpulses, die durch den sättigbaren Absorber vorgegeben ist. Werden weniger Pulse generiert, dann verkürzt sich die Pulsdauer entsprechend. Dieser Zusammenhang ist im Kapitel 8.2.2 dargestellt, in dem auf die Güteschaltung eingegangen wird.

Laserparameter		
Wellenlänge	$\lambda$	= 1064 nm
Mittlere Ausgangsleistung	$P_{out}$	= 6,3 W
Anzahl Burstpulse	$N_{Burst}$	= 35
Mittlere Repetitionsrate	$f_{Rep}$	= 3,5 kHz
Pulsenergie	$E_{Puls}$	= 1,8 mJ
Pulslänge	$\Delta t_{Puls}$	= 137 ns
Strahlqualität	$M^2$	< 1,3

**Tabelle 8.2:** Strahlparameter des Grundmode-Oszillators, bei einer mittleren Repetitionsrate der gütesgeschalteten Laserpulse von 3,5 kHz.

Für eine effiziente Phasenkonjugation ist es notwendig, die Laserstrahlung des Oszillators spektral einzuengen. Dies wird zusammen mit der Güteschaltung im nächsten Abschnitt beschrieben.

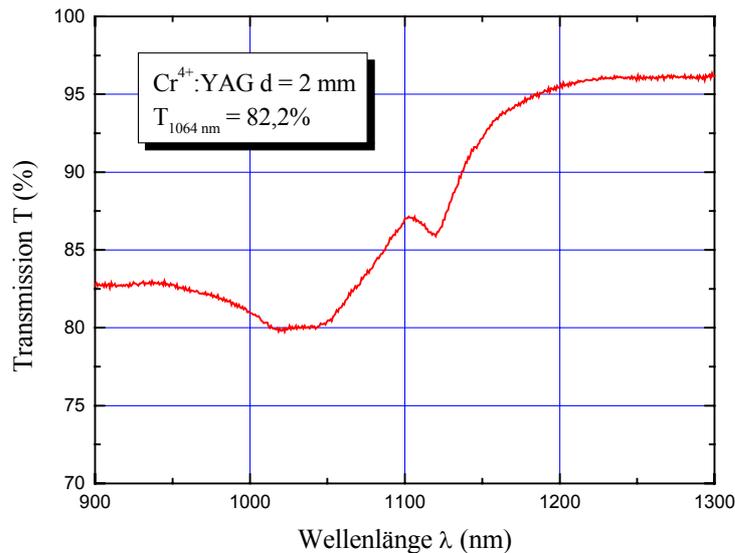
## 8.2.2 Güteschaltung und spektrale Einengung

Güteschaltung und spektrale Einengung des Oszillators lassen sich bei der hier angewandten Methode nicht getrennt betrachten. Bei einer aktiven Güteschaltung mit einem AOM schwingen ohne besondere Vorkehrungen zur Modenselektion, alle longitudinalen Moden innerhalb des Verstärkungsprofils an, die über der Laserschwelle liegen. Die geringen Verstärkungsunterschiede wirken sich während der kurzen Pulslaufzeit bei wenigen Durchläufen im Resonator kaum aus.

Um einen Laser mit einer longitudinalen Mode (SLM, engl.: single longitudinal mode) zu betreiben, werden verschiedene Methoden beschrieben [Peu1995, Hod1997, Koe1999]. Zum einen kann ein SLM-Laser geringer Leistung („seed laser“) dazu benutzt werden, das Anschwingen einer einzigen Resonatormode zu erzwingen, dies erfordert allerdings eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge. Zum anderen können frequenzselektive Elemente, z. B.

Etalons, im Resonator verwendet werden. Diese Methode wird im nächsten Kapitel bei der Darstellung des Nd:YALO-Systems beschrieben.

Eine longitudinale Modenselektion kann weiter dadurch erreicht werden, dass die Pulslaufzeit im Resonator verlängert wird. Da die Intensität der aus dem Rauschen anschwingenden Resonatormoden während der Pulsaufbauphase exponentiell ansteigt, wirken sich hier die geringen Verlust- und Verstärkungsunterschiede aufgrund der längeren Laufzeit deutlich aus. Dies kann durch passive Güteschaltung mittels eines sättigbaren Absorbers realisiert werden.

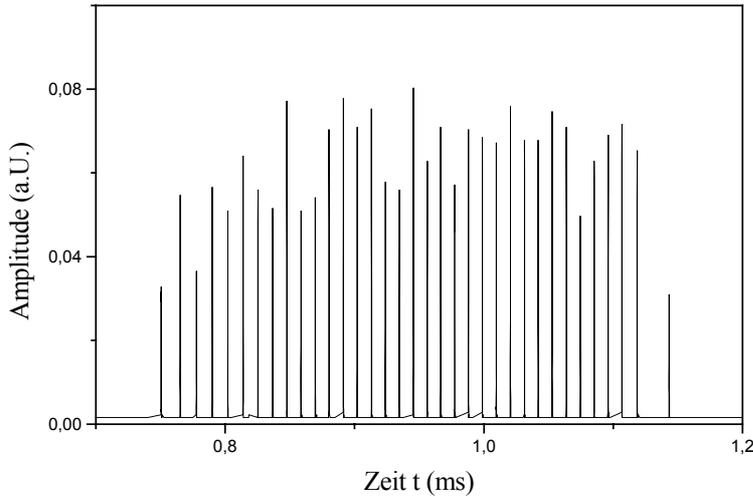


**Abbildung 8.6:** Transmissionsverhalten des verwendeten  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG-Kristalls in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Ein sättigbarer Absorber besteht aus einem Medium, welches bei der Wellenlänge der Laserstrahlung ein Zwei-Niveau-System aufweist. Bei hoher Intensität im Resonator kommt es zu einer Gleichbesetzung der Niveaus und der Absorber wird für die Laserstrahlung transparent. Während der Pulsaufbauzeit erfährt der Oszillator durch den Absorber anfangs hohe Verluste, so dass das Anschwingen der typischen „spikes“ unterdrückt und die Pulslaufzeit entsprechend lang wird. Ist die notwendige Intensität zum Ausbleichen des Absorbers erreicht, wird ein Laserpuls hoher Güte emittiert.

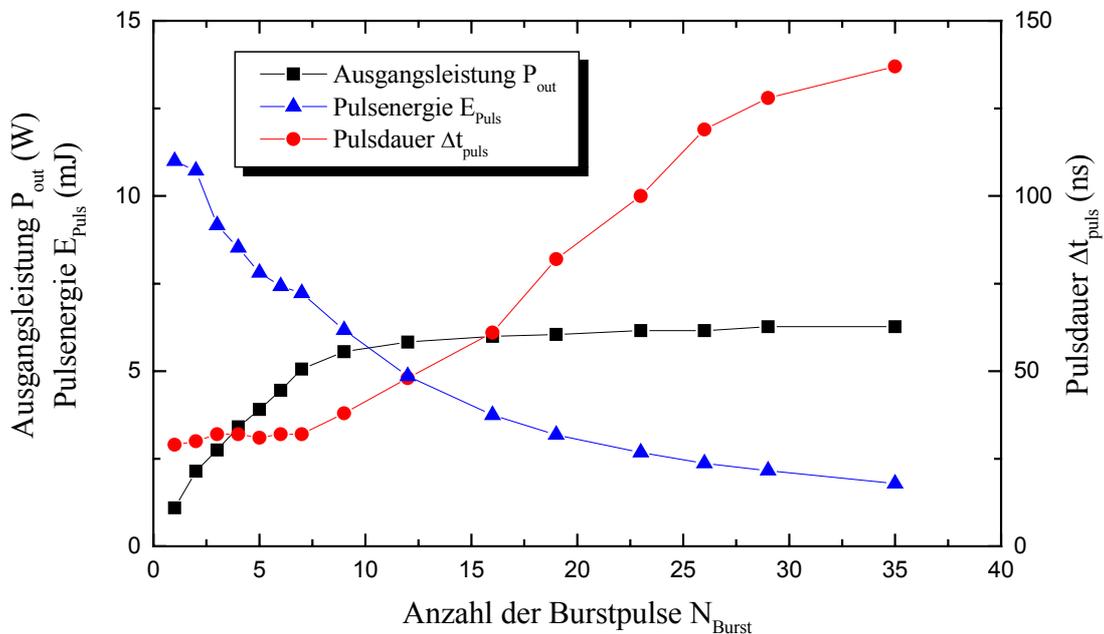
Der sättigbare Absorber kann also sowohl zur spektralen Einengung der Laserstrahlung benutzt werden als auch zur passiven Güteschaltung. Die Anzahl der resultierenden Burstpulse ist durch die Anfangstransmission des Absorbers gegeben. In der vorliegenden Arbeit wird ein  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG Kristall mit einer  $\text{Cr}^{4+}$  Konzentration von 0,15 at% verwendet, der bei einer Länge von  $d = 2$  mm eine Anfangstransmission von 82,2% aufweist (siehe Abbildung 8.6). Damit werden pro Pumpuls 35 Burstpulse emittiert mit einer Pulsdauer von jeweils  $\Delta t_{Puls} = 137$  ns. Ein typischer Pulszug ist in Abbildung 8.7 dargestellt. Zusätzlich zum passiven Güteschalter wird ein AOM als aktiver Schalter eingesetzt. Dieser dient vor allem dazu, für bestimmte Applikationen wie Materialbearbeitung oder Frequenzkonversion, bei denen das Sys-

tem im Einzeldurchgang betrieben wird, die Pulsenergie flexibel zu variieren, ohne die sonstigen Systemparameter ändern zu müssen.



**Abbildung 8.7:** Typischer Verlauf eines Pulszuges während eines Pumpulses. Anzahl der Burstpulse:  $N_{burst} = 35$ .

Abhängig von der Frequenz des Signals, mit der der AOM angesteuert wird, lässt sich die Zahl der Burstpulse reduzieren und damit die Pulsenergie erhöhen. Die durchschnittliche Ausgangsleistung bleibt dabei über große Bereiche nahezu konstant. In Abbildung 8.8 ist die durchschnittliche Ausgangsleistung des Oszillators sowie die Pulsenergie und die Pulsdauer in Abhängigkeit von der Anzahl der Burstpulse aufgetragen. Die Pulsenergie lässt sich quasi kontinuierlich von 1,6 mJ bis zu 10 mJ einstellen.



**Abbildung 8.8:** Ausgangsleistung, Pulsenergie und Pulsdauer als Funktion der Anzahl der erzeugten Burstpulse.

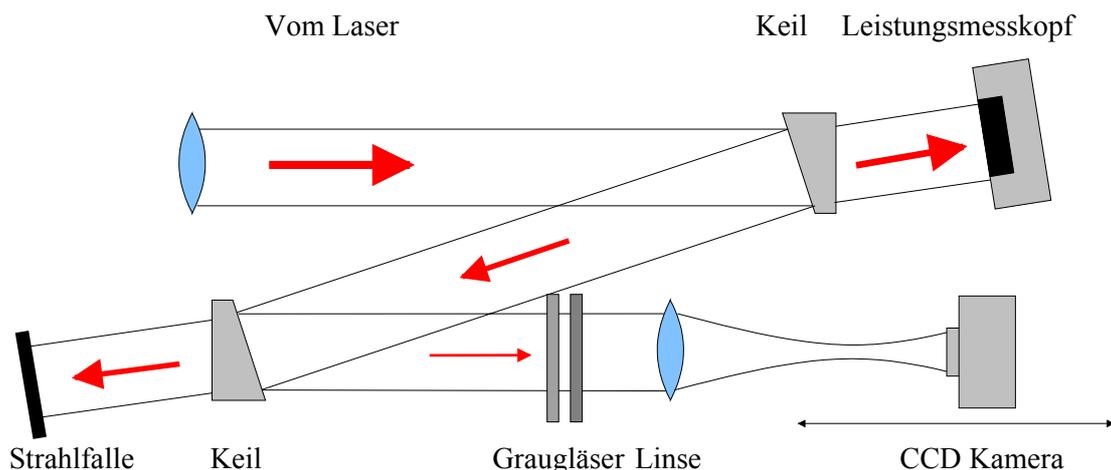
Ein weiterer Effekt, der das Anschwingen einer hohen Zahl von longitudinalen Moden begünstigt, ist das räumliche Lochbrennen im aktiven Medium. In einem linearen Resonator

mit sättigbarem Absorber schwingt tendenziell nur eine longitudinale Mode an. Diese bildet im Resonator eine stehende Welle, welche die Inversion entsprechend ihrer Intensitätsverteilung abbaut. Das dadurch entstehende Inversionsmuster begünstigt andere longitudinale Wellen, die ihre Intensitätsmaxima entsprechend diesem Muster haben. Dies führt zu zeitlichen Modensprüngen, die die Kohärenz der Laserstrahlung herabsetzen.

Dieses Problem kann bei einem linearen Resonator und polarisationsunabhängigem aktiven Medium durch eine „twisted mode“-Anordnung gelöst werden. Dabei befindet sich der Laserkristall zwischen zwei Viertelwellenplatten ( $\lambda/4$ -Platte), deren optische Achsen um  $45^\circ$  gegeneinander gedreht sind. Im Medium ist die Lichtwelle bei dieser Anordnung zirkular polarisiert mit entgegengesetztem Drehsinn für hin- und rücklaufende Welle. Die Interferenz dieser beiden Wellen führt zu einer konstanten Intensität im Lasermedium, so dass kein räumliches Lochbrennen auftritt. Die „twisted-mode“-Anordnung zusammen mit dem sättigbaren Absorber führt zur spektralen Einengung des Laserstrahls, die hohe Reflexionsgrade des phasenkonjugierenden Spiegels ermöglicht.

### 8.2.3 Messung der Strahlqualität

An dieser Stelle wird das Messverfahren zur Bestimmung der Strahlqualität, basierend auf der ISO 11146, wie es hier durchgängig bei allen Messungen verwendet wird, beschrieben. In der Abbildung 8.9 ist der verwendete Aufbau zur simultanen Messung der Ausgangsleistung und der Strahlqualität dargestellt.

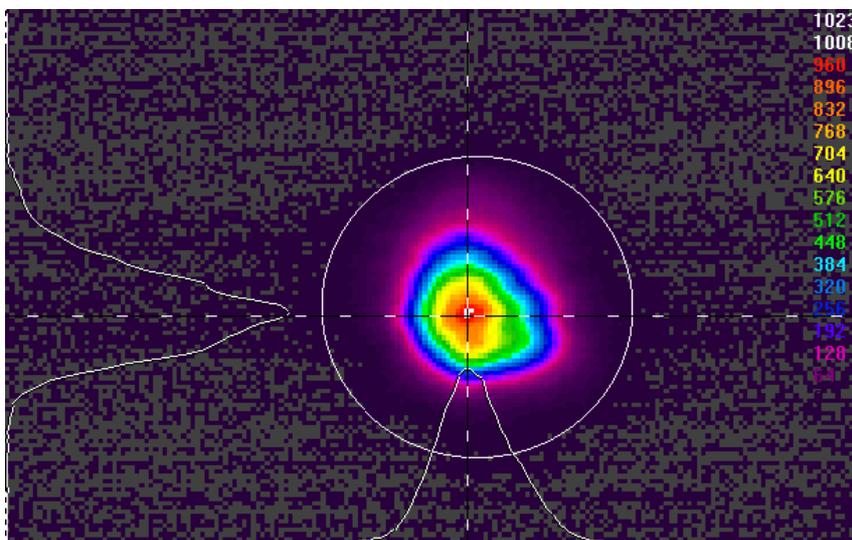


**Abbildung 8.9:** Experimenteller Aufbau zur Messung der Strahlqualität bei gleichzeitiger Kontrolle der Ausgangsleistung.

Die vom Laser emittierte Strahlung wird über zwei Glaskeile, die je ca. 4% Oberflächenreflexion aufweisen, stark abgeschwächt. Hinter dem ersten Glaskeil ist ein Leistungs-

messkopf aufgestellt, so dass während der gesamten Messung die durchschnittliche Ausgangsleistung des Lasers kontrolliert werden kann. Nach dem zweiten Glaskeil ist eine langbrennweitige Linse angeordnet, mit der eine Kaustik erzeugt wird. Die Strahldurchmesser entlang dieser Kaustik werden gemäß ISO 11146 bestimmt.

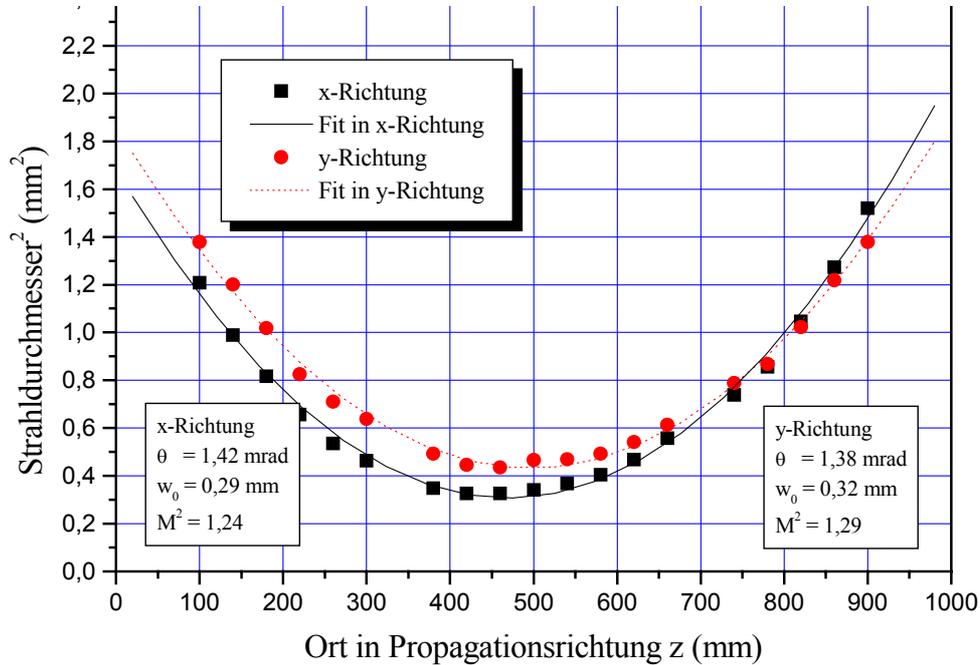
Es sind dabei mindestens zehn Messungen an verschiedenen Orten durchzuführen, wobei die Hälfte der Messwerte innerhalb der Rayleigh-Länge liegen soll. Die zweite Hälfte der Messwerte ist in größerer Entfernung als der doppelten Rayleigh-Länge von der Strahltaile aufzunehmen. Die Berechnung des Strahldurchmessers aufgrund der Momente (siehe dazu Kapitel 5.3) erfordert die Kenntnis der zweidimensionalen Intensitätsverteilung des Strahlungsfeldes. Hierfür wird eine 10-bit CCD-Digitalkamera der Fa. DVC-Tech (Modell DVC-10, [DVC1998]) verwendet. Die Intensitätsverteilung wird über eine PC-Karte in einen Rechner eingelesen und mit der Strahlanalyse-Software LBA-400PC der Fa. Spiricon [Spi1998] ausgewertet. Um den vollen Dynamikbereich der Kamera auszunutzen, wird mit Graugläsern die Intensität des Strahls soweit abgeschwächt, dass gerade keine Übersteuerung der Kamera auftritt. Abbildung 8.10 zeigt ein während der Messung aufgenommenes Strahlprofil bei einem Abstand von  $z = 460$  mm von der Linse.



**Abbildung 8.10:** Strahlprofil des Oszillators während der Messung der Strahlqualität.

Wie in Kapitel 5.3 bereits erläutert, gehen bei der Bestimmung des Strahldurchmessers über die zweiten Momente die Intensitäten mit der dritten Potenz des radialen Abstandes ein. Außenliegende Strahlanteile selbst geringer Intensität führen dadurch zu einem großen Strahldurchmesser. Daher ist ein sorgfältiges Kalibrieren der Kamera durch Abziehen des Untergrundes für eine reproduzierbare und aussagekräftige Messung unerlässlich. Zudem kann über die Software ein Bereich definiert werden (definiert durch den Kreis in Abbildung 8.10), der für die Berechnung des Strahldurchmessers ausgewertet wird. Dieser Bereich ist so zu wählen, dass das gesamte Strahlprofil erfasst wird.

Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl  $M^2$  müssen aus dieser Messung Tailleuradius  $w_0$  und halber Divergenzwinkel  $\theta$  bestimmt werden. Dazu werden die Messwerte quadriert und ein Polynom 2. Grades als Ausgleichskurve angepasst, siehe Abbildung 8.11.



**Abbildung 8.11:** Quadrierte Messwerte entlang der Kaustik einer Linse bei der Strahlqualitätsmessung, sowie die Fit-Funktionen zur Berechnung der Beugungsmaßzahl  $M^2$ .

Die gesuchten Werte ergeben sich durch Koeffizientenvergleich der Gleichung für die Strahlausbreitung

$$d^2(z) = d_0^2 + (z - z_0)^2 (2\theta)^2, \quad (8.2)$$

mit der Ausgleichskurve

$$d^2 = A + Bz + Cz^2. \quad (8.3)$$

Aus den Parametern dieser Kurve A, B, und C können der Tailleuradius  $w_0$  und der halbe Divergenzwinkel  $\theta$  berechnet werden

$$\theta = \frac{1}{2} \sqrt{C} \quad (8.4)$$

$$w_0 = \frac{1}{2} \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}. \quad (8.5)$$

Mit diesen beiden Parametern ist die Beugungsmaßzahl  $M^2$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Laserstrahlung bestimmbar:

$$M^2 = \frac{w_0 \theta \pi}{\lambda}. \quad (8.6)$$

Die Abbildung 8.11 zeigt die Strahldurchmesser für beide Raumrichtungen bei einer mittleren Ausgangsleistung des Systems von 5 W. Die Auswertung ergibt eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 < 1,3$  für beide Raumrichtungen.

## 8.3 Verstärkeranordnung

Die Laserstrahlung des Oszillators wird in eine Anordnung von zwei seriellen Verstärkern eingekoppelt. Im Folgenden wird der Betrieb des Lasersystems im Einfachdurchgang beschrieben, wobei auf die angewandte Methode zur Doppelbrechungskompensation eingegangen wird. Im Anschluss erfolgt die Beschreibung im Doppeldurchgang mit PCM. Für beide Konfigurationen werden Messungen der durchschnittlichen Ausgangsleistung und der Strahlqualität vorgestellt.

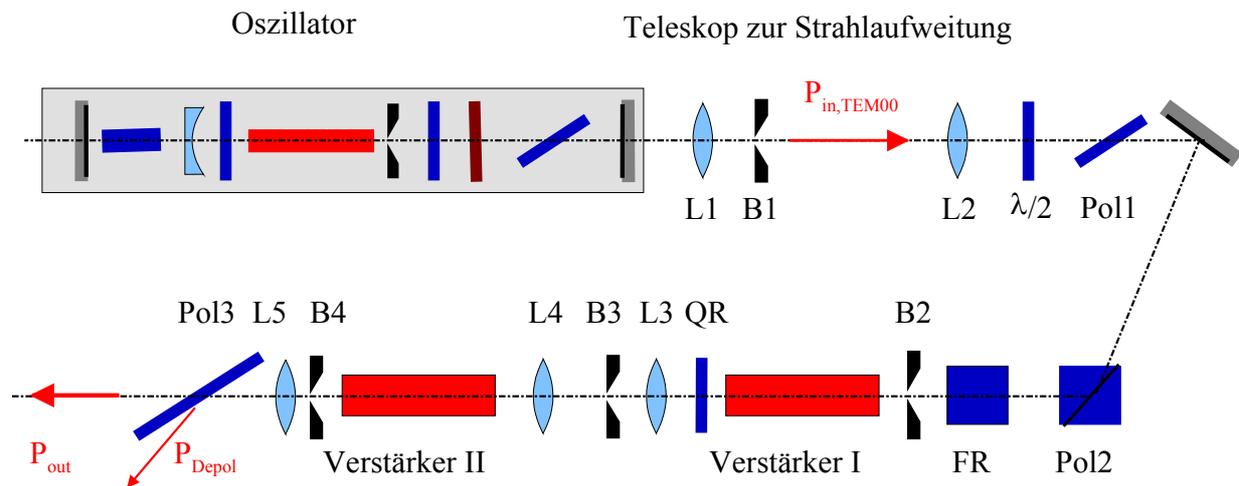
### 8.3.1 Anordnung im Einfachdurchgang

Das Oszillator-Verstärker-System im Einfachdurchgang zu betreiben, ist dann vorteilhaft, wenn eine hohe Flexibilität in der Pulsspitzenleistung erforderlich ist und schlechtere Strahlqualität nicht von entscheidendem Nachteil ist. Dies kann zum Beispiel bei der Materialbearbeitung zur Bestimmung von Bearbeitungsparametern von Interesse sein. Das System kann dann allein mit aktiver Güteschaltung betrieben werden, wodurch eine größere Flexibilität in der Pulsenergie erreicht wird. Zudem werden die Anforderungen an den Oszillator bezüglich der Kohärenzlänge geringer.

In der Abbildung 8.12 ist der Aufbau des Systems im Einzeldurchgang dargestellt. Der Oszillatorstrahl wird mit einem Teleskop auf einen Strahldurchmesser von  $d \approx 5$  mm aufgeweitet. Dazu wird ein Kepler-Teleskop mit Linsen der Brennweiten  $f_{L1} = 50$  mm und  $f_{L2} = 500$  mm verwendet. Im Brennpunkt der Linse L1 befindet sich eine Blende mit der Öffnung  $d_{B1} = 0,50$  mm, die als Raumfilter dient. Zur dynamischen Abschwächung des Strahls vor Eintritt in die Verstärker wird ein Dünnschichtpolarisator (Pol1) in Kombination mit einer Halbwellenplatte verwendet.

Der aufgeweitete, linear polarisierte Laserstrahl wird über den Glan-Polarisator (Pol2) der optischen Diode in die Verstärkerstäbe eingekoppelt. Dabei ist es sinnvoll, wenn der Strahl einen gewissen Divergenzwinkel aufweist, um die thermische Linse des ersten Verstärkers näherungsweise auszugleichen. Dadurch ist ein höherer Füllfaktor im Verstärkerstab möglich. Eine Blende vor dem ersten Verstärkerstab mit einer Öffnung von  $d_{B2} = 7$  mm soll

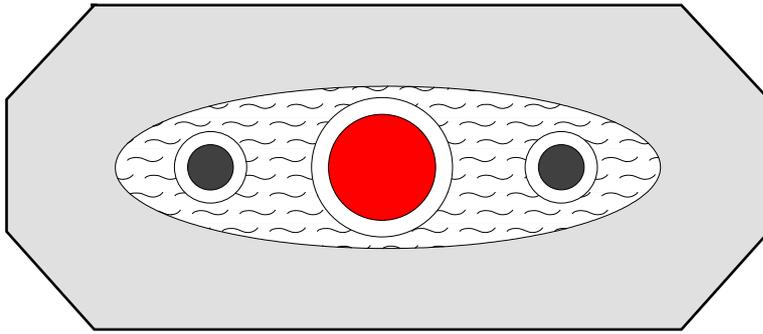
außenliegende Strahlenteile unterdrücken. Zwischen den Verstärkerstäben befindet sich eine Anordnung zur Doppelbrechungskompensation (siehe dazu Unterkapitel 8.3.1.1). Der verbleibende depolarisierte Strahlenteil wird an dem Polarisator Pol3 ausgekoppelt. Damit steht nach Einfachdurchgang linear polarisierte Laserstrahlung zur Verfügung. Zur Kompensation der thermischen Linse wird der Strahl vor weiteren Anwendungen kollimiert.



**Abbildung 8.12:** Verstärkeranordnung mit zwei Verstärkern im Einfachdurchgang, Beschreibung siehe Text.

Die Verstärkerstäbe haben eine Abmessung von 9,5 mm x 152 mm und werden in zwei identischen “closed-coupled“- Kavitäten (Modell MS 830 der Fa. Lumonics) mit einem diffusen Keramikreflektor optisch gepumpt. Der Laserstab liegt bei den Kavitäten in einer Ebene mit zwei Blitzlampen, siehe dazu Abbildung 8.13. Betrieben werden die Blitzlampen mit Netzgeräten der Fa. Haas, Modell Lay 300. Die Lampenebene gibt bei dieser Anordnung auch eine Vorzugsebene für den Wärmeeintrag in den Laserstab vor, so dass die thermische Linse des Stabes in horizontaler (Lampenebene) und vertikaler Ebene (senkrecht zur Lampenebene) beim optischen Pumpen unterschiedliche Werte annimmt. Dadurch ergibt sich im Einfachdurchgang ein elliptischer Ausgangsstrahl. Dieses Problem tritt bei Doppeldurchgang und Phasenkonjugation nicht auf.

Die Verstärkerstäbe sind zur optischen Achse leicht verkippt eingebaut, um bei hoher Inversion ein selbständiges Lasern des Verstärkers mit den Stabendflächen zu verhindern. Die Verkipfung wird so gewählt, dass der Laserstrahl bei einer Apertur der Blende B2 von  $d_{B2} = 7$  mm nicht beschnitten wird und bis zu einer Pumpspannung  $U_{pump,max} = 650$  V keine Lasertätigkeit des Verstärkers zu beobachten ist. Auch die anderen optischen Komponenten werden so verkippt, dass ein selbständiges Lasern gerade nicht auftritt.



**Abbildung 8.13:** Schematischer Schnitt durch eine der verwendeten Verstärkerkavitäten.

Ein weiterer wichtiger Aspekt, der beim Betrieb der Verstärker zu beachten ist, ist die Verstärkung von Reflexen von den Endflächen der optischen Komponenten. Zum einen können sie einen Teil der Inversion in den Verstärkerstäben abbauen, der dann zur Verstärkung des Primärstrahls fehlt. Andererseits können verstärkte Rückreflexe bei ungünstiger Fokusslage zu Beschädigungen im System führen. Blende B3 und Blende B4 im System dienen dazu, solche Rückreflexe zu blockieren.

### 8.3.1.1 Doppelbrechungskompensation

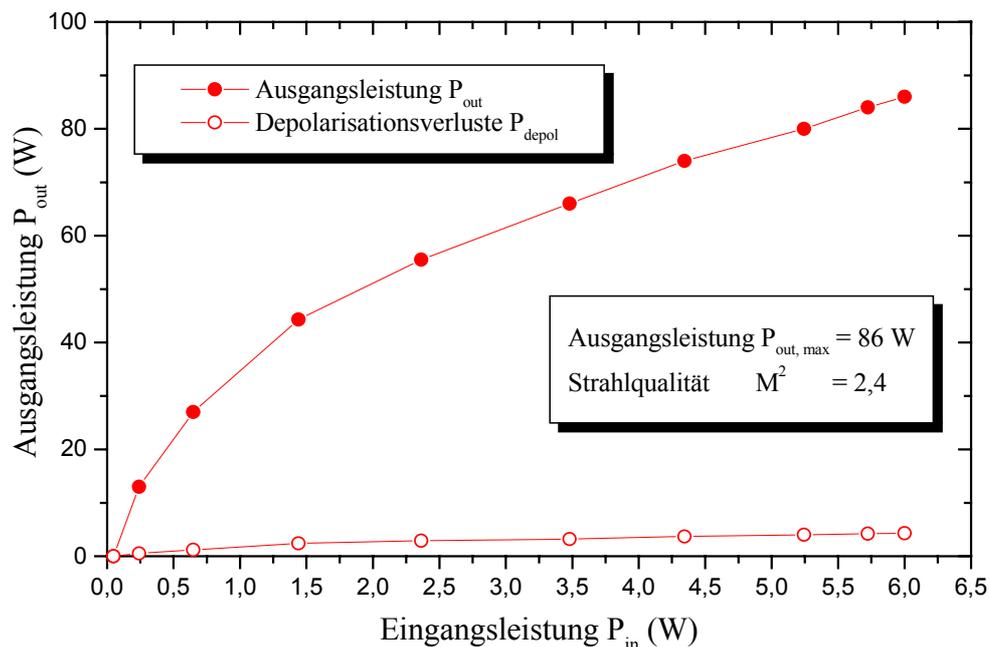
Die beim optischen Pumpen von Nd:YAG auftretenden Effekte der Depolarisation und Bifokussierung führen beim Durchgang von polarisierter Strahlung zu hohen Verlusten von bis zu 25% [Kug2000]. Bei einem Zweistab-Verstärker-System bietet sich allerdings eine einfache Möglichkeit, die durch die Laserstäbe verursachte Doppelbrechung zu kompensieren.

Die Wirkung der thermischen Linse des Nd:YAG-Stabes ist für die radiale ( $r$ -) und die azimutale ( $\Phi$ -) Komponente verschieden. Dies führt gerade zu Depolarisation und Bifokussierung. Ein  $90^\circ$ -Quarzrotator vertauscht Amplitude und Phase dieser beiden Polarisationsrichtungen. Bringt man solch einen Quarzrotator zwischen die beiden Laserstäbe, so werden die im ersten Stab verursachten Effekte der Doppelbrechung im zweiten Stab kompensiert. Da die Doppelbrechung ortsabhängig ist, funktioniert diese Methode dann am Besten, wenn die Hauptebenen der thermischen Linsen der einzelnen Stäbe aufeinander abgebildet werden. Dies wird im verwendeten System mit einem 1:1-Kepler-Teleskop ( $f_{L3} = f_{L4} = 150 \text{ mm}$ ) realisiert. Dadurch ist es möglich, die depolarisierte Laserleistung auf ca. 4% zu reduzieren und somit die linear polarisierte Ausgangsleistung um ca. 20% zu erhöhen (im Vergleich zu einer Anordnung ohne Kompensation der Doppelbrechung).

Im folgenden Abschnitt werden die mit dem beschriebenen Aufbau erzielte durchschnittliche Ausgangsleistung und die erreichte Strahlqualität vorgestellt. Um einen Vergleich mit dem System im Doppeldurchgang zu erhalten, werden bei beiden Systemen identische Randbedingungen verwendet.

### 8.3.1.2 Ausgangsleistung und Strahlqualität

Die Bestimmung der Ausgangsleistung erfolgt in Abhängigkeit von der eingekoppelten Oszillatorleistung. Gemessen werden neben der durchschnittlichen Ausgangsleistung, die am Polarisator Pol3 ausgekoppelten Depolarisationsverluste. Während der Messung wird die Anordnung zur Doppelbrechungskompensation so justiert, dass eine maximale Ausgangsleistung bei möglichst geringen Verlusten erzielt wird. Dieses Kriterium wird auch für die Einstellung der Pumpleistung der beiden Verstärker genutzt. Nur bei identischen Pumpbedingungen in den Verstärkerstäben ist eine gute Doppelbrechungskompensation möglich.

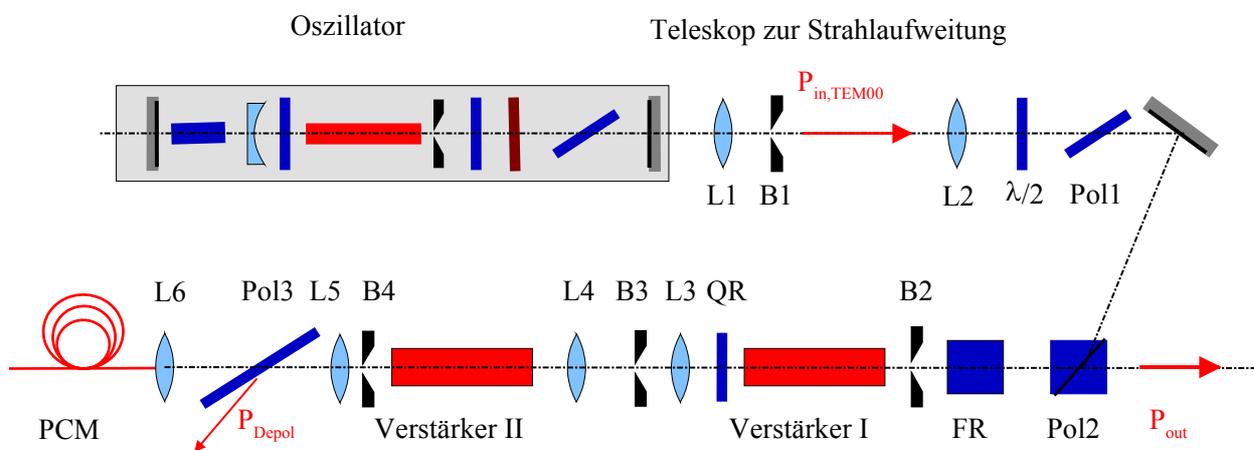


**Abbildung 8.14:** Durchschnittliche Ausgangsleistung und Depolarisationsverluste bei dem Oszillator-Verstärker-System im Einfachdurchgang über der Eingangsleistung des Oszillators.

Die erzielten Messergebnisse bei einer Pumpleistung  $P_{pump} = 6$  kW je Verstärkerkavität sind in der Abbildung 8.14 über der eingekoppelten Oszillatorleistung aufgetragen. Die durchschnittliche Ausgangsleistung wird mit einem luftgekühlten Messkopf „PS-150“, die Depolarisationsverluste mit einem Messkopf „PS-310 WB“ der Fa. Gentec gemessen. Die Ausgangssignale dieser Messköpfe werden mit dem Anzeigegerät „Duo“ des gleichen Herstellers erfasst. Die Depolarisationsverluste betragen während der gesamten Messung  $P_{depol} < 5\%$ , bezogen auf die durchschnittliche Ausgangsleistung. Die Strahlqualität wird nach dem gleichen Verfahren wie bei der Charakterisierung des Oszillators bestimmt. Sie beträgt  $M^2 < 2,4$  für beide Raumrichtungen.

### 8.3.2 Anordnung im Doppeldurchgang

Aus Abbildung 8.14 ist zu ersehen, dass die Verstärkung der Anordnung im Einfachdurchgang noch kein Sättigungsverhalten zeigt. Dies lässt eine Steigerung der Ausgangsleistung im Doppelpass erwarten. Zudem hat sich die Strahlqualität nach dem Verstärkerdurchlauf von  $M^2 = 1,3$  auf  $M^2 = 2,4$  verschlechtert. Dies ist für ein Verstärker-System zwar eher moderat, doch ist durch die Verwendung eines phasenkonjugierenden Spiegels auch hier eine Verbesserung möglich. In der Abbildung 8.15 ist der Aufbau des Systems im Doppeldurchgang dargestellt.

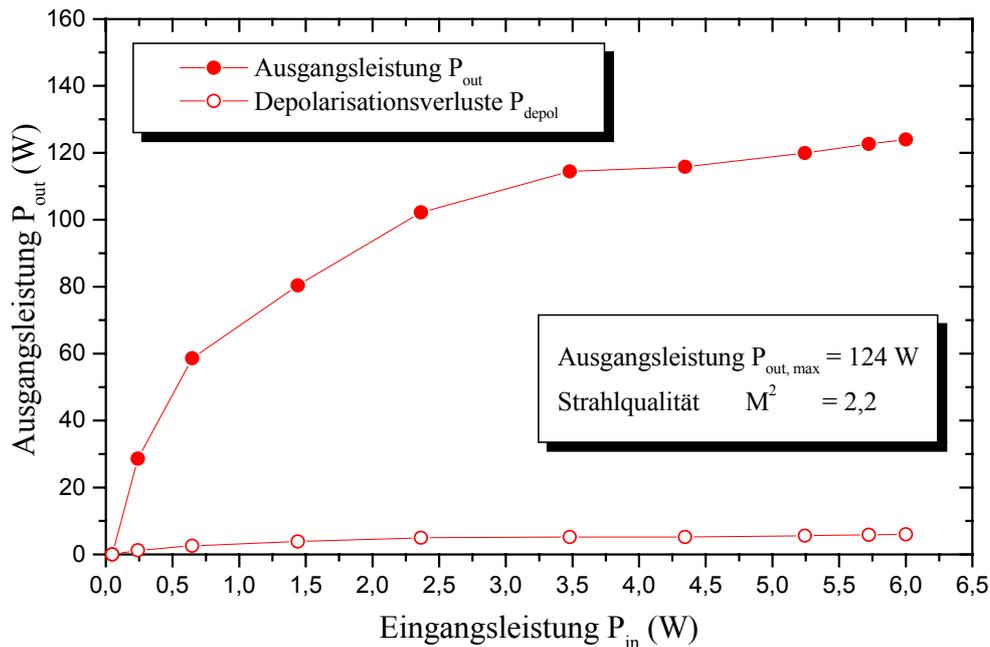


**Abbildung 8.15:** Oszillator-Verstärker-System im Doppelpass mit phasenkonjugierendem Spiegel.

Die wesentliche Veränderung zum oben beschriebenen System im Einfachdurchgang ist der Einsatz einer Multi-Mode-Quarz/Quarz-Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $d_{Kern} = 200 \mu\text{m}$  und einer Länge von  $l = 2 \text{ m}$  als phasenkonjugierender Spiegel. Die Faser hat eine Numerische Apertur von  $N.A. = 0,22$  und ist identisch mit den in Kapitel 6 charakterisierten Fasern. Zur Einkopplung wird eine Linse der Brennweite  $f_{L6} = 60 \text{ mm}$  verwendet. Zur Justierung befindet sich die Faser in einem Halter, der die Verschiebung in drei Raumrichtungen, sowie zwei Kippwinkel ermöglicht. Als Justierkriterium dient die Maximierung der Ausgangsleistung. Zerstörungen der Faser treten meist dann auf, wenn nicht die gesamte Laserleistung in den Faserkern eingekoppelt wird, sondern noch Anteile in den Mantel. Diese Strahlanteile werden am coating ausgekoppelt und führen oft zur Zerstörung der Faser.

Bevor die Faser in das Lasersystem integriert wird, ist eine sorgfältige Präparation erforderlich. Das Faser-coating wird mit einem geeigneten Lösungsmittel entfernt und die Faser mit einem Faserschneider (Modell „FK11“ der Fa. York) definiert gebrochen. Vor der Verwendung wird eine gründliche Überprüfung der Oberfläche unter einem Mikroskop durchgeführt.

Die Einkopplung in das Lasersystem wird wie in dem oben beschriebenen Verfahren beim Einfachdurchgang durchgeführt. Die Faser wird zuerst bei geringen Leistungen unterhalb der SBS-Schwelle auf maximale Transmission justiert. Im Zuge der Messung erfolgt dann eine Nachjustage auf maximale Ausgangsleistung. Die Durchführung der Messung und die gemessenen Parameter sind ebenfalls analog zu den oben angegebenen. Die gemessene Ausgangsleistung und die Depolarisationsverluste sind in der folgenden Abbildung dargestellt.



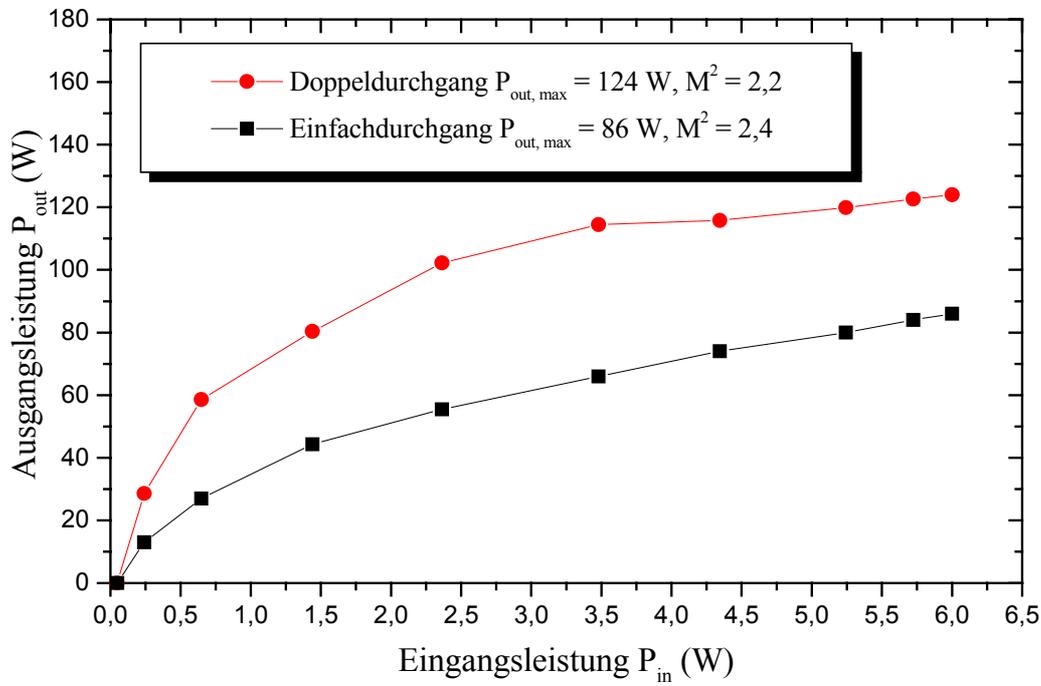
**Abbildung 8.16:** Durchschnittliche Ausgangsleistung und Depolarisationsverluste des Oszillator-Verstärker-Systems im Doppeldurchgang in Abhängigkeit von der Eingangsleistung des Oszillators.

Bei der Anwendung eines phasenkonjugierenden Spiegels und im Doppeldurchgang kann die Ausgangsleistung  $P_{out} = 86$  W um 44% auf  $P_{out} = 124$  W gesteigert werden. Gleichzeitig wird die Strahlqualität um ca. 20% auf  $M^2 = 2,2$  verbessert. Dies ergibt eine Steigerung der Strahldichte um 72%. Die Depolarisationsverluste betragen auch hier während der gesamten Messung  $P_{depol} < 5\%$ , für den ersten Verstärkerdurchgang. Aus Symmetrieüberlegungen ist davon auszugehen, dass sie auch während des zweiten Durchlaufes nicht wesentlich höher sind. Die Strahlqualität wird nach dem gleichen Verfahren wie bei der Charakterisierung des Oszillators bestimmt. Sie beträgt  $M^2 < 2,2$  für die beiden Raumrichtungen.

## 8.4 Zusammenfassung

Bei dem beschriebenen Nd:YAG Oszillator-Verstärker-System wurde erfolgreich die Implementierung eines phasenkonjugierenden Spiegels in ein bereits bestehendes Lasersystem be-

schrieben. Dabei wurde der Oszillator des Lasersystems entsprechend den Erfordernissen der Phasenkonjugation auf spektral schmalbandige Strahlung und hohe Grundmodeleistung optimiert. Der Ausgangsstrahl dieses Oszillators wurde in einer seriellen Verstärkeranordnung von zwei Verstärkern in seiner Ausgangsleistung skaliert.



**Abbildung 8.17:** Ausgangsleistung des Nd:YAG Oszillator-Verstärker-Systems im Einfach- und im Doppeldurchgang.

Im Einfachdurchgang wurden dabei eine Ausgangsleistung von  $P_{out} = 86$  W mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 2,4$ , im Doppeldurchgang mit phasenkonjugierendem Spiegel eine Ausgangsleistung von  $P_{out} = 124$  W bei  $M^2 = 2,2$  erzielt. In Abbildung 8.17 sind beide Messungen zum Vergleich noch einmal dargestellt.



# 9

## Nd:YALO Oszillator-Verstärker-System

Im neunten Kapitel dieser Arbeit wird der Aufbau eines passiv gütegeschalteten Oszillator-Verstärker-Systems auf der Basis von Nd:YALO als aktivem Medium beschrieben. Nd:YALO als natürlich doppelbrechender Kristall hat gegenüber Nd:YAG den Vorteil, dass auch bei starkem optischen Pumpen keine thermisch induzierte Doppelbrechung auftritt.

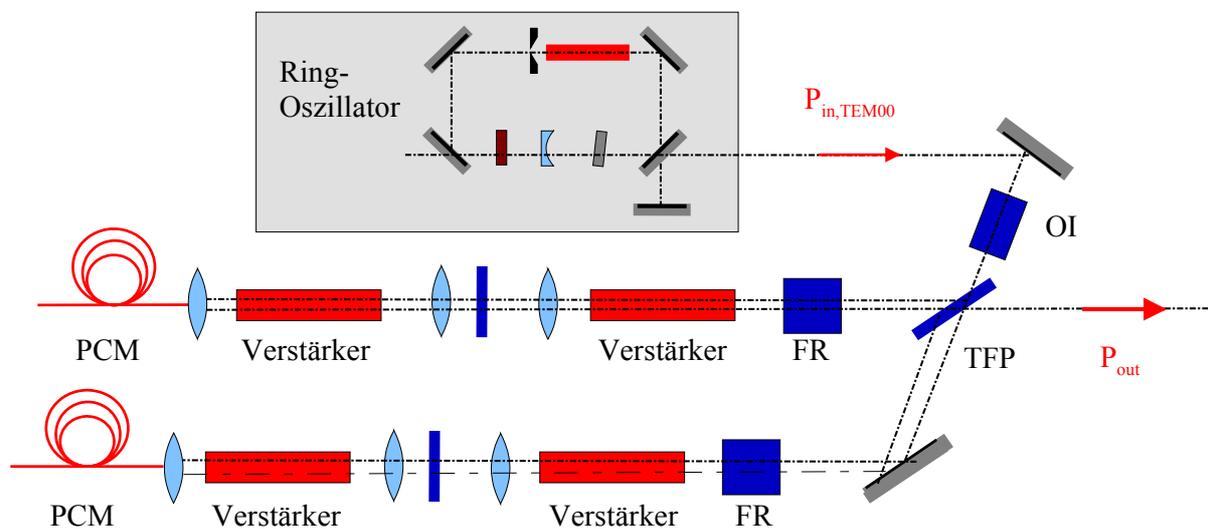
Die Struktur dieses Kapitels folgt dem modularen Aufbau des Laser-Systems. Beginnend mit der Beschreibung des Oszillators, der für die Anforderungen an die Glasfasern als phasenkonjugierende Spiegel ausgelegt ist, wird die sukzessive Erweiterung der Verstärkeranordnung bis zu einem System mit vier Verstärkerpumpkammern und einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 315 W vorgestellt. Im Rahmen dieses Kapitels wird auch auf die Eigenschaften der verwendeten Lasermaterialien eingegangen.

Abschließend wird die Frequenzkonversion der Grundwelle in den grünen Spektralbereich erläutert. Dabei können die speziellen Eigenschaften der Phasenkonjugation dazu ausgenutzt werden, um die in parallelen Verstärkerästen erzeugten- voneinander unabhängige Ausgangsstrahlen hoher Durchschnittsleistung mittels Frequenzkonversion zu koppeln.

### 9.1 Aufbau des Gesamtsystems

In diesem Abschnitt wird zunächst das komplette Lasersystem kurz skizziert, bevor in den folgenden Abschnitten die einzelnen Module detailliert beschrieben werden. Der Aufbau des Gesamtsystems ist im Prinzip ähnlich dem im vorigen Kapitel vorgestellten System. Der line-

ar polarisierte Ausgangsstrahl eines passiv gütegeschalteten Ringoszillators wird über eine optische Diode in die Verstärkeranordnung, bestehend aus vier Pumpkammern in zwei parallelen Verstärkerästen, eingekoppelt. Dazu wird der Oszillatorstrahl an einem Dünnschichtpolarisator (TFP) auf die beiden Äste aufgeteilt. Nach Einfachdurchgang und Reflexion in einer Glasfaser als phasenkonjugierender Spiegel (PCM) erfährt der Strahl im zweiten Durchlauf durch die Verstärker eine weitere Steigerung der durchschnittlichen Ausgangsleistung und wird schließlich am Dünnschichtpolarisator extrahiert. Um dies zu erreichen, muss die Polarisationsrichtung des Laserstrahls während der Verstärkerdurchläufe um  $90^\circ$  gedreht werden. Dazu dient jeweils ein Faraday-Rotator in der Verstärkerkette.



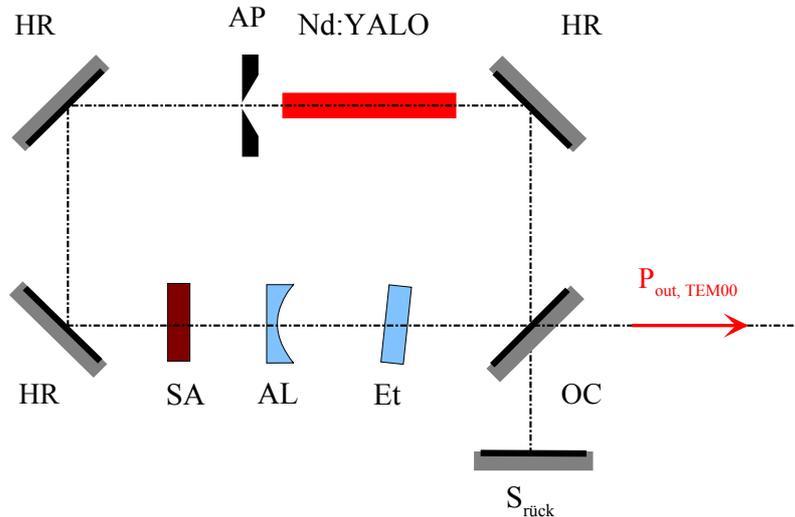
**Abbildung 9.1:** Aufbau des Gesamtsystems mit vier Verstärkern in einer parallelen Anordnung (PCM: Phasenkonjugierender Spiegel, FR: Faraday-Rotator, TFP: Dünnschichtpolarisator).

Aufgrund der Eigenschaften des phasenkonjugierten Lichts überlagern sich die beiden Teilstrahlen am Dünnschichtpolarisator wieder zu einem Gesamtstrahl. In Abbildung 9.1 ist der prinzipielle Aufbau des Systems dargestellt. Auf die Einzelheiten des Aufbaues wird in den entsprechenden Unterkapiteln eingegangen.

## 9.2 Passiv gütegeschalteter Ring-Oszillator

Nd:YALO ist aufgrund seiner Kristallstruktur natürlich doppelbrechend und besitzt damit ausgezeichnete Vorzugsrichtungen für die Polarisationszustände entlang der Ausbreitungsrichtung im Kristall. Damit kann die im vorigen Kapitel angewandte Anordnung eines linearen Resonators im „twisted mode“ Betrieb zur Vermeidung des räumlichen Lochbrennens hier nicht genutzt werden. Eine alternative Methode ist der Aufbau eines Ring-Oszillators im

Ein-Richtungsbetrieb. In diesem Betriebsmodus existiert im Laserresonator keine stehende Welle, sondern es bildet sich eine laufende Welle, die wie im Fall der „twisted mode“ Anordnung, die Inversion im aktiven Medium gleichmäßig abbaut. Dadurch wird das räumliche Lochbrennen und damit das Anschwingen zusätzlicher axialer Moden vermieden. In der folgenden Abbildung ist der Aufbau des Ring-Oszillators dargestellt.



**Abbildung 9.2:** Aufbau des passiv gütegeschalteten Ring-Oszillators (HR: Hochreflektierender Spiegel, AL: Aufweitungslinse, B1: Modenblende, SA: Sättigbarer Absorber Et: Etalon, OC: Auskoppelspiegel,  $S_{\text{rück}}$ : Hilfsspiegel zur Erzwungung des Einrichtungsbetriebes).

Der Ring-Oszillator wird durch drei hochreflektierende (HR) Planspiegel und einen planen Auskoppelspiegel (OC) mit einer Transmission von  $T = 50\%$  für s-polarisiertes Licht bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,079 \mu\text{m}$  gebildet. Der Einrichtungsbetrieb wird durch einen resonatorexternen Hilfsspiegel ( $S_{\text{rück}}$ ) erzwungen, der die Leistung der nicht gewünschten Umlaufrichtung über den Auskoppelspiegel wieder in den Resonator reflektiert. Dadurch erfährt die gewünschte Umlaufrichtung eine höhere Rückkopplung, womit der Einrichtungsbetrieb erreicht wird.

Als aktives Medium wird ein Nd:YALO-Stab mit einer Abmessung von  $4 \text{ mm} \times 79 \text{ mm}$  verwendet, der eine Neodym-Dotierung von  $1,1 \text{ at\%}$  besitzt. Optisch gepumpt wird das aktive Medium in einer Pumpkammer mit europiumdotiertem Quarzeinsatz zur spektralen Pumplichtfilterung. Die Anregung erfolgt mit einer Xenon-Blitzlampe, betrieben mit einem Netzgerät der Fa. Ehrkamp. Die typische Pulsfolgefrequenz beträgt bei den hier durchgeführten Untersuchungen  $100 \text{ Hz}$ . Die erforderliche Pumpleistung für den Betrieb im dynamisch stabilen Bereich des Oszillators wird über die Dauer des Pumpimpulses und der Spannung angepasst.

Die Güteschaltung erfolgt mit sättigbaren Absorbern (SA) aus  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ , über die bei gegebenen Pumpbedingungen die Anzahl der Burstpulse eingestellt werden kann. Ringanord-

nung und sättigbarer Absorber führen zu einer spektral schmalbandigen Emission des Oszillators. Zur weiteren axialen Modenselektion und damit einer Erhöhung der Wechselwirkungslänge im phasenkonjugierenden Spiegel ist zusätzlich ein Etalon (Et) der Dicke  $d_{Et} = 1$  mm im Oszillator eingebaut. In den folgenden Abschnitten werden die hier zusammengefassten Eigenschaften des Oszillators eingehend beschrieben.

### 9.2.1 Nd:YALO als aktives Lasermedium

Die Lasermaterialien Nd:YAG und Nd:YALO haben aufgrund ihrer unterschiedlichen Kristallstruktur verschiedene Vor- und Nachteile beim Einsatz als Lasermaterialien. Wichtige Materialparameter sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst.

Parameter	Symbol	Nd:YAG	Nd:YALO	Einheit
Chemische Summenformel		Nd:Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Nd:YAlO <sub>3</sub>	
Kristallsystem		kubisch	orthorhombisch	
Laser-Übergang		<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> → <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> beliebig polarisiert	<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> → <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub>   a-Achse polarisiert	
Wellenlänge	$\lambda$	1064,1	1079,55	nm
Wirkungsquerschnitt	$\sigma$	3,3	a: 2,05 b: 1,76 c: 1,20	10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup>
Lebensdauer des oberen Laserniveaus	$\tau_1$	230	180	$\mu$ s
Brechungsindex	$n$	1,84	n <sub>a</sub> : 1,929 n <sub>b</sub> : 1,943 n <sub>c</sub> : 1,952	

**Tabelle 9.1:** Wichtige Materialparameter für die Lasermaterialien Nd:YAG und Nd:YALO, aus [Kam1990].

Unter den mit Neodym dotierten Laserkristallen ragen die Wirtskristalle YAG (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) und YALO (YAlO<sub>3</sub>) aufgrund ihrer hervorragenden physikalischen und optischen Eigenschaften heraus [Küc1998]. Schon in den sechziger Jahren des 20. Jahrhunderts fanden eingehende Untersuchungen über ihre Verwendung als Lasermaterialien statt [Kle1967,

Nig1968, Web1969]. Mittlerweile sind diese Materialien in industriellen Festkörper-Lasersystemen am weitesten verbreitet.

Bei Nd:YAG tritt aufgrund seiner isotropen, kubischen Kristallstruktur bei starkem optischen Pumpen thermisch induzierte Doppelbrechung auf. Dieses Problem kann mit Lasermaterialien umgangen werden, die eine natürliche Doppelbrechung aufweisen, wie Nd:YALO. Hier ist der Brechungsunterschied für ordentlichen und außerordentlichen Strahl um Größenordnungen höher als die durch thermische Einflüsse hervorgerufene Änderung. Dadurch bleibt auch bei hohen elektrischen Pumpleistungen bis in den Kilowattbereich die eingestrahlte Polarisationsrichtung erhalten.

Für die Verwendung als Laserkristall wird Nd:YALO vorwiegend in Richtung der b-Achse des Kristalls gezogen, da der Laserübergang für parallel zur a-Achse polarisierte Strahlung den größten Wirkungsquerschnitt hat ( $\sigma = 2,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  für den Übergang bei  $\lambda = 1079,5 \text{ nm}$ ). Trotz der Vorteile gegenüber Nd:YAG konnte sich Nd:YALO nicht als Festkörper-Lasermaterial durchsetzen. Dies mag zum einen an dem im Vergleich zu YAG ( $\sigma = 3,3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  für den Übergang bei  $\lambda = 1064,1 \text{ nm}$ ) geringeren Wirkungsquerschnitt liegen, zum anderen an technologischen Problemen bei der Herstellung der Kristalle.

### 9.2.2 Ausgangsleistung und Strahlqualität

Aus den bereits in Kapitel 8 beschriebenen Gründen wird auch der Oszillator dieses Lasersystems am dynamisch stabilen Arbeitspunkt betrieben. Die Pumpparameter dafür sind in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Pumpparameter:	
Pumpspannung	$U_{pump} = 295 \text{ V}$
Pumpimpulslänge	$\Delta t_{pump} = 290 \text{ } \mu\text{s}$
Repetitionsrate	$f_{Rep} = 100 \text{ Hz}$
Pumpleistung	$P_{pump} = 1,3 \text{ kW}$

**Tabelle 9.2:** Elektrische Pumpparameter zur Anregung des Oszillators für einen effizienten Betrieb im dynamisch stabilen Bereich.

Eine Modenblende (AP) mit der Öffnung  $d_{Ap} = 1,8 \text{ mm}$  erlaubt den stabilen Betrieb im transversalen Grundmode. Zur Erhöhung des Grundmodevolumens und damit der durchschnittlichen Ausgangsleistung wird eine Aufweitungslinse der Brennweite  $f_{AL} = -800 \text{ mm}$

verwendet. Damit ergeben sich die in Tabelle 9.3 zusammengefassten Werte für den Ausgangsstrahl des Oszillators. Die mittlere Ausgangsleistung wird mit einem luftgekühlten Leistungsmesskopf „PS-310 WB“ der Fa. Gentec gemessen. Die Pulsdauer wird mit einer Photodiode der Fa. Thorlabs (Modell „Det 210“) bestimmt, die eine Anstiegszeit  $< 1$  ns besitzt. Zur Darstellung des Ausgangssignales der Diode dient das Oszilloskop „Waverunner“ der Fa. LeCroy, mit einer Bandbreite von 500 MHz.

Laserparameter:		
Wellenlänge	$\lambda$	= 1079,5 nm
Mittlere Ausgangsleistung	$P_{out}$	= 4,7 W
Anzahl Burstpulse	$N_{Burst}$	= 28
Mittlere Repetitionsrate	$f_{Rep}$	= 2,8 kHz
Pulsenergie	$E_{Puls}$	= 1,7 mJ
Pulslänge	$\Delta t_{Puls}$	= 160 ns
Strahlqualität	$M^2$	$< 1,2$

**Tabelle 9.3:** Strahlparameter des Grundmode-Oszillators bei einer mittleren Repetitionsrate der gütegeschalteten Laserpulse von 2,8 kHz.

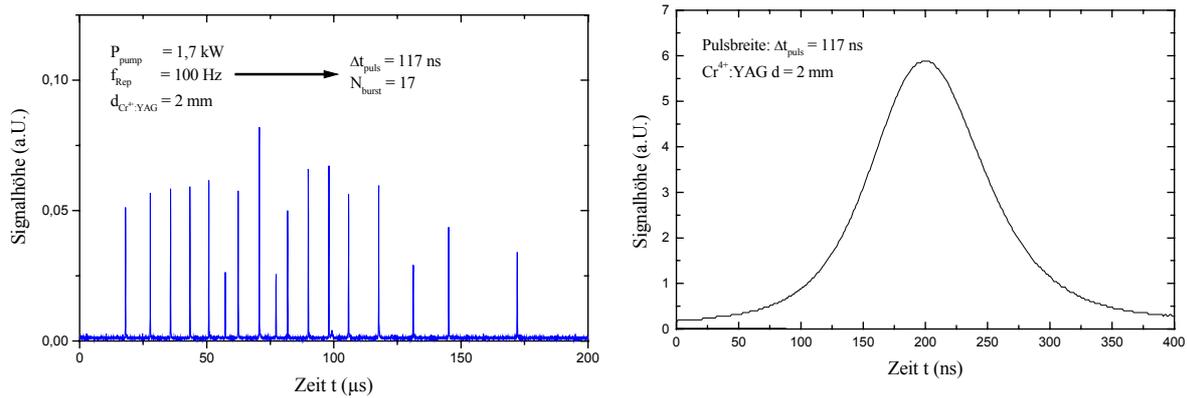
Die angegebene Pulsdauer ergibt sich bei der Verwendung eines sättigbaren Absorbers mit der Dicke  $d = 1$  mm, was zu 28 Burstpulsen während eines Pumpulses führt. Die Bestimmung der Strahlqualität wird analog der im Kapitel 8.2.3 beschriebenen Messung durchgeführt, sie beträgt  $M^2 < 1,2$  für beide Raumrichtungen.

### 9.2.3 Güteschaltung und spektrale Einengung

Güteschaltung und spektrale Einengung des Oszillators folgen dem gleichen Prinzip wie bei dem, im vorigen Kapitel beschriebenen, Grundmode-Oszillator. Zur Güteschaltung werden sättigbare Absorber aus  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG unterschiedlicher Dicke benutzt, mit denen die Anzahl der Burstpulse und damit Pulsdauern und Pulsspitzenleistung in bestimmten Grenzen variiert werden können. In Abbildung 9.3 ist ein typischer Pulszug, der sich bei der Verwendung eines sättigbaren Absorbers mit der Dicke  $l = 2$  mm ergibt, gezeigt. Dabei werden 17 Burstpulse mit einer mittleren Pulsdauer von  $\Delta t_{puls} = 117$  ns generiert.

Wie eingangs erwähnt, kann bei dem doppelbrechenden Nd:YALO das Verfahren des „twisted mode“ nicht angewandt werden. Hier wird daher ein Ringresonator im Einrichtungs-

betrieb aufgebaut. Aufgrund der hohen Verstärkung im gepulsten Betrieb ist eine Unterdrückung der nicht gewünschten Umlaufrichtung allerdings nicht vollständig möglich. Untersuchungen an einem ähnlichen System [Meh1999] zeigen, dass ca. 5% der Leistung gegen die gewünschte Umlaufrichtung propagiert. Dies führt zu Interferenzen der beiden Strahlungsfelder und zu einem Inversionsabbau entsprechend dem entstehenden Interferenzmuster im aktiven Medium. Dadurch wird das Anschwingen weiterer axialer Moden möglich, infolgedessen die Kohärenzlänge deutlich reduziert wird.



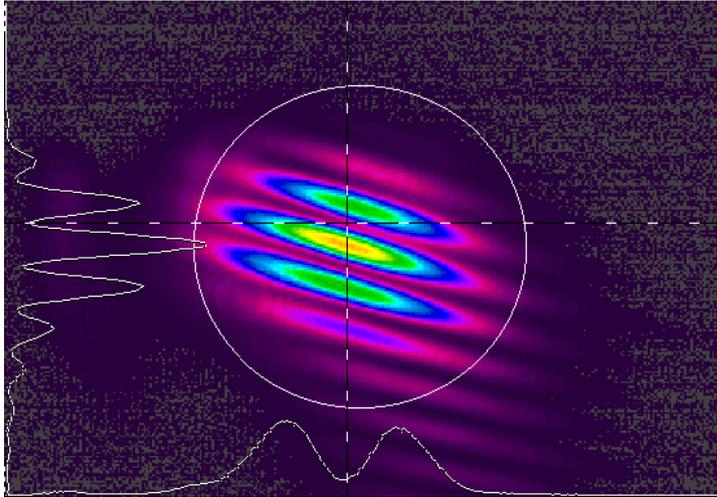
**Abbildung 9.3:** Typischer Pulszug (links) und einzelner Laserpuls (rechts) bei passiver Güteschaltung mit einem sättigbaren Absorber der Dicke  $d = 2$  mm aus Cr<sup>4+</sup>:YAG.

Die Anzahl der anschwingenden longitudinalen Moden kann durch die Verwendung eines resonatorinternen Etalons eingeschränkt werden. Ein Etalon ist eine planparallele Glasplatte mit beidseitig teilreflektierenden Beschichtungen. Diese Anordnung bildet einen eigenen plan-parallelen Resonator (Fabry-Perot-Resonator), dessen freier Spektralbereich  $\Delta f_{fsr}$  und Finesse  $F$  durch die Dicke der Glasplatte und den Reflexionsgrad der Beschichtungen gegeben ist [Peu1995]:

$$\Delta f_{fsr} = \frac{c_0}{2nl}, \quad F = \frac{\Delta f_{fsr}}{\delta f_{et}} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}, \quad (9.1a,b)$$

(mit  $c$ : Lichtgeschwindigkeit,  $n$ : Brechungsindex,  $l$ : Länge bzw. Dicke des Etalons,  $R$ : Reflexionsgrad und der spektralen Linienbreite  $\delta f_{et}$  des Etalons). Bei dünnen Glasplatten ist der longitudinale Modenabstand des Etalons relativ groß. Wird das Etalon im Resonator eingesetzt, so ist der Transmissionsgrad des Etalons für dessen Moden hoch (Resonanz). Für longitudinale Lasermoden, die nicht mit den Moden des Etalons zusammenfallen, treten dagegen hohe Verluste auf. Die Breite der Durchlasskurve (spektrale Linienbreite  $\delta f_{et}$  des Etalons) ergibt sich als Quotient des freien Spektralbereiches  $\Delta f_{fsr}$  und der Finesse  $F$ :



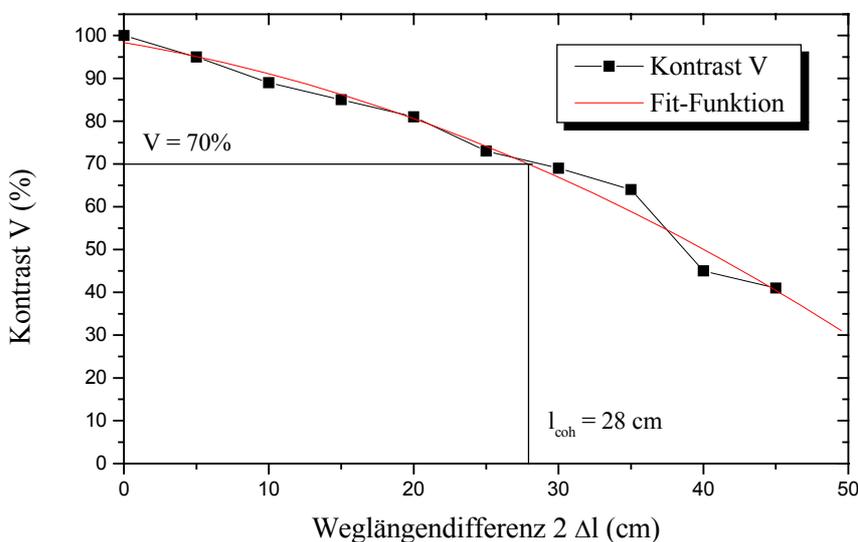


**Abbildung 9.5:** Typisches Interferenzmuster im Verlauf der Kohärenzlängenmessung.

Die Kohärenzlänge des Lasers ergibt sich aus dem Kontrast  $V$  der Muster

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (9.3)$$

mit  $I_{\max}$ : Intensitätsmaximum und  $I_{\min}$ : Intensitätsminimum. Den Weglängenunterschied  $2 \Delta l$  der beiden Teilstrahlen, bei dem der Kontrast auf  $1/\sqrt{2}$  (dies entspricht etwa 70%) abgefallen ist, definiert man als Kohärenzlänge.



**Abbildung 9.6:** Bestimmung der Kohärenzlänge aus dem Kontrast der Interferenzmuster.

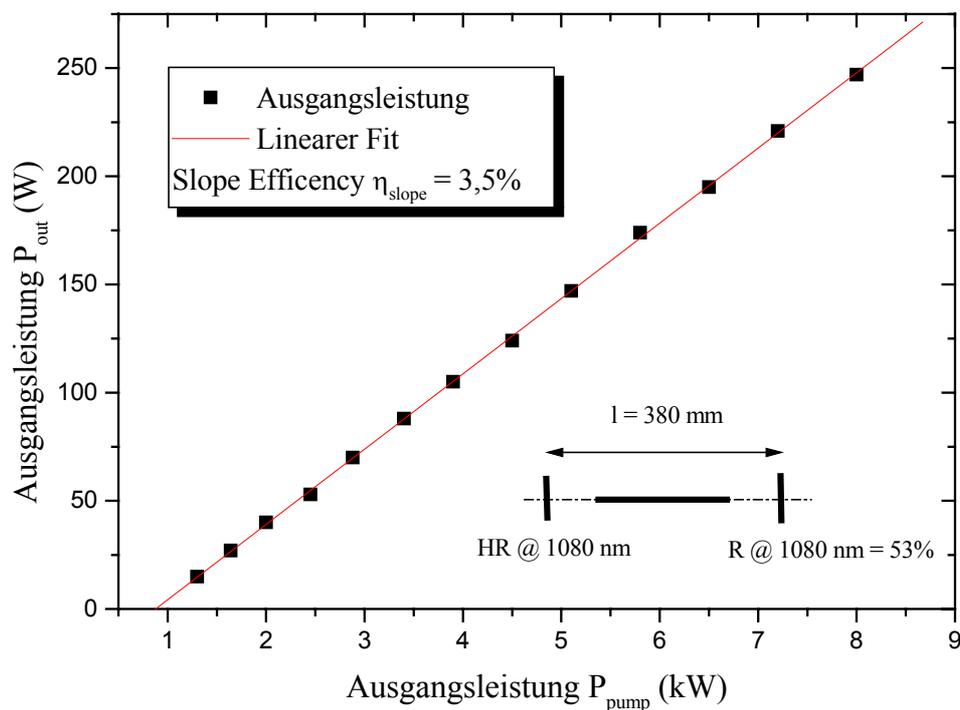
Für die Interferenzmuster wird der Kontrast aus dem Mittelwert mehrerer Intensitätsminima und -maxima bestimmt. Der Abfall des Kontrastes über dem Weglängenunterschied ist in Abbildung 9.6 dargestellt. Mit der Bestimmung der Kohärenzlänge ist die Charakterisierung des Oszillators abgeschlossen. Im Folgenden wird die Skalierung seiner durchschnittlichen Ausgangsleistung in verschiedenen Verstärkerkonfigurationen beschrieben.

## 9.3 Verstärkeranordnungen

Der Aufbau der Verstärkeranordnungen erfolgt sukzessive von einer Konfiguration mit einem Verstärker über ein Zweiverstärker-System hin zu einer parallelen Anordnung mit vier Verstärkerkavitäten. Zu Beginn dieses Unterkapitels wird zuerst die Charakterisierung der Pumpkammern hinsichtlich ihrer gespeicherten optischen Leistung, sowie die verwendeten Netzgeräte beschrieben. Im Anschluss erfolgt eine ausführliche Darstellung der aufgebauten Oszillator-Verstärker-Systeme.

### 9.3.1 Charakterisierung der Verstärker

Um die zu erwartende Ausgangsleistung eines Verstärker-Systems, aufgrund der in Kapitel 7 gemachten Betrachtungen bezüglich der Wirkungsgrade, abschätzen zu können, ist es erforderlich, die in einem Verstärkerstab gespeicherte optische Leistung zu bestimmen. Dazu wird der Verstärkerstab in einem möglichst kurzen Resonator im Multimode betrieben. Dabei kann man davon ausgehen, dass die transversalen Lasermoden den Stab nahezu vollständig ausfüllen und damit Extraktionsgrade nahe 100% erreicht werden.



**Abbildung 9.7:** Multimode-Ausgangsleistung eines Nd:YALO-Verstärkerstabes in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung.

In Abbildung 9.7 ist die durchschnittliche Multimode-Ausgangsleistung eines Nd:YALO-Stabes mit den Abmessungen 8 mm x 160 mm in Abhängigkeit der elektrischen Pumpleistung dargestellt. Die maximale mittlere Ausgangsleistung beträgt  $P_{\text{out}} = 248$  W bei

einer elektrischen Pumpleistung  $P_{pump} = 8 \text{ kW}$ . Als Resonator wird ein symmetrischer plan-plan-Aufbau mit einem Spiegelabstand von  $l = 380 \text{ mm}$  verwendet. Der Stab wird in einer “closed-coupled“- Kavität (Modell MS 830 der Fa. Lumonics, detaillierte Beschreibung siehe Kapitel 8.3.1) mit zwei Blitzlampen in einem diffusen Keramikreflektor optisch gepumpt. Zur spektralen Pumplichtfilterung befindet sich der Stab in einer Europium-dotierten Flowtube. Die Messung wird bei einer Repetitionsrate von  $f_{rep} = 100 \text{ Hz}$  durchgeführt, die auch später für die anderen Experimente verwendet wird.

Betriebsparameter der Pulsnetzgeräte		
Maximale Pumpleistung	$P_{pump}$	= 13,5 kW
Repetitionsrate	$f_{Rep}$	= 1 Hz bis 1 kHz
Pumpimpulslänge	$\Delta t_{pump}$	= 150 $\mu\text{s}$ bis 5 ms

**Tabelle 9.4:** Betriebsparameter der verwendeten Pulsnetzgeräte.

Als Netzgeräte zum Betrieb der Blitzlampen werden stabilisierte Pulsnetzgeräte der Fa. Ehrkamp GmbH benutzt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Geräte ist in [Meh1999] zu finden. In der Tabelle 9.4 sind die wichtigsten Betriebsparameter zusammengefasst.

### 9.3.2 Anordnung mit einem Verstärker

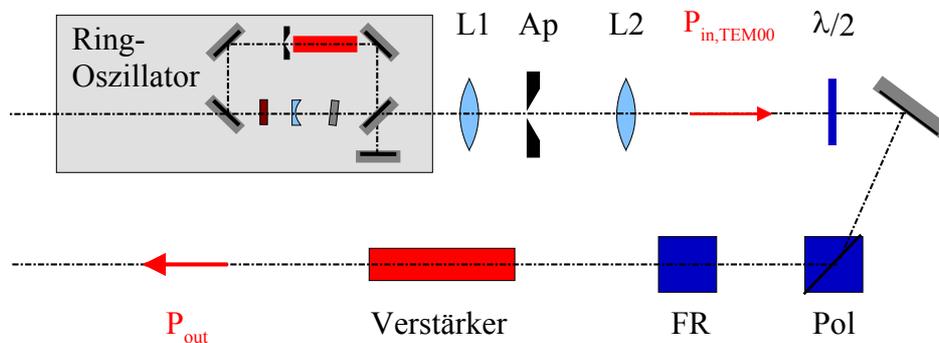
Zur Realisierung einer effizienten Einkopplung in das Verstärker-System und um das Verhalten der verwendeten Glasfasern als PCM zu untersuchen, wird zunächst eine Verstärkeranordnung mit nur einer Verstärkerpumpkammer aufgebaut. Dies bietet den Vorteil moderater Durchschnittsleistungen, so dass die grundlegenden Experimente wesentlich einfacher und mit geringer Gefahr für Zerstörungen der Komponenten durchgeführt werden können.

Für die Einkopplung in den Verstärker muss der divergente Ausgangsstrahl des Oszillators zunächst kollimiert und sein Strahldurchmesser an die Apertur des Verstärkerstabes angepasst werden. Aus den in Kapitel 7 gemachten Betrachtungen ist ein Verhältnis von Stab- zu Strahldurchmesser von 1,5 ein guter Kompromiss zwischen geometrischen Füllfaktor und auftretenden Beugungseffekten. Für die verwendeten Verstärkerstäbe mit einem Durchmesser von  $d_{Stab} = 8 \text{ mm}$  berechnet sich daraus ein Strahldurchmesser von  $w = 5,2 \text{ mm}$  am Ort des Eintritts in den Verstärker. Die Strahlkollimation und -aufweitung erfolgt mit einem Kepler-Teleskop, bestehend aus den Linsen L1 ( $f_{L1} = 50 \text{ mm}$ ) und L2 ( $f_{L2} = 150 \text{ mm}$ ). Im Fokus der ersten Linse dient eine Blende (AP) mit der Öffnung  $d_{Ap} = 0,5 \text{ mm}$  als Raumfilter.

### 9.3.2.1 Anordnung im Einfachdurchgang

In Abbildung 9.8 ist der Aufbau im Einfachdurchgang dargestellt. Der aufgeweitete Strahl wird über einen Glan-Polarisator (Pol) in den Verstärkerstab eingekoppelt. Mit einer Halbwellenplatte kann die eingekoppelte Leistung in Verbindung mit dem Polarisator kontinuierlich geregelt werden. Ein Faraday-Rotator dient zusammen mit dem Polarisator als optische Isolierung. Dies ist zwar im Einfachdurchgang noch nicht erforderlich, wird aber bei beiden Anordnungen eingesetzt, um gleiche Voraussetzungen beim Vergleich der Systeme im Einfach- und Doppeldurchgang zu gewährleisten.

Der Oszillatorstrahl ist linear s-polarisiert, wobei die Polarisationsrichtung senkrecht zur Papierebene liegt. Nach Passieren des Faraday-Rotators ist die Polarisationsrichtung um  $45^\circ$  im Uhrzeigersinn gedreht. Der Verstärkerstab ist entsprechend dieser Vorzugsrichtung ausgerichtet.

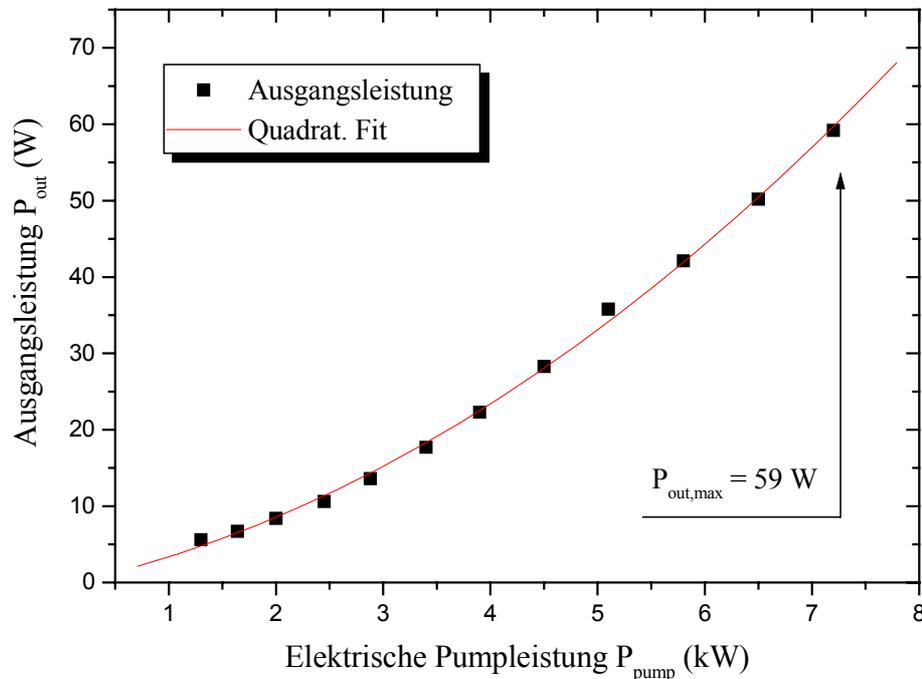


**Abbildung 9.8:** Aufbau des Nd:YALO Oszillator-Verstärker-Systems mit einem Verstärker im Einfachdurchgang (L1, L2: Linsen, Ap: Blende,  $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator).

Messungen am Ort des Verstärkereintrittes ergeben eine durchschnittliche Oszillatorleistung von  $P_{in} = 4,5$  W. Die Verluste von ca. 200 mW, im Vergleich zu der direkt hinter dem Oszillator gemessenen Leistung, sind durch die optische Isolierung erklärbar. Gleichzeitig verschlechtert sich die Strahlqualität von  $M^2 < 1,2$  auf  $M^2 \approx 1,3$  nach Passieren der optischen Komponenten bis zum Eintritt in den Verstärker. Die Güteschaltung des Oszillators wird so eingestellt, dass eine Pulszahl von  $N_{burst} = 18$  mit einer mittleren Pulsdauer von  $\Delta t_{puls} = 117$  ns emittiert wird. Damit sind genügend hohe Energiedichten für eine ausreichende Verstärkung mit einem Laserstab im Einzeldurchgang gegeben.

Die durchschnittliche Ausgangsleistung des Systems in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung ist in Abbildung 9.9 dargestellt. Bei einer Pumpleistung von  $P_{pump} = 7,2$  kW wird eine durchschnittliche Ausgangsleistung von  $P_{out} = 59$  W extrahiert. Die Leistung des aufgeweiteten Strahls wird mit einem Messkopf „PS-150“ der Fa. Gentec detek-

tiert. Vergleicht man dies mit der Messung der Multimode-Leistung (Abbildung 9.7), bei der bei gleicher Pumpleistung eine Ausgangsleistung von  $P_{out} = 221 \text{ W}$  erreicht wird, ergibt sich daraus ein Wirkungsgrad von  $\eta = 24,7\%$  (hierbei ist die Oszillatorleistung bei der Berechnung abgezogen). Dies stimmt recht gut mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 7 überein.



**Abbildung 9.9:** Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung bei dem Einverstärker-MOPA-System

Die Strahlqualität des Lasersystems ist mit  $M^2 = 4,6$  um mehr als den Faktor drei schlechter als die des Oszillators. Eine deutliche Verbesserung der Strahlqualität ist durch den Einsatz einer Glasfaser als PCM zu erwarten. Die Implementierung des phasenkonjugierenden Spiegels und der Betrieb im Doppeldurchgang wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 9.3.2.2 Anordnung im Doppeldurchgang mit PCM

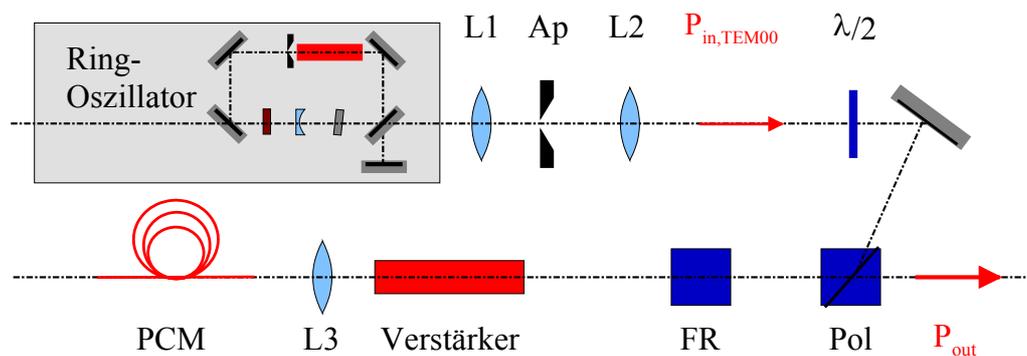
Zum Betrieb des Oszillator-Verstärker-Systems im Doppeldurchgang wird die Laserstrahlung nach Passieren des ersten Verstärkers mit einer Fokussierlinse der Brennweite  $f_{L3} = 60 \text{ mm}$  in eine Glasfaser eingekoppelt. Die eingesetzte Faser ist identisch mit der in Kapitel 6 charakterisierten. Sie wird in einem Kapillarrohr ( $d_{Kapillare} \approx 250 \mu\text{m}$ ) aus Quarzglas gehalten, dessen Verwendung sich als sehr hilfreich bei der Einkopplung erwiesen hat. Bei den ersten Experimenten wurden die Fasern in Vorrichtungen aus Metall (Messing, Kupfer) gehalten. Dies führte bei der Einkopplung, selbst bei kleinen Leistungsdichten, oft zu Materialabtrag auf dem Halter und dadurch zu Beschädigungen der Fasern. Mit der Verwendung der Quarzkapillaren

kann dies vermieden werden. Die Fasern werden vor ihrem Einsatz, wie in Kapitel 8.3.2 beschrieben, präpariert. In der folgenden Tabelle sind die Eigenschaften der verwendeten Quarz/Quarz Fasern zusammengefasst.

Parameter des Glasfaser-PCM		
Numerische Apertur	$N. A.$	= 0,22
Kerndurchmesser	$d_{Kern}$	= 200 $\mu\text{m}$
Manteldurchmesser	$d_{Mantel}$	= 220 $\mu\text{m}$
Länge	$l_{Faser}$	$\approx 2 \text{ m}$

**Tabelle 9.5:** Parameter der als phasenkonjugierender Spiegel verwendeten Glasfaser.

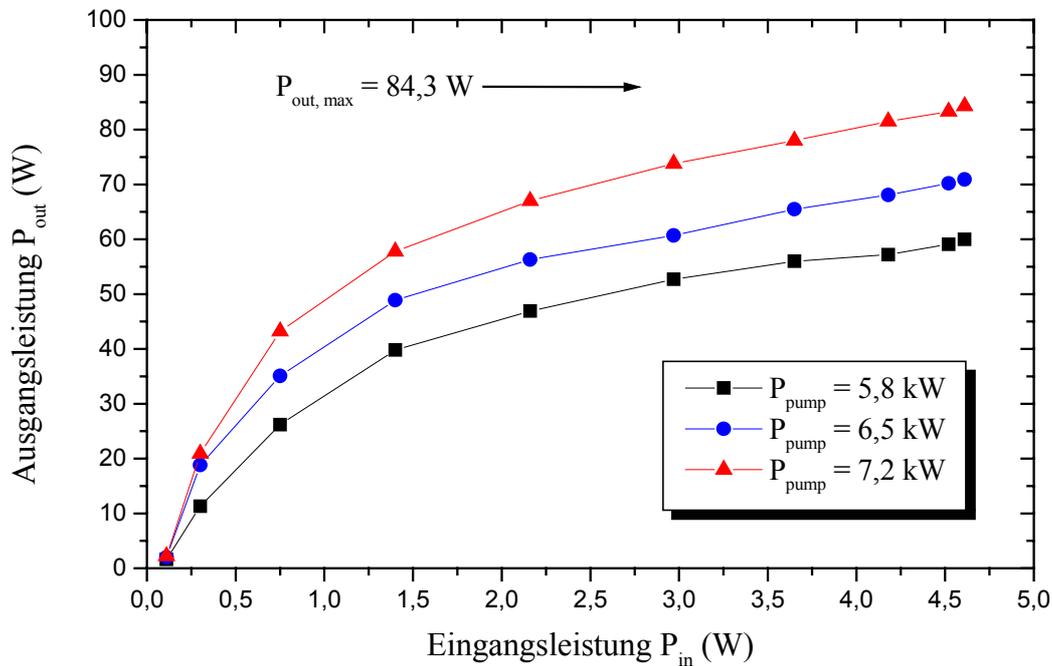
Die Einkopplung in die Faser erfolgt bei möglichst geringen Leistungen, um eine Beschädigung während der Justierung zu vermeiden. Zur Justierung wird ein Verschiebetisch mit drei Achsen verwendet, der zusätzlich zwei Kipprichtungen ermöglicht. Als Einkoppelkriterium wird der transmittierte Strahl auf einer Sichtkarte detektiert, im Betrieb wird die Faser auf hohe Ausgangsleistung justiert. In der Abbildung 9.10 ist der Aufbau des Systems im Doppeldurchgang dargestellt.



**Abbildung 9.10:** Aufbau einer Verstärkeranordnung mit einem Verstärker im Doppeldurchgang (L1, L2, L3: Linsen, Ap: Blende, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator).

Nach Reflexion an dem PCM passiert der Laserstrahl den Verstärker ein weiteres Mal, wobei die Phasenstörungen aus dem ersten Durchlauf ausgeglichen werden. Die Polarisationsrichtung ist nach dem zweiten Rotator-Durchgang um  $90^\circ$  gedreht. Damit kann der Laserstrahl am Polarisator ausgekoppelt werden. Die Ausgangsleistung des Systems wird bei fester Pumpleistung in Abhängigkeit der eingekoppelten Oszillatorleistung bestimmt. Sie ist für

verschiedene Pumpleistungen in Abbildung 9.11 dargestellt. Bei Änderung der Pumpleistung ist eine Nachjustierung der Faser in der transversalen Richtung, aufgrund der pumpleistungsabhängigen thermischen Linse des Verstärkers, erforderlich.



**Abbildung 9.11:** Ausgangsleistung des Systems im Doppeldurchgang in Abhängigkeit von der eingekoppelten Oszillatorleistung, bei verschiedenen Pumpleistungen.

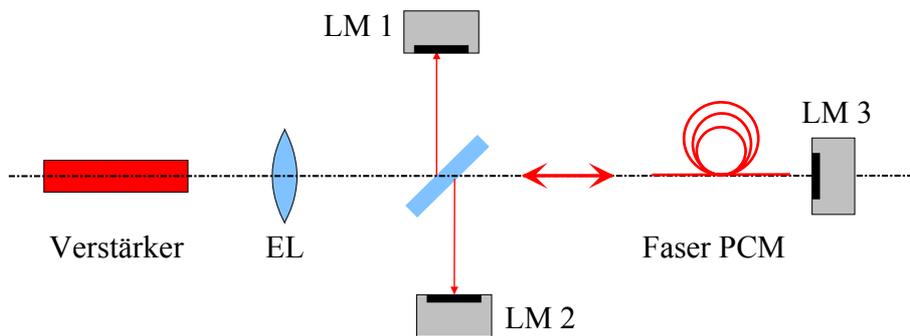
Bei einer Pumpleistung von  $P_{pump} = 7,2$  kW wird eine durchschnittliche Ausgangsleistung von  $P_{out} = 84,3$  W gemessen. Daraus ergibt sich ein Wirkungsgrad von  $\eta = 36,1\%$  in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Abschätzungen. Die Strahlqualität des Systems beträgt im Doppeldurchgang mit Phasenkonjugation  $M^2 = 3,1$ . Insgesamt kann damit die Ausgangsleistung deutlich gesteigert und die Strahlqualität verbessert werden. Die Verbesserung der Strahlqualität im Doppeldurchgang liegt unter den Erwartungen. Dies ist sehr wahrscheinlich auf den Rückreflex der Faseroberfläche zurückzuführen. Bei den im Folgenden vorgestellten Verstärkeranordnungen wird dies durch eine modifizierte Einkopplung berücksichtigt. Abschließend wird im folgenden Abschnitt die Reflexionseigenschaften der Glasfasern im Lasersystem untersucht.

### 9.3.2.3 Reflexionsmessung des PCM

Nach den Messungen der Reflexionseigenschaften der Glasfasern in Kapitel 6 sind technische Reflexionen von ca. 64% bei Pulsleistungen von  $P_{Puls} \approx 150$  kW möglich. Dabei wird die beugungsbegrenzte Strahlung eines Laserresonators bei niedrigen Repetitionsraten und geringen durchschnittlichen Leistungen benutzt. Bei der Einkopplung stark aberrierter Strahlung

und hohen Durchschnittsleistungen ist nicht unbedingt das gleiche Verhalten zu erwarten. Daher wird der Reflexionsgrad im Betrieb nochmals bestimmt.

Zur Messung (der Aufbau ist in Abbildung 9.12 dargestellt) wird zwischen Einkoppellinse und Glasfaser ein beschichtetes Substrat mit einem Reflexionsgrad von  $R = 4\%$  unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Ausbreitungsrichtung eingesetzt. Gemessen wird der jeweilige Anteil der eingekoppelten (LM1) und reflektierten Leistung (LM2). Zuvor wird eine Kalibrierkurve des Substrates aufgenommen. Gleichzeitig wird die Ausgangsleistung des Systems detektiert.



**Abbildung 9.12:** Versuchsaufbau zur Messung der Reflexion der verwendeten Glasfaser (EL: Einkoppellinse, LM1, LM2, LM3: Leistungsmessköpfe).

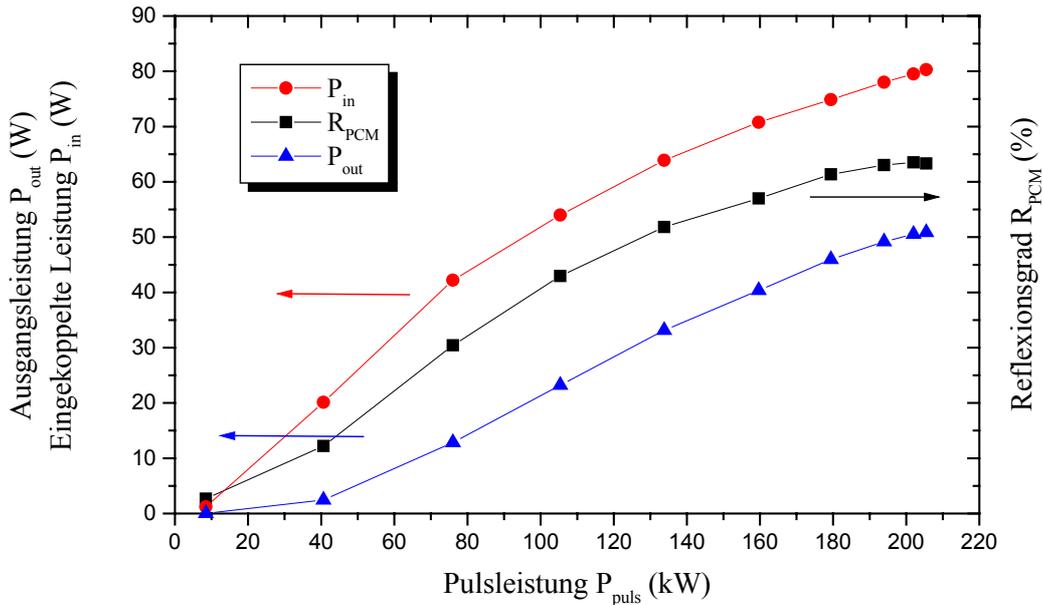
Die Messergebnisse, aufgetragen in Abbildung 9.13, zeigen die erwartete Abhängigkeit des Reflexionsgrades  $R_{PCM}$  von der Pulsleistung der in die Faser eingekoppelten Laserstrahlung  $P_{in}$ . Die Pulsleistung, die hier angegeben wird, ist ein Durchschnittswert berechnet aus der mittleren Pulsenergie  $E_{puls}$  und der mittleren Pulsdauer  $\Delta t_{puls}$

$$P_{Puls} = \frac{E_{Puls}}{\Delta t_{Puls}}, \quad (9.4)$$

wobei die Pulsenergie aus der durchschnittlichen Eingangsleistung  $P_{in}$  und der Anzahl der Burstpulse während einer Sekunde bestimmt wird:

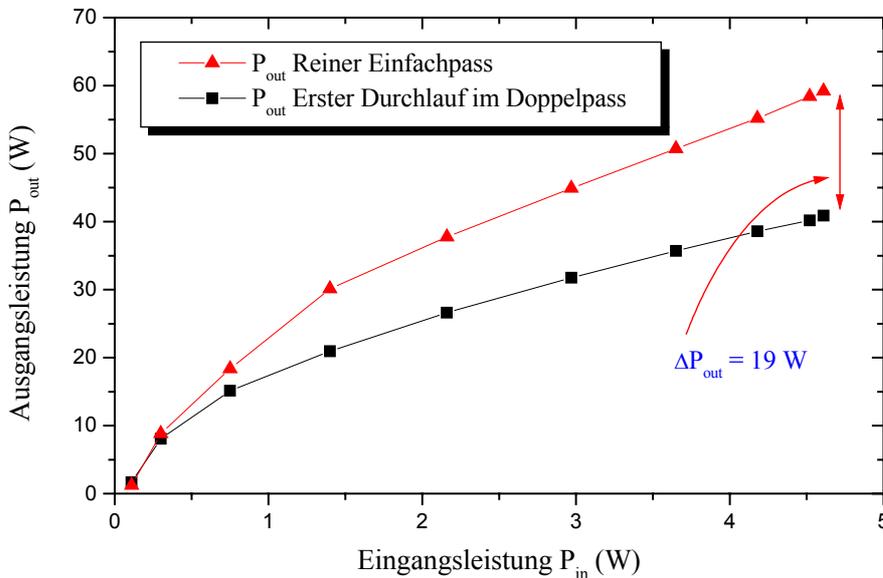
$$E_{Puls} = \frac{P_{in}}{N_{Burst} f_{rep}}. \quad (9.5)$$

Bei einer durchschnittlichen Pulsleistung von  $P_{puls} \approx 200$  kW wird ein Reflexionsgrad von  $R_{PCM} \approx 63\%$  erreicht. Die Koppel-effizienz in den Faser-PCM beträgt bei den Messungen ca. 85% (darin sind Fresnel-Verluste von 4% an der Faserendfläche enthalten), damit ergibt sich eine interne SBS-Reflektivität der Faser von  $R_{SBS} = 74\%$ . Dieser Wert deckt sich gut mit den in Kapitel 6 durchgeführten Messungen, siehe Abbildung 6.3 d.



**Abbildung 9.13:** Ausgangsleistung  $P_{out}$ , Reflexionsgrad des Faser-PCM  $R_{PCM}$  und eingekoppelte Leistung  $P_{in}$  über der Pulsleistung  $P_{puls}$  eines einzelnen Burstpulses.

Sehr gut ist die Abnahme der Leistung im ersten Verstärkerdurchlauf beim Doppelpass im Vergleich zum reinen Einfachdurchgang zu erkennen. Das Verhalten ist in Abbildung 9.14 verdeutlicht. Dies ist durch die Überlappung der hin- und rücklaufenden Pulse im Verstärkerstab zu erklären, wodurch der rücklaufende Puls Inversion abbaut, die dem hinlaufenden Puls nicht mehr zur Verfügung steht.



**Abbildung 9.14:** Vergleich der Ausgangsleistung nach dem ersten Verstärkerdurchlauf im Einfach- und im Doppelpassbetrieb.

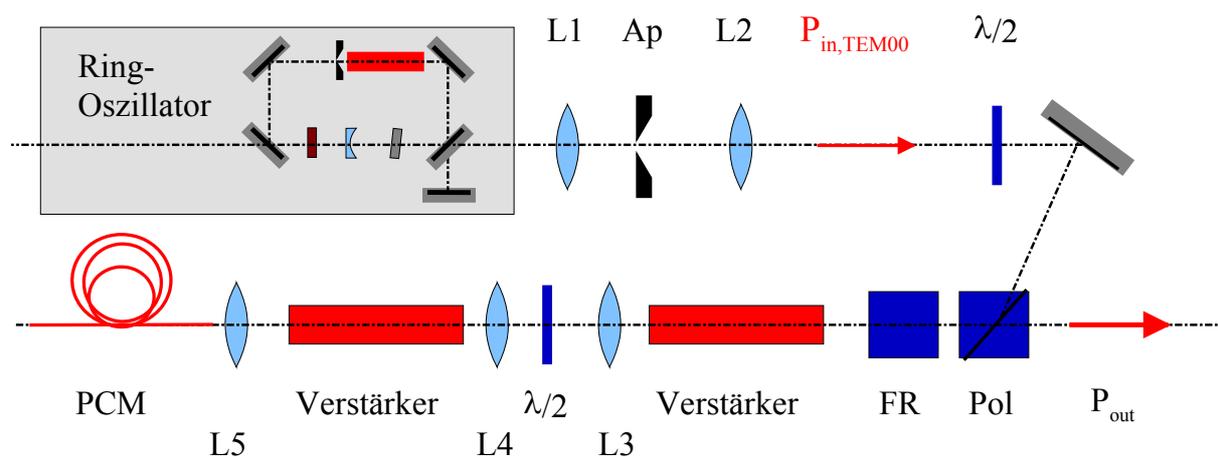
Auf den ersten Blick erscheint dieses Verhalten nachteilig zu sein, beim Betrieb im Doppelpass und dem Einsatz von phasenkonjugierenden Spiegeln ist es jedoch von großem Vorteil. Zum einen werden die Reflexionsverluste am PCM absolut nicht so hoch, wodurch die Gesamtleistung des Systems kaum eingeschränkt wird. Zum anderen liegen die Leis-

tungsdichten auf dem PCM und den anderen optischen Komponenten in einem moderaten Bereich, so dass Zerstörungen vermieden werden. Generell kann man sagen, dass es bei allen Prozessen, die ein Sättigungsverhalten aufweisen, sinnvoll ist, die Parameter so anzupassen, dass die maximale Verstärkung erst am Ende des Gesamtprozesses auftritt.

Aus den in diesem Abschnitt gezeigten Messungen geht hervor, dass noch keine Sättigung der Verstärkung gegeben ist. Es erscheint daher sinnvoll, durch weitere Verstärkerkavitäten die Ausgangsleistung zu steigern. Im folgenden Abschnitt wird die Skalierung der Ausgangsleistung durch den Einsatz eines zweiten Verstärkerstabes beschrieben.

### 9.3.3 Serielle Anordnung mit zwei Verstärkern

Beim Einbau eines zweiten Verstärkerstabes ist ein optisches System bestehend aus einem Teleskop (L3 und L4) und einer Halbwellenplatte erforderlich, Abbildung 9.15. Das Teleskop dient dazu, die thermische Linse des ersten Verstärkerstabes auszugleichen, was aus zwei Gründen erforderlich ist. Zum einen muss verhindert werden, dass der Fokus der pumpleistungsabhängigen Linse auf der Endfläche des zweiten Verstärkerstabes liegt, um Beschädigungen zu vermeiden. Zum anderen kann bei geeignetem Aufbau das Modenvolumen im zweiten Stab maximiert werden. Als geeignete Anordnung hat sich ein dejustiertes Kepler-Teleskop erwiesen [Meh1999]. Hier wird ein 1:1 Teleskop mit den Brennweiten der Linsen  $f_{L3} = f_{L4} = 150$  mm aufgebaut, wobei die Linsen jeweils in einem Abstand von  $a = 65$  mm von den Stabendflächen angeordnet sind. Der Abstand zwischen den Linsen beträgt 190 mm. Dadurch wird im zweiten Stab ein relativ konstanter Strahldurchmesser von  $d \approx 3,5$  mm erreicht.



**Abbildung 9.15:** Aufbau einer Verstärkeranordnung mit zwei Verstärkern im Doppeldurchgang (L1, L2, L3, L4, L5: Linsen, Ap: Blende, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator).

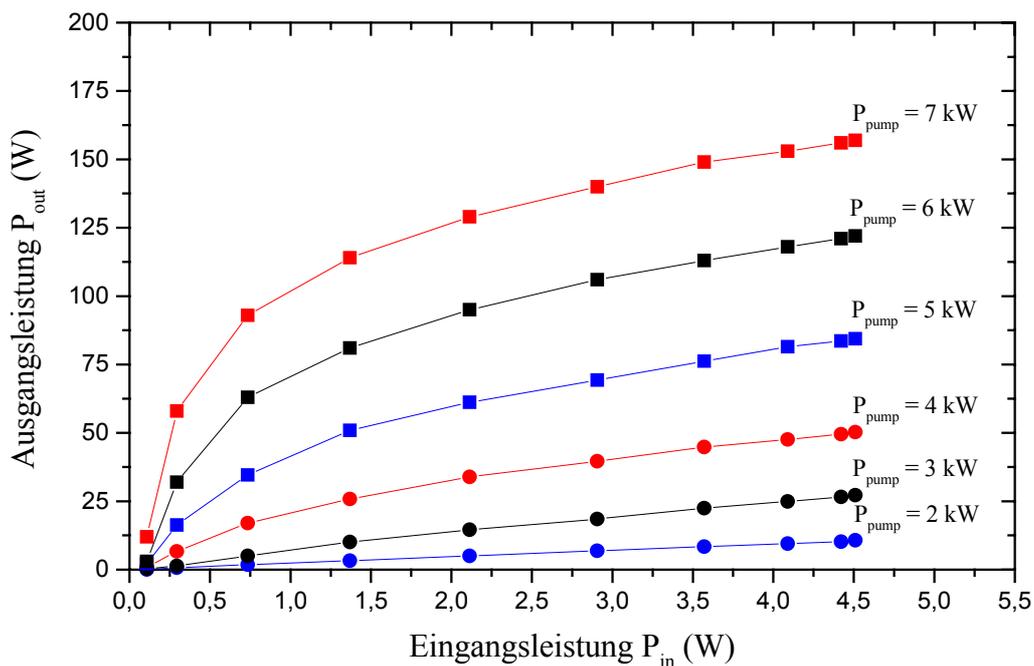
Weiterhin führt die astigmatische thermische Linse zu einem elliptischen Strahlprofil, das bei der Einkopplung in die Glasfaser nachteilig ist. Wie oben erläutert, resultiert der

Astigmatismus aus der richtungsabhängigen Pumplichtabsorption und der richtungsabhängigen Wärmeleitfähigkeit von Nd:YALO. Dieses Problem kann durch eine Anordnung der Stäbe gelöst werden, bei denen die kristallografischen a-Achsen um  $90^\circ$  gegeneinander gedreht sind. Für eine effiziente Verstärkung muss das parallel zur a-Achse emittierte linear polarisierte Licht nach dem ersten Verstärker mittels einer Halbwellenplatte zur Anpassung an den zweiten Verstärkerstab ebenfalls um  $90^\circ$  gedreht werden.

Die Verstärkerstäbe sind auch bei dieser Anordnung, aus den in Kapitel 8.3 beschriebenen Gründen, leicht verkippt angeordnet. Der Winkel ist so gewählt, dass bei hohen elektrischen Pumpleistungen keine verstärkte spontane Emission (ASE) auftritt.

### 9.3.3.1 Serielle Anordnung im Einfachdurchgang

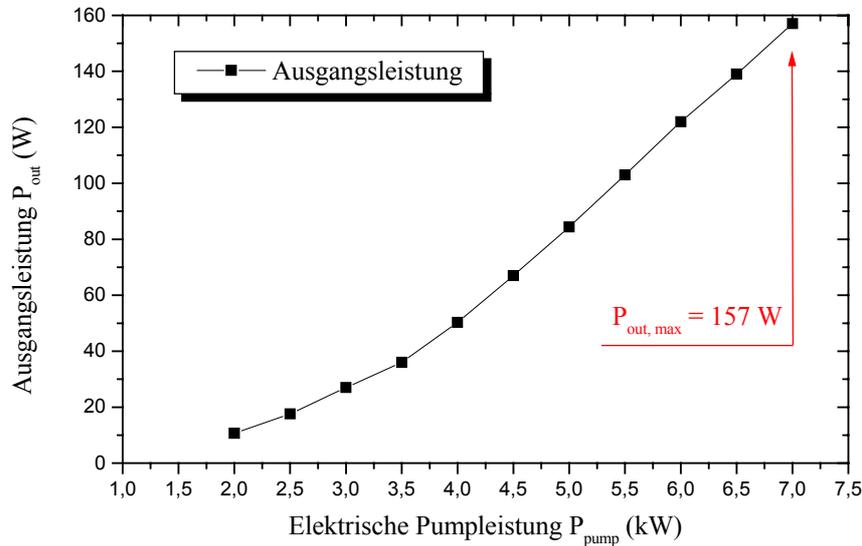
Die Oszillatorparameter sowie die Vorgehensweise bei der Einkopplung und Messung sind analog zu dem oben beschriebenen System mit einem Verstärker. Im Folgenden werden die erzielten Messergebnisse in Abhängigkeit der eingekoppelten Oszillatorleistung bei unterschiedlichen elektrischen Pumpleistungen dargestellt, siehe Abbildung 9.16.



**Abbildung 9.16:** Ausgangsleistung des Systems im Einfachdurchgang in Abhängigkeit von der eingekoppelten Oszillatorleistung bei verschiedenen Pumpleistungen.

Die Messung des aufgeweiteten Strahls erfolgt mit einem luftgekühlten Messkopf der Fa. Gentec (Modell „PS-150“). Bei einer elektrischen Pumpleistung von  $P_{pump} = 7$  kW pro Verstärkerkavität wird im Einfachdurchgang eine maximale Ausgangsleistung von 156 W bestimmt. Die Multimode-Leistung der beiden Pumpkammer beträgt bei dieser Pumpleistung

$P_{out} = 418 \text{ W}$ , daraus berechnet sich ein Wirkungsgrad von  $\eta = 37,3\%$ . Bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von  $P_{out} = 245 \text{ W}$  beträgt die Strahlqualität der Laserstrahlung  $M^2 < 6,2$ , wobei der Strahl eine deutliche Elliptizität aufweist. Der Unterschied der Strahldurchmesser in den beiden Raumrichtungen beträgt ca. 8 %.



**Abbildung 9.17:** Maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung bei dem Zweiverstärker-MOPA-System im Einfachdurchgang.

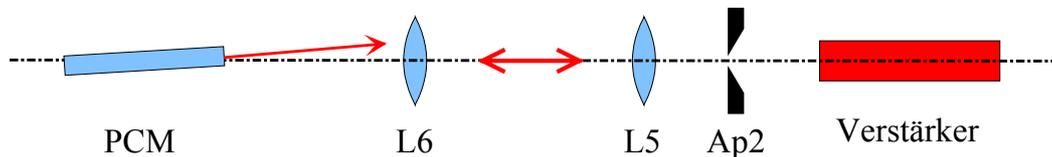
In Abbildung 9.17 ist die Ausgangsleistung des Systems bei der maximalen Oszillatorleistung  $P_{in} = 4,5 \text{ W}$  über der elektrischen Pumpleistung der Verstärkerkavitäten dargestellt. Die beiden Verstärker werden jeweils mit der gleichen elektrischen Leistung gepumpt. Die Gesamtpumpleistung ergibt sich aus der Summe der beiden Einzelpumpleistungen.

### 9.3.3.2 Serielle Anordnung im Doppeldurchgang mit PCM

Im Einfachdurchgang verschlechtert sich die Strahlqualität des eingekoppelten Oszillatorstrahls von  $M^2 = 1,3$  auf  $M^2 = 6,2$  um mehr als den Faktor vier. Diese Strahlqualität ist für viele Anwendung nicht akzeptabel. Eine Erhöhung der durchschnittlichen Ausgangsleistung und eine deutliche Verbesserung der Strahlqualität ist beim Betrieb des Systems im Doppeldurchgang mit einem phasenkonjugierenden Spiegel zu erwarten. Als phasenkonjugierender Spiegel wird eine Glasfaser mit den gleichen Parametern wie bei dem oben beschriebenen System benutzt.

Aufgrund der hohen Verstärkung des Systems im Doppeldurchgang tritt das Problem des Oberflächenreflexes der nicht entspiegelten Glasfaser, das bereits in Kapitel 6 beschrieben wurde, hier deutlich zutage. Im Kapitel 9.3.3.3 wird der Einsatz entspiegelter Glasfasern als PCM vorgestellt und die Problematik reduzierter Zerstörschwellen diskutiert. Dort erfolgt auch eine Beschreibung in welcher Weise der Oberflächenreflex der Glasfaser die Strahleigenschaften beeinträchtigt. Hier wird eine alternative Methode vorgestellt, wie der störende

Oberflächenreflex zwar nicht vermieden, aber ausgeblendet werden kann. Durch Verkippung der Faserendflächen gegenüber dem Eingangsstrahl kann der Rückreflex der Faseroberfläche an einer geeignet aufgestellten Blende abgeblockt werden. Dazu wird folgender Aufbau gewählt, Abbildung 9.18.



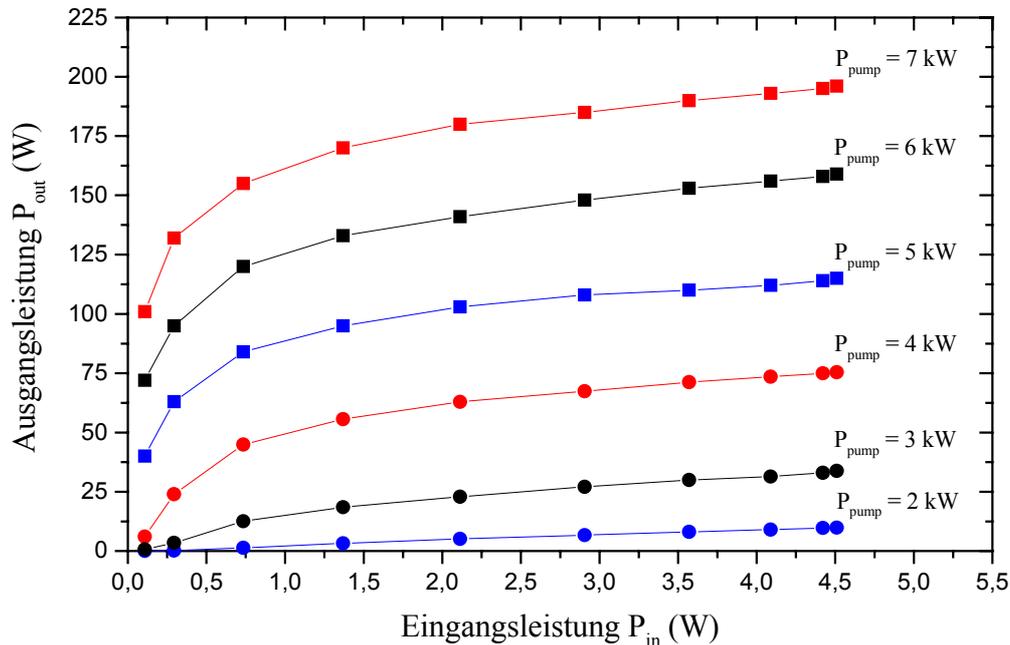
**Abbildung 9.18:** Verkippung der Glasfaser zur Ausblendung des Oberflächenreflexes (L5, L6: Linsen, Ap: Blende).

Der Ausgangsstrahl hinter den Verstärkerstäben wird zuerst durch eine zusätzliche Linse L5 ( $f_{L5} = 150$  mm) kollimiert. Dabei wirkt diese Linse zusammen mit der thermischen Linse der Verstärkerstäbe wie ein Kepler-Teleskop. Im Brennpunkt der thermischen Linse ist eine Blende Ap2 mit der Öffnung  $d_{Ap} = 1,0$  mm angeordnet, die der Blockung des Rückreflexes dient. Die Einkopplung in die Glasfaser erfolgt mit der Linse L6 mit der Brennweite  $f_{L6} = 60$  mm. Mithilfe dieser Anordnung wird verhindert, dass der Oberflächenreflex der Glasfaser zurück in die Verstärkerstäbe propagieren kann. Ein Nachteil der Verkippung ist die reduzierte Koppeffizienz in die Glasfaser, die häufig zu Zerstörungen führt. Zudem muss die Strahlkollimation mithilfe der Linse L5 an die pumpleistungsabhängige thermische Linse der Verstärker jeweils angepasst werden.

Der oben gezeigte Aufbau stellt einen zufriedenstellenden Kompromiss zwischen der wirkungsvollen Blockung des Reflexes und einem stabilen Betrieb des phasenkonjugierenden Spiegels dar. In der folgenden Abbildung ist die Ausgangsleistung des Systems bei jeweils konstanter Pumpleistung in Abhängigkeit von der eingekoppelten Oszillatorleistung dargestellt. Die Messung wird mit einem wassergekühlten Leistungsmesskopf Modell „RKT-1000“ der Firma Laser Precision Corp. durchgeführt. Deutlich ist die hohe Verstärkung des Systems im Doppeldurchgang zu erkennen. Schon bei geringen Eingangsleistungen werden sehr hohe Ausgangsleistungen erzielt (bei der höchsten Pumpleistung  $P_{pump} = 7$  kW werden bei einer Eingangsleistung von  $P_{in} = 0,1$  W im Doppelpass  $P_{out} = 100$  W extrahiert, im Einfachpass dagegen nur  $P_{out} = 10$  W).

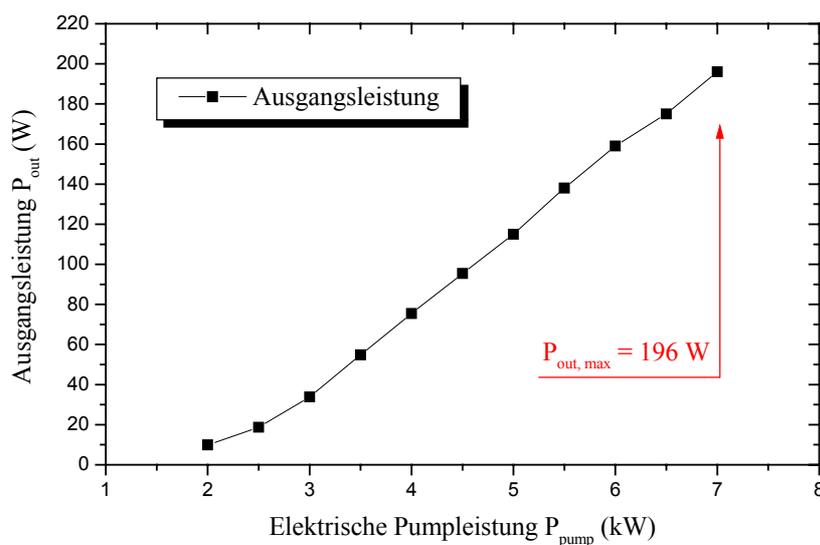
Die maximale Ausgangsleistung des Systems beträgt  $P_{out, max} = 196$  W, womit sich ein Wirkungsgrad von  $\eta = 46,9\%$  ergibt, der deutlich über den theoretischen Abschätzungen aus Kapitel 7 liegt. Mit einer Strahlqualität von  $M^2 < 2,4$ , gemessen bei einer durchschnittlichen

Ausgangsleistung von  $P_{out} = 175$  W kann, eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Ein-fachdurchgang erreicht werden.



**Abbildung 9.19:** Ausgangsleistung des Systems im Doppeldurchgang in Abhängigkeit von der eingekoppelten Oszillatorleistung, bei verschiedenen Pumpleistungen.

In Abbildung 9.20 ist die maximale Ausgangsleistung über der elektrischen Pumpleistung aufgetragen. Ab einer Pumpleistung von  $P_{pump} = 3$  kW geht die Kurve in einen linearen Zusammenhang über. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Verstärkung ab diesem Wert ein Sättigungsverhalten aufweist.



**Abbildung 9.20:** Maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung bei dem Zweiverstärker-MOPA-System im Doppeldurchgang.

Das Sättigungsverhalten ist auch in der Entwicklung der Ausgangsleistung bei Erhöhung der eingekoppelten Leistung, Abbildung 9.19, zu erkennen. So steigt bei hohen Pump-

leistungen bei einer Verdoppelung der Oszillatorleistung von  $P_{in} = 2 \text{ W}$  auf  $P_{in} = 4 \text{ W}$  die Ausgangsleistung  $P_{out}$  nur noch um ca. 10% an.

Daraus wird klar, dass, um zu noch höheren Ausgangsleistungen zu gelangen, aus einer Erhöhung der Oszillatorleistung kein großer Vorteil zu erwarten ist. Viel sinnvoller ist es, die zur Verfügung stehende Eingangsleistung auf mehrere Verstärkeräste aufzuteilen. Bevor dies im Kapitel 9.3.4 vorgestellt wird, soll im nächsten Abschnitt der Einsatz von Glasfasern mit Entspiegelungsschichten besprochen werden.

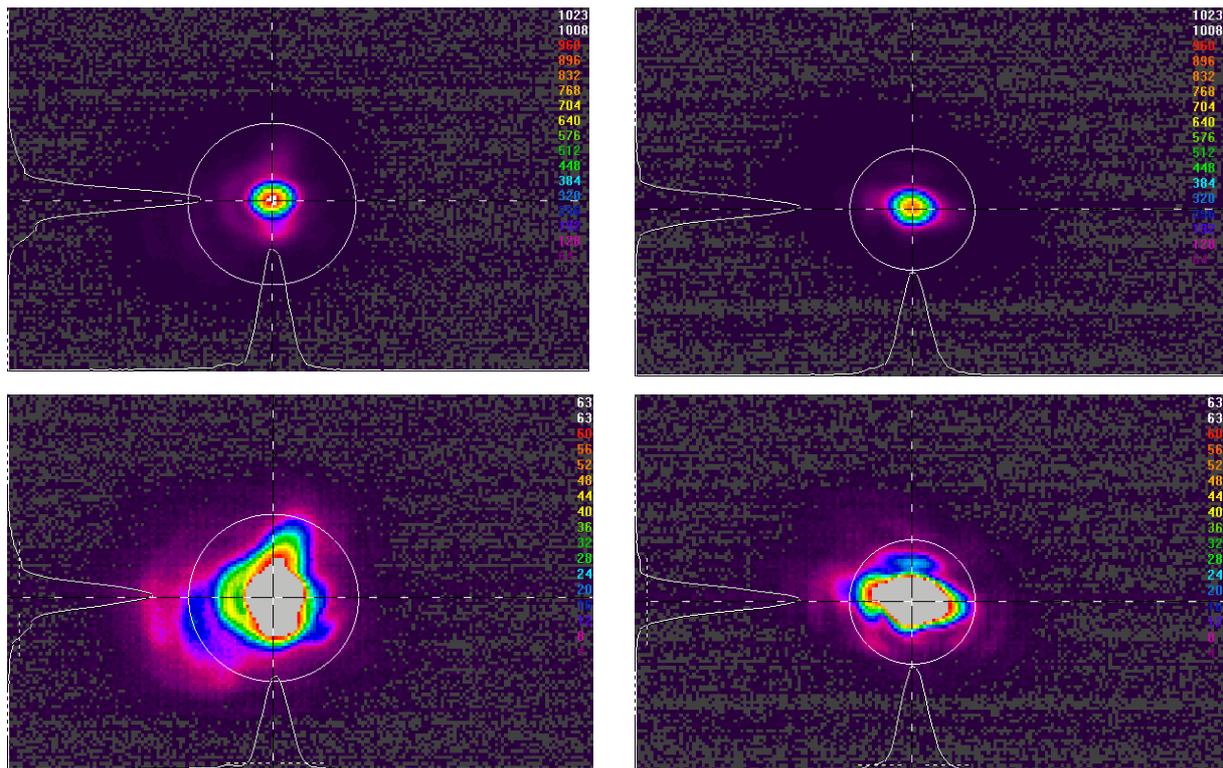
### 9.3.3.3 Entspiegelte Glasfasern

Ein Hauptproblem beim Einsatz von Glasfasern als phasenkonjugierende Spiegel ist der, bei der Einkopplung auftretende, Rückreflex an der nicht entspiegelten Oberfläche. Er hat bei senkrechten Einfall einen Anteil von ca. 4% und begrenzt die erreichbare Strahlqualität durch zwei Effekte:

- Der nicht eingekoppelte Anteil führt zu einer unvollständigen Phasenkonjugation, da nun nicht die vollständige Information über die Phasenflächen in der Faser enthalten ist.
- Der Oberflächenreflex läuft dem phasenkonjugierten Signal voraus und erfährt die höchste Verstärkung, da für ihn im zweiten Durchlauf die maximal zur Verfügung stehende Inversion vorhanden ist.

Der zweite Effekt ist der gravierendere von beiden. Zum einen sind im verstärkten Rückreflex auch etwa 4% der Ausgangsleistung enthalten, dies sind bei einer Ausgangsleistung von  $P_{out} = 196 \text{ W}$  immerhin fast 8 W. Zum anderen wird der Rückreflex nicht phasenkonjugiert und seine Strahlqualität verschlechtert sich im zweiten Durchlauf weiter. Zudem ist dieser Strahlanteil aufgrund der thermischen Linse der Verstärkerstäbe stark divergent und liegt dadurch im äußeren Bereich des Strahlprofils.

Bei der angewendeten Methode zur Bestimmung der Strahlqualität über die zweiten Momente (siehe Kapitel 5.3) gehen außenliegende Strahlanteile bei der Bestimmung des Durchmessers überproportional ein und führen darüber zu einer starken Verschlechterung der gemessenen Strahlqualität. In der folgenden Abbildung sind je zwei Strahlprofile im Verlauf einer Messung für eine nicht entspiegelte Glasfaser unter senkrechter Ausrichtung zum einfallenden Strahl (links) und einer entspiegelten Glasfaser (rechts) dargestellt, die diesen Effekt verdeutlichen. Dabei sind die beiden oberen Bilder bei dem vollen Dynamikbereich der Kamera von 10 Bit aufgenommen, die beiden unteren bei 16-facher Übersteuerung. Der Kreis definiert dabei den Bereich des Kamera-Chips, in dem 98% der auf den Chip einfallenden Intensität liegen.



**Abbildung 9.21:** Aufnahme des Strahlprofils bei normalen Dynamikbereich (Abbildungen oben) und bei einer 16-fachen Übersteuerung (Abbildungen unten) der CCD-Kamera für eine nicht entspiegelte (links) und für eine entspiegelte (rechts) Glasfaser.

Deutlich ist der weitaus höhere Strahlungsuntergrund im äußeren Bereich zu erkennen. Diese Strahlprofile sind im Bereich des Fokus aufgenommen, die gesamte Strahlqualitätsmessung ergibt folgende Ergebnisse:

		Nicht entspiegelte Faser	Entspiegelte Faser
Tailenradius	$w_0$	0,26 mm	0,17 mm
Divergenzwinkel	$\theta_0$	3,90 mrad	3,6 mrad
Strahlqualität	$M^2$	3,0	1,92

**Tabelle 9.6:** Vergleich der Strahlqualität bei Verwendung einer nicht entspiegelten und einer entspiegelten Glasfaser als phasenkonjugierender Spiegel.

Die elektrische Pumpleistung bei der Messung beträgt 4 kW pro Verstärkerkavität, die durchschnittliche Ausgangsleistung  $P_{out} \approx 25$  W. Diese niedrige Ausgangsleistung wird gewählt, da bei höheren Ausgangsleistungen Zerstörungen der Beschichtung auftreten. In Kapitel 6.2.4 wird die Zerstörungsschwelle der Entspiegelungsschichten mit  $H_{dem} = 55$  mJ/cm<sup>2</sup> angege-

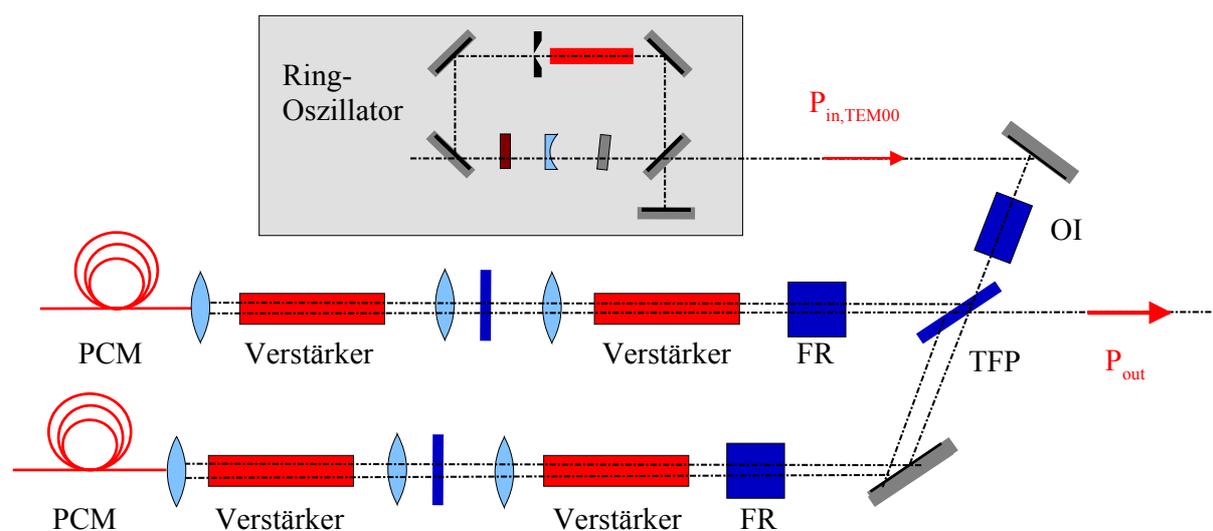
ben. Bei dieser Messung werden Laserpulse beugungsbegrenzter Strahlqualität und Pulsdauern von  $\Delta t_{puls} = 30$  ns eingesetzt. Setzt man als Zerstörschwelle die oben angegebene Ausgangsleistung ( $P_{out} = 25$  W) ein, ergibt sich für die Zerstörschwelle der entspiegelten Glasfasern beim Einsatz als PCM ein Wert von  $H_{dem} = 43,7$  mJ, der vergleichbar mit der in Kapitel 6 bestimmten ist. Dabei wird von folgenden experimentellen Gegebenheiten ausgegangen:

- Die durchschnittliche Leistung auf der Glasfaseroberfläche beträgt  $P_{in} \approx 10$  W. Dieser Wert ergibt sich aus der Messung der Reflexionseigenschaften der Glasfasern wie oben beschrieben. Die mittlere Pulsenergie bei 17 Burstpulsen im Pumpuls und einer Repetitionsrate  $f_{rep} = 100$  Hz wird damit zu  $E_{puls} = 5,8$  mJ berechnet.
- Der Laserstrahl hat auf der Glasfaser einen Durchmesser von  $d_{strahl} \approx 130$   $\mu\text{m}$ . Dieser Wert ergibt sich aus der Brennweite der Einkoppellinse  $f_{L5} = 60$  mm und den Strahlparametern des Laserstrahls.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Einsatz entspiegelter Glasfasern die Strahlqualität deutlich verbessert, aufgrund der reduzierten Zerstörschwelle aber nur bei niedrigen Energiedichten sinnvoll ist.

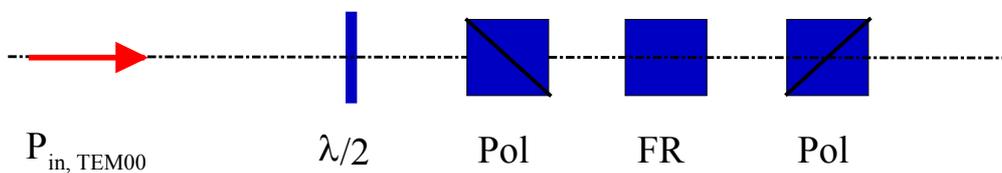
### 9.3.4 Parallele Anordnung mit vier Verstärkern

Wie oben angesprochen, ist eine Erhöhung der durchschnittlichen Ausgangsleistung durch die Aufteilung der Oszillatorstrahlung auf weitere parallele Verstärkeräste am sinnvollsten. Bei einem zusätzlichen parallelen Ast ist dies am einfachsten über die Polarisation möglich.



**Abbildung 9.22:** Aufbau des Gesamtsystems mit vier Verstärkern in einer parallelen Anordnung (OI: optische Isolierung, TFP: Dünnschichtpolarisator, FR: Faraday-Rotator, PCM: Phasenkonjugierender Spiegel).

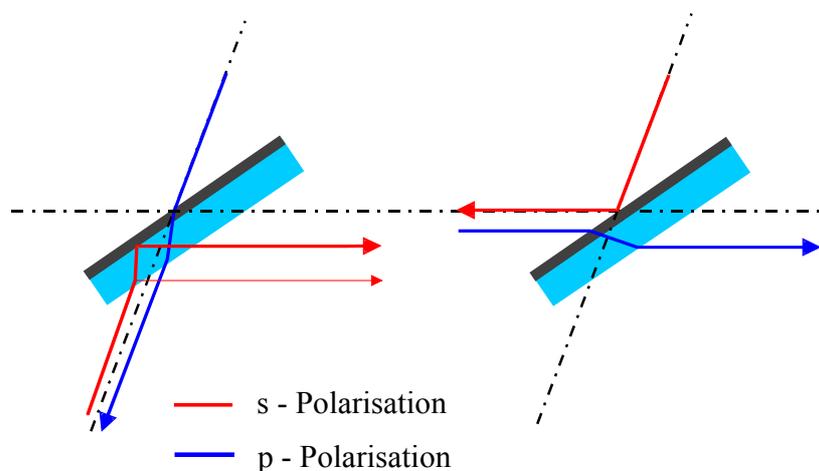
In Abbildung 9.22 ist der realisierte Aufbau dargestellt. Die Strahlaufweitung und das optische System zwischen den Verstärkerstäben sind identisch zu der oben beschriebenen Anordnung mit zwei Verstärkern und hier der Übersichtlichkeit halber nicht abgebildet bzw. näher bezeichnet. Der linear polarisierte Oszillatorstrahl durchläuft nach seiner Umlenkung an einem hochreflektierenden Spiegel eine zusätzliche optische Isolierung (OI, Abbildung 9.23), die verhindert, dass verstärkte Strahlanteile in den Oszillator zurücklaufen. Dazu dient ein  $45^\circ$  Faraday-Rotator zwischen zwei Polarisatoren, deren Durchlassrichtung um den Drehwinkel des Rotators gegeneinander orientiert sind. Über eine Halbwellenplatte vor dem ersten Polarisator kann die Oszillatorleistung abgeschwächt werden.



**Abbildung 9.23:** Aufbau der optischen Isolierung zum Schutz des Oszillators vor rücklaufenden Strahlanteilen ( $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator)

#### 9.3.4.1 Strahlaufteilung am Dünnschichtpolarisator

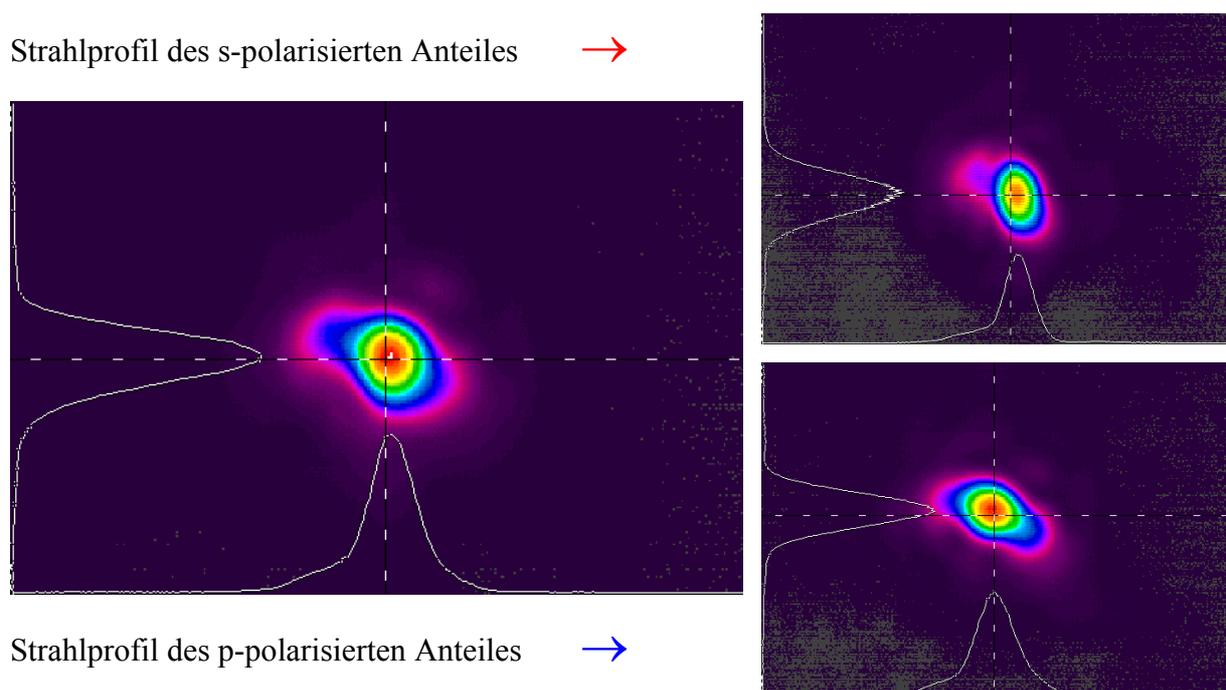
Die Aufteilung der Oszillatorstrahlung auf die beiden Verstärkeräste erfolgt an einem Dünnschichtpolarisator. Die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung hinter der optischen Isolierung wird so eingestellt, dass sie um  $45^\circ$  gegenüber der Durchlassrichtung eines Dünnschichtpolarisators (TFP) gedreht ist. Am Dünnschichtpolarisator erfolgt dann eine Aufspaltung gemäß folgendem Schema, Abbildung 9.24.



**Abbildung 9.24:** Strahlverlauf am Dünnschichtpolarisator der s- und p-polarisierten Komponente des von oben einfallenden Eingangsstrahls, sowie der Verlauf der nach rechts ausgekoppelten Ausgangsstrahlen.

Der p-polarisierte Anteil des von oben einfallenden Strahls passiert den Dünnschichtpolarisator (Abbildung 9.24, links) und wird über einen Umlenkspiegel in den unteren (siehe Abbildung 9.22) Verstärkerast eingekoppelt. Nach zweimaligem Passieren des Faraday-Rotators vor und nach der Verstärkung ist seine Polarisation um  $90^\circ$  gedreht und er wird nun als s-polarisierter Anteil der verstärkten Ausgangsstrahlung am Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt. Für den s-polarisierten Eingangsstrahl (Abbildung 9.24, rechts) erfolgt die Ein- und Auskopplung analog.

In Kapitel 3.1 wird als eine der Eigenschaften von phasenkonjugiertem Licht genannt, dass das an einem PCM reflektierte Licht perfekt in sich zurückläuft. Diese Eigenschaft ermöglicht eine geometrische Überlagerung der getrennt verstärkten Strahlen ohne zusätzlichen Justieraufwand. In Abbildung 9.25 ist die Überlagerung der Strahlanteile nach der Auskopplung am Dünnschichtpolarisator dargestellt. Die Aufnahmen zeigen den resultierenden Gesamtstrahl, sowie die beiden Teilstrahlen. Die Aufnahmen der Teilstrahlen erfolgen jeweils durch Blocken des anderen Strahlanteils vor Eintritt in den Faraday-Rotator.



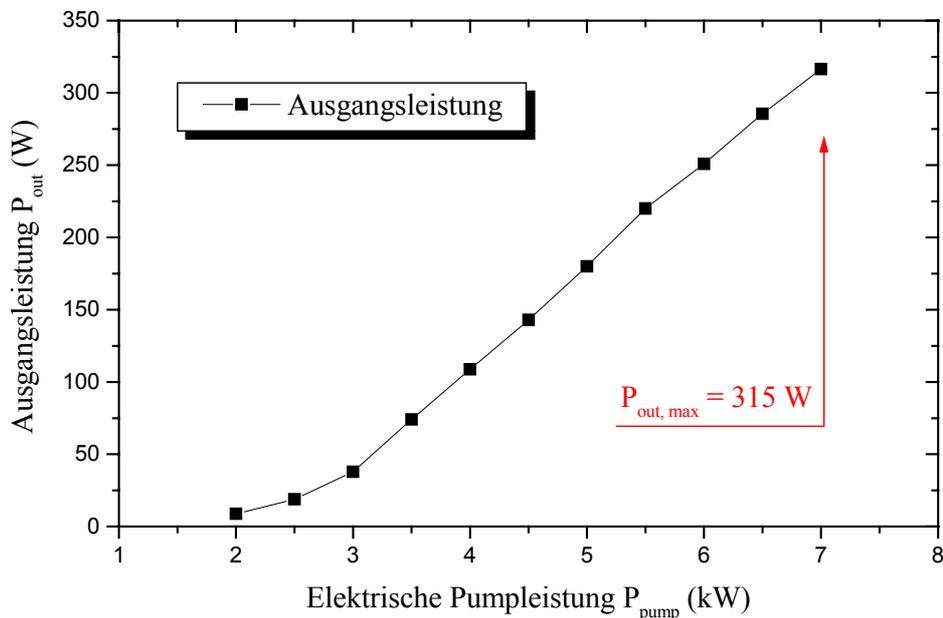
**Abbildung 9.25:** Während der Strahlqualitätsmessung aufgenommene Strahlprofile des Gesamtstrahls (links) und der beiden Teilstrahlen (rechts) nach einer Propagationsstrecke von  $l = 7$  m hinter dem Dünnschichtpolarisator.

Ein Nachteil bei dieser Art der Strahlüberlagerung besteht dennoch: Bei der Auskopplung des s-polarisierten Anteils der verstärkten Laserstrahlung wird bereits ein gewisser Anteil (ca. 15%) durch Fresnel-Reflexion an der unbeschichteten Seite des Dünnschichtpolarisators reflektiert. Dies ist in Abbildung 9.24, links, durch den unteren schwächeren Pfeil ange-

deutet. Dieser Anteil, der um einen kleinen Winkel gegenüber dem an der beschichteten Seite reflektierten Strahlanteil versetzt propagiert, ist auch deutlich als Ausläufer im Strahlprofil Abbildung 9.25, rechts oben, zu erkennen. Dieses Problem könnte durch keilförmige Polarisatoren gelöst werden, wobei man dann allerdings diesen Strahlanteil verlieren würde, oder durch Entspiegelungsschichten für beide Polarisationsanteile auf der Rückseite des Polarisators. Versuche mit solchen Entspiegelungsschichten scheiterten aufgrund von Zerstörungen derselben bei hohen Durchschnittsleistungen.

### 9.3.4.2 Ausgangsleistung und Strahlqualität

Die Polarisationsrichtung des Oszillatorstrahls wird so eingestellt, dass die eingekoppelte Leistung  $P_{in}$  gleichmäßig auf die beiden Verstärkeräste verteilt wird. Durch den Einbau der optischen Isolierung treten zusätzliche Leistungsverluste auf, so dass die zur Verfügung stehende Durchschnittsleistung vor dem Dünnschichtpolarisator  $P_{in} = 4,0$  W beträgt. Da beide Verstärkeräste im Aufbau identisch zu der in Kapitel 9.3.3.2 beschriebenen Anordnung sind, ist als durchschnittliche Ausgangsleistung  $P_{out}$  das Doppelte der Leistung zu erwarten, die bei diesem System bei einer Eingangsleistung von  $P_{in} \approx 2$  W erreicht wird.

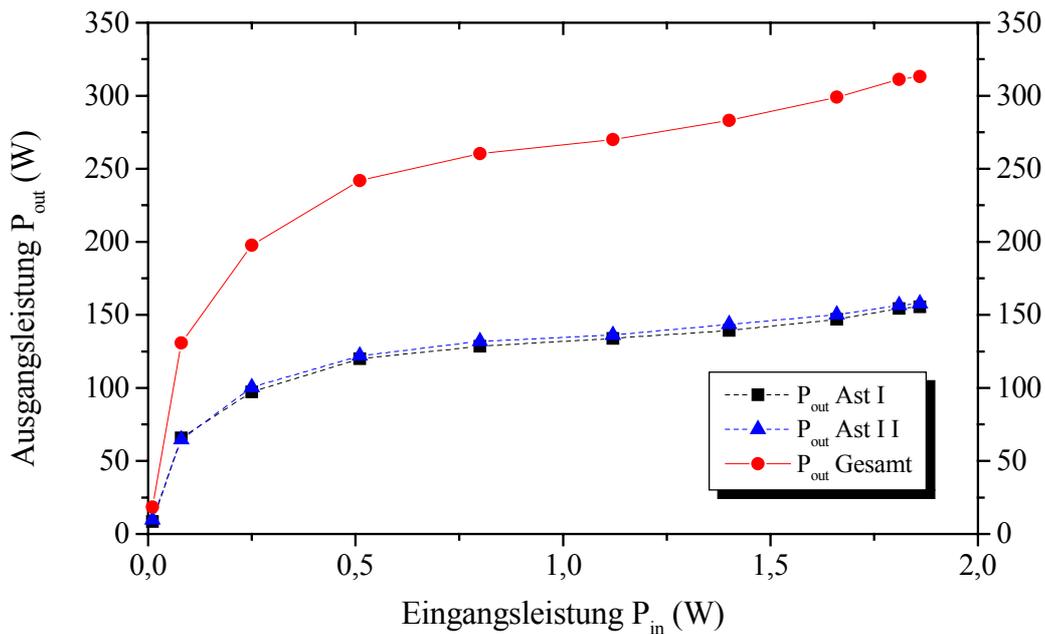


**Abbildung 9.26:** Maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung bei dem Oszillator-Verstärker-System mit vier Verstärkern in einer parallelen Anordnung im Doppel-durchgang.

Die als phasenkonjugierender Spiegel verwendete Glasfaser sowie das Vorgehen bei der Einkopplung, sind identisch zu der beim Zwei-Verstärker-System beschriebenen. Die Messung der durchschnittlichen Ausgangsleistung erfolgt ebenso wie dort. In Abbildung 9.26 ist

die erreichte maximale Ausgangsleistung des Gesamtsystems in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung pro Verstärkerkavität dargestellt. Bei einer Pumpleistung  $P_{pump} = 7 \text{ kW}$  beträgt die durchschnittliche Ausgangsleistung  $P_{out} = 315 \text{ W}$ . Gegenüber dem oben beschriebenen System mit zwei Verstärkern kann die Ausgangsleistung damit um  $119 \text{ W}$  bzw.  $61\%$  gesteigert werden. Der Wirkungsgrad der Anordnung beträgt  $37,7\%$ , wenn man die gemessene Multimode-Leistung von  $P_{out, multi} = 209 \text{ W}$  von einer Verstärkerkavität bei einer elektrischen Pumpleistung  $P_{pump} = 7 \text{ kW}$  zugrunde legt.

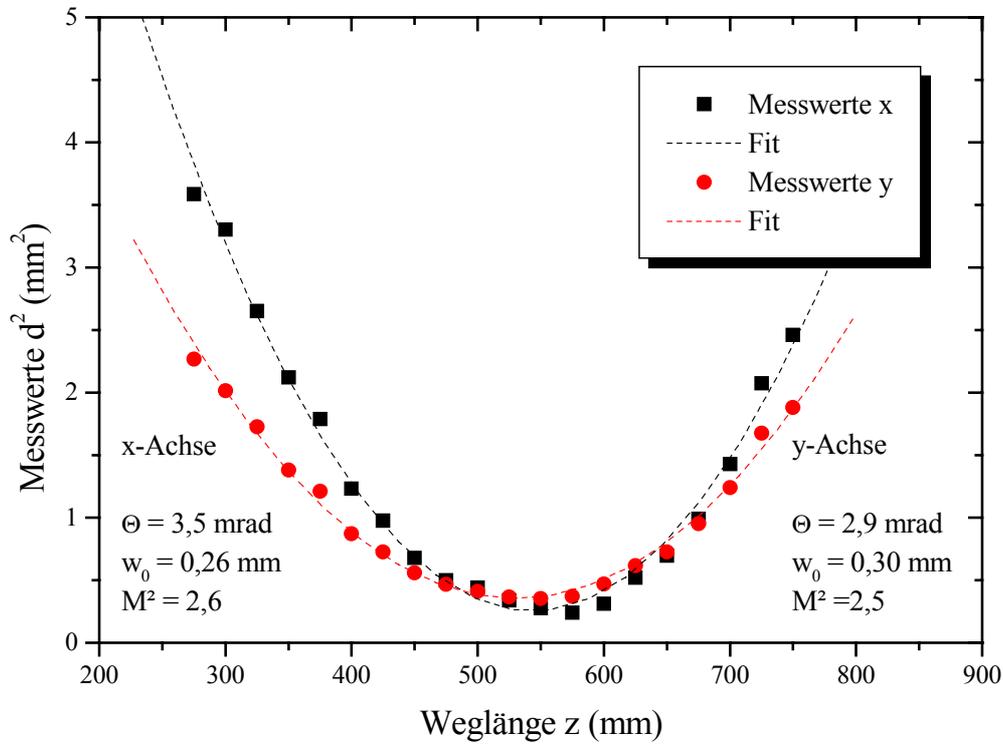
In Abbildung 9.27 ist der Verlauf der Ausgangsleistung über der eingekoppelten Oszillatorleistung bei dieser Pumpleistung dargestellt. Neben der Gesamtleistung beider Verstärkeräste, sind die Ausgangsleistungen der beiden einzelnen Äste abgebildet. Dabei wird der Verstärkerast, in den der s-polarisierte Anteil eingekoppelt wird (der obere in Abbildung 9.22), mit Ast I bezeichnet. Gut ist das fast identische Verhalten der beide Verstärkeräste zu erkennen. Für die Messung der Leistung der einzelnen Äste wird jeweils ein Eingangsstrahl vor dem jeweiligen Faraday-Rotator geblockt.



**Abbildung 9.27:** Durchschnittliche Ausgangsleistung über der eingekoppelten Oszillatorleistung für das Gesamtsystem und pro Verstärkerast.

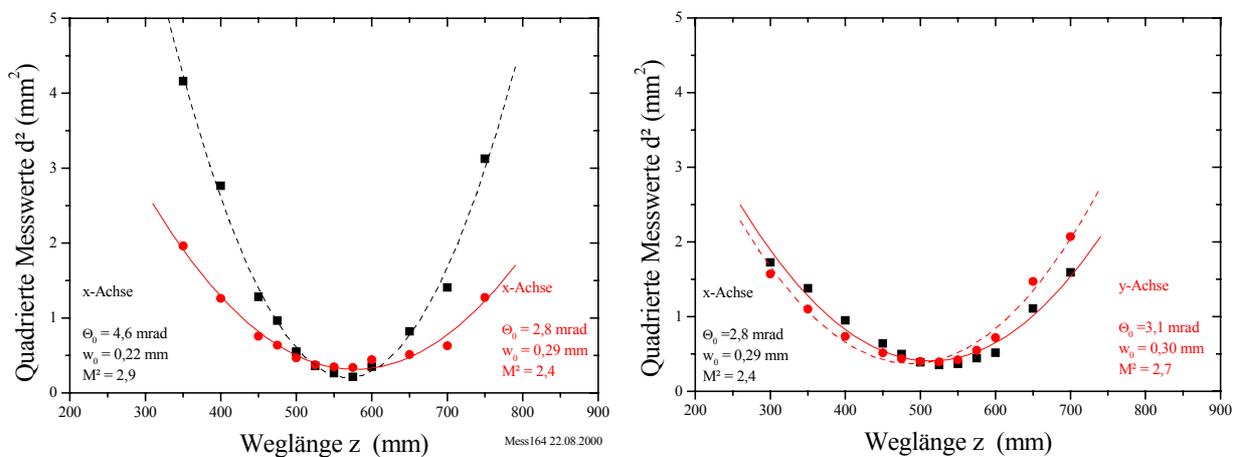
Die Bestimmung der Strahlqualität wird wie in Kapitel 8.2.3 beschrieben durchgeführt. Neben der Messung für das Gesamtsystem wird auch die Strahlqualität der beiden einzelnen Äste bestimmt. Die durchschnittliche Ausgangsleistung des Systems beträgt  $P_{out} = 285 \text{ W}$  bei einer Gesamtpumpleistung  $P_{pump} = 24 \text{ kW}$  ( $6 \text{ kW}$  pro Kavität). Sie wird während der gesamten Messung detektiert. In der folgenden Abbildung ist die Änderung der Strahldurchmesser

im Verlauf der durch eine Linse der Brennweite  $f = 1000$  mm erzeugten Kaustik aufgetragen. Die Strahlqualität des Gesamtsystems wird mit  $M^2 < 2,6$  für die beiden Raumrichtungen bestimmt.



**Abbildung 9.28:** Strahlqualität des Oszillator-Verstärker-Systems mit vier Verstärkerkavitäten in einer parallelen Anordnung bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von  $P_{out} = 285$  W.

Auffallend ist der größere Divergenzwinkel für die x-Komponente des Durchmessers. Dies hängt mit dem oben angesprochenen Reflex von der Polarisator-Rückseite zusammen und tritt in den Messungen der einzelnen Äste noch deutlicher zutage, Abbildung 9.29.



**Abbildung 9.29:** Strahlqualität der einzelnen Verstärkeräste bei der in Abbildung 9.28 dargestellten Messung (Ast I: links, Ast II: rechts).

Die mit  $M^2 = 2,9$  deutlich unter dem Durchschnitt liegende Strahlqualität der x-Komponente des ersten Astes, bedingt durch den großen Divergenzwinkel, führt zu einer insgesamt schlechteren Strahlqualität des Gesamtsystems. Durch eine Vermeidung des Reflexes an der Rückseite des Dünnschichtpolarisators wäre eine Verbesserung der Strahlqualität zu erwarten.

Laserparameter nach der Verstärkung

Wellenlänge	$\lambda$	= 1079,5 nm
Mittlere Ausgangsleistung	$P_{out}$	= 315 W
Anzahl Burstpulse	$N_{Burst}$	= 28
Mittlere Repetitionsrate	$f_{Rep}$	= 2,8 kHz
Pulsenergie	$E_{Puls}$	= 112,5 mJ
Pulslänge	$\Delta t_{Puls}$	= 160 ns
Strahlqualität	$M^2$	< 2,6

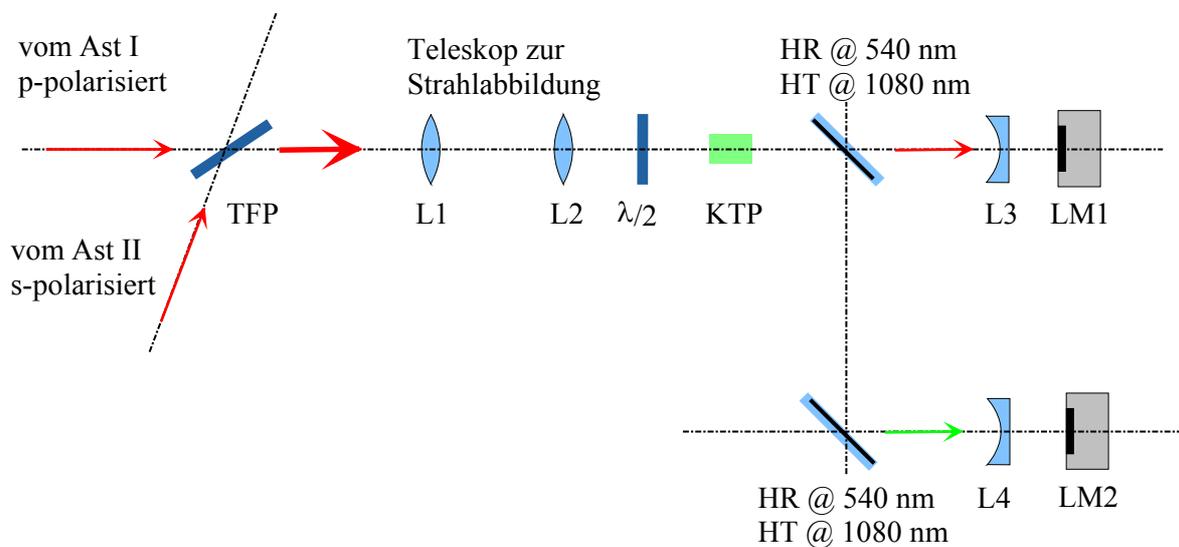
**Tabelle 9.7:** Strahlparameter des Oszillator-Verstärker-Systems mit vier Verstärkerkavitäten in einer parallelen Anordnung.

Die beiden Strahlanteile der einzelnen Verstärkeräste sind aufgrund der Eigenschaften des phasenkonjugierten Lichts nahezu perfekt geometrisch überlagert, aber doch getrennte Strahlen mit senkrecht zueinander stehenden Polarisationsrichtungen. Diese Eigenschaften kann man sich zunutze machen, um die Strahlen mittels Frequenzkonversion Typ II zu kombinieren. Bevor dies im nächsten Abschnitt beschrieben wird, sind die in der Grundwelle erzielten Ausgangswerte des Verstärker-Systems in Tabelle 9.7 zusammengefasst.

## 9.4 Frequenzkonversion

Die oben erläuterten Eigenschaften der Laserstrahlung des Oszillator-Verstärker-Systems bieten ideale Voraussetzungen für eine effiziente Frequenzverdoppelung, hier vom infraroten in den grünen Spektralbereich (1080 nm  $\rightarrow$  540 nm). Bei der Phasenanpassung Typ II (siehe Kapitel 4.2) ist der nichtlineare Kristall in dem die Frequenzkonversion stattfindet, so orientiert, dass der Brechungsindex der Oberwelle gleich dem Mittelwert der Brechungsindices des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls der Grundwelle ist. Je ein Photon der Grundwelle aus der ordentlichen und außerordentlichen Polarisationsrichtung erzeugen ein Photon

der Oberwelle, wobei diese außerordentlich polarisiert ist. Im vorliegenden Fall können die beiden senkrecht zueinander polarisierten Strahlanteile der zur Verfügung stehenden Laserstrahlung so in den Kristall eingestrahlt werden, dass sich ein Teilstrahl entlang der ordentlichen, der andere entlang der außerordentlichen Polarisationsrichtung im Kristall ausbreitet. Bei zeitlichem und räumlichem Überlapp der Teilstrahlen im Kristall werden beide Strahlanteile für den Konversionsprozess genutzt und so zu einem linear polarisierten Strahl der zweiten Harmonischen kombiniert. Der dazu benutzte Versuchsaufbau ist in Abbildung 9.30 dargestellt.



**Abbildung 9.30:** Versuchsaufbau zur Frequenzverdoppelung (TFP: Dünnschichtpolarisator, L1, L2, L3, L4: Linsen,  $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, KTP: Kalium-Titanyl-Phosphat, LM1, LM2: Leistungsmessköpfe).

Die beiden senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen werden am Dünnschichtpolarisator (TFP) überlagert. Ein Teleskop (L1, L2) mit den Linsenbrennweiten  $f_{L1} = f_{L2} = 500$  mm bildet den Austrittsstrahl von den Stabendflächen der Verstärkerstäbe in den nichtlinearen Kristall ab. Dies hat den Vorteil, dass die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung nahezu ein zylinderförmiges räumliches Profil aufweist und Beugungseffekte weitgehend vermieden werden. Eine Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ) dient dazu die Orientierung der Polarisationsrichtungen an die Vorzugsrichtungen im Kristall anzupassen.

Als nichtlineares Medium zur Frequenzverdoppelung wird ein Kalium-Titanyl-Kristall (KTP) verwendet, dessen Kristallparameter in Tabelle 9.8 zusammengefasst sind. Der Kristall ist für eine bestimmte Betriebstemperatur geschnitten, bei der die Bedingung der Phasenanpassung erfüllt ist. Zur Stabilisierung der Temperatur wird ein Temperierofen benutzt. Die

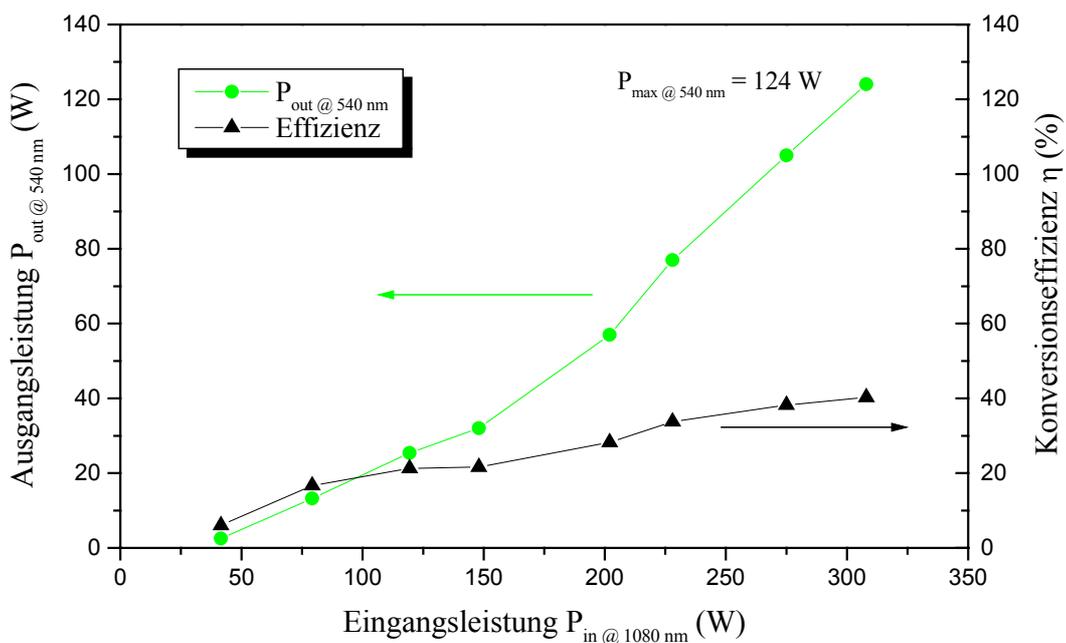
Temperatur kann dabei in Schritten von 0,1° C eingestellt werden. Eine Feinanpassung zur optimalen Frequenzkonversion wird bei fester Temperatur durch Verkippung erreicht.

Bei den gegebenen Strahlparametern sind Konversionseffizienzen bis zu 50% zu erwarten. Der Anteil der nicht verdoppelten Grundwelle muss daher nach dem Konversionsprozess von der erzeugten Oberwelle abgetrennt werden. Dies geschieht mithilfe dichroitischer Spiegel, die unter einem Winkel von 45° hochtransmittierend für die Grundwelle und hochreflektierend für die Oberwelle sind.

Kristallparameter des verwendeten KTP-Kristalls:

Chemische Bezeichnung	Kalium-Titanyl-Phosphat	
Summenformel	KTiOPO <sub>4</sub>	
Abmessung	6 mm x 6 mm x 15 mm	
Nichtlinearer Koeffizient	$d^*$	3,10 pm/V
Phasenanpassung	Typ II	
Betriebstemperatur	$T$	60° C

**Tabelle 9.8:** Kristallparameter des verwendeten Kristalls zur Erzeugung der 2. Harmonischen.



**Abbildung 9.31:** Ausgangsleistung bei  $\lambda = 540 \text{ nm}$  und Konversionseffizienz über der durchschnittlichen Eingangsleistung im infraroten Spektralbereich.

Nach der Auftrennung in Grund- und Oberwelle werden beide Leistungsanteile gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.31 dargestellt. Dabei ist auf der linken Skala die konvertierte Durchschnittleistung im grünen Spektralbereich aufgetragen, auf der rechten Skala die dabei erzielte Konversionseffizienz. Bei einer Eingangsleistung der Grundwelle in den nicht-linearen Kristall von  $P_{in} = 308 \text{ W}$  wird eine Ausgangsleistung  $P_{out@540 \text{ nm}} = 124 \text{ W}$  erzielt. Das entspricht einer Konversionseffizienz von  $\eta = 40,3\%$ .

Zur Messung der Grundwelle dient ein wassergekühlter Leistungsmesskopf Modell RKT-1000 der Firma Laser Precision Corp, die Oberwelle wird mit einem luftgekühlten Messkopf Modell PS-150 der Fa. Gentec detektiert. Beide Strahlanteile werden vor der Messung aufgeweitet. Die eingestrahlte Durchschnittsleistung ergibt sich aus der Summe der beiden Anteile, wobei davon ausgegangen wird, dass beim Konversionsprozess keine nennenswerte Verluste durch Absorption auftreten (nach [Man2003] sind bei den gegebenen Kristall- und Strahlparametern Verluste unter 1% zu erwarten). Zuvor wird mittels einer Blende gleichen Durchmessers wie des Kristallhalters sichergestellt, dass die Grundwellenstrahlung vollständig durch diesen transmittieren kann.

## 9.5 Zusammenfassung

Mit der oben beschriebenen Erzeugung der zweiten Harmonischen steht ein Oszillator-Verstärker-System guter Strahlqualität zur Verfügung mit hoher durchschnittlicher Ausgangsleistung im grünen und infraroten Spektralbereich. In diesem Kapitel wurde der Aufbau des Systems, angefangen mit der Realisierung eines geeigneten Grundmode-Oszillators bis hin zu einer Verstärkeranordnung mit vier Verstärkerkavitäten in einer parallelen Anordnung, beschrieben. Weiter wurden die speziellen Eigenschaften des hier verwendeten aktiven Lasermaterials Nd:YALO im Vergleich zu Nd:YAG vorgestellt. Die Reflexionseigenschaften der als phasenkonjugierenden Spiegel verwendeten Glasfasern wurden während des Laserbetriebs bei hohen Durchschnittsleistungen bestimmt. Zur weiteren Verbesserung der Strahlqualität wurden entspiegelte Fasern eingesetzt, die allerdings aufgrund der geringeren Zerstörschwelle der Entspiegelungsschichten nur bei reduzierten Durchschnittsleistungen erfolgreich verwendet werden konnten.

Mit dem in Kapitel 8 vorgestellten Nd:YAG-System und dem in diesem Kapitel besprochenen Lasersystem stehen nun zwei für die Materialbearbeitung prädestinierte Strahlquellen zur Verfügung. Mögliche Anwendungen werden am Beispiel von Bohrungen in Aluminiumoxid und -nitrid im nächsten Kapitel gezeigt.

# 10

## Materialbearbeitung

Keramische Werkstoffe finden zunehmend Anwendung in technologischen Bereichen, da sie wie kaum andere Materialien viele vorteilhafte Eigenschaften in sich vereinigen. Hierzu gehört die hohe Härte, die eine extreme Formsteifigkeit und Verschleißfestigkeit mit sich bringt, der hohe elektrische Widerstand, der zusammen mit der Formsteifigkeit eine attraktive Trägerfunktion für Schaltkreise bietet und die hohe Temperaturbeständigkeit, die verschiedenste Anwendungen im Motoren- und Turbinenbau ermöglicht. Weitere günstige Eigenschaften sind die geringe Dichte, die chemische und biochemische Resistenz und die geringe Wärmeausdehnung.

Die Bearbeitung keramischer Werkstoffe ist, bedingt durch die hohe Härte und Formstabilität nur mit wenigen und teuren Werkzeugen möglich, die dabei einem hohen Verschleiß unterliegen. Festkörperlaser hoher Strahldichte sind daher für die Bearbeitung dieser Werkstoffe, im Bereich von Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis besonders geeignet. Die Laserbearbeitung besitzt das große Potential einer reproduzierbaren, kontaminationsarmen und sehr präzisen Bearbeitung dieser Werkstoffe ohne große Randschädigung (geringe Wärme- und mechanische Einflusszonen).

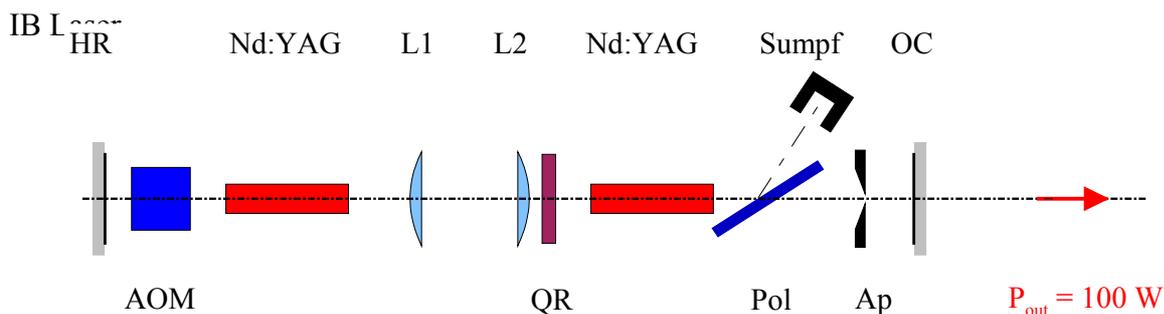
Die beiden Keramiken Aluminiumnitrid (AlN) und Aluminiumoxid (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) werden in der Halbleiterindustrie als Trägermaterialien eingesetzt. Nach Informationen von INFINION besteht der Bedarf nach Mikrolöchern mit einem Durchmesser von unter 300 µm in diesen Materialien, die zur Durchkontaktierung in sogenannten Multilayer-Halbleiterbauelementen

benötigt werden. In diesem Kapitel wird die Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Lasersysteme für Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis in Aluminiumoxid und Aluminiumnitrid beschrieben. Die Untersuchungen wurden von Herrn Thomas Metzger im Rahmen einer Diplomarbeit [Met2003] am Optischen Institut der TU Berlin und an der Laser- und Medizintechnologie Berlin GmbH (LMTB) durchgeführt.

Der Vorteil der besseren Strahlqualität, der im Kapitel 8 und 9 dieser Arbeit vorgestellten Systeme, bei Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis kann eindrucksvoll im Vergleich mit einem Lasersystem geringerer Strahlqualität demonstriert werden. Als Strahlquellen zur Materialbearbeitung kommen das in Kapitel 8 beschriebene Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-System und ein Zweistab-Resonator der Fa. LMTB mit deutlich schlechterer Strahlqualität zur Anwendung. Die Fokussierparameter bei der Bearbeitung werden so gewählt, dass gleiche Energiedichten auf dem Werkstück realisiert werden und so vergleichbare Abtragsbedingungen gegeben sind.

## 10.1 Zweistab-Resonator

Hier wird kurz das zum Vergleich, mit dem in dieser Arbeit beschriebenen System (Kapitel 9), verwendete Lasersystem vorgestellt. Nähere Angaben dazu sind in [Met2003] zu finden. Der Resonator des Zweistablasers besteht aus einer doppelbrechungskompensierten Anordnung aus zwei 130 mm langen und 5 mm dicken Nd:YAG-Stäben. Die optische Anregung erfolgt kontinuierlich mit je einer Kryptonbogenlampe des Typs QCW 189 der Fa.

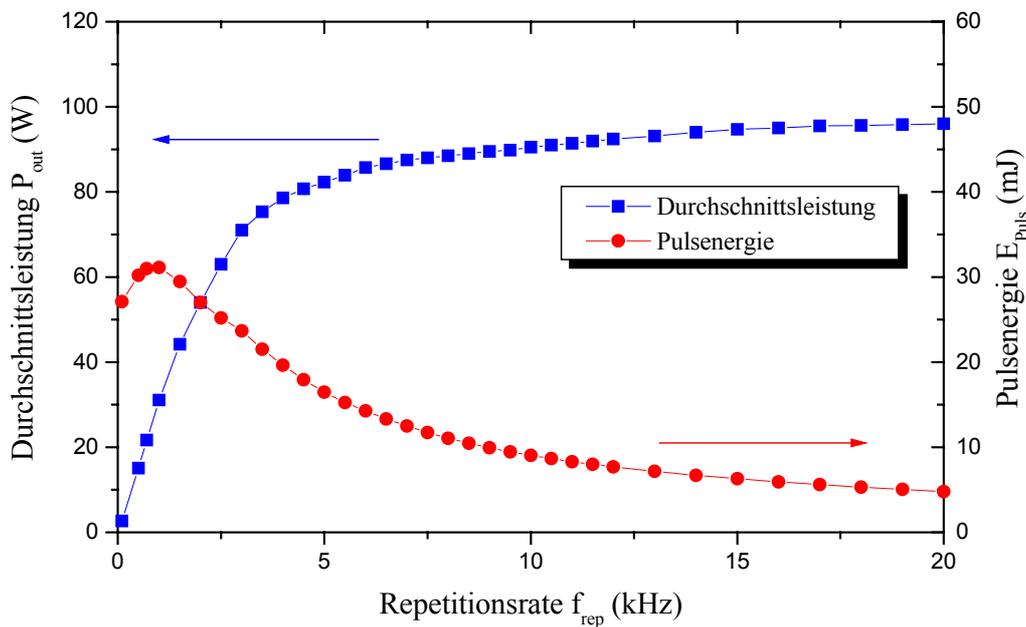


**Abbildung 10.1:** Aufbau des Zweistab-Resonators (HR: Hochreflektierender Spiegel, AOM: Akustooptischer Modulator, L1, L2: Linsen, Ap: Modenblende, QR: Quarz-Rotator, Pol: Polarisator, OC: Auskoppelspiegel).

Die Doppelbrechungskompensation erfolgt, wie in Kapitel 8.3.1.1 beschrieben, durch einen Quarz-Rotator (QR) der die radiale und azimutale Polarisationsrichtungen vertauscht, in Verbindung mit einem Teleskop (L1, L2;  $f_{L1} = f_{L2} = 150 \text{ mm}$ ) mit dem die Hauptebenen der thermischen Linse in den Stäben aufeinander abgebildet werden. An einem Dünnschichtpolarisator (Pol) wird der depolarisierte Strahlungsanteil ausgekoppelt, so dass ein linear polari-

sierter Ausgangsstrahl zur Verfügung steht. Eine Modenblende mit der Öffnung  $d_{ap} = 2 \text{ mm}$  dient dazu höhermodige Strahlanteile auszublenden. Damit wird ein akzeptabler Kompromiss zwischen Strahlqualität und durchschnittlicher Ausgangsleistung gefunden. Die Ausgangsleistung beträgt ohne Güteschaltung  $P_{out} = 100 \text{ W}$  bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 21$ .

Um die für die Materialbearbeitung notwendigen Leistungsdichten auf dem Werkstück zu erzeugen, wird der Resonator mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) gütegeschaltet, dabei werden Repetitionsraten bis zu 20 kHz und Pulsenergien bis 30 mJ erreicht, Abbildung 10.2.



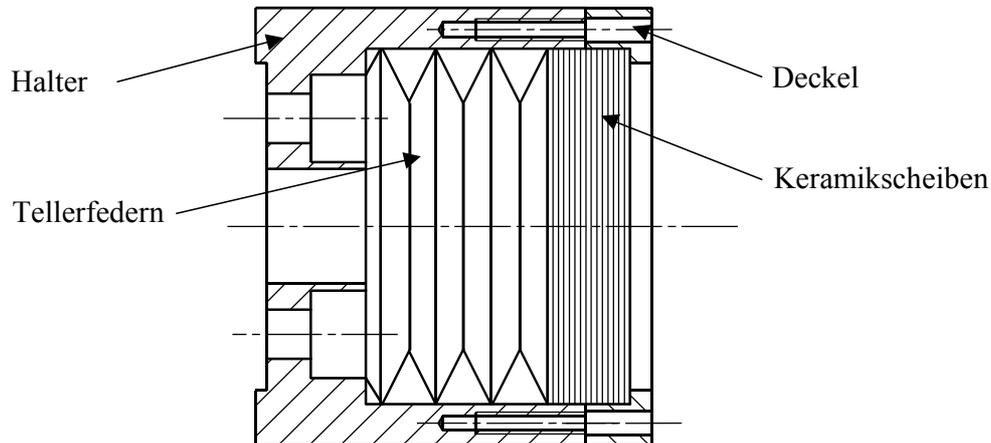
**Abbildung 10.2:** Durchschnittliche Ausgangsleistung und Pulsenergie in Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Zweistab-Resonators.

## 10.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Um die maximale Bohrtiefe und den Verlauf des Durchmessers entlang Bohrung ohne aufwändige nachträgliche Bearbeitung (z. B. Querschleife) bestimmen zu können, werden für die Experimente Stapel von Keramikscheiben verwendet. Die Scheiben haben eine Dicke von  $l = 0,25 \text{ mm}$  und einen Durchmesser von  $d = 32 \text{ mm}$ . Die Stapel werden in einem speziell konstruierten Probenhalter, Abbildung 10.3, aufgenommen, der so konstruiert ist, dass die Schichtpakete durch Tellerfedern spaltfrei zusammengepresst werden und sich die Fokusslage bei Entnahme und Wiederbefüllung nicht verändert.

Für reproduzier- und vergleichbare Bohrerergebnisse wird bei allen Versuchen eine sorgfältige Fokusslagenbestimmung durchgeführt. Die Bestimmung der Fokusslage wird durch Erstellen einer Lochreihe ermittelt. Dazu werden die Löcher bei gleichbleibender geringer

Pulsenergie und konstanter Bohrzeit mit wenigen Pulsen nebeneinander in eine dünne Aluminiumnitridscheibe gebohrt. Zwischen den einzelnen Bohrvorgängen wird die Fokusslage um  $50\ \mu\text{m}$  variiert, so dass eine Lochreihe mit variierenden Lochdurchmessern entsteht. Das Loch mit dem kleinsten Eintrittsdurchmesser entspricht dabei der Fokusslage auf der Werkstückoberfläche.



**Abbildung 10.3:** Konstruktionszeichnung des Probenhalters zur Aufnahme der Keramikscheiben [Met2003].

Die Rohstrahlen aller verwendeter Laserstrahlquellen werden mit Hilfe eines Teleskops aufgeweitet und kollimiert. Zur Vergleichbarkeit der Laserstrahlquellen werden die Teleskope und jeweiligen Fokussierlinsen so ausgewählt, dass bei den Versuchen eine ähnliche maximale Energiedichte im Fokus von  $H_f \approx 110\ \text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  erreicht wird und die Fokussdurchmesser  $w_f$  in den selben Größenordnungen liegen.

In Abbildung 10.4 ist der verwendete Versuchsaufbau zur Durchführung der Bohrexperimente dargestellt. Die Keramikproben befinden sich in dem oben beschriebenen Halter, der auf einer Justiereinheit befestigt ist, die eine Verschiebung in die drei Raumrichtungen ermöglicht. Mithilfe einer optionalen Einheit (Vakuumrohr, mit Vakuumpumpe) können Experimente im Vorvakuum durchgeführt werden, auf die hier aber nicht weiter eingegangen wird. Der von der jeweiligen Strahlquelle emittierte Laserstrahl wird mit einem Galilei-Teleskop aufgeweitet und kollimiert. Mittels der Fokussierlinse wird der kollimierte Strahl auf die Proben fokussiert.

Nach Bestimmung der Fokusslage werden Bohrungen bei unterschiedlicher Bohrdauer durchgeführt. Die Bohrreihen werden bei einer Zeitdauer  $t_{max}$  beendet, bei der kein Bohrfortschritt mehr beobachtet wird. Dies kann über die Plasmabildung beim Bohren überprüft werden. Die erreichten Bohrlochdurchmesser im Verlauf der Bohrung werden mit einem Licht-

mikroskop bestimmt. Gemessen werden die Durchmesser auf der Ein- und Austrittsseite der Keramikscheiben.

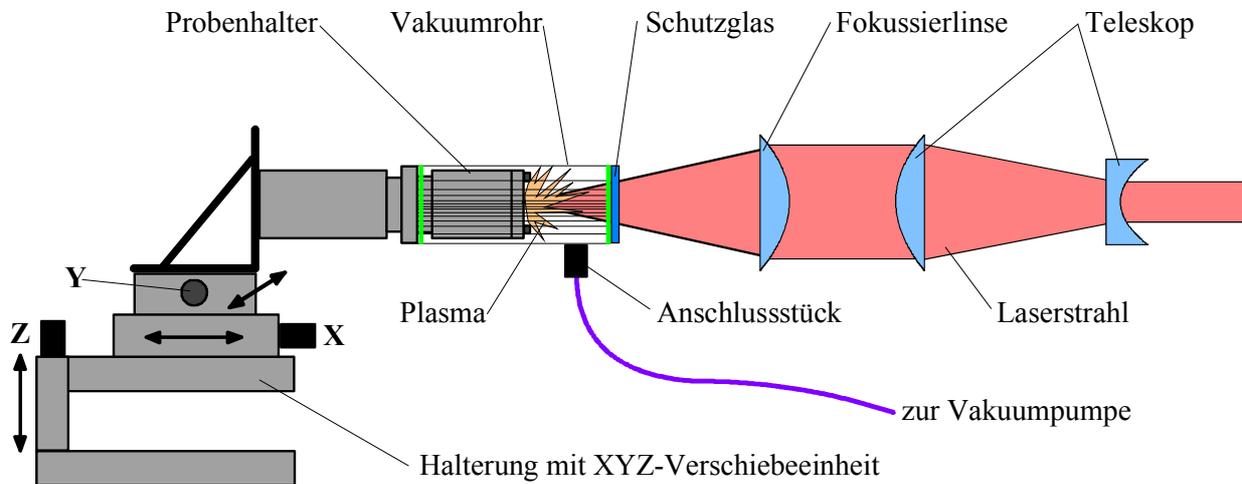


Abbildung 10.4: Versuchsaufbau zur Durchführung der Bohrexperimente [Met2003].

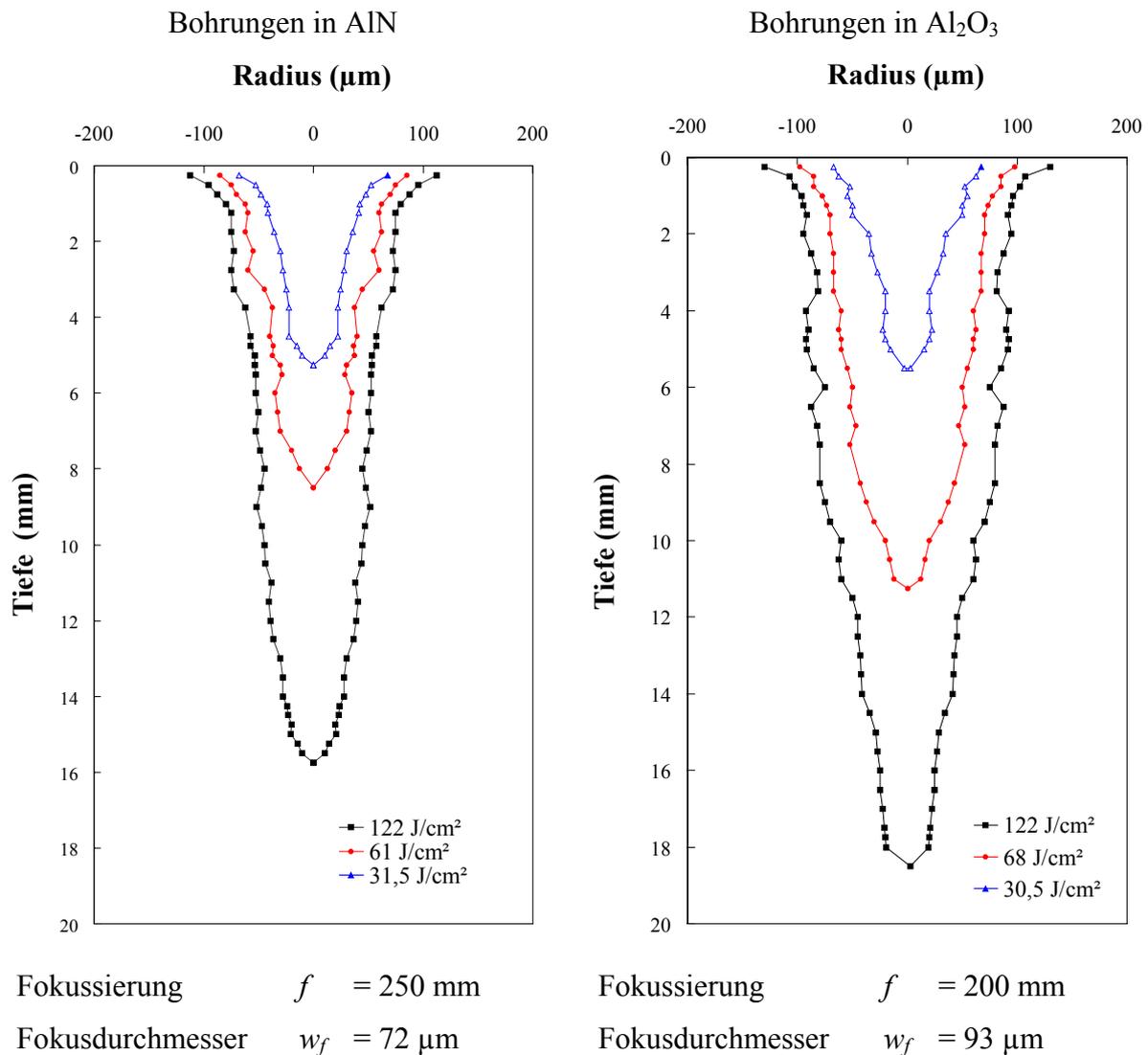
### 10.3 Experimentelle Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse vorgestellt, die bei Bohrungen mit dem im Kapitel 8 beschriebenen Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-System erzielt werden. Das System wird dabei im Einfachdurchgang betrieben, um eine höhere Flexibilität in der Pulsspitzenleistung zu erreichen. Die Strahlqualität ist in diesem Betriebsmodus mit  $M^2 = 2,7$  immer noch deutlich besser als bei dem oben beschriebenen Zweistab-Resonator. Die Notwendigkeit der guten Strahlqualität zur Erzeugung von Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis wird eindrucksvoll im Vergleich der beiden Lasersysteme demonstriert.

Abbildung 10.5 zeigt jeweils drei Bohrlochverläufe, die mit verschiedenen Energiedichten des Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-Systems ( $f_{rep} = 4,0$  kHz,  $f = 250$  mm,  $w_f = 72$   $\mu$ m) in AlN und Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> erzeugt werden. Der Abtrag findet unter atmosphärischen Bedingungen statt. Die Bohrzeit beträgt bei allen Energieflussdichten  $t \approx 150$  s. Die Energieflussdichten werden so gewählt, dass sie vergleichbar mit denen des Zweistablasers in Kombination mit der 200 mm-Fokussierlinse sind.

Die Bohrungen in AlN zeigen nach einem 1,5 mm tiefen Einzugsbereich einen sehr glatten Verlauf und weisen für die Energiedichte von  $H = 122$  J·cm<sup>-2</sup> über einen Bereich von 4,5 mm bis 12 mm Tiefe nahezu konstante Bohrdurchmesser von ca.  $d_B = 100$   $\mu$ m auf. Ähnliches gilt für die Bohrungen in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, die generell etwas tiefer aber auch breiter ausfallen als die in AlN. Dies ist in dem unterschiedlichen Absorptionsverhalten der beiden Materialien begründet. Für die Bohrung in AlN wird eine Bohrtiefe von 16 mm bei einem mittleren

Schachtverhältnis von 165 erreicht, bei der Bohrung in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  18 mm bei einem Schachtverhältnis von 128.

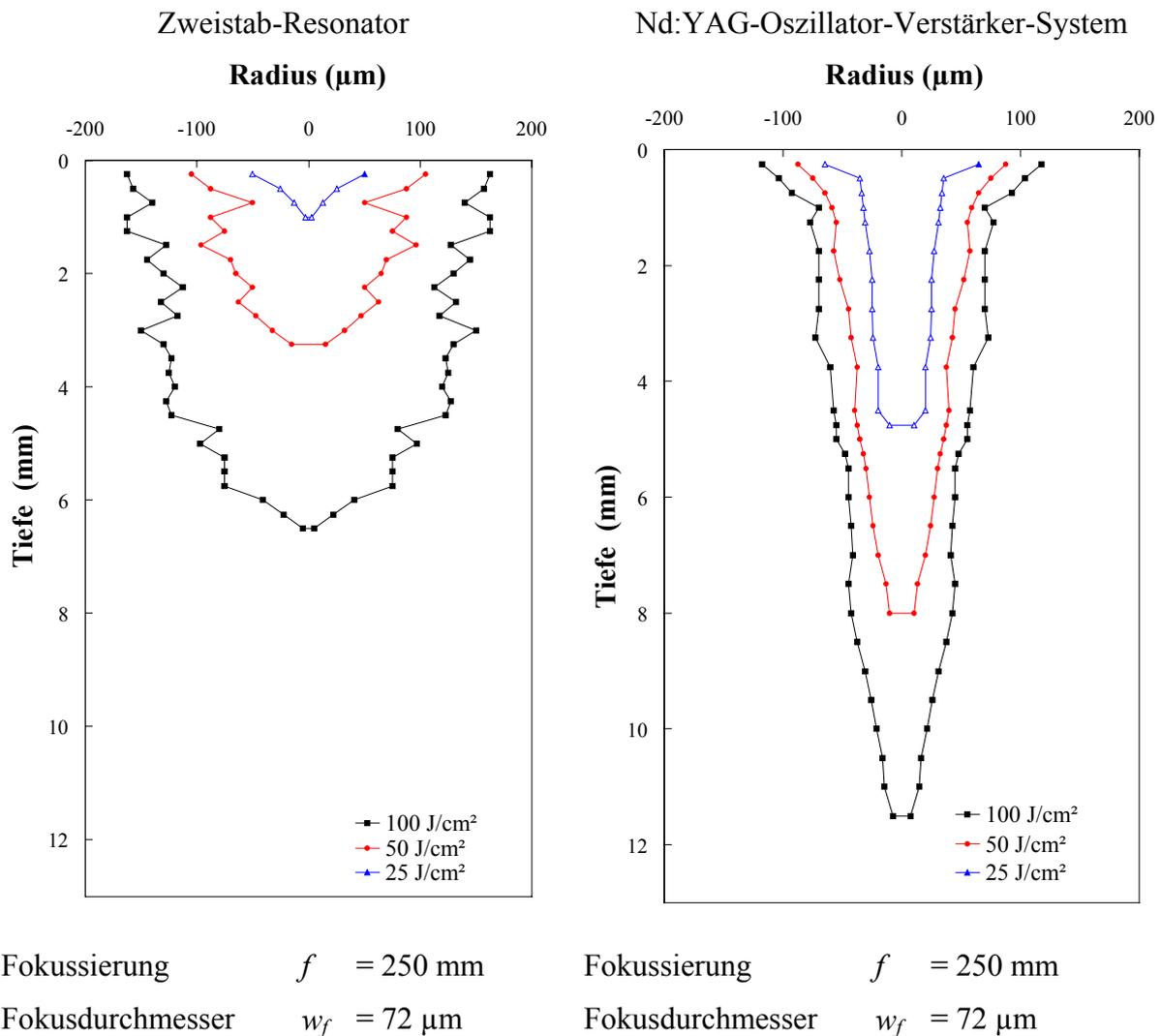


**Abbildung 10.5:** Bohrlochdurchmesser über der Bohrtiefe bei Bohrungen in AlN (links) und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (rechts) mit dem Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-System.

Interessant ist nun der Vergleich zu den mit dem Zweistab-Resonator durchgeführten Bohrungen. In Abbildung 10.6 sind jeweils drei Bohrlochverläufe in AlN dargestellt, die mit Hilfe des Zweistab-Resonator ( $f_{rep} = 1,5 \text{ kHz}$ ,  $f = 200 \text{ mm}$ ;  $w_f = 93 \text{ }\mu\text{m}$ ) und des Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-Systems ( $f_{rep} = 4,0 \text{ kHz}$ ;  $f = 250 \text{ mm}$ ;  $w_f = 74 \text{ }\mu\text{m}$ ) bei gleicher Energiedichte erzeugt werden.

Für Bohrungen sowohl in AlN als auch in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ist das MOPA-System durch die bessere Fokussierbarkeit dem Zweistablaser weit überlegen und resultiert in tieferen und schlankeren Bohrungen, deren Verlauf wesentlich glatter ist als die mit dem Zweistablaser erzeugten

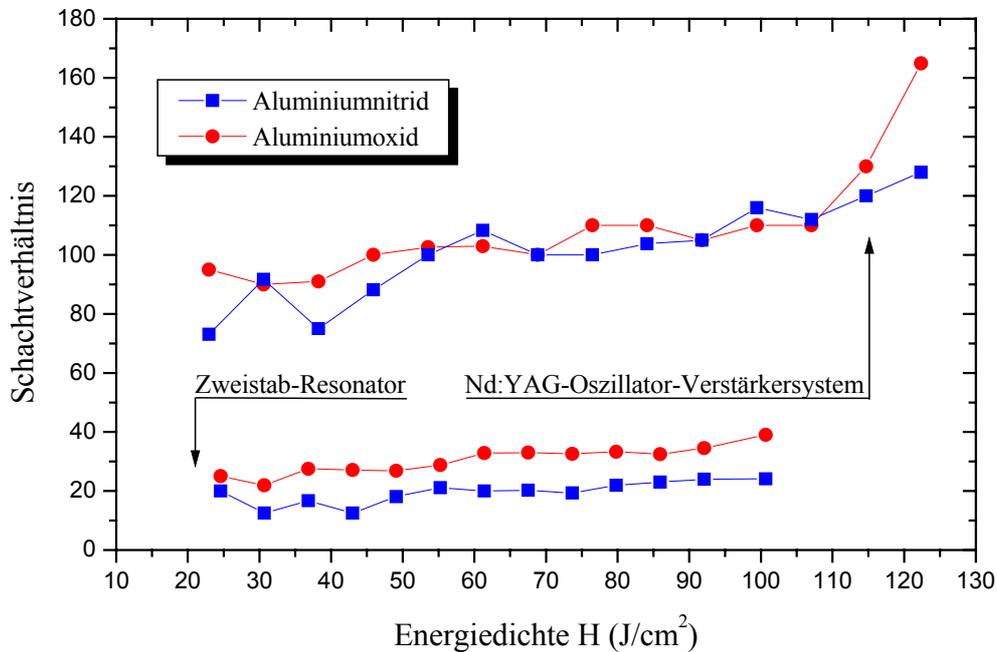
Löcher. Die mit den unterschiedlichen Lasern generierten Bohrungen lassen sich durch die jeweils etwas unterschiedlichen Fokussdurchmesser zwar nur bedingt miteinander vergleichen, zeigen jedoch eine eindeutige Tendenz zu besseren Ergebnissen des MOPA-Systems sowohl bei Tiefe als auch Qualität (Rundheit) der Bohrungen. Die weit bessere Strahlqualität des MOPA-Systems resultiert im Vergleich zum Zweistablaser bei ähnlichen Fokusradien in einer weit höheren Rayleigh-Länge. Diese ermöglicht es, lange und schlanke Löcher in opaken Medien zu erzeugen.



**Abbildung 10.6:** Vergleich der erreichten Bohrtiefen in AlN bei verschiedenen Energiedichten für die beiden Lasersysteme.

Ein ähnliches Verhalten im Vergleich der beiden Lasersysteme ergibt sich für Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [Met2003]. Die erreichbaren Bohrtiefen in AlN und Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> in Abhängigkeit von der Energiedichte sind bei dem Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-System deutlich höher. Dabei liegen die mittlerer Lochdurchmesser  $d_B$  in halber Bohrlochtiefe  $t_{B/2}$  weit unter denen des Zweistabla-

sers. Daraus resultiert das mit dem MOPA-Laser erzielbare hohe Schachtverhältnis, das im Mittel um einen Faktor drei über dem des mit dem Zweistab-Resonators Erzielten liegt, siehe Abbildung 10.7.



**Abbildung 10.7:** Vergleich der erreichbaren Schachtverhältnisse in Abhängigkeit von der Energiedichte für die beiden Lasersysteme.

Die Versuche zeigen, dass die Strahlqualität beim Erzeugen schlanker Bohrlochgeometrien entscheidenden Einfluss besitzt. Weiterhin stellen die hohen erzielbaren Pulsenergien der MOPA-Systeme selbst in großen Bohrlochtiefen noch genügend hohe Energiedichten zur Verfügung, um den Bohrfortschritt aufrecht zu halten. Da die MOPA-Systeme durch ihre in weiten Bereichen frei wählbaren Pulslängen und Repetitionsraten sehr flexibel einsetzbar sind, liegt hier eine Möglichkeit das Abtragsverhalten bezüglich unterschiedlicher Pulsdauern zu untersuchen, um eventuell ähnliche Aspektverhältnisse mit kleineren Bohrungsdurchmessern zu erzielen. Ein zusätzlicher Vorteil der flexiblen Betriebsparameter liegt in der Möglichkeit, das Bohrloch während des Bohrprozesses gezielt zu beeinflussen.

## 10.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine direkte Anwendungsmöglichkeit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Oszillator-Verstärker-Systeme aufgezeigt. Laserbohrungen mit hohem Aspektverhältnis, wie sie vielfältig in der Technik verlangt werden, sind nur bei ausreichend guter Strahlqualität der eingesetzten Lasersysteme durchführbar. Dabei besitzt der Laser als Werk-

zeug vor allem bei sonst nur schwierig bearbeitbaren Werkstoffen, wie der hier betrachteten Keramiken, ein hohes Anwendungspotential.

Beim Vergleich mit einem Lasersystem schlechterer Strahlqualität zeigen die Bohrverläufe sowie die erreichbaren Schachtverhältnisse, dass bei ähnlichen Fokusdurchmessern und gleicher Energiedichte letztlich die zur Verfügung stehende Strahlqualität der limitierende Faktor ist.



# 11

## Zusammenfassung

Die Strahlqualität von gepulst betriebenen Lasersystemen bei hohen Durchschnittsleistungen ist für viele Anwendungen in Forschung und Technik ein entscheidender Parameter. Zur Realisierung solcher Systeme nutzt man vielfach Oszillator-Verstärker (MOPA)-Aufbauten, bei denen ein beugungsbegrenzter Laserstrahl geringer Ausgangsleistung in nachgeschalteten Verstärkerstufen zu hohen Durchschnittsleistungen skaliert wird. Für eine effiziente Extraktion, der in den Verstärkern gespeicherten, optischen Energie ist ein Doppeldurchgang durch die Verstärker sinnvoll. Bei der Verwendung konventioneller Spiegel verschlechtert sich aufgrund thermischer Störungen bei starkem optischen Pumpen die Strahlqualität des verstärkten Laserstrahls erheblich.

Verwendet man dagegen phasenkonjugierende Spiegel (PCM) statt konventioneller, können die beim ersten Durchgang aufgetretenen Störungen der Wellenfronten im zweiten Durchgang ausgeglichen werden. Die Strahlqualität des Oszillators bleibt somit weitgehend erhalten. Der Grund dafür sind zwei wesentliche Eigenschaften phasenkonjugierten Lichts: Das an einem phasenkonjugierenden Spiegel reflektierte Licht läuft den identischen Weg zurück, und die Orientierung der Phasenflächen des reflektierten Lichtstrahls hat sich geändert. Phasenkonjugierende Spiegel bestanden bis vor wenigen Jahren aus Zellen mit zum Teil sehr giftigen Flüssigkeiten oder Gasen unter hohem Druck, die schwierig zu handhaben und aus Sicherheitsaspekten in industriellen Lasersystemen nicht zur Anwendung kamen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden phasenkonjugierende Spiegel auf der Basis von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) in Multi-Mode Glasfasern entwickelt und in Oszillator-Verstärker-Systeme implementiert. Damit konnten leistungsstarke Lasersysteme bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$  mit hervorragender Strahlqualität realisiert werden.

Zum Aufbau optimierter Lasersysteme wurden zunächst geeignete Glasfasern verschiedener Kerndurchmesser hinsichtlich ihrer Verwendung als PCM untersucht. Gegenstand dieser Charakterisierung waren die Reflektivität, das Schwellverhalten und die Zerstörschwellen der Glasfasern. Dazu wurden spezielle Messplätze aufgebaut. Die interne SBS-Reflektivität der Fasern beträgt bis zu 89%. Ein Problem bei der Verwendung von Glasfasern als PCM sind Fresnel-Reflexe der Faseroberfläche, die zu einer signifikanten Verschlechterung der Strahlqualität führen. Zu ihrer wirksamen Unterdrückung wurden die Faseroberflächen mit dielektrischen Entspiegelungsschichten versehen. Dies führte jedoch zu einer erniedrigten Zerstörschwelle. Die Morphologie der auftretenden Zerstörungen wurde eingehend untersucht.

Als geeignet für die angestrebten Hochleistungs-Laser-Systeme erwiesen sich, anhand der durchgeführten Untersuchungen, Glasfasern mit einem Kerndurchmesser von  $d_{\text{Kern}} = 200 \mu\text{m}$ . Diese erlauben die Einkopplung stark aberrierter Strahlung wie sie nach dem ersten Verstärkerdurchgang auftritt.

Das hohe Potential dieser Faser-PCM wurde zunächst an einem aktiv gütegeschalteten MOPA-System mit Nd:YAG als Lasermedium und zwei Verstärkerstäben in serieller Anordnung demonstriert. Dieses System lieferte im Einzeldurchgang eine durchschnittliche Ausgangsleistung von  $P_{\text{out}} = 86 \text{ W}$  bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 2,4$ . Durch Einsatz einer Glasfaser als PCM und dem dadurch möglichen Doppeldurchgang durch die Verstärkerstäbe konnte die Ausgangsleistung auf  $P_{\text{out}} = 124 \text{ W}$  gesteigert und gleichzeitig die Strahlqualität auf  $M^2 = 2,2$  verbessert werden.

Ein weiterer Vorteil des MOPA-Konzepts besteht in der Möglichkeit des modularen Aufbaus und damit einer Skalierbarkeit der durchschnittlichen Ausgangsleistung des Gesamtsystems über die Anzahl der Verstärkerkavitäten bei gegebener Oszillatorleistung. Dies wurde an einem passiv gütegeschalteten MOPA-System auf der Basis von Nd:YALO demonstriert. Die Ausgangsleistung von  $P_{\text{out}} = 4,7 \text{ W}$  eines Oszillators mit beugungsbegrenzter Laserstrahlung wurde in verschiedenen Verstärkeranordnungen skaliert.

In einem ersten Schritt wurde ein MOPA-System mit einem Verstärker aufgebaut. Mit dieser Anordnung konnte eine durchschnittliche Ausgangsleistung  $P_{\text{out}} = 84 \text{ W}$  im Doppeldurchgang mit Faser-PCM erreicht werden. Durch Einfügen einer weiteren Verstärkerkavität in serieller Anordnung ließ sich die Ausgangsleistung auf  $P_{\text{out}} = 196 \text{ W}$  steigern. Da die Ver-

stärkung eine deutliche Sättigung aufweist, ist es nicht effizient eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung über zusätzliche Verstärker in serieller Anordnung durchzuführen.

Weitaus sinnvoller ist die Aufteilung der zur Verfügung stehenden Oszillatorleistung auf parallel aufgebaute Verstärkerketten. Dies wurde hier mittels eines Polarisators durchgeführt. Mit einer parallelen Anordnung von je zwei Verstärkerkavitäten konnte eine durchschnittliche Ausgangsleistung von  $P_{out} = 315$  W erzielt werden, wobei die Strahlqualität  $M^2 < 2,6$  betrug. Aufgrund der Eigenschaften des am PCM reflektierten Lichts erfolgt eine nahezu perfekte geometrische Überlagerung der beiden senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen.

Der hohe räumliche Überlapp der Teilstrahlen ermöglicht darüber hinaus eine Kopplung mittels Frequenzkonversion Typ II. Damit erhält man einen linear polarisierten Laserstrahl hoher durchschnittlicher Ausgangsleistung im grünen Spektralbereich. Mit der beschriebenen Methode konnte eine Ausgangsleistung von  $P_{out} = 124$  W ( $\lambda = 540$  nm) erzielt werden. Diese Methode der Strahlkopplung wurde, soweit bekannt, zum ersten Mal im Rahmen dieser Arbeit realisiert.

Abschließend konnte die Bedeutung der Strahlqualität bei Bohrungen in Industriekeramiken gezeigt werden. Verglichen wurden Bohrungen mit einem Lasersystem deutlich schlechterer Strahlqualität ( $M^2 = 21$ ) mit denen, die mit einem MOPA-System einer Strahlqualität von  $M^2 = 2,7$  durchgeführt wurden. Bei gleichen Energiedichten konnten mit dem MOPA-System Bohrungen realisiert werden, deren Schachtverhältnis um einen Faktor drei höher war als bei dem Vergleichssystem.



# 12

## Verzeichnis der Symbole

Symbol    Bedeutung

---

$A$	Fläche, Amplitude
$\mathbf{B}$	Feldvektor des magnetischen Feldes
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_0$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$C$	Fotoelastischer Koeffizient
$d^*$	Nichtlinearer Koeffizient
$eo$	Index für einen außerordentlichen Strahl
$\mathbf{E}$	Feldvektor des elektrischen Feldes
$E$	Elektrisches Feld, Energie
$f$	Brennweite, Frequenz
$f_{rep}$	Repetitionsrate
$g$	Verstärkungskoeffizient
$I$	Intensität
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$H$	Energiedichte
$\mathbf{k}$	Wellenvektor
$k$	Thermische Leitfähigkeit

$l$	Länge, Wechselwirkungslänge
$L$	Strahldichte
$M$	Gütefaktor bei der Frequenzkonversion
$M^2$	Maßzahl der Strahlqualität
$n$	Brechungsindex
$N$	Teilchenzahl
$p_{st}$	Elektostriktiver Druck
$P$	Leistung
$\mathbf{P}^{NL}$	Nichtlineare Polarisation
$q$	Phonon, komplexer Strahlparameter
$R$	Krümmungsradius, Reflektivität
$\mathbf{S}$	Poyntingvektor
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$\mathbf{v}$	Schallgeschwindigkeit
$V$	Wellenleiter-Parameter
$w$	Strahlradius
$X$	Entwicklungskoeffizienten der dielektrischen Suszeptibilität
$z$	Ausbreitungsrichtung
$Z$	Anzahl der Moden in einem Wellenleiter

---

$\alpha$	Absorptionskoeffizient, Ausdehnungskoeffizient
$\gamma_e$	Elektrostriktiver Koeffizient
$\Gamma$	Spektrale Linienbreite
$\delta$	Walk-Off-Winkel
$\Delta\nu$	Linienbreite
$\Delta t_{puls}$	Pulsbreite FWHM
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante
$\epsilon_r$	Permittivitätszahl
$\eta$	Wirkungsgrad
$\vartheta$	Winkel
$\Theta$	Winkel
$\lambda$	Wellenlänge
$\Lambda$	Wellenlänge einer Schallwelle
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante
$\mu_r$	Permeabilitätszahl
$\nu$	Frequenz
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$\tau_q$	Phononen-Lebensdauer
$\varphi$	Winkel
$\Phi$	Streuwinkel
$\omega$	Kreisfrequenz einer Lichtwelle
$\Omega$	Kreisfrequenz einer Schallwelle



# 13

## Publikationen und Vorträge

**Teile dieser Arbeit wurden bereits in folgenden Publikationen veröffentlicht:**

- [1] E. Risse, O. Mehl, Th. Riesbeck, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, *Continuously Pumped All-Solid-State Laser System with Fiber Phase Conjugate Mirror*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **4184**, 179 (2001).
- [2] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315W average output power*, Appl. Phys. B **73**, 847 (2001).
- [3] H. J. Eichler, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, D. Bedau, *Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation*, Opt. Comm., **208** 427 (2002).
- [4] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, A. Binder, D. Ashkenasi, G. Müller, *High Brightness Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugators for Material Processing*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **4977**, 46 (2003).
- [5] A. Binder, Th. Metzger, H. Kern D. Ashkenasi, G. Müller Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High quality laser micro drilling of metals and ceramics with maximum aspect ratio*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **4977** 295 (2003).
- [6] A. Binder, D. Ashkenasi, N. Müller, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *Microdrilling, -scribing and cutting with high-quality and high-power ns-Nd:YAG systems*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5063** 401 (2003).

- [7] A. Mocofanescu, V. Babin, Th. Riesbeck, V. I. Vlad, *Reflectivity and fidelity of phase conjugation by stimulated Brillouin scattering of focused beams*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5120**, 189 (2003).
- [8] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High Brightness All-Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugate Mirrors*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5120**, 494 (2003).
- [9] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *Pulsed solid state laser systems with high brightness by fiber phase conjugation*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5131**, 59 (2003).
- [10] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, O. Mehl, *Multi-kHz pulsed laser systems with high beam quality by phase conjugation in liquids and fibers*, in *Phase Conjugate Laser Optics*, Edited by A. Brignon and Jean-Pierre Huignard, Published by Wiley-Interscience, New York (2004).
- [11] A. Binder, H. Jaber, D. Ashkenasi, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *High-power and high-brightness solid state laser systems for precise and fast micromachining*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5339** 500 (2004).
- [12] V. I. Vlad, H. J. Eichler, V. D. Babin, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, *High reflectivity and fidelity SBS phase conjugation mirrors for solid state lasers*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5581** 571 (2004).
- [13] S. Meister, A. Wosniok, T. Riesbeck, C. Scharfenorth, H. J. Eichler, *Laser pulse transmission and damage threshold of silica fibers with antireflective coating*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing. **5777** 799 (2004).

**In folgenden Vorträgen wurde über Teile dieser Arbeit berichtet:**

- [1] Th. Riesbeck, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, *200-W All Solid-State MOPA-System mit Faser-Phasenkonjugation*, Verhandl. DPG (VI), 35, Q 12.2 (2000), Bonn, 3.-7.4.2000.
- [2] Th. Riesbeck, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, *Gepulster Hochleistungs-Festkörperlaser für die Mikromaterialbearbeitung*, 101. DGaO Jahrestagung, Jena, 13.-17.6.2000.
- [3] H. J. Eichler, O. Mehl, Th. Riesbeck, E. Risse, *High-Brightness Laser Systems with Fiber Phase Conjugation*, CLEO Europe 2000, Nice (France), 10.-15.9.2000.
- [4] E. Risse, O. Mehl, Th. Riesbeck, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, *Continuously Pumped All-Solid-State Laser System with Fiber Phase Conjugate Mirror*, XIII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference (GCL-HPL), Florence, Italy, 18.-22.9.2000

- 
- [5] J. Eichler, O. Mehl, Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High Average Power All Solid-State Laser Systems with Diffraction Limited Beam Quality*, International Conference on Lasers 2000, Albuquerque, New Mexico (USA), 4.-8.12.2000.
- [5] S. Plöger, Th. Riesbeck, O. Mehl, H. J. Eichler, *Diodengepumpte vollmonolithischer single frequency laser bei 1080 nm*, Verhandl. DPG (VI), 36, Q 36.3 (2001), Berlin, 2.-6.4.2001.
- [6] Th. Riesbeck, O. Mehl, H. J. Eichler, *315-W All Solid-State MOPA-System mit Faser-Phasenkonjugation*, Verhandl. DPG (VI), 36, Q 36.6 (2001), Berlin, 2.-6.4.2001.
- [8] Th. Riesbeck, E. Risse, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, *Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation*, Verhandl. DPG (VI), 37, Q 112.3 (2002), Osnabrück, 4.-8.3.2002.
- [9] A. Binder, D. Ashkenasi, T. Metzger, Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *Untersuchung zu Laserbohrungen mit hohem Aspektverhältnis in keramischen Werkstoffen mit Lasersystemen hoher Strahldichte*, Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.3 (2002), Osnabrück, 4.-8.3.2002.
- [10] E. Risse, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *Eliminierung von Richtungsschwankungen durch Faser-Phasenkonjugation*, Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.6 (2002), Osnabrück, 4.-8.3.2002.
- [11] Th. Riesbeck, E. Risse, S. Plöger, H. J. Eichler, *All Solid-State MOPA-Systeme hoher Strahldichte durch Faser-Phasenkonjugation*, Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.7 (2002), Osnabrück, 4.-8.3.2002.
- [12] H. J. Eichler, D. Bedau, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, *Multimode-Glasfasern zur Phasenkonjugation durch Stimulierte Brillouin Streuung (SBS)*, 103. DGaO-Jahrestagung, Innsbruck, 22.-25.5.2002.
- [13] Th. Riesbeck, E. Risse, S. Plöger und H. J. Eichler, *Phasenkonjugierende Spiegel zur Verbesserung der Strahlqualität von Festkörper-Lasersystemen*, 103. DGaO-Jahrestagung, Innsbruck, 22.-25.5.2002.
- [14] A. Mocofanescu, V. Babin, Th. Riesbeck, V. I. Vlad, *Reflectivity and fidelity of phase conjugation by stimulated Brillouin scattering of focused beams*, XIV International Symposium on Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser (GCL-HPL), Wrocław (Polen), 26.-30.8.2002.
- [15] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High Brightness All-Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugate Mirrors*, XIV International Symposium on Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser (GCL-HPL), Wrocław (Polen), 26.-30.8.2002.

- [16] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *Pulsed solid state laser systems with high brightness by fiber phase conjugation*, 3<sup>rd</sup> Gr –I International Conference on New Laser Technologies and Applications, Patras (Griechenland), 5.-8.9.2002.
- [17] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, A. Binder, Th. Metzger, D. Ashkenasi, G. Müller, *Nd:YAG and Nd:YAP Solid-State Laser Systems with High Beam Quality and High Average Output Power By Fiber Phase Conjugate Mirrors*, International Congress on the Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO) 2002, Scottsdale, Arizona (USA), 14.-17.10.2002.
- [18] A. Binder, Th. Metzger, D. Ashkenasi, G. Müller, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *High Aspect-Ratio Laser-Drilling of Micro-Holes with a Nd:YAG Master-Oscillator Power-Amplifier (MOPA) System*, International Congress on the Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO) 2002, Scottsdale, Arizona (USA), 14.-17.10.2002.
- [19] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, A. Binder, D. Ashkenasi, G. Müller, *High Brightness Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugators for Material Processing*, LASE 2003 (Photonics West), San Jose (Kalifornien, USA), 25.-31.01.2003.
- [20] A. Binder, Th. Metzger, H. Kern D. Ashkenasi, G. Müller Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High quality laser micro drilling of metals and ceramics with maximum aspect ratio*, LASE 2003 (Photonics West), San Jose (Kalifornien, USA), 25.-31.01.2003.
- [21] Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *Frequenzkonversion hoher Durchschnittsleistung eines Oszillator-Verstärker-Systems mit Phasenkongjugation*, Verhandl. DPG (VI), 38, Q 17.8 (2003), Hannover, 24.-28.3.2003.
- [22] Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *124 W Average Output Power at 540 nm by Second Harmonic Generation in a MOPA-System with Fiber Phase Conjugator*, CLEO Europe 2003, München, 22.-27.06.2003.
- [23] A. Binder, D. Ashkenasi, N. Müller Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *Microdrilling, -scribing and -cutting with high-quality and high-power Nd:YAG-systems*, 4<sup>th</sup> International Symposium on Laser Precision Micro Fabrication (LPM 2003), München 21.-24.06.2003.
- [24] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High Brightness Solid State Lasers with Fiber Phase Conjugators at multi kHz Pulse Repetition Rates* (Invited Paper), XI Conference on Laser Optics, St. Petersburg (Russia), 30.06.-04.07.2003.
- [25] V .I. Vlad, H. J. Eichler, D. Vasile, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, *High reflectivity and fidelity SBS phase conjugation mirrors for solid state lasers*, The 7<sup>th</sup> Conference on Optics (Romopto 2003), Constanta (Romania), 8.-11.9.2003.

- 
- [26] A. Binder, H. Jaber, D. Ashkenasi, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, *High-power and high-brightness solid state laser systems for precise and fast micromachining*, LASE 2004 (Photonics West), San Jose (Kalifornien, USA), 24–29.01.2004.
- [27] Th. Riesbeck, A. Binder, H. J. Eichler, *Flexible Festkörperlaser hoher Strahlqualität und Pulsspitzenleistung in Anwendungen zum Bohren, Schneiden und Ritzen mit hohem Aspektverhältnis*, Verhandl. DPG (VI), 39, Q 4.2 (2004), München, 22.-26.3.2004.
- [28] S. Meister, Th. Riesbeck, C. Scharfenorth, H. J. Eichler, *Quarzfaser mit entspiegelten Endflächen: Transmission und Zerstörschwellen*, Verhandl. DPG (VI), 39, Q 16.6 (2004), München, 22.-26.3.2004.
- [29] S. Meister, A. Wosniok, T. Riesbeck, C. Scharfenorth, H. J. Eichler, *Laser pulse transmission and damage threshold of silica fibers with antireflective coating*, XV International Symposium on Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser (GCL-HPL), Prag (Tschechien), 30.8. – 3.9.2004.
- [30] A. Binder, Th. Riesbeck und H. J. Eichler, *Erweiterung der Prozessgrenzen bei der Lasermaterialbearbeitung durch ein Oszillator-Verstärker-System hoher Strahlqualität und Pulsspitzenleistung*, Verhandl. DPG (VI), 40, Q 56.1 (2005), Berlin, 22.-26.3.2004.

Auf folgenden Messen wurden Teile dieser Arbeit vorgestellt:

- [1] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *High Beam Quality for solid-state Lasers with fiber phase conjugation*, Messe Laser 2001, Ausstellung und Demonstration eines funktionstüchtigen Lasersystemes, München, 18.-22.6.2001.
- [2] H. J. Eichler, Th. Riesbeck, A. Binder, *Festkörperlaser für hochpräzise und flexible Materialbearbeitung*, Messe Laser 2001, Ausstellung von Ergebnissen in der Laser-Materialbearbeitung, München, 23.-26.6.2001.



# 14

## Literaturverzeichnis

- Ama2001 S. Amano, T. Mochizuki, *High average and high peak brightness slab laser*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **37**, 296 (2001).
- And1992 N. F. Andreev, E. A. Khazanov, G. A. Pasmanik, *Applications of Brillouin cells to high repetition rate solid-state lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **28** 330 (1992).
- Aga1983 G. S. Agarwal, A. T. Friberg, E. Wolf, *Scattering theory of distortion correction by phase conjugation*, J. Opt. Soc. Am., **73**, 529 (1983).
- Agr1995 G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> Edition, Academic Press 370 (1995).
- Bab1999 V. Babin et al., *Analytical treatment of laser-pulse compression in stimulated Brillouin scattering* JOSA B, **16**, 155 (1999)
- Bet1997 A. A. Betin, S. C. Matthews, M. S. Mangir, *1-ms-long pulse Nd:YAG laser with loop PCM*, CLEO 1997, Technical Digest Series, **11**, 283 (1997).
- Bor1980 M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 6<sup>th</sup> Edition, Pergamon Press (1980).
- Boy1996 R. W. Boyd, *Nonlinear Optic*, Academic Press Inc. (1996).
- Bri1922 L. Brillouin, *Diffusion de la lumiere et des rayones X par un corps transparent homogene*; influence del'agitation thermique, Ann. Phys. (Paris) **17**, 88 (1922).
- Bri2004 A. Brignon, J.-P. Huignard, *Overview of Phase Conjugation*, in *Phase Conjugate Laser Optics*, Edited by A. Brignon and Jean-Pierre Huignard, Published by Wiley-Interscience, New York (2004).
- Bre1964 R. G. Brewer and K. E. Rieckhoff, *Stimulated Brillouin Scattering in Liquids*, Phys. Rev. Lett. **13**, 334. (1964).

- Bro1991 I. N. Bronstein, *Taschenbuch der Mathematik*, 25. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Stuttgart (1991).
- Car1985 I. D. Carr, D. C. Hanna, *Performance of a Nd:YAG oscillator/amplifier with phase-conjugation via stimulated Brillouin scattering*, Appl. Phys. **36**, 83 (1985).
- Cer1992 G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, *High efficiency, 40 W Nd:YLF laser with large TEM<sub>00</sub> mode*, Opt. Comm. **17**, 77 (1992).
- Chi1964 R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, *Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves*, Phys. Rev. Lett. **12**, 592 (1964).
- Cum1972 H. Z. Cummins and P. E. Schoen, *Linear scattering from thermal fluctuations*, in *Laser Handbook*, edited by F. T. Arecchi and E. O. Schulz-DuBois, North-Holland, Vol. **2**, 1029 (1972).
- Dan1995 C. B. Dane et al., *Design and Operation of a 150 W Near Diffraction-Limited Laser Amplifier with SBS Wavefront Correction*, IEEE J. Quantum Electron., **31**, 148 (1995).
- Deh1997 A. Dehn, H. J. Eichler, A. Haase, B. Liu, O. Mehl, *Phase conjugation for high-power solid state lasers with repetition rates in the kHz-range*, Solid State Lasers VI, San Jose (California), SPIE Vol. 2986, 74 (1997).
- Dam1987 M. Damzen, M. Hutchinson, W. Schroeder, *Direct measurement of the acoustic decay times of hypersonic waves generated by SBS*, IEEE Journal of Quantum Electronics **23**, 328 (1987).
- Dam2003 M. J. Damzen, V. I. Vlad, V. Babin, A. Mocufanescu, *Stimulated Brillouin Scattering, Fundamentals and Applications*, Institute of Physics Publishing, Series in Optics and Optoelectronics (2003).
- Dem1993 W. Demtröder, *Laser-Spektroskopie, Grundlagen und Techniken*, 3. Auflage, Springer-Verlag (1993).
- DIN1995 DIN ISO 11245, *Lasers and laser-related equipment – Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces* (1995).
- Du2003 K. Du et al., *Electro-optically Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> slab laser with a high repetition rate and a short pulse width*, Opt. Lett., **28**, 87 (2003).
- Dun1982 G. J. Dunning, R. C. Lind, *Demonstration of image transmission through fibers by optical phase conjugation*, Opt. Lett., **7**, 558 (1982).
- DVC1998 Bedienungsanleitung zu Digitalkamera DVC-10, DVC-Tech (1998).
- Ehr2002 G. Ehret, *LIDAR aus dem All: die ESA Missionen ADM und WALES*, Verhandl. DPG (VI), **37**, Up 3.2 (2002).
- Eic1992a H. J. Eichler, R. Menzel, D. Schumann, *10-W single rod Nd:YAG laser with stimulated Brillouin scattering Q-switching mirror*, Appl. Opt., **31**, No. 24, 5038, (1992).
- Eic1992b H. J. Eichler, R. Menzel, R. Sander and B. Smandek, *Reflectivity enhancement of stimulated Brillouin scattering liquids by purification*, Opt. Comm. **89**, 260 (1992).

- Eic1995 H. J. Eichler, A. Haase and R. Menzel, *100-Watt Average Output Power 1.2 Diffraction Limited Beam from Pulsed Neodymium Single-Rod Amplifier with SBS Phase Conjugation*, IEEE J. Quantum Electron., **31**, 1265 (1995).
- Eic1996 H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, *High beam quality by SBS phase conjugation of a single rod Nd-amplifier up to 140 Watts average output power*, Optical and Quantum Electronics, **28**, 261 (1996).
- Eic1997a H. J. Eichler, J. Kunde, B. Liu, *Fiber phase conjugators at 1064-nm, 532-nm, and 355-nm wavelengths*, Optics Letters **22**, 495 (1997).
- Eic1997b H. J. Eichler, J. Kunde, B. Liu, *Quartz fibre phase conjugators with high fidelity and reflectivity*, Opt. Comm. **139**, 327 (1997).
- Eic1997c H. J. Eichler, A. Haase, J. Kunde, B. Liu, O. Mehl, *Fiber phase conjugator as reflecting mirror in a MOPA arrangement*, Proceedings of the SPIE **2986**, Solid State Laser VI, 46 (1997).
- Eic1998 H. J. Eichler, A. Haase, O. Mehl, *500-W average power MOPA system with high beam quality by phase conjugation*, CLEO 1998, Technical Digest Series **6**, 353 (1998).
- Eic2002 H. J. Eichler, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, D. Bedau, *Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation*, Opt. Comm. **208**, 427 (2002).
- Eic2000 H. J. Eichler, O. Mehl, Th. Riesbeck, E. Risse, *High-Brightness Laser Systems with Fiber Phase Conjugation*, CLEO Europe 2000, Nice (France), September 10-15 IEEE Conference Digest **177** (2000).
- Eic2003 J. Eichler, H. J. Eichler, *Laser, Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, Springer-Verlag (2003).
- Epp1998 B. Eppich, *Die Charakterisierung von Strahlungsfeldern mit der Wigner-Verteilung und deren Messung*, Dissertation am Optischen Institut der TU Berlin (1998).
- Ero1990 A. I. Erohkin, V. I. Kovalev, F.S. Faizulov, Sov. J. Quantum Electron. **16**, 1267 (1990).
- ESA2001 European Space Agency, *WALES – Water Vapour Lidar Experiment in Space. The Five Candidate Earth Explorer Core Missions*, European Space Agency, Report for Assessment, ESA SP-1257(2), September 2001.
- ESA2003 ESA Statement of Work, *Solid State Phase Conjugation*, TOS-EEO/00600/IZ, 1.2 (2003).
- Far1993 G. W. Faris, L. E. Jusinski, A. Peet, *Hickman High-resolution stimulated Brillouin gain spectroscopy in glasses and crystals*, JOSA B, **10**, 587 (1993)
- Fib2004 FiberTech GmbH, Produktinformation Quarz/Quarz Fasern (2004).
- Fis1983 R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation*, Academic Press, San Diego (1983).
- Fis1985 B. Fischer, S. Sternklar, *Image Transmission and Interferometry Through Multimode Fibers using Self-Pumped Phase Conjugation*, Appl. Phys. Lett., **46**, 113 (1985).
- Fra1963 L. M. Franz, J.S. Nodvik, *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*, J. Appl. Phys., **34**, 2346 (1963).

- Gae1991 A. L. Gaeta and R. W. Boyd, Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber, *Phys. Rev. A* **44**, 3205 (1991)
- Gao2002 J. Gao, M. Larionov, J. Speiser, A. Giesen, A. Douillet, J. Keupp, E. M. Rasel, W. Ertmer, *Nd:YVO<sub>4</sub> thin disk laser with 5.8 Watts output power at 914 nm*, Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO '02. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the , 19-24 May 2002, 175 (2002).
- Gar1964 E. Garmire and C. H. Townes, *Stimulated Brillouin Scattering in Liquids*, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 84 (1964).
- Gar1966 E. Garmire, R. Y. Chiao, and C. H. Townes, *Dynamics and Characteristics of the Self-Trapping of Intense Light Beams*, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 347 (1966).
- Gie2001 A. Giesen, *High power Yb:YAG thin disc laser*, Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Pacific Rim Conference , 548 (2001).
- Glo2003 global-electronics.net- Pressemitteilung 16.9.2003.
- Har1999 R.G. Harrison, V.I. Kovalev, W. Lu, D. Yu, *SBS self-phase conjugation of cw Nd:YAG laser radiation in an optical fibre*, *Opt. Comm.* **163**, 208 (1999).
- Hel1977 R.W. Hellwarth, *Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction*, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 1 (1977).
- Heu1998 A. Heuer, *Phasenkonjugierende Spiegel auf Basis der stimulierten Brillouin-Streuung in Wellenleiter*, Dissertation am Institut für Physik an der Universität Potsdam (1998).
- Heu2003 A. Heuer, C. Hänisch, R. Menzel, *Low-power phaseconjugation based on stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers*, *Opt. Lett.*, **28**, 34 (2003).
- Heu2004 A. Heuer, R. Menzel, *Principles of Phase Conjugating Brillouin Mirrors, in Phase Conjugate Laser Optics*, Edited by A. Brignon and Jean-Pierre Huignard, Published by Wiley-Interscience, New York (2004).
- Hid2000 Y. Hidetsugu et al., *High-power phase-conjugating mirror based on stimulated Brillouin scattering in solids*, *Proc. SPIE Vol. 3889, Advanced High-Power Lasers*, Edited by Marek Osinski; Howard T. Powell; Koichi Toyoda; 812 (2000).
- Hod1997 N. Hodgson, H. Weber, *Optical Resonators*, Springer-Verlag (1997).
- Hon2000 E. C. Honea et al., *High-power dual rod Yb:YAG laser*, Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, 197 (2000).
- Hüg1992 H. Hügel, *Strahlwerkzeug Laser, Eine Einführung*, Teubnerverlag (1992).
- IBL2001 Betriebsanleitung zum Laser DiNY pQ 02 der Fa. IB Laser Berlin (2001).
- Iff2001 R. Iffländer, *Solid-State Lasers for Material Processing*, Springer Series in Optical Science, Springer-Verlag (2001).
- Ipp1972 E. P. Ippen and R.H. Stolen, *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 539 (1972).
- ISO1993 ISO-Dokument ISO/TC 172/SC 9/WG 1/N 56, ISO-communication draft ISO/CD 11146, *Optics and optical instrument – Test method for laser beam parameters: Beam width, divergence angle, and beam propagation factor* (1993).
- ISO2000 DIN ISO 11245, *Lasers and laser-related equipment – Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces* (2000).

- Kai1972 W. Kaiser and M. Maier, Stimulated Rayleigh, *Brillouin and Raman spectroscopy*, in Laser Handbook, edited by F. T. Arecchi and E. O. Schulz-DuBois, North-Holland, Vol. **2**, 1077 (1972).
- Kai2003 N. Kaiser, H.K. Pulker, *Optical Interference Coatings*, Springer Series in Optical Sciences, Volume 88, Springer-Verlag Berlin (2003).
- Kam1990 A.A. Kamiskii, *Laser Crystals*, Springer Series in Optical Science, Volume 14, 2nd edition, Springer-Verlag Berlin (1990).
- Kle1967 P.H. Klein and W.J. Croft, *Thermal conductivity, diffusivity, and expansion of  $Y_2O_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ , and  $LaF_3$* , J. Appl. Phys. **38**, 1603 (1967).
- Koe1999 W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer Series in Optical Science, Volume 1, 5. Auflage, Springer-Verlag (1999).
- Kov1972 V.I. Kovalev et al., *Gain and linewidth for stimulated Brillouin scattering in gases*, Sov. J. Quantum Electron. **2**, 69 (1972).
- Kov1999 V.I. Kovalev, R.G. Harrison, *Diffraction limited output from a cw Nd:YAG master oscillator / power amplifier with fibre phase conjugate SBS mirror*, Opt. Comm. **166**, 89 (1999).
- Kri1955 R. S. Krishnan, Proc. Indian Acad. Sci. **A41**, 91 (1955)
- Kry1993 M. Krystek, *Optische Strahlung und ihre Messung*, in Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, herausgegeben von H. Niedrig, Walter de Gruyter-Verlag (1993).
- Kud2003 A.V. Kudryashov et al., *Corrections of the aberrations of the high-power lasers*, Proceedings of SPIE **4969**, 42 (2003).
- Küc1998 S. Kück, L. Fornasiero, E. Mix, G. Huber, *Excited state absorption of  $Nd^{3+}$  in crystals I:  $Y_3Al_5O_{12}$ ,  $YAlO_3$ , and  $Y_2O_3$* , Appl. Phys. B **67**, 151 (1998).
- Kug2000 N. Kugler, *Doppelbrechungskompensierte und doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser*, Dissertation am Optischen Institut der TU Berlin (2000).
- Kuz1994 E. A. Kuzin, M.P. Petrov, A.A. Fotiadi, *Phase conjugation by SMBS in optical fibers*, in: Optical phase conjugation, ed. By M. Grower, D. Proch, Springer-Verlag Berlin, 74 (1994).
- Lee2003 H. Lee and G.P. Agrawal, *Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings*, Opt. Express **11**, 3467 (2003),
- Lue1995 Q. Lue, S. Dong, H. Weber, *Analysis of TEM00 laser beam quality degradation caused by a birefringent Nd:YAG rod*, Optical and Quantum Electronics **27**, 777 (1995).
- Luo2003 C. Luo, S. G. Johnson, J. B. Pendry, *Subwavelength imaging in photonic crystals*, Phys. Rev. B **68**, 045115 (2003).
- Mag1986 V. Magni, *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*, Appl. Opt., **25**, 107 (1986).
- Mai1960 T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493 (1960).
- Mai1966 M. Maier, W. Rother and W. Kaiser, *Transmission and intense reflection of laser light in  $CS_2$* , Phys. Lett. **23**, 83 (1966).

- Mai1968 M. Maier, *Quasisteady State in the Stimulated Brillouin Scattering of Liquids*, Phys. Rev. **166**, 113 (1968).
- Man2003 G. Mann, *Experimentelle und theoretische Untersuchung zur Frequenzkonversion von Nd:YAG Laserstrahlung hoher Durchschnittsleistung*, Dissertation an der TU Berlin (2003).
- Meh1999 O. Mehl, *Oszillator-Verstärker-Systeme hoher mittlerer Strahldichte durch Einsatz phasekonjugierender Spiegel*, Dissertation am Optischen Institut der TU Berlin (1999).
- Mei2004 S. Meister, Th. Riesbeck, C. Scharfenorth, H. J. Eichler, *Quarzfaser mit entspiegelten Endflächen: Transmission und Zerstörschwellen*, Verhandl. DPG (VI), 39, Q 16.6 (2004).
- Mei2005 S. Meister, A. Wosniok, G. S. Seewald, C. Scharfenorth, H. J. Eichler, *Laser pulse power transmission limits of silica fibers with antireflective coating*, Proc. SPIE Vol. 5707, Solid State Lasers XIV, (2005).
- Men1991 H. Meng, H. J. Eichler, *Nd:YAG laser with a phase-conjugating mirror based on stimulated Brillouin scattering in SF<sub>6</sub> Gas*, Opt. Lett. **16**, 569 (1991).
- Men1992 R. Menzel and H. J. Eichler, *Temporal and spatial reflectivity of focused beams in stimulated Brillouin scattering for phase conjugation*, Phys. Rev. A **46**, 7139 (1992).
- Men2001 R. Menzel, *Photonics*, Springer-Verlag (2001).
- Met2003 T. Metzger, *Abtrags- und Prozessschwellenuntersuchungen an Aluminiumoxid und Aluminiumnitrid mit gepulster Laserstrahlung*, Diplomarbeit am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart (2003).
- Moc1998 A. Mocofanescu, V. Babin, *Nd:YAG laser resonators using external stimulated Brillouin scattering Q-switching mirror*, Optical Resonators – Science and Engineering, R. Kossowsky et al. (eds.), 453, (1998).
- Mül2003 Müller, D. Erhard, S. Ronsin, O. Giesen, *A. Thin disk multipass amplifier*, Advanced Solid-State Photonics, TOPS **83**, 255 (2003).
- Nig1968 Y. Nigara, *Measurement of the optical constants of yttrium oxide*, Japan. J. Appl. Phys. **7**, 404 (1968).
- Nos1972 O. Yu. Nosach, V.I. Popovichev, V.V. Ragul'skiy, and F.S. Faizullov, *Cancellation of phase distortions in an amplifying medium with a Brillouin mirror*, Sov. Phys. JETP Lett., **16**, 435 (1972).
- Os1992 M. R. Osborne, M. A. O'Key, *Temporal Response of stimulated Brillouin scattering phase conjugation*, Opt. Comm. **94**, 346 (1992).
- Pas1988 P. Pashimin, E. Shlovsky, *Solid state lasers with stimulated scattering mirrors operating in the repetition pulse mode*, JOSA, Vol. **B5**, 1957 (1988).
- Pen2000 J. B. Pendry, *Refining the perfect lens*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000)
- Pen2003 J. B. Pendry, S. A. Ramakrishna, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*, Physica B **338**, 329 (2003)
- Peu1995 P. Peuser, N. P. Schmitt, *Diodengepumpte Festkörper-Laser*, Springer-Serie Laser in Technik und Forschung, Springer (1995).

- Pie1997 R. J. St. Pierre, et al., *Diode array pumped kilowatt laser*, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, **3**, 53 (1997).
- Poh1968 D. Pohl, M. Maier, and W. Kaiser, *Phonon Lifetimes Measured in Amplifiers for Brillouin Radiation*, Phys. Rev. Lett. **20**, 366 (1968).
- Poh1970 D. Pohl and W. Kaiser, *Time-Resolved Investigations of Stimulated Brillouin Scattering in Transparent and Absorbing Media: Determination of Phonon Lifetimes*, Phys. Rev. **B 1**, 31 (1970).
- Rie1998 Th. Riesbeck, *Hochleistungs-Nd:YAG Oszillator-Verstärker System mit flexibler Wellenlänge und Pulsspitzenleistung*, Diplomarbeit am Optischen Institut der TU Berlin (1998).
- Rie2001 Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, *Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315W average output power*, Appl. Phys. B (Laser and Optics) **73**, 84, (2001).
- Ris2003 E. Risse, *Kontinuierlich angeregte und aktiv gütegeschaltete Oszillator-Verstärker-Systeme hoher Strahldichte durch Einsatz von Faser-Phasenkonjugatoren*, Dissertation an der Tu Berlin (2003).
- Roc1988 D.A. Rockwell, *A review of phase-conjugate solid-state lasers*, IEEE J. Q. Electr. QE-24 **6**, 1124, (1988).
- Sak1992 J. Sakai, *Phase Conjugate Optics*, McGraw-Hill Inc. (1992)
- Sch1997 W. Schöne, S. Knoke, A. Tünnermann, H. Welling, *Efficient diode-pumped cw solid-state lasers with output powers in the kW range*, CLEO '97, Technical Digest Series, **11**, talk CFE2 (1997).
- Sei1995 S. Seidel, *Multi-Pass Festkörper-Laser-Verstärker im Q-switch Betrieb mit phasenkonjugierenden SBS-Zellen und deren numerische Modellierung*, Dissertation an der TU Berlin (1995).
- Sei1997 S. Seidel, N. Kugler, *Nd:YAG 200 W average power oscillator-amplifier system with stimulated-Brillouin-scattering phase conjugation and depolarization compensation*, J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 1885 (1997).
- Sei1998 S. Seidel, A. Schirmacher, G. Mann, Nursianni, Th. Riesbeck, *Optimized resonators for high-average-power high-brightness Nd:YAG lasers with birefringence compensation*, Proc. SPIE Vol. 3267, Laser Resonators, 214 (1998).
- Sek2003 H. Sekiguchi, K. Ito, A. Tanaka, H. Yamaura, H. Kan, K. Ueda, *1-kW output fiber laser*, Rev. Laser Engineer., **31**, 525 (2003).
- She1965 Y. R. Shen and N. Bloembergen, *Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering*, Phys. Rev. **137**, A1787 (1965).
- Sie1986 A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California (1986).
- Smi2004 D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire, *Metamaterials and Negative Refractive Index*, Science **305**, 788 (2004)
- Sny1983 A.W. Snyder, J.D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall (1983).
- Som1959 A. Sommerfeld, *Vorlesungen über theoretische Physik IV, Optik*, Akademische Verlagsgesellschaft (1959).
- Spi1998 Bedienungsanleitung zum Strahlanalysesystem LBA-400PC der Fa. Spiricon (1998).

- Sta2002 U. Stamm, H. Schwoerer und R. Lebert, *Strahlungsquellen für die EUV-Lithografie*, Physik Journal **1** (2002).
- Ued2003 K. Ueda, *Ceramics lasers revolute the solid state lasers*, M&E publication, **7**, 176 (2003).
- Ulr1980 R. Ulrich, S.C. Rayleigh, *Beam-to-fiber coupling with low standing wave ratio*, Appl. Opt. **19**, 2453 (1980).
- Vaz2001 A. Vazquez, *Measurement and analysis of aberrations in high power Nd:YAG lasers*, Dissertation am Optischen Institut der TU Berlin (2001).
- Vel2001 I. Velchev, *Stimulated Brillouin Scattering Pulse Compression and Harmonic Generation: Applications to Precision XUV Laser Spectroscopy*, Dissertation an der Vrije Universiteit Amsterdam (2001).
- Wal1967 J. Walder and C. L. Tang, *Stimulated Brillouin Scattering in Nonfocusing Liquids*, Phys. Rev. **155**, 318 (1967).
- Wan2004 X. Wang, Z. F. Ren, K. Kempa, *Unrestricted superlensing in a triangular two-dimensional photonic crystal*, Opt. Expr. **12**, 2919 (2004)
- Web1969 M. J. Weber, M. Bass, K. Andringa, R. R. Monchamp, and E. Coperchio, *Czochralski growth and properties of YAlO<sub>3</sub> laser crystals*, Appl. Phys. Let. **15**, 342 (1969).
- Web1993a H. Weber, *Einführung*, in Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, herausgegeben von H. Niedrig, Walter de Gruyter-Verlag (1993).
- Web1993b H. Weber, *Quantenoptik*, in Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, herausgegeben von H. Niedrig, Walter de Gruyter-Verlag (1993).
- Web1996 H. Weber, N. Reng, *Strahlausbreitung und Strahlcharakterisierung*, Skriptenreihe der EuroLaser Acedemy (1996).
- Weß2004 P. Weßels, P. Adel, M. Auerbach D. Wandt, and C. Fallnich, *Novel suppression scheme for Brillouin scattering*, Opt. Express **12**, 4443 (2004)
- Wit2003 U. Wittrock, I. Buske, H. M. Heuck, *Adaptive aberration control in laser amplifiers and laser resonators*, Proceedings of SPIE Volume: 4969: Laser Resonators and Beam Control VII (SPIE Bellingham, WA) 1369 (2003).
- Wul2001a V. Wulfmeyer, C. Walther, *Future performance of ground-based and airborne water vapor differential absorption lidar. I: Overview and theory*, Appl. Opt. **40**, 5304 (2001).
- Wul2001b V. Wulfmeyer, C. Walther, *Future performance of ground-based and airborne water vapor differential absorption lidar. II: Simulations of the precision of a near-infrared, high-power system*, Appl. Opt. **40**, 5321 (2001).
- Yar1976 A. Yariv, *On transmission and recovery of three-dimensional image information in optical waveguides*, J. Opt. Soc. Am., **66**, 301 (1976).
- Yar1977 A. Yariv, D. M. Pepper, *Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing*, Opt. Lett., **1**:16 (1977).
- Yar1978 A. Yariv, *Phase conjugate optics and real-time holography*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 650 (1978).

- Yen2002 A. Yeniay, J.-M. Delavaux, J. Toulouse, *Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers*, Journal of Lightwave Technology **20** 1425 (2002).
- Yos1997 H. Yoshida et al., *SBS phase conjugation in a bulk fused-silica glass at high energy operation*, CLEO 1997, Technical Digest Series, **11**, 117 (1997).
- Yos1999 H. Yoshida et al., *High resistant phase-conjugated stimulated Brillouin scattering mirror using fused-silica glass for Nd:YAG laser system*, Jpn. J. Appl. Phys., **38**, L521(1999).
- Zel1972 B. Ya. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii, F. S. Faizullov, *Connection between the wave fronts of the reflected and exciting light in stimulated Mandel'shtam-Brillouin scattering*, Sov. Phys. JETP Lett., **15**, 109 (1972).
- Zel1985 B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky, and V. V. Shkunov, *Principles of Phase Conjugation*, Springer-Verlag, Berlin (1985).



# Danksagung

Allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Eichler am Optischen Institut der TU Berlin möchte ich für ihre Unterstützung und das produktive Umfeld herzlich danken. Vor allem danke ich Herrn Prof. Dr. H. J. Eichler für die Möglichkeit, das durch das BMBF geförderte Projekt an seinem Institut durchführen zu können. Seine fachliche Unterstützung und sein Interesse hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. H. Weber danke ich für die Anfertigung des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr. E. Sedlmayr für seine Bereitschaft, den Vorsitz der Prüfungskommission zu übernehmen.

Für die lange produktive und freundschaftliche Zusammenarbeit möchte ich Herrn Dr. Enrico Risse sehr herzlich danken. Die Gespräche und Diskussionen -nicht nur fachlichen Inhalts- bleiben mir stets in guter Erinnerung.

Herrn Dipl.-Ing. A. Binder danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit in der Anwendung der realisierten Lasersysteme, sowie seine vielfältige Unterstützung auch in Bereichen neben den wissenschaftlichen Untersuchungen. Weiter möchte ich Herrn Dipl.-Ing. T. Metzger für die Abtragsuntersuchungen an Keramiken danken, die er im Rahmen seiner Diplomarbeit an der TU Berlin durchgeführt hat.

Zum Entstehen dieser Arbeit haben eine Reihe von Mitarbeitern beigetragen. Besonders danken möchte ich an dieser Stelle Herrn Dr. S. Seidel, der mich während meiner Diplomarbeit betreut und mir die Grundlagen der Laserphysik vermittelt hat. Meinen herzlichen Dank möchte ich Frau C. Scharfenorth für die umfangreichen Aufdampfungen, die zum Gelingen dieser Arbeit erforderlich waren, aussprechen. Dr. A. Mocofanescu danke ich für die Zusammenarbeit bei der Messung des Reflexionsverhaltens der Glasfasern, den Herren Dipl.-Phys. S. Meister und A. Wosniok für die Bestimmung der Zerstörschwellen. Weiter möchte ich den Herren Dr. G. Mann, O. Jarasch und Dipl.-Phys. R. Schulz danken, die das mühsame Geschäft des Korrekturlesens übernommen haben. Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt danke ich für die in hoher Qualität angefertigten Teile.

Meiner Frau Kerrit danke ich für die über Jahre aufgebrachte Geduld und ihr Verständnis während der Anfertigung dieser Arbeit. Zum Schluss möchte ich meinen Eltern danken, die mir durch Ihre finanzielle Unterstützung erst meine Ausbildung ermöglichten.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Thomas Riesbeck
Geburtsdatum	17. 07. 1961
Geburtsort	Schwanheim/Pfalz
Familienstand	Verheiratet
Staatsangehörigkeit	Deutsch

## Schulischer und beruflicher Werdegang

08/1967 – 07/1971	Besuch der Volksschule in Schwanheim
08/1971 – 06/1977	Besuch der Realschule in Annweiler am Trifels Abschluss: Mittlere Reife
08/1977 – 03/1983	Ausbildung und Dienst als Polizeivollzugsbeamter im Bundesgrenzschutz, zuletzt an der deutschen Botschaft in Bagdad
04/1983 – 09/1985	Ausbildung zum Chemisch-technischen Assistenten in Landau/Pfalz
11/1985 – 03/1989	Angestellter bei der BEWAG (Berliner Kraft- und Licht-AG), zuletzt als Techniker im Kraftwerk Reuter
08/1989 – 06/1992	Besuch des Berlin-Kollegs (Institut zur Erlangung der Hochschulreife); Abschluss: Abitur
10/1992 – 09/1998	Physikstudium an der Technischen Universität Berlin Abschluss: Diplom-Physiker
11/1998 – 05/1999	Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der LMTB (Laser- und Medizintechnologie Berlin) GmbH
06/1999 – 11/2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Optischen Institut der Technischen Universität Berlin im Drittmittelprojekt „Glasfasern zur Phasenkonjugation für MOPA-Systeme hoher Strahldichte mit Frequenzumsetzung“
Seit 12/2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter mit Lehraufgaben am Optischen Institut der Technischen Universität Berlin

Berlin, den 11.03.2005