Oliver Puncken

# Pumpkopfdesign für den Advanced LIGO\* Laser

(\*LIGO = Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory)





# Pumpkopfdesign für den

## Advanced LIGO\* Laser

(\*LIGO = Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory)

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover zur Erlangung des Grades Doktor der Naturwissenschaften - Dr. rer. nat. genehmigte Dissertation

von

## **Dipl.-Phys. Oliver Puncken**

geboren am 22. Februar 1978 in Hannover

2011

#### **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2011 Zugl.: Hannover, Univ., Diss., 2011

978-3-86955-967-4

Referent:Prof. Dr. K. DanzmannKoreferent:Prof. Dr. A. HeisterkampTag der Promotion:5.12.2011

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2011 Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen Telefon: 0551-54724-0 Telefax: 0551-54724-21 www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen. 1. Auflage, 2011 Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-967-4

## Kurzzusammenfassung

Hohe Laserleistungen im Dauerstrichbetrieb bei gleichzeitig guter Strahlqualität, kleinen Linienbreiten und geringem Leistungs- und Frequenzrauschen sind die Anforderungen an Lasersysteme, die in Gravitationswellendetektoren eingesetzt werden sollen, die nach dem Prinzip eines Michelson-Interferometers arbeiten. In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen vorgestellt, mit denen das Laserkonzept für den Gravitationswellendetektor LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) weiter entwickelt wurde.

In seiner aktuellen Ausbaustufe soll das LIGO Lasersystem um einen injektionsgekoppelten Nd:YAG Hochleistungsoszillator ergänzt werden, mit dessen Hilfe die Laserleistung von 35 W auf 165 W skaliert werden soll. Die Komplexität dieses Oszillators erlaubt nur bedingt eine genaue Untersuchung seiner Limitierungen in Ausgangsleistung und Strahlprofil. Daher wurde das System für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente stark vereinfacht, lässt aber trotzdem Rückschlüsse auf das LIGO-Lasersystem zu.

Es wird ein asymmetrischer Stehwellenresonator verwendet, der aus zwei sich gegenüber stehenden, longitudinal gepumpten Nd:YAG Kristallen besteht. Zwischen den Kristallen befindet sich eine Doppelbrechungskompensation, die aus einer 4f-Abbildung und ein 90° Quarzrotator besteht. Der Einfluss von Änderungen der Resonatorgeometrie, der Pumplichtverteilung innerhalb des Lasermediums und des Lasermediums selbst auf das Laserverhalten werden separat betrachtet.

Das Konzept dynamisch stabiler Resonatoren erlaubt die Selektion der transversalen Grundmode über die Wahl der optimalen Resonatorarmlängen. Die Wahl wird von thermo-optischen Effekten beeinflusst, wie sie in dieser Arbeit mit Hilfe unterschiedlicher Methoden charakterisiert werden. Durch die Pumplichtverteilung im Laserkristall kann das Anschwingen unterschiedlicher Moden kontrolliert und die Effizienz optimiert werden. Bei einer sehr guten Strahlqualität des Pumplichtes können sich jedoch durch die Konzentration des Pumplichtes in der Nähe der Kristallachse thermo-optische Effekte verstärken. Es wird untersucht, wie Effizienz, Strahlqualität und Ausgangsleistung von der Pumplichtverteilung im Laserkristall abhängen. Verschiedene Möglichkeiten, Nd: YAG Kristalle hinsichtlich ihrer Dotierung zu charakterisieren, werden vorgestellt. Mit dem Ziel, einen Kristalltyp vorzuschlagen, der möglichst effizient eingesetzt werden kann, werden unterschiedliche Kristalldesigns untersucht. Ausgangspunkt sind mit 0,1 at.% dotierte Nd:YAG Kristalle, die für einen Pumplicht-Doppeldurchgang ausgelegt sind. Vergleichend werden Kristalle evaluiert, die aus Segmenten unterschiedlicher Dotierung bestehen und damit niedrigere longitudinale Temperaturgradienten aufweisen. Höher dotierte Kristalle, die abseits des Nd:YAG-Absorptionsmaximums gepumpt werden, bieten Vorteile hinsichtlich einer reproduzierbareren Kristallqualität. Mit der Dotierung ändern sich jedoch die Pumplichtanteile, die in Wärme, Fluoreszenz und stimulierte Emission übergehen. Dieser Zusammenhang wird in Rahmen der Arbeit analysiert. Die Depolarisation linear polarisierter Laserstrahlung kann in gepumpten Nd:YAG Kristallen, die in [110]- oder [100]-Richtung geschnittenen sind, reduziert werden. Ein völliger Verzicht auf eine Doppelbrechungskompensation führt jedoch zu schlechteren Ergebnissen, als die Verwendung von in der üblichen [111]-Richtung geschnittenen Kristallen mit Doppelbrechungskompensation.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben Einfluss auf die Entwicklung und das Verständnis des LIGO-Oszillator genommen, so dass in die amerikanischen Gravitationswellendetektoren ein ausgereiftes Lasersystem integriert werden konnte.

Schlagworte: Nd: YAG Laser, Grundmodelaser, thermo-optische Effekte

## Abstract

High power levels of continuous wave lasers with good beam quality, narrow linewidths and low power and frequency noise are the requirements for laser systems to be used in gravitational wave detectors, which operate according to the principle of a Michelson-interferometer. In this work, approaches are presented to further develop the laser concept for the gravitational wave detector LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory).

In its current stage of development, the LIGO laser system is about to be upgraded with an injection locked Nd:YAG high-power oscillator, which will be able to scale the laser output power from 35 W to 165 W. The complexity of this oscillator limits a closer examination of its scalibility with respect to the power and beam quality characteristics. Therefore, the system has been simplified for the experiments presented in this work, but nevertheless still allows conclusions on the behaviour of the LIGO laser system.

An asymmetric standing-wave resonator is set up, which consists of two longitudinally pumped Nd:YAG crystals placed opposite to each other. A birefringence compensation, consisting of a 4fimaging optics and a 90° quartz rotator is mounted between the crystals. The impact of changes in the resonator geometry, the pump light distribution inside the laser medium, and the laser medium itself are investigated separately.

The concept of dynamically stable resonators supports the selection of the fundamental transverse mode by choice of appropriate resonators arm lengths. This choice depends on thermo-optical effects, which are characterized and interpreted within this thesis. By changing the pump light distribution inside the laser crystal, the oscillation of different transverse modes can also be controlled and high efficiencies can be achieved. However, at good pump light beam qualities, thermo-optical effects can be significantly increased by the concentration of pump light near the crystal axis. It is investigated, how efficiency, beam quality, and output power depend on the pump light distribution inside the laser crystal. Different ways to characterize Nd:YAG crystals with respect to their doping concentration are presented and different crystal designs are investigated in order to make an optimum choice of crystal type, which is as efficient as possible. As a starting point 0,1 at.% doped crystals, coated for a pump light double pass are chosen. In comparison, crystals are evaluated, which consist of segments with different doping concentrations, such that the longitudinal temperature gradients can be decreased. Higher doped crystals, pumped beside the Nd:YAG absorption maximum promise benefits in terms of the reproducibility of crystal quality. On the other hand, fractions of pump light, converted into heat, fluorescence, and stimulated emission, change with the doping concentration. This relationship is investigated in this work. Depolarization of linearly polarized laser radiation inside a pumped Nd:YAG crystal can be intrinsically minimized by choosing [110]- or [100]-cut crystals. A complete omission of the birefringence compensation leads to worse results than a setup, consisting of typically used [111]-cut crystals and a birefringence compensation.

The investigations, carried out in this thesis, have taken influence on the development and understanding of the LIGO oscillator. This resulted in a sophisticated laser system, which is going to be integrated into the American gravitational wave detectors.

Key words: Nd: YAG laser, fundamental mode, thermo-optical effects

## Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung 5							
1.	Einleitung 12						
2.	Gru	ndlagen	zu Nd:YAG Resonatoren	15			
	2.1.	Motiva	tion: Der advanced LIGO Oszillator	15			
	2.2.	Zweist	ab Stehwellenresonatoren	. 17			
		2.2.1.	Resonatorstabilität	. 18			
		2.2.2.	Kristalldimensionierung	. 21			
	2.3.	Nd:YA	G als laseraktives Material	. 24			
	2.4.	Therm	o-optische Effekte	. 27			
	2.5.	Doppe	lbrechungskompensation	. 28			
	2.6.	Selekti	on transversaler Moden	. 30			
	2.7.	Charak	terisierung thermo-optischer Effekte	. 34			
		2.7.1.	Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse mit Teststrahle	n 35			
		2.7.2.	Wellenfrontsensor	. 37			
		2.7.3.	Abknickmethode	41			
3.	Pum	pköpfe		45			
	3.1.	Aufbau	ı eines Pumpkopfes	45			
		3.1.1.	Longitudinal gepumpte Systeme	46			
		3.1.2.	Pumplichtquellen	48			
			3.1.2.1. Spektrale Eigenschaften	49			
			3.1.2.2. Faserbündel	51			
		3.1.3.	Homogenisierer und Pumpoptik	52			
	3.2.	Charak	tterisierung von Pumpköpfen	58			
		3.2.1.	Vermessung der Pumplichtpropagation	58			
		3.2.2.	Integriertes Pumplichtprofil	60			
	3.3.	Laserk	ristalle	63			
		3.3.1.	Einfluss der Kristalle auf die Pumplichtquelle	63			
			3.3.1.1. Pumplichtrauschen	65			
			3.3.1.2. Pumplichtspektrum	66			
		3.3.2. Charakterisierung von Laserkristallen					
			3.3.2.1. Fluoreszenzmessung	. 67			

		3.3.2.2. Absorptionsmessung	70
		3.3.3. Segmentierte Kristalle	72
		3.3.4. Abseits des Absorptionsmaximums gepumpte Kristalle	74
		3.3.5. Intrinsische Doppelbrechungskompensation	77
4.	Syst	temoptimierung	81
	4.1.	Das Resonatordesign	81
	4.2.	Ausgangscharakteristik	85
	4.3.	Skalierung der Ausgangsleistung	87
	4.4.	Pumpen mit verbesserter Strahlqualität	88
	4.5.	Segmentierte Kristalle	96
	4.6.	Pumpen neben dem Absorptionsmaximum	101
		4.6.1. Diodencharakteristik	101
		4.6.2. Kristallcharakterisierung	102
		4.6.3. Oszillatorcharakteristik	103
		4.6.4. Der Heizwirkgrad	105
		4.6.5. Toleranzanalysen	109
	4.7.	Intrinsische Reduktion der thermisch induzierten Doppelbrechung	114
		4.7.1. Untersuchungen mit einem Nd:YLF Pilotlaser	114
		4.7.2. Einzelstabresonator	119
		4.7.3. Zweistabresonator	122
5.	Zusa	ammenfassung	126
6.	Ausl	blick	129
	6.1.	Reduktion des Quantendefektes	129
	6.2.	Keramische Nd: YAG Kristalle	130
	6.3.	Kryogenisch gekühlte Systeme	131
Lit	eratu	r	133
Eid	aene V	Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge im Zusammenhang mit dieser	
;	Arbe	eit	139
Α.	Anh	ang	143
	A.1.	Kristallwachstum und Dotierungsinhomogenitäten	143
	A.2.		146

A.3.	Rauschverhalten und -quellen von endgepumpten Nd: YAG Lasern	149
A.4.	Theorie zur intrinsischen Doppelbrechungsreduktion	151
A.5.	Pumpkammern	155
A.6.	Entwicklung von Strahlprofilen	157

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
В		Impermeabilitätstensor
$C_L$	at.%	Dotierstoffkonzentration in einer Schmelze
$C_S$	at.%	Dotierstoffkonzentration in der kristallinen
		Phase
$C_{r,\theta}$		Spannungskomponenten in radialer bzw. tan-
		gentialer Richtung
С	m/s	Lichtgeschwindigkeit
c <sub>nl</sub>		Zernike-Koeffizient
D		Depolarisation
$D_r$ und $D_{\theta}$		Brechungsindizes für die radiale und tangentia-
		le Polarisationskomponente
E	J	Energie
f	mm	Brennweite einer Linse (auch einer thermisch
		induzierten Linse)
$G_0$		Verstärkung
$g_1$ und $g_2$		Stabilitätsparameter eines Laserresonators
HE		Hauptebene der thermischen Linse eines Laser-
		kristalls
h	$J \cdot s$	Plancksche Konstante
I <sub>Sat</sub>	$W/m^2$	Sättigungsintensität
K		Verteilungskoeffizient für (Neodym-)Ionen
k	$W/K \cdot m$	Wärmeleitfähigkeit
L	т	Länge eines Laserstabes
$M^2$		Beugungsmaßzahl
<i>n</i> <sub>0</sub>		Brechungsindex eines ungepumpten Kristalls
$n_r$ und $n_{\theta}$		Brechungsindizes in radialer und tangentialer
		Richtung
$P_x$	W	Leistung (an der Stelle x)
P <sub>Laser</sub>	W	Laserausgangsleistung
P <sub>Pumpe</sub>	W	optische Pumpleistung
<i>p<sub>mn</sub></i>		elastooptischer Koeffizient

## Liste der verwendeten Formelzeichen

R <sub>HR-Spiegel,Brewster</sub>		Reflektivität (eines HR-Spiegels, einer
		Brewster-Platte)
$R_n^l(\rho)$		Radialpolynom der Zernike-Polynome
RIN	$1/\sqrt{Hz}$	relatives Intensitätsrauschen
<i>r</i> <sub>0</sub>	mm	Radius eines Laserkristalls
Т	$^{\circ}C$ oder K	Temperatur
T <sub>Spiegel</sub>		Transmission (eines Spiegels)
W( ho,  heta)		Wellenfront in Polarkoordinatendarstellung
$Z_n^l$		Zernike-Polynom
α	0	Winkel
$\alpha_{abs}$	1/m	Absorptionskoeffizient
$\alpha(T)$	$W/K \cdot m$	temperaturabhängige Wärmeleitung
ε	1/Pa	Änderung des Brechungsindex mit der Span-
		nung
$\eta_{Pump}$		Pumpeffizienz
$\eta_h$		Heizwirkgrad
$\eta_l$		Lasereffizienz
θ	0	Winkel zwischen linearer Polarisationsrichtung
		und Hauptachse des Brechungsindexellipsoiden
λ	nm	(Laser-)Wellenlänge
$\lambda_{Pumpe}$	nm	Pumpwellenlänge
ν	J	Photonenenergie
ρ	$1/m^3$	Neodym-Ionendichte
σ	$m^2$	Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission
τ	μs	Lebensdauer
Ψ		Phasendifferenz
Ω		Doppelbrechungsparameter
ω	mm	Strahlradius an der Stelle, an der die Intensität
		auf $1/e^2$ abgefallen ist
$\omega_0$	mm	Grundmode-Strahlradius an der Stelle, an der
		die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist
<i>ω</i> <sub>min</sub>	mm	minimaler Strahlradius (Radius der Strahltaille)

## 1. Einleitung

Vor über 50 Jahren, am 16. Mai 1960, wurde der erste Laser von T. H. Maiman im Hughes Research Laboratory in Kalifornien präsentiert. Der verwendete Rubinkristall wurde mit einer Blitzentladungslampe optisch angeregt und emittierte Pulse im Millisekundenbereich bei einer Wellenlänge von 694 nm. So bahnbrechend die Erfindung heute auch erscheint - der erste Versuch einer Publikation in Physical Review Letters wurde abgelehnt und erst im zweiten Anlauf kam es zu einer Veröffentlichung [Mai60]. Trotzdem war der Nutzen der Erfindung zunächst nicht klar erkennbar und es wurde buchstäblich nach einem Problem gesucht, dessen Lösung der Laser sein sollte. Bereits in den 1960er Jahren ging die Laserentwicklung mit großen Schritten voran: Bereits 1962 ersetzen Nelson und Boyle die Blitzlampe durch eine Bogenlampe und ermöglichen damit den ersten Laser im Dauerstrichbetrieb [Nel62]. Im gleichen Jahr präsentieren Hall et al. auch den ersten Diodenlaser [Hal62], womit ein wesentlicher Schritt für künftige Lasersysteme getan war. Keyes und Quist [Key64] nutzten 1964 aus, dass die Emissionswellenlänge eines Galliumarsenid-Diodenlasers an die Absorptionslinie eines Urandotierten Kalziumfluorid-Stabes angepasst werden kann und realisierten den ersten diodengepumpten Festkörperlaser. Abbildung 1.1 zeigt eine Zeichnung dieses Lasers. Erst fast ein Jahrzehnt später – 1972 – wurde der erste diodengepumpte Neodym-dotierte Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd:YAG-Laser) bei Raumtemperatur in Betrieb genommen [Dan72]. Das Konzept wurde immer weiter verfeinert und diodengepumpte Nd: YAG Laser sind heute die meistverbreiteten Festkörperlasersysteme.



Abbildung 1.1: Zeichnung des ersten diodengepumpten Festkörperlasers [Key64].

Die Entwicklung neuer, verbesserter optischer Pumpkonzepte für Festkörperlaser mit leistungsfähigen Laserdioden einerseits und neuen Lasermaterialien oder Herstellungsverfahren für diese andererseits ist auch heute noch nicht abgeschlossen. Laser für immer speziellere Anforderungen werden entwickelt. Dazu zählt auch das Lasersystem für die kommende Generation von Gravitationswellendetektoren, die nach dem Prinzip eines Michelson-Interferometers arbeiten. Hohe Ausgangsleistungen im Dauerstrichbetrieb bei gleichzeitig sehr guter Strahlqualität, extrem kleinen spektralen Linienbreiten und geringem Leistungs- und Frequenzrauschen der Laserstrahlung sind die Voraussetzung, um die benötigte Empfindlichkeit solcher Detektoren zu erreichen. Neuartige Konzepte für das Lasersystem, welches im Gravitationswellendetektor Advanced LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) [Abr92] betrieben werden soll, zu entwickeln, ist das Ziel der vorliegenden Arbeit. Diese werden an einem stark vereinfachtem Resonator getestet und bei Eignung auch in den Lasern für das LIGO-Projekt angewendet.

## Aufgabenstellung

Für den geplanten Ausbau der erdgebundenen Gravitationswellendetektoren LIGO wird einfrequentes Licht hoher Leistung benötigt. Mit der Entwicklung von fasergekoppelten Diodenlasern, deren Emissionsspektrum sehr gut an die Absorption von Nd: YAG angepasst werden kann und deren Strahlqualität sich im Laufe der Jahre verbessert hat, hat sich das Konzept des Endpumpens durchgesetzt. Es ermöglicht einen guten Überlapp zwischen Pumplicht und transversaler Lasermode, so dass hohe Effizienzen erreicht werden können. Gegebenenfalls kann darüber hinaus auch das Anschwingen unterschiedlicher Moden durch Variation der Pumplichtverteilung im Laserkristall kontrolliert werden. Effizienz, Strahlqualität und Ausgangsleistung hängen dabei von vielen Parametern ab. Solche Abhängigkeiten zu (unter-)suchen und zu nutzen, ist das Ziel der vorliegenden Arbeit. Im Speziellen wird hier mit longitudinal gepumpten Nd: YAG Stäben gearbeitet, die zur Kühlung direkt mit Wasser umspült werden. Verschiedene Methoden, Kristalltypen zu charakterisieren, werden vorgestellt und die Auswirkungen von Veränderungen des Kristalldesigns auf den Laserbetrieb werden in einem Zwei-Kristall-Oszillator untersucht. Dieses System bietet die Möglichkeit, auch für den komplexer aufgebauten Advanced LIGO-Oszillator eine Wahl des Kristalltyps zu treffen, die zu einem einfach zu handhabendem System führt und gleichzeitig den oben genannten Anforderungen gerecht wird. Mit dem gleichen Ziel werden auch Weiterentwicklungen im Bereich geeigneter Pumplichtquellen betrachtet und deren Nutzen für die Optimierung des Modellsystems bzw.

### Einleitung

deren Einfluss auf den Laserbetrieb untersucht. Der dritte Teilaspekt betrifft den Resonator selbst: Die Eigenschaften des Modellsystems lassen Rückschlüsse auf den komplexer aufgebauten Advanced LIGO Laser zu, so dass in dieser Arbeit untersucht werden kann, welche Verbesserungsmöglichkeiten es für dieses schwerer zugängliche System gibt.

In Kapitel 2 wird daher zunächst kurz das Advanced LIGO Lasersystem und dessen Vereinfachung zu dem hier untersuchten Lasersystem vorgestellt. Das Konzept der Selektion der transversalen Grundmode wird zu der Notwendigkeit führen, thermische Effekte zu charakterisieren und zu interpretieren.

In Kapitel 3 werden detailliertere Untersuchungen zum Pumpkonzept durchgeführt. Es werden Möglichkeiten vorgestellt, das Pumplicht und den verwendeten Kristall zu charakterisieren. Darüber hinaus werden verschiedene Ideen zur Verbesserung des Ausgangssystemes vorgestellt.

In Kapitel 4 werden diese neuen Konzepte getestet und deren Eignung für die Verwendung in LIGO-ähnlichen Oszillatoren beurteilt.

## 2. Grundlagen zu Nd:YAG Resonatoren

In diesem Kapitel soll das verwendete Modellsystem in seinen Grundzügen vorgestellt werden. Motivierend wird in Abschnitt 2.1 zunächst das deutlich komplexere Zielsystem, nämlich der Advanced LIGO Oszillator beschrieben. Die Vereinfachung dieses Vierstab-Ringresonators zu einem Zweistab-Stehwellenresonator, wie er in Kapitel 2.2 vorgestellt wird, erlaubt zum Beispiel eine Untersuchung von thermischen Effekten in Nd: YAG Kristallen (Kapitel 2.3), wie sie in den Abschnitten 2.4 und 2.5 beschrieben werden. Die hier gewonnenen Erkenntnisse lassen sich dann auf das komplexere System übertragen. Ähnlich verhält es sich auch mit den zur Modenselektion benutzten Methoden, wie sie in Abschnitt 2.6 vorgestellt werden. Verschiedene Ansätze zur Abschätzung der Stärke thermischer Effekte werden schließlich in Kapitel 2.7 gezeigt.

## 2.1. Motivation: Der advanced LIGO Oszillator

Der Laser, der für den Gravitationswellendetektor LIGO in der Ausbaustufe Advanced LIGO entwickelt wird, soll eine Ausgangsleistung von 165 W in der transversalen Grundmode bei einer Leistung in höheren Moden von weniger als 5 W erreichen. Hinzu kommt eine Linienbreite von einigen Kilohertz und ein Amplitudenrauschen im Bereich von  $10^{-9}$  Hz<sup>-1/2</sup> (bei einer Frequenz von 10 Hz) [Kim10]. Der transversale Grundmodebetrieb wird benötigt, da zur Leistungsüberhöhung und damit zur Steigerung der Empfindlichkeit des Michelson-Interferometers zur Gravitationswellendetektion Fabry-Perot-Resonatoren in die Interferometerarme eingesetzt sind [Mül03]. Aus der verwendeten hohen Finesse folgt, dass der Laserstrahl die gleichen transversalen Modeneigenschaften wie das Interferometer besitzen muss, um eine effektive Einkopplung zu ermöglichen. Die Anforderungen an das Lasersystem sollen mit Hilfe eines dreistufigen Aufbaus realisiert werden, wie er in Abbildung 2.1 gezeigt ist.

Ein monolithischer Ringoszillator (NPRO: nichtplanarer Ringoszillator [Kan85]), der Laserstrahlung mit einer Linienbreite im kHz-Bereich und einer Ausgangsleistung von 2 W zur Verfügung stellt, bildet die erste Stufe. Die zweite Stufe leistet durch einen vierstufigen Nd:YVO<sub>4</sub>-Verstärker eine Verstärkung auf 35 W [Fre07d]. Es wird ein longitudinal diodengepumpter Verstärkeraufbau gewählt, um neben einer hohen Effizienz auch eine gute Kontrolle über die transversalen Moden zu behalten. In Nd:YVO<sub>4</sub> tritt kaum thermisch induzierte Doppelbrechung auf, so dass praktisch keine Depolarisationseffekte zu beobachten sind. Dieses Lasersystem emittiert einen annähernd beugungsbegrenzten



Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des advanced LIGO Lasers. BP = Brewster Platte, QR = Quarzrotator, HR = hochreflektiver Spiegel, PR = partiell reflektiver Spiegel (Auskoppelspiegel), NPRO = nicht planarer Ringoszillator.

Strahl mit einem  $M^2 < 1,1$  und einem Anteil höherer transversaler Moden von weniger als 6 %. Es wurde in der letzten Ausbaustufe des Gravitationswellendetektors (Enhanced LIGO) als Lichtquelle verwendet.

Die für Advanced LIGO geforderten 165 W in der linear polarisierten transversalen Grundmode werden in einer dritten Stufe, einem Nd:YAG Oszillator, erzielt. Diese wird durch Pound-Drever-Hall Injektionskopplung [Dre83] an das bereits bestehende Verstärkersystem in einen Einfrequenzbetrieb gezwungen. Dieser Oszillator setzt sich aus vier wassergekühlten Nd:YAG Stäben zusammen, die longitudinal von jeweils sieben fasergekoppelten Diodenlasern mit einer maximalen Ausgangsleistung von je 45 W gepumpt werden. Die Langlebigkeit des Systems kann gewährleistet werden, indem die Pumpdioden nur mit etwa 80 % ihrer maximalen Leistung betrieben werden. Um eine Abbildung der Faserendflächen über die Pumpoptik im Laserkristall und damit Inhomogenitäten im radialen Verstärkungsprofil zu vermeiden, wird das Pumplicht aus dem Faserbündel zunächst in einem Quarzglasstab durch Totalreflexionen an dessen Mantelfläche durchmischt. Hierdurch entsteht ein homogener Pumplichtfokus (vgl. Kapitel 3.1.3). Zur Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung und der damit verbundenen Depolarisation wird zwischen jeweils zwei Kristallen ein Abbildungssystem mit einer Polarisationsdrehung von 90° eingesetzt. Die Funktionsweise dieser Doppelbrechungskompensation wird in Kapitel 2.5 näher beschrieben. Der für das Interferometer geforderte TEM<sub>00</sub>-Ausgangsstrahl kann durch eine Auslegung des Resonators erzeugt werden, bei der der Abstand zwischen den Kristallen und dem Auskoppelspiegel (langer Resonatorarm in Abbildung 2.1) größer ist als der Abstand zwischen den Kristallen und dem entsprechenden hochreflektiven Spiegel (kurzer Resonatorarm) auf der gegenüberliegenden Seite. Es liegt also ein *asymmetrisches Resonatordesign* vor. Die physikalischen Hintergründe hierzu werden in Kapitel 2.6 beschrieben. Die Injektionskopplung funktioniert nur, wenn die transversale Modenstruktur von Seedquelle und Oszillator gleich – also in diesem Falle grundmodig – ist.

In der vorliegenden Arbeit werden nun ausschließlich Phänomene untersucht, die in der beschriebenen dritten Stufe auftreten. Diese Stufe kann auch als freilaufender (also nicht injektionsgekoppelter) Ringlaser betrieben werden. Je besser die Ausgangscharakteristik der dritten Stufe bezüglich Strahlqualität und Ausgangsleistung ist, desto besser werden diese Eigenschaften auch im Gesamtsystem sein.

### 2.2. Zweistab Stehwellenresonatoren

Man kann ausnutzen, dass sich das in Kapitel 2.1 beschriebene System zu einem doppelbrechungskompensierten Zweistab-Stehwellenresonator vereinfachen lässt, wie er in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist. Die Charakteristika dieses Systems lassen Rückschlüsse auf das Verhalten des Vierstablasers zu. Die Leistung skaliert ebenso mit der Anzahl der Laserstäbe, wie mit den Längen des langen bzw. kurzen Resonatorarmes.



Abbildung 2.2: Aufbau eines Zweistab-Stehwellenresonators mit Doppelbrechungskompensation, wie er in der vorliegenden Arbeit als vereinfachtes Modellsystem dient. Das Brewster-Fenster sorgt für die Emission linear polarisierten Lichtes.

Das asymmetrische Resonatordesign resultiert aus den in Kapitel 2.6 näher erläuterten Überlegungen zur Erzeugung eines effizienten Laserbetriebes in der transversalen Grundmode.

Ausgangspunkt für die Untersuchungen in dieser Arbeit sind Nd:YAG Kristalle vom Typ "LIGO", wie sie auch in dem in Kapitel 2.1 beschriebenem Lasersystem vorgesehen sind. Das Lasermaterial wird in Kapitel 2.3 vorgestellt. Die Dimensionierung der Kristalle basiert auf Überlegungen zur Resonatorstabilität und auf der geforderten Ausgangsleistung des Advanced LIGO Lasers. Diese Überlegungen werden in den folgenden Abschnitten dargelegt.

### 2.2.1. Resonatorstabilität

Das in den Kristallen absorbierte Pumplicht wird teilweise in Wärme umgesetzt, was zu Materialspannungen und somit zu einer inhomogenen räumlichen Verteilung des Brechungsindex innerhalb des Lasermaterials führt. Dieses wirkt sich so aus, als sei eine Linse mit pumpleistungsabhängiger Brechkraft – eine sogenannte *thermische Linse* – in den Resonator gebracht worden. Die Änderung der Resonatorparameter mit der Pumpleistung hat zur Folge, dass sich auch die Resonatorstabilität mit der Pumpleistung ändert. Sie kann mit den sogenannten g-Faktoren beschrieben werden. Für einen Zweistabresonator mit zwei gleich großen thermischen Linsen der Brennweite f und einer 4f-Abbildung zwischen den Kristallen sind sie definiert als:

$$g_1 = 1 - \frac{2 \cdot l_2}{f} \tag{2.1}$$

$$g_2 = 1 - \frac{2 \cdot l_1}{f} \tag{2.2}$$

Dabei ist  $l_1$  der Abstand zwischen Kristall und hochreflektierendem Spiegel und  $l_2$  der Abstand zwischen dem gegenüberliegendem Kristall und dem Auskoppelspiegel. Damit ein Resonator stabil ist, muss in ihm ein sich bei jedem Umlauf reproduzierender Gaußscher Mode existieren. Dies ist der Fall, wenn

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \tag{2.3}$$

gilt. Abbildung 2.3 zeigt beispielhaft das Stabilitätsverhalten eines Zweistab-Stehwellenresonators. Für die Berechnung wurden typische Resonatorarmlängen von 150 bzw. 520 mm angenommen. Der Bereich, in dem der Resonator nicht stabil ist, ist grau eingefärbt. Die thermische Brechkraft steigt linear mit der Pumpleistung und führt im Pumpleistungsbereich von 0 bis 250 W pro Laserkristall zu der gezeigten Gerade. Der Pumpleistungsbereich basiert auf der Annahme, dass etwa 50 W Grundmodeausgangsleistung pro Kristall bei einer typischen optisch-zu-optischen Effizienz von etwa 20 bis 25 % extrahiert werden müssen, um die Anforderungen an den Advanced LIGO Laser erfüllen zu können.



Abbildung 2.3: Stabilität eines asymmetrischen Zweistabresonators. Das System ist in zwei Pumpleistungsbereichen, nämlich dort, wo die eingezeichnete Gerade die weißen Bereiche durchquert, stabil.

Als Stabilitätskriterium kann auch der Modenradius innerhalb der Laserkristalle verwendet werden. In Abbildung 2.4 wurde der Grundmoderadius für den oben genannten Resonator mit Hilfe des Standard-ABCD-Verfahrens [Sie91] berechnet und gegen die Pumpleistung pro Kristall aufgetragen. Am Rande des Stabilitätsbereiches wird der Modenradius unendlich groß [Sil88]. In Abbildung 2.4 ist der für den Grundmode instabile Bereich grau hinterlegt.



Abbildung 2.4: Modenradius in den Kristallen eines Zweistab-Resonators. Armlängen: 540 mm bzw. 150 mm.

In beiden Stabilitätsbereichen existiert eine minimale Strahlgröße  $\omega_{min}$ , in dessen Umgebung der Modenradius nur schwach mit der Brechkraft bzw. der Pumpleistung variiert. Der Resonator ist dort folglich unempfindlich gegenüber Schwankungen der thermischen Linse und wird daher als für diese Brechkraft *dynamisch stabil* bezeichnet [Lör75]. Die beiden Stabilitätsbereiche sind hinsichtlich des Modenradius am Ort der thermischen Linse, also in den Kristallen, symmetrisch [Mag86]. Der für einen dynamisch stabilen Resonator optimale (minimale) Modenradius kann nach einer bei Magni [Mag86] beschriebenen Methode gefunden werden. Dabei sollte beachtet werden, dass der Zusammenhang zwischen der Breite der Stabilitätsbereiche in Bezug auf die Brechkraft  $|\Delta 1/f|$  und dem optimalen Modenradius  $\omega_{min}$  durch Gleichung 2.4 gegeben ist.

$$\omega_{\min}^2 = \frac{\lambda}{\pi |\Delta_{\overline{f}}^1|} \tag{2.4}$$

Je breiter der Stabilitätsbereich also ist, desto kleiner muss der Grundmode-Modenradius sein und umgekehrt.

In Abbildung 2.5 ist gezeigt, wie der Verlauf des Modenradius in den Laserkristallen durch die Resonatorgeometrie beeinflusst werden kann. Eine Vergrößerung der Distanz zwischen den Kristallen und dem Auskoppelspiegel bewirkt eine Vergrößerung des Modenradius. Durch Änderung der Distanz zwischen dem hochreflektiven Spiegel und den Kristallen können die beiden Stabilitätsbereiche bezüglich der Pumpleistung verschoben werden. Je symmetrischer die Armlängen sind, desto schmaler wird der instabile Bereich zwischen den Pumpleistungsregimes. Über die kurze Resonatorarmlänge kann also kontrolliert werden, in welchem Pumpleistungsbereich das System betrieben werden soll.



Abbildung 2.5: Modenradien in den Kristallen eines Zweistab-Resonators bei Variation der Armlängen.

#### 2.2.2. Kristalldimensionierung

Bereits bei Cerullo [Cer93] wird beschrieben, dass der maximale TEM<sub>00</sub>-Strahlradius in nicht doppelbrechungskompensierten Systemen auf einen Millimeter begrenzt ist, selbst wenn der Kristallradius größere Strahlradien zulassen würde. Das Problem besteht in den thermischen Effekten – hauptsächlich der thermisch induzierten Doppelbrechung (siehe Kapitel 2.4). Der Pumpleistungsbereich, in dem ein Laser stabil läuft, ist umgekehrt proportional zum Modenvolumen innerhalb des Stabes (Gleichung 2.4). Für große Modenvolumen sind die Stabilitätsbereiche sehr klein, so dass ihr Auseinanderdriften bereits bei kleinerer Pumpleistung auftritt. Die verschiedenfarbigen Kurven in Abbildung 2.6

zeigen Simulationsergebnisse für unterschiedliche Grundmoderadien in einem Zweistabresonator gegenüber der Pumpleistung. Durch die thermisch induzierte Doppelbrechung unterscheiden sich die Stabilitätsbereiche für die radial bzw. tangential polarisierte Komponente der Laserstrahlung. Je größer der Strahlradius ist, desto weiter driften sie auseinander. Der Effekt kann durch eine Doppelbrechungskompensation, wie sie in Kapitel 2.5 vorgestellt wird, kompensiert werden.



Abbildung 2.6: Für drei exemplarische Zweistabresonatoren sind die Strahlradien für radiale und tangentiale Komponente des Brechungsindexes dargestellt. Je größer die Strahlradien sind, desto weiter driften die Stabilitätsbereiche auseinander. Das Verhältnis zwischen radialer und tangentialer thermischer Linse liegt bei 1,2 [Koe88].

Beim Entwerfen eines "optimalen" Resonators kann man wie folgt vorgehen: Der Stabradius  $r_0$  gibt aufgrund von Beugungseffekten eine maximale Grundmodegröße  $\omega_0$  vor [Sie86].

 $\omega_0 = 2r_0/\pi \longrightarrow 99\%$  Transmission des Laserstrahles (2.5)

Diese gibt nach Gleichung 2.4 die Breite des Stabilitätsbereiches vor. Der Resonator muss so ausgelegt werden, dass der Stabilitätsbereich innerhalb des Bereiches maximal verfügbarer Pumpleistung liegt. Um die Stabilitätsbereiche überlappend zu halten, muss gelten, dass die Größe  $\Delta(1/f)$  größer als die Separation der Stabilitätsbereiche für die radiale und tangentiale thermische Linse ( $f_r$  bzw.  $f_t$ ) ist. Es folgt

$$\frac{2\lambda}{\pi\omega_0^2} > 1/f_r - 1/f_t.$$
 (2.6)

Mit einem Verhältnis von  $f_t/f_r = 1,2$  und einer angenommenen thermischen Brechkraft von 0,02 dpt/W ergibt sich aus Gleichung 2.6, dass ohne eine Doppelbrechungskompensation die Spotgröße im fundamentalen Grundmode beschränkt ist:

$$\omega^2 \cdot P_{pump} > \frac{2 \cdot 1064 \cdot 10^{-6} \text{ mm}}{\pi \cdot 0, 18 \cdot 0,00002 \text{ dpt/W}}$$
  
$$\omega^2 \cdot P_{pump} < 188 \text{ mm}^2 \text{ W}$$

Bei einer Pumpleistung von 200 W würde die Spotgröße unabhängig von der Stabgröße auf unter 0,97 mm begrenzt werden müssen. Nach dem in Gleichung 2.5 genannten Kriterium entspräche das einem Stabdurchmesser von etwa 3 mm.

Die Dotierung des Nd: YAG Kristalls wurde so angepasst, dass die thermisch induzierten auftretenden Materialspannungen unterhalb der Kristallbruchgrenze von etwa 130 MPa (=18800 psi, [Tid92]) bleiben. Das Resultat dieser Überlegungen ist in Abbildung 2.7 gezeigt.



Abbildung 2.7: Kristall vom Typ "LIGO". Diese Kristalle werden auch in der Hochleistungsstufe des advanced LIGO Lasers verwendet werden.

Der Kristall besteht aus einem 40 mm langen, mit 0,1 at.% Nd<sup>3+</sup> dotiertem Stück YAG, an das an jedem Ende eine undotierte Endkappe gebondet ist. Die Enkappen sorgen dafür, dass der Kristall außerhalb des dotierten Bereiches gehaltert und der gesamte dotierte Bereich gekühlt werden kann. Diffusionsbonden ist eine Verbindungstechnik, bei der zwei Stoffe bei hoher Temperatur unter hohem Druck zusammengepresst werden. Atome diffundieren zur Trennfläche, füllen Hohlräume aus und stellen feste Verbindungen her [Ask06]. Die Endkappen verhindern außerdem eine thermisch bedingte Aufwölbung der Endflächen, die zu einer zusätzlichen Linsenwirkung des gepumpten Kristalls führen würde [Tsu97]. Der Kristallmantel ist auf optische Qualität poliert, um möglichst verlustfreie interne Reflexionen des Pumplichtes an der Mantelfläche zu ermöglichen. Die Rückseite der Kristalle ist mit einer Beschichtung versehen, die antireflektiv für die Laserstrahlung bei 1064 nm und hochreflektiv für die Pumpwellenlänge ist, so dass das Pumplicht im Doppeldurchgang durch den Kristall geführt wird. Die Temperaturverteilung entlang der Stabachse wird somit etwas homogener als ohne den Doppeldurchgang und deutlich homogener als bei einem Einfachdurchgang bei höherer Dotierung (Abbildung 2.8). Bei einem Pumplichtspektrum mit einer Halbwertsbreite von 2,5 nm und einem Maximum bei 808 nm können etwa 94 % des Pumplichtes absorbiert werden.



Abbildung 2.8: Simulation der longitudinalen Temperaturverteilung entlang der Stabachse in einem mit 0,1 at.% dotierter Nd:YAG Kristall im Einzeldurchgang (etwa 81 % des Pumplichtes absorbiert), im Doppeldurchgang (etwa 94 % Pumplichtabsorption), sowie in einem mit 0,2 at. % dotierten Kristall (94 % des Pumplichtes absorbiert) im Einzeldurchgang zum Vergleich. Die Pumpleistung liegt jeweils bei 200 W.

Kristalle mit den gezeigten Dimensionen wurden bereits in der Arbeit von Frede [Fre07a] verwendet.

## 2.3. Nd:YAG als laseraktives Material

Das Lasermedium, mit dem der im vorangegangenen Kapitel beschriebene Oszillator arbeitet, ist Nd: YAG (Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat). Seine Eigenschaften sollen im Folgenden kurz beschrieben werden.

Nd: YAG gehört zur chemischen Gruppe der Granate. Granate haben die allgemeine Formel  $C_3A_2D_3O_{12}$ , wobei im Falle von YAG A=Al<sup>3+</sup>, D=Al<sup>3+</sup> und C=Y<sup>3+</sup> ist. Die Struktur ist in Abbildung 2.9, links, dargestellt.

YAG ist ein optisch isotroper, im sichtbaren Spektralbereich transparenter Kristall kubischer Struktur mit hoher mechanischer Härte, was für eine hochwertige Oberflächenpo-



Abbildung 2.9: Links: Granat-Struktur mit der Summenformel C<sub>3</sub>A<sub>2</sub>D<sub>3</sub>O<sub>12</sub>. Für YAG gilt: A=Al<sup>3+</sup>, C=Y<sup>3+</sup>; D=Al<sup>3+</sup> (insgesamt also Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>). Die Sauerstoffatome O<sup>2-</sup> befinden sich an den Schnittpunkten der schwarzen Linien. Pro Einheitszelle gibt es acht solcher Formeleinheiten (rechts).

litur vorteilhaft ist. Die Herstellung erfolgt meist durch das Ziehen eines Einkristalls aus einer Schmelze (Anhang A.1). Das Verfahren ermöglicht die Herstellung optisch hochwertiger Einkristalle mit geringer Streuzentrendichte und damit geringen intrinsischen Verlusten. Die vergleichsweise hohe Wärmeleitfähigkeit von 13,5 W/mK prädestiniert diesen Wirtskristall für die Anwendungen in Lasern mit hohen Ausgangsleistungen im Dauerstrichbetrieb. Bei der Dotierung von YAG mit Neodym erfolgt eine Substitution eines Teils der Y<sup>3+</sup>-Ionen im kubischen Kristallgitter durch Nd<sup>3+</sup>-Ionen. Ein normiertes Absorptionsspektrum von Nd: YAG ist in Abbildung 2.10 links dargestellt. Man erkennt, dass das Absorptionsmaximum bei etwa 808,1 nm liegt. Das Termschema (Abbildung 2.10, rechts) zeigt, dass eine Anregung der Neodym-Ionen in diesem Wellenlängenbereich diese energetisch in den kurzlebigen <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub>-Zustand anhebt. Von dort relaxieren sie strahlungslos in das obere Laserniveau (<sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>). Der eigentliche Laserübergang erfolgt dann in das untere Laserniveau (<sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>) und führt zur Emission von Licht einer Wellenlänge um 1064 nm.



Abbildung 2.10: Links: normierter Absorptionskoeffizient von Nd:YAG in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Rechts: vereinfachtes Termschema.

Übliche Neodym-Konzentrationen liegen im Bereich zwischen 0,1 und 1,1 at.%. Höhere Konzentrationen sind schwierig zu erreichen, weil die Nd<sup>3+</sup>-Ionen, die die Y<sup>3+</sup>-Ionen im dotierten Material ersetzen, einen um etwa 3 % größeren Durchmesser haben und daher die Gitterstruktur des Kristalls stören. Es kommt zu konzentrationsabhängigen Spannungen im Kristallgitter, die oberhalb von etwa 1,5 at.% die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus merklich reduzieren, was zu einer höheren Laserschwelle führt [Dan73, Pow98, Lu00]. Bei Lu et al. [Lu00] werden Messwerte für die Fluoreszenzlebensdauern von Kristallen mit Neodym-Konzentrationen von 0,6 at.% und 0,9 at.% mit 256,3  $\mu$ s und 248,6  $\mu$ s angegeben. Keramische Nd:YAG Kristalle (siehe Anhang A.1) gleicher Konzentration weisen vergleichbare Fluoreszenzlebensdauern auf. Diese können auch höher dotiert werden. Für eine Dotierung von 2 at.% bzw. 4 at.% wurden Fluoreszenzlebensdauer von nur 184,2  $\mu$ s bzw. 95,6  $\mu$ s gemessen.

Kristallographisch bezieht sich die Aussage, ein Kristall sei in einer bestimmten Richtung geschnitten, auf die Orientierung der Einheitszellen im Kristall. Eine Richtung in einem Gitter wird durch drei ganze Zahlen indiziert, indem vom Ursprung der Einheitszelle ein Vektor in der gewünschten Richtung in kleinstmöglichen ganzzahligen Komponenten der Basisvektoren, also der Vektoren, die die Einheitszelle aufspannen, ausgedrückt wird. Das erhaltene Zahlentripel wird üblicherweise in rechteckige Klammern gesetzt. Typischerweise werden in [111]-Richtung geschnittene Nd:YAG Kristalle verwendet, jedoch sind auch Kristalle in anderen Schnittrichtungen erhältlich (vgl. Kapitel 3.3.5, Kapitel 4.7 und Anhang A.4).

## 2.4. Thermo-optische Effekte

Teile des Pumplichtes werden im Nd:YAG Kristall durch nichtstrahlende Übergänge in Wärme umgewandelt. Diese Wärme wird über die wassergekühlte Mantelfläche des Kristalls abgeführt. Hierdurch bildet sich ein Temperaturgradient im Kristall aus, dessen räumlicher Verlauf stark von der Pumplichtverteilung abhängt. Das führt aufgrund des thermooptischen bzw. thermo-elastischen Effekts zu unterschiedlichen Brechungsindizes  $n_r$  und  $n_{\theta}$  für die radialen und azimutalen Polarisationskomponenten des durch den Kristall propagierenden Laserstrahls und zur Bildung einer *thermischen Linse*. Für einen homogen gepumpten zylindrischen Stab, dessen Mantelfläche gekühlt wird (die also eine konstante Temperatur aufweist), gilt [Koe88]:

$$n_r(r) = n_0(1 - \gamma_r r_0^2)$$
(2.7)

$$n_{\theta}(r) = n_0(1 - \gamma_{\theta}r_0^2) \tag{2.8}$$

mit

$$\gamma_r = \frac{\overbrace{\eta_h P_{Pumpe}}^{Heizleistung}}{2\pi k n_0 r_0^2 L} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + n_0^3 \alpha(T) C_r + \frac{\alpha(T) r_0(n_0 - 1)}{L}\right)$$
(2.9)

$$\gamma_{\theta} = \frac{\eta_h P_{Pumpe}}{2\pi k n_0 r_0^2 L} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + n_0^3 \alpha(T) C_{\theta} + \frac{\alpha(T) r_0(n_0 - 1)}{L} \right)$$
(2.10)

mit  $P_{Pumpe}$ : Pumpleistung,  $\eta_h$ : Heizwirkgrad, k:Wärmeleitfähigkeit,  $n_0$ : Brechungsindex bei Raumtemperatur,  $r_0$ : Kristallradius, L: Kristalllänge, dn/dT: temperaturabhängige Änderung des Brechungsindexes,  $\alpha(T)$ : temperaturabhängige Wärmeleitung. Die Faktoren  $C_r$ =0,0173 und  $C_{\theta}$ =-0,00261 sind Materialkonstanten und können der Arbeit von Kugler [Kug00] entnommen werden. Für homogen gepumpte Kristalle entsteht ein in radialer Richtung parabolisches Brechungsindexprofil. Daraus resultieren zwei unterschiedliche Brechkräfte  $D_r$  und  $D_{\theta}$  für die radiale und azimutale Polarisationskomponente in Abhängigkeit von der Stablänge:

$$D_r = 2\gamma_r n_0 L \tag{2.11}$$

$$D_{\theta} = 2\gamma_{\theta} n_0 L \tag{2.12}$$

Für eine homogene Pumplichtverteilung besteht also ein linearer Zusammenhang zwischen optischer Pumpleistung  $P_{Pumpe}$  und der Brechkraft  $D_r$  bzw.  $D_{\theta}$ :

$$D_{r} = \frac{\eta_{h} P_{Pumpe}}{\kappa \pi r_{0}^{2}} \cdot \left[ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + n_{0}^{3} \alpha(T) C_{r} + \frac{\alpha(T) r_{0}(n_{0} - 1)}{L} \right]$$
(2.13)

$$D_{\theta} = \frac{\eta_h P_{Pumpe}}{\kappa \pi r_0^2} \cdot \left[ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + n_0^3 \alpha(T) C_{\theta} + \frac{\alpha(T) r_0(n_0 - 1)}{L} \right]$$
(2.14)

Auf die aus dieser *Doppelbrechung* resultierende *Depolarisation* wird in Kapitel 3.3.5 noch näher eingegangen. Darüber hinaus bilden sich unterschiedliche Brennweiten der thermischen Linse für radiale und azimutale Polarisationskomponente aus (*Bifokussie-rung*).

Bei Untersuchungen der Resonatorstabilität und der Strahlparameter werden Aberrationen vernachlässigt und die thermische Linse wird wie eine sphärische (dünne) Linse behandelt.

### 2.5. Doppelbrechungskompensation

Die durch die thermische Ausdehnung des Festkörperlasermaterials entstehenden mechanischen Spannungen verändern aufgrund des photoelastischen Effektes den Brechungsindex [Koe88]. Es ergeben sich dann für die radiale und tangentiale Komponente linear polarisierten Lichtes verschiedene Brechungsindexänderungen. Diese Änderungen lassen sich durch einen Brechungsindexellipsoiden beschreiben, deren Hauptebenen in Abbildung 2.11, links dargestellt sind – der Kristall wird doppelbrechend. Diese Doppelbrechung führt zum einen zu einer Bifokussierung linear polarisierter (oder unpolarisierter) Strahlung und zum anderen zur Depolarisation linear polarisierter Strahlung. Als Depolarisation D wird das Verhältnis von senkrecht zur eingestrahlten Polarisation polarisierter Leistung  $P_{Senkrecht}$  zur Gesamtleistung  $P_{Gesamt}$  bezeichnet.

$$D = \frac{P_{Senkrecht}}{P_{Gesamt}}$$
(2.15)

Betrachtet man die Intensitätsverteilung eines Teststrahles, der durch einen gepumpten Kristall gelenkt wird, welcher sich zwischen einem Paar gekreuzter Polarisatoren befindet, so ergibt sich ein charakteristisches Depolarisationsmuster, wie es beispielhaft in Abbildung 2.11 (rechts) gezeigt ist.



Abbildung 2.11: Links: Hauptachsen des Brechungsindexellipsoiden. (Schwarz: radiale Polarisation, grau: tangentiale Polarisation). Rechts: Charakteristisches Doppelbrechungsmuster, das entsteht, wenn ein linear polarisierter Teststrahl durch einen gepumpten Nd: YAG Kristall und einen nachfolgenden Polarisationsstrahlteiler transmittiert wird.

Infolge der Doppelbrechung wird der Stabilitätsbereich eines Laserresonators in zwei Zonen für die entsprechenden Polarisationskomponenten des Strahlungsfeldes aufgespalten, was bei hohen Pumpleistungen dazu führen kann, dass kein Grundmodebetrieb mehr möglich ist. Darüber hinaus ist die maximale Ausgangsleistung eines Einstabresonators ohne Doppelbrechungskompensation auf 45 W begrenzt [Mur96, Kno98]. Für die Advanced LIGO Hochleistungslaserstufe muss der störende Einfluss der Doppelbrechung daher kompensiert werden. Dieses kann durch eine Polarisationsdrehung um 90° zwischen zwei Kristalldurchläufen geschehen. Sie bewirkt ein Vertauschen von tangentialer und radialer Polarisationskomponente. In einem Zweistabsystem erfährt dann die Komponente, die im ersten Kristall mit dem radial gerichtetem Brechungsindex propagiert, im zweiten Kristall den Brechungsindex für die tangentiale Komponente – und umgekehrt. Eine Abbildung der einander zugewandten Hauptebenen *HE* der thermischen Linsen in den Kristallen aufeinander führt dazu, dass die Phasendifferenzen, die sich nach Propagation durch den ersten Kristall gebildet hatten, kompensiert werden [Lü96]. Eine entsprechende Anordnung ist in Abbildung 2.12 dargestellt.



Abbildung 2.12: Aufbau einer Doppelprechungskompensation in einem Zweistab-Aufbau.

Abbildung 2.13 zeigt nochmals das Stabilitätsverhalten des in Kapitel 2.2 vorgestellten Zweistab-Stehwellenresonators in einem Pumpleistungsbereich zwischen 0 und 250 W pro Laserkristall.



Abbildung 2.13: Stabilität eines asymmetrischen Zweistabresonators mit und ohne Quarzrotator zur Doppelbrechungskompensation. Bei einer Pumpleistung von 200 W pro Kristall ist der Resonator nur dann stabil, wenn eine Doppelbrechungskompensation vorhanden ist. Im Beispiel wurde angenommen, dass sich die thermischen Brechkräfte in tangentialer und radialer Richtung um etwa 20 % unterscheiden [Koe88].

Die Berechnungen aus Abbildung 2.13 zeigen, dass der simulierte Laser im für die später folgenden Laserversuche (siehe Kapitel 4) interessanten Pumpleistungsbereich um 200 W kaum für tangentiale und radiale Richtung (rot und blau markierte Punkte) gleichzeitig stabil ist. Das theoretische Ergebnis mit der oben beschriebenen Doppelbrechungs- und Depolarisationskompensation hinsichtlich der Resonatorstabilität wird in der Abbildung durch das schwarze Kreuz repräsentiert. Ein Laserbetrieb bei Pumpleistungen von etwa 200 W wäre somit möglich.

### 2.6. Selektion transversaler Moden

Resonatoren, die Laserstrahlung in der transversalen Grundmode emittieren, können durch Anwendung verschiedener Konzepte erzeugt werden. Eine Möglichkeit ist das Einbringen einer resonatorinternen Modenblende, da mit zunehmender Ordnung auch der Modenradius zunimmt. Wird dieses für einen Multimoderesonator durchgeführt, ohne die Resonatorkonfiguration zu ändern, so ergibt sich eine deutlich verringerte optischoptische Effizienz, da das Modenvolumen im Laserkristall verkleinert und damit das Volumen des effektiv genutzten aktiven Materials bei gleichzeitig konstantem optisch gepumpten Volumen verringert wird. Abbildung 2.14 zeigt beispielhaft einen symmetrisch aufgebauten Zweikopfresonator, der mit 200 W pro Kristall gepumpt wird. Solche symmetrischen Resonatoren zeigen im Multimodebetrieb hohe Ausgangsleistungen, da sie bei hinreichend kurz gewählten Resonatorarmlängen über den gesamten Pumpleistungsbereich für viele transversale Moden stabil sind. Im in der Abbildung gezeigten Fall beträgt die erreichte Ausgangsleistung 148 W. Das Einbringen einer Modenblende führt zu einer Reduktion der Ausgangsleistung auf 32 W. Die Strahlqualität hingegen wird verbessert. Eine Kurvenanpassung durch die Strahlprofile (Abbildung 2.14) ergibt ohne Modenblende eine Übereinstimmung von 60,7 % mit einer Gaußkurve und mit Modenblende eine Übereinstimmung von 80,5 %. Die Übereinstimmung kann wie folgt berechnet werden:

$$\ddot{U}bereinstimmung = 1 - \frac{\text{Summe der absoluten Abweichungen}}{\text{Fläche unter der Gaußkurve}}$$
(2.16)

Ein grundmodiges Strahlprofil (Übereinstimmung von 100 %) kann jedoch nicht erreicht werden. Die Methode ist ohne eine Anpassung des Resonators also mit hohen Einbußen bei der Ausgangsleistung verbunden.



Abbildung 2.14: Beispiel des Strahlprofils ohne (links) und mit (rechts) Modenblende eines symmetrischen endgepumpten Zweistab-Resonators (oben). Die Kurven zeigen die Intensitätsverteilung entlang eines Schnittes durch das Strahlprofil und die zugehörige Gauß-Kurvenanpassung.

Die Aufgabe des Konzeptes des symmetrischen Resonators, also die Verlängerung eines Resonatorarmes, wie es in Abbildung 2.15 oben gezeigt ist, führt auch ohne Modenblende zu Strahlprofilen, die dem eines Gaußförmigen Verlaufs (also einem TEM<sub>00</sub>-Strahl) näher kommen, weil hierdurch das Modenvolumen für *alle* transversalen Moden vergrößert wird. Der Kristall selbst wirkt dann bereits als Apertur, so dass höhere Moden mit sehr großen Strahldurchmessern nicht mehr anschwingen können. Durch Positionierung der Modenblende zwischen der 4f-Abbildung lässt sich durch den sich dort befindenden Fokus gut beeinflussen, wie viele weitere Moden unterdrückt werden (Abbildung 2.15, Mitte/unten). An der Fokusposition sind die Radien aller Moden vergleichsweise klein, so dass sie die Apertur gut passieren können. Je weiter entfernt die Blende vom Fokus platziert wird, desto mehr Moden werden wegen des steigenden Strahldurchmessers am Anschwingen gehindert. Mit dem Unterdrücken unerwünschter Moden wird auch hier die Ausgangsleistung verringert. Einige repräsentative Messungen hierfür sind in Abbildung 2.15 gegeben.



Abbildung 2.15: Beeinflussung des Strahlprofils durch eine Kombination aus leicht asymmetrischem Resonator und geschickter Positionierung der Modenblende. Der TEM<sub>00</sub>-Strahlradius wurde mit Winlase simuliert.

Der Grundmodebetrieb lässt sich auch ausschließlich über die Resonatorkonfiguration erzwingen. Ein Zweistabresonator mit stark unterschiedlichen Armlängen ist durch die Ausnutzung der Eigenschaften der thermischen Linse hierfür geeignet. Trägt man als Stabilitätskriterium den Modenradius gegen die Pumpleistung auf, wie in Abbildung 2.16 gezeigt, so erkennt man, dass es bei geringen Pumpleistungen einen ersten stabilen Bereich gibt. Dieser Bereich ist wegen der geringen Verstärkung jedoch nicht als Arbeitspunkt für den Laser geeignet. Bei höheren Pumpleistungen gibt es jedoch einen zweiten Stabilitätsbereich, in dem ein Grundmodebetrieb erreicht werden kann. Hierfür muss die Lasermodengröße so gewählt werden, dass der Strahl der Grundmode mit dem Radius  $\omega_0$ nicht an Aperturen im Resonator mit dem Radius  $r_0$ , wie zum Beispiel dem Laserkristall, gebeugt wird. Ein Kriterium hierfür ist bei Siegmann [Sie86] genannt. Hiernach gilt:

$$\omega_0 = 2r_0/\pi$$
 99 % Leistungstransmission, (2.5)  
17 % Leistung in Beugung  
 $\omega_0 = 2r_0/4, 6$  1 % Leistung in Beugung (2.17)

Für Kristalle mit 3 mm Durchmesser ist also ein Modenradius von etwa 650  $\mu$ m optimal. Die nächsthöheren Moden können aus zweierlei Gründen nicht anschwingen, solange die Pumpleistung nicht erhöht wird:

 Alle höheren transversalen Moden sind größer als der Grundmode. Sie erfahren daher Verluste an resonatorinternen Aperturen wie beispielsweise dem Kristallrand. Ist ω<sub>0</sub> die Grundmodegröße, so gilt für die Größe ω der transversalen Laguerre-Mode TEM<sub>pl</sub> [Koe88]:

$$\omega = \omega_0 \cdot \sqrt{2p + l + 1} \tag{2.18}$$

Die Größe  $\omega$  entspricht dabei dem Radius eines Kreises um das transversale Modenprofil, der 90 % der Leistung beinhaltet.

2. Die höheren Moden erfahren eine geringere Brechkraft durch die thermische Linse: Das radiale Brechungsindexprofil der thermischen Linse ist durch die auftretenden Aberrationen *nicht* parabolisch. Die Kühlung des Laserstabes in den Randbereichen führt dazu, dass die gemittelte Linsenwirkung für größere Strahlradien (damit für höhere Moden) geringer ist. Für die Resonatorstabilität höherer Moden bedeutet das, dass der stabile Bereich im Vergleich zum TEM<sub>00</sub> erst bei höheren Pumpleistungen beginnt. Damit gibt es einen Pumpleistungsbereich, bei dem der Resonator *ausschließlich* für den transversalen Grundmode stabil ist. In Abbildung 2.16 entspricht dieses gerade der schraffierten Fläche.

In Abbildung 2.16 ist als Stabilitätskriterium der Modenradius innerhalb der Laserkristalle eines Zweistabresonators gegen die Pumpleistung pro Kristall aufgetragen. Für das Anschwingen einer Mode kann das Kriterium aus Gleichung 2.18 verwendet werden. Eingezeichnet sind die Radien der vier kleinsten transversalen Moden. Bei etwa 196 W wird ausschließlich Grundmodestrahlung emittiert (markierter Bereich in der Abbildung).



Abbildung 2.16: Modenradius in den Kristallen eines Zweistab-Resonators. Armlängen: 540 mm bzw. 150 mm. Im schraffierten Bereich ist ausschließlich der transversale Grundmode stabil.

## 2.7. Charakterisierung thermo-optischer Effekte

Im vorangehenden Abschnitt ist deutlich geworden, dass die thermische Linse neben thermisch induzierten Spannungen im Laserkristall eine zweite wesentliche Größe ist, die die Leistungsskalierbarkeit von Lasersystemen limitiert. Es ist daher wichtig, die Brechkraft der thermischen Linse in einem System mit einer bestimmten Pumpleistung und Pumplichtverteilung möglichst genau zu kennen, um den Resonator entsprechend auslegen zu können. In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der thermischen Brechkraft vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit angewendet worden sind. Alle Methoden stellen eine indirekte Messung dar, da eine direkte Messung der Temperaturverteilung im Kristall wegen dessen Einbettung in eine Pumpkammer und der kleinen Dimensionen der Laserkristalle technisch nicht realisierbar ist.

Bei allen im Folgenden vorgestellten Methoden wurden Kristalle vom Typ "LIGO" verwendet, wie er in Kapitel 2.2 vorgestellt wurde. Er wird in den folgenden Beispielmessungen mit einem Laserdiodenmodul endgepumpt, das Licht aus einer einzelnen 300  $\mu$ m-Faser mit einer numerischen Apertur von 0,22 liefert. Der Radius des Pumpfokus ("Pumpspot") liegt jeweils bei 1,2 mm.

#### 2.7.1. Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse mit Teststrahlen

Mit Hilfe eines kollimierten Teststrahles, der durch den Nd:YAG Kristall transmittiert wird, ist eine einfache Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse möglich. Wird der Kristall optisch gepumpt, so bildet sich die thermische Linse aus, die den kollimierten Strahl fokussiert. Der Abstand zwischen Kristall und Fokus gibt dann die Brennweite der thermischen Linse an. Für diese Methode sollte ein Testlaser verwendet werden, der eine Wellenlänge emittiert, für die die Beschichtung auf den Kristallendflächen eine hohe Transmission aufweist. Andererseits sollte die Wellenlänge 1064 nm nicht verwendet werden, da dann der Teststrahl im gepumpten Nd: YAG-Kristall verstärkt werden würde. Hierdurch wäre ein (variabler) Abschwächer vor der Diagnostik notwendig, um diese vor Beschädigung zu schützen. Um Rückschlüsse auf die Geometrie der thermischen Linse und deren Aberrationen ziehen zu können, sollte ferner der Durchmesser des Teststrahles im Bereich einiger 100 µm variiert werden können, ohne dass sich die Divergenz drastisch ändert; es sollte also eine gute Strahlqualität zur Verfügung stehen. Die Kriterien werden von einer für diese Messung verwendeten DFB-Diode<sup>1</sup> erfüllt, die Licht bei einer Wellenlänge von 980 nm emittiert. Der Testlaserstrahl mit einer Leistung von wenigen Milliwatt wird durch den bei verschiedenen Leistungen gepumpten Kristall geführt. Die resultierende Kaustik wird hinter dem Kristall vermessen. Eventuell austretendes Restpumplicht wird durch einen zwischen Kristall und CCD-Kamera platzierten Kantenfilter unterdrückt. Der Aufbau ist in Abbildung 2.17 dargestellt.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Distributed Feedback (DFB) Dioden sind Laserdioden, in denen das aktive Material periodisch strukturiert ist. Die Strukturen wechselnder Brechzahl bilden ein eindimensionales Interferenzgitter bzw. Interferenzfilter (Bragg-Reflektor). Die Interferenz führt zu wellenlängenselektiver Reflexion und bildet die optische Rückkopplung des Lasers, was zu einer hohen spektralen Stabilität und einer geringen spektralen Breite führt.


Abbildung 2.17: Aufbau zur Vermessung der Brennweite einer thermischen Linse in einem Laserkristall.

Aus der Lage der Foki kann für jede Pumpleistung die Brechkraft der thermischen Linse abgeschätzt werden. Ein Beispiel für eine solche Messung zeigt Abbildung 2.18. Der Radius des Teststrahles wurde hier zu etwa 650  $\mu$ m gewählt, da dieses der erwarteten Strahlgröße im späteren Laserbetrieb entspricht (vgl. Kap. 2.6). Die Messung gestaltet sich gerade bei hohen Pumpleistungen als schwierig, da wegen der auftretenden Aberrationen die genaue Fokuslage nur schwer zu bestimmen ist. Die später gezeigten Laserversuche lassen dennoch darauf schließen, dass der anhand von Abbildung 2.18 ermittelte Wert von etwa 0,027 dpt/W realistisch ist.



Abbildung 2.18: Thermische Brechkraft in Abhängigkeit von der Pumpleistung, wie sie sich aus der Fokuslage eines Teststrahles ergibt.

#### 2.7.2. Wellenfrontsensor

Die Brechkraft der thermischen Linse kann auch mit einem Wellenfrontsensor bestimmt werden, der nach dem Shack-Hartmann-Verfahren arbeitet. Das Verfahren wurde von Chenais et al. [Che04] untersucht und auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt.

Mit Hilfe eines Shack-Hartmann Wellenfrontsensors können Aberrationen und andere Verkrümmungen einer Wellenfront ermittelt werden. Hierzu wird der aberrierte Strahl über ein Mikrolinsenarray auf einen CCD-Chip abgebildet. Die Brennpunkte der Mikrolinsen liegen in der Ebene des CCD-Chips, so dass eine ebene Wellenfront bestimmte Pixel des Chips beleuchtet. Eine verkrümmte Wellenfront verursacht eine Lageänderung des fokussierten Lichtes, wodurch andere Pixel beleuchtet werden als im Falle einer nicht aberrierten Wellenfront. Hieraus kann auf den Wellenfrontgradienten zurückgeschlossen werden. Ein Schema eines Wellenfrontsensors ist in Abbildung 2.19 gezeigt.



Abbildung 2.19: Aufbau und Funktion eines Shack-Hartmann Wellenfrontsensors

Die optische Weglängendifferenz einer Wellenfront W kann durch die Summe ihrer Zernike Polynome  $Z_n^l$  [Zer34] mit den zugehörigen Zernike Koeffizienten  $c_{nl}$  (oder durch jede andere Reihenentwicklung) dargestellt werden [Bor80, Bus06]. Die einzelnen Polynome sind so gewählt, dass sie den in der Praxis auftretenden Aberrationen entsprechen. In Polarkoordinaten ( $\rho$ ,  $\theta$ ) kann die Wellenfront wie folgt aus den Zernike-Polynomen rekonstruiert werden:

$$W(\rho, \theta) = \lambda \cdot \left[ c_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{n} c_{nl} Z_n^l \right]$$
(2.19)

Die Zernike Polynome bestehen aus zwei Faktoren: einem Radialpolynom  $R_n^l(\rho)$  und einer Winkelfunktion  $e^{il\theta}$ . Der Index *n* bestimmt die radiale Ordnung und der Index *l* definiert die azimutale Ordnung, die auch als Winkelfrequenz bezeichnet wird. Es gilt:

$$Z_n^l = R_n^m(\rho) \cdot \begin{cases} \cos(m \cdot \theta), & \text{wenn } l > 0\\ \sin(m \cdot \theta), & \text{wenn } l < 0 \end{cases}$$
(2.20)

mit m = |l|. Der gemessene Radius wird auf einen Radius (die beschränkende Apertur des Systems)  $r_0$  normiert. Der normierte Radius  $\rho = r/r_0$  im Bereich von  $0 \le \rho \le 1$  stellt den Radius, über den die Zernike Polynome orthonormal sind, dar und entspricht in der Praxis der Austrittspupille. Die ersten Zernike-Polynome  $Z_n^l(\rho, \theta)$  sind in Abbildung 2.20 dargestellt.



Abbildung 2.20: Plot der ersten Zernike-Polynome

Für die Rekonstruktion der Wellenfront ist eine Referenz nötig, da der Sensor die Lageänderung der Mikrofoki relativ zu seiner ursprünglichen Lage misst. Wird als Referenzwellenfront zum Beispiel die eines Teststrahles verwendet, der durch den ungepumpten Kristall geführt wird, können vergleichend direkt die (thermischen) Einflüsse des Pumplichtes betrachtet werden. Ein Beispiel für eine rekonstruierte Wellenfront ist in Abbildung 2.21 dargestellt.



Abbildung 2.21: Beispiel für die Vermessung einer Wellenfront mit dem Wellenfrontsensor. Links: CCD-Bild der Wellenfront. Nach Vergleich mit einem zuvor aufgenommenen Referenzbild lässt sich die Wellenfront rekonstruieren (rechts).

Abbildung 2.22 zeigt einen Versuchsaufbau, der geeignet ist, Wellenfrontaberrationen zu vermessen, wie sie in einem longitudinal gepumpten Kristall auftreten. Ein kollimierter Teststrahl wird durch den Kristall geführt und hinter dem Kristall analysiert. Ein Relay-Teleskop zwischen Kristall und Wellenfrontsensor sorgt dafür, dass stets eine Ebene am Ende des Kristalls untersucht wird, die sich in der Nähe des Entstehungsortes der Aberrationen befindet.

Auf der rechten Seite von Abbildung 2.22 sind die Zernike-Koeffizienten für eine Wellenfront gezeigt, die mit dem genannten Verfahren aufgenommen wurde. Ein Zernike Koeffizient mit  $c_{nl} = 1$  entspricht hier einer aberrierten Wellenfront von 1  $\lambda$ . Mit zunehmender Pumpleistung ist auch eine Zunahme der Größe aller Koeffizienten zu beobachten. Aus dem Bild geht hervor, dass die Effekte von Verkippung und Koma stärker ausgeprägt sind, als die radialsymmetrischen Effekte, was auf eine ungleichmäßige Kühlung oder ein nicht exakt auf die optischen Achse ausgerichtetes Pumplicht hindeutet. Tatsächlich hat sich herausgestellt, dass der Kühlwasserfluss erheblichen Einfluss hat. Für diese Vermessung wurde eine Pumpkammer verwendet, die zu einer deutlich asymmetrischen Kühlung des Kristalls führt. Diese Kühlkammer wurde daher für die in dieser Arbeit vorgestellten Laserversuche nicht weiter verwendet.



Abbildung 2.22: Aufbau zur Vermessung der Aberrationen mit einem Wellenfrontsensor der Firma Metrolux (links). Die Fläche der Mikrolinsen betrug 0,2 x 0,2 mm (Array 44 x 33 Linsen) und die Brennweite lag bei je 5 mm. Aus der Messung können die Zernike-Koeffizienten gewonnen werden (rechts).

Aus den Zernike Koeffizienten für Defokus  $c_{20}$  kann die Brechkraft der thermischen Linse mit Hilfe von Gleichung 2.21 bestimmt werden [Bus05].

$$f = \frac{r_0^2}{4 \cdot c_{20} \cdot \lambda} \tag{2.21}$$

Abbildung 2.23 zeigt die Auswertung der Messungen. Dargestellt ist die thermische Brechkraft 1/f über der Pumpleistung. Auch hier ist ein linearer Anstieg der Brechkraft mit der Pumpleistung erkennbar. Im Vergleich mit den in Abbildung 2.18 gezeigten Messergebnissen ist die Steigung jedoch etwas geringer, so dass die ermittelte Brechkraft bei etwa 0,025 dpt/W liegt. Man erkennt, dass einige Messpunkte stark von der Ausgleichsgeraden abweichen, was sich durch große zeitliche Schwankungen des Defokus-Termes während der Messung ergibt. Diese Schwankungen resultieren aus der sehr empfindlichen Messmethode, bei der zum Beispiel Luftfluktuationen oder Erschütterungen des optischen Tisches zu großen Fehlern führen können.



Abbildung 2.23: Brennweite der thermischen Linse, wie sie sich aus den Zernike-Koeffizienten für den Defokus  $c_{20}$  ergibt.

#### 2.7.3. Abknickmethode

Die Abknickmethode wurde von Hodgson und Weber [Hod05] beschrieben und beruht auf dem Stabilitätsverhalten von Resonatoren. Dabei wird die Ausgangsleistung eines Lasers, der aus einem asymmetrischen Resonator mit planen Endspiegeln besteht, in Abhängigkeit von seiner Pumpleistung von bestimmt. Das aktive Medium sollte dicht an einem der beiden Spiegel platziert werden. Mit steigender Pumpleistung wird dann ein instabiler Bereich durchlaufen (Abbildung 2.24), der sich in einem entsprechendem Abknicken der Ausgangsleistung äußert. Bei höheren Pumpleistungen steigt die Ausgangsleistung wieder an, bis der nächste instabile Bereich erreicht wird. Die thermische Brechkraft bei der Pumpleistung, an dem das Abknicken der Ausgangsleistung beobachtet wird, ist gegeben durch

$$D = \frac{1}{l_{Lang} + L/(2n)}$$
 (2.22)

Dabei ist *n* der Brechungsindex des aktiven Mediums. Die Größen  $l_{Lang}$  und *L* sind in Abbildung 2.24 eingezeichnet.

Die Methode ist für Multimoderesonatoren recht ungenau, da das Abknicken der Leistung nicht exakt mit dem Ende des Stabilitätsbereiches zusammenfallen muss: Zum einen verlaufen die Stabilitätsbereiche unterschiedlich für verschiedene Moden (siehe Kapitel 2.6).



Abbildung 2.24: Prinzip der Bestimmung der thermischen Brechkraft nach der Abknickmethode. Die Resonatorstabilität ist links unten durch die Stabilitätsparameter  $g_1$  und  $g_2$  gegeben. Das Durchlaufen der  $g_1 - g_2$ -Ebene mit steigender Pumpleistung führt bei asymmetrischen Resonatoren (rechts) durch einen instabilen Bereich. An dieser Stelle kann die Brechkraft mit Hilfe von Gleichung 2.22 ermittelt werden. In dieser Arbeit wird ausschließlich mit planen Endspiegeln gearbeitet ( $R_1=R_2=\infty$ ).

Zum anderen kann auch ein instabiler Resonator Licht emittieren. Zudem ist die genaue Lage des Abknickpunktes nicht immer ganz genau zu bestimmen. Abbildung 2.25 zeigt die Versuchsergebnisse mit einem Einzelstabresonator. In der linken Abbildung wurde der Abstand zwischen Kristall und Auskoppelspiegel  $l_{Lang}$  variiert und die Ausgangsleistung jeweils bei verschiedenen Pumpleistungen gemessen. Die rot eingekreisten Messpunkte wurden als relevante Abknickpunkte zur Ermittlung der Brechkräfte (rechte Abbildung) verwendet. Für zwei Kurven konnte die Lage des Abknickpunktes nicht ermittelt werden. Die resultierende Brechkraft ist mit etwa 0,021 dpt/W realistisch für solche Systeme, liegt jedoch unterhalb der mit den zuvor vorgestellten Methoden ermittelten Werten von 0,025 dpt/W und 0,027 dpt/W.



Abbildung 2.25: Beispiel der Vermessung der thermischen Linse nach der Abknickmethode. Links: Messung der Ausgangsleistung. Die markierten Datenpunkte führen zu den rechts dargestellten Brechkräften.

Die Abknickmethode hat den Vorteil, dass

- sie auch für asymmetrische Mehrkristallsysteme geeignet ist. Wenn die Kristalle gleich stark gepumpt werden, kann von dem Abknickpunkt des Gesamtsystems auf die thermische Linse eines einzelnen Kristalls geschlossen werden.
- keine zusätzlichen Messgeräte oder Optiken für die Bestimmung der Brechkraft nötig sind, da hier lediglich die Ausgangsleistung erfasst werden muss. Die Verwendung eines Wellenfrontsensors ist im Vergleich hierzu recht justageaufwändig.
- kein zusätzlicher Platzbedarf besteht, um zum Beispiel eine Kamera zu verschieben.

Sie wird daher auch bei den in dieser Arbeit vorgestellten Zweikopfresonatoren zur Abschätzung der thermischen Brechkraft verwendet.

Neben den vorgestellten Methoden gibt es noch eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten, Aberrationen und thermische Linsen in Nd:YAG Kristallen zu bestimmen. Eine Möglichkeit, die die Strahlparameter des Lasers im Nah- und Fernfeld ausnutzt, wurde zum Beispiel von Neuenschwander *et al.* [Neu95] dargestellt. Auch interferometrische Verfahren, die ähnlich wie ein Wellenfrontsensor gleichzeitig Informationen über andere Aberrationen liefern, wurden publiziert (z.B. von Clarkson [Cla01]). Interessant sind vor allem die Methoden, bei denen die thermische Linse auch im Laserbetrieb<sup>2</sup> vermessen werden kann. Unter lasenden Bedingungen erwartet man generell eine niedrigere thermische Brechkraft, da der Anteil des Pumplichtes, welcher in Wärme übergeht zugunsten der

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Clarkson [Cla01] vergleicht mit seiner Methode lasende mit nicht-lasenden Bedingungen.

stimulierten Emission sinkt. Dieser Fall spiegelt die Bedingungen, für die ein Resonator entworfen wird, besonders gut wieder.

# 3. Pumpköpfe

Im Folgenden werden Konzepte vorgestellt, mit denen Grundmodelaser longitudinal gepumpt werden können. In Kapitel 3.1 wird allgemein das Konzept des so genannten Pumpkopfes vorgestellt. Auf die dazugehörigen Komponenten wird im weiteren Verlauf detaillierter eingegangen: Zunächst werden verschiedene Pumplichtquellen analysiert und Möglichkeiten aufgezeigt, ihre physikalischen Parameter zu erfassen und zu manipulieren (Kapitel 3.2). Kapitel 3.3 widmet sich dann dem aktiven Medium. Dabei werden die Eigenschaften unterschiedlicher Kristalldesigns theoretisch im Hinblick auf einen späteren Laserbetrieb betrachtet und Charakterisierungsmöglichkeiten gezeigt.

## 3.1. Aufbau eines Pumpkopfes

Bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Konzepten handelt es sich um longitudinal gepumpte Geometrien (siehe Kapitel 3.1.1). Die Laserkristalle sind in eine Spülkammer eingebaut und werden direkt mit Wasser umflossen, um für eine hinreichende Kühlung zu sorgen. Das Pumplicht wird über eine einzelne oder mehrere Fasern zum Aufbau gebracht und über eine Abbildungsoptik ("Pumpoptik") in den Kristall abgebildet. In den Fällen, in denen aus Gründen der Redundanz mit mehreren Pumplichtquellen pro Kristall und somit mit mehreren Fasern (Faserbündeln) gearbeitet wird, ist unmittelbar hinter diesen Faserbündeln ein Homogenisierer platziert. Hierbei handelt es sich um einen Quarzglasstab, der für eine Durchmischung des Pumplichtes aus den einzelnen Fasern sorgen soll, um einen möglichst homogenen Pumpfleck zu erzeugen (vgl. Kapitel 3.1.3). Ein solches Modul aus Spülkammer mit Kristall, Pumpoptik und Faseraufnahme (ggf. einschließlich des Homogenisierers) wird im Folgenden *Pumpkopf* genannt. Ein Beispiel für einen solchen Pumpkopf ist in Abbildung 3.1 gezeigt.



Abbildung 3.1: Beispiel für einen Pumpkopf, wie er im Funktionsprototypen des Advanced LIGO-Lasersystems erprobt wurde.

#### 3.1.1. Longitudinal gepumpte Systeme

Dioden-endgepumpte Systeme zeichnen sich wegen des guten Überlapps zwischen Pumpund Laserlicht durch hohe Effizienz und gute Strahlqualität aus. Die Möglichkeit, durch fasergekoppelte Pumpdioden die Pumplichtquelle vom Resonator räumlich zu trennen, bietet Vorteile bei der Wartung (zum Beispiel bei einem Tausch der Pumplichtquelle). Ausgangsleistung und Strahlqualität eines longitudinal gepumpten Lasers hängen nicht nur von der im Laserkristall absorbierten Pumpleistung, sondern auch vom räumlichen Überlapp von Pump- und Lasermode ab. Für modenselektiv gepumpte Systeme wurde bei Frede [Fre07a] ein Modell vorgestellt, das eine Abschätzung der Ausgangsleistung und der Strahlqualität erlaubt. Die Überlagerung der Lasermode und der Pumpstrahlung in Abhängigkeit von der Position z entlang der Kristallachse kann hiernach durch das *Überlappintegral* berechnet werden:

$$V(z) = \frac{\int_0^z \omega_{Pumpe}(z) \cdot \omega(z)}{\int_0^z \omega_{Pumpe}(z)^2} \cdot A(z)$$
(3.1)

mit dem normierten Absorptionsverlauf

$$A(z) = \exp\left(\frac{2 \cdot \ln(T) \cdot z}{L}\right) \cdot \left(-\ln(T)\right)$$
(3.2)

und der Resttransmission T des Pumplichtes nach der Kristalllänge L.

Die Integration von Gleichung 3.1 über die Kristalllänge ergibt einen effektiven Überlapp  $V_{\text{eff}}$ , was für modenselektiv gepumpte Systeme eine Abschätzung der Laserausgangsleistung  $P_{Laser}$  in Abhängigkeit von der zugeführten Pumpleistung  $P_{Pumpe}$  ermöglicht:

$$P_{Laser} = P_{Pumpe} \cdot (1 - T) \cdot (1 - \eta_h) \cdot V_{eff} \cdot \eta_l$$
(3.3)

Dabei sind  $\eta_h$  der Heizwirkgrad und  $\eta_l$  die Lasereffizienz.

Als Maß für die Strahlqualität wird häufig auch die Beugungsmaßzahl  $M^2$  angegeben.  $M^2$  und das Produkt aus der Größe der Strahltaille  $\omega_{min}$  und dem Divergenzwinkel  $\theta$ (*Strahlparameterprodukt*) lassen sich nach dem ISO-Standard 11146 [ISO05] ineinander umrechnen:

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \cdot (\omega_{\min} \cdot \theta) \tag{3.4}$$

Die Strahlqualität für ein longitudinal gepumptes System kann nach Clarkson [Cla01] wie folgt abgeschätzt werden:

$$M^2 = \sqrt{(M_i^2)^2 + (M_q^2)^2}$$
(3.5)

 $M_i^2$  ist dabei die Strahlqualität vor dem Durchlaufen der aberrierten thermischen Linse und  $M_a^2$  kann für einen Gaußförmigen Pumpstrahl gemäß

$$M_q^2 = \frac{2P_{Pumpe} \cdot \eta_h \cdot (dn/dT)}{k\lambda\sqrt{2}} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_{Pumpe}}\right)^4$$
(3.6)

berechnet werden. Dabei ist *k* die Wärmeleitfähigkeit des Laserkristalls. Für ein System, das aus einem Laserstab vom Typ "LIGO" besteht, ergäbe sich beim Pumpen aus einer Faser mit einem Durchmesser von 300  $\mu$ m, einem Pumplichtradius von 0,9 mm und einer Pumpleistung von 140 W eine Ausgangsleistung von 62 W mit einer Strahlqualität von M<sup>2</sup>=25 (Lasermodenradius: 600  $\mu$ m). Eine Verkleinerung des Pumpspots verbessert die Strahlqualität drastisch - allerdings sinkt damit auch die zu erwartende Ausgangsleistung. Im Grundmodebetrieb kann man rechnerisch noch mit einer Leistung von 32 W rechnen. Die experimentell ermittelte Grundmodeleistung (M<sup>2</sup> ≈1,3) lag mit 26 W etwas niedriger. Abbildung 3.2 (links) zeigt ein Beispiel für die zu erwartende Ausgangsleistung eines entsprechenden Lasers für verschiedene Lasermodenradien. Abbildung 3.2 (rechts) gibt Aufschluss über die Strahlqualitäten an verschiedenen Stellen im Diagramm.



Abbildung 3.2: Theoretisch ermittelte Ausgangsleistung und Ausgangs-Strahlqualität, Parameter: Kristalllänge: 40 mm, 0,3 at.% Nd:YAG, Pumpfaserdurchmesser: 300 μm, NA: 0,2.

Die etwas zu niedrige experimentell ermittelte Ausgangsleistung kann auf verschiedene Faktoren zurückgeführt werden. Zum einen wurde für die Simulation eine monochromatische Pumpwellenlänge im Nd:YAG-Absorptionsmaximum angenommen. Von der thermischen Linse werden nur die sphärischen Aberrationen berücksichtigt, so dass die Verluste durch die übrigen Aberrationen unberücksichtigt bleiben. Trotzdem vermittelt das Modell einen guten Anhaltspunkt dafür, wie sich die Laserparameter mit Variation der Pumplichtkonfiguration verändern.

#### 3.1.2. Pumplichtquellen

In endgepumpten Lasersystemen kann das Pumplicht gut auf der Stabachse konzentriert werden, was gerade für Grundmodelaser einen guten Überlapp mit der Lasermode bedeutet. Eine Skalierung der Ausgangsleistung, sowie eine Beeinflussung des Anschwingens transversaler Moden wird durch den Einfluss der Pumplichtverteilung möglich. Eine Voraussetzung hierfür ist jedoch die Bereitstellung von Pumpdioden mit einer hohen Ausgangsleistung und einer guten Strahlqualität. Mit ihnen ist modenselektives oder gar modenangepasstes Pumpen möglich. Im *modenselektiven* Fall wird das Pumplicht so stark in den Absorptionsbereich des aktiven Materials fokussiert, dass der Pumpspotradius kleiner ist als der Lasermodenradius. Auf diese Weise wird der Hauptteil der Inversion innerhalb des Laserstrahldurchmessers erzeugt und somit ein Anschwingen der erwünschten Grundmode begünstigt. Gleichzeitig erhält man aber durch die starke Fokussierung des

Pumpstrahls einen großen Bereich, in dem Pumplicht und Lasermode nicht mehr überlappen. Im *modenangepassten* Fall wählt man die Pumpstrahlgröße so, dass sie im aktiven Medium möglichst gut mit der erwünschten Lasermodengröße übereinstimmt. Dieses Verfahren bedingt, dass die Strahlqualität des Pumplichtes der der Lasermode möglichst ähnlich ist, da die Pumplichtdivergenz bei einer entsprechenden Spotgröße nicht zu groß sein darf (Abbildung 3.3).



Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines modenselektiven und eines modenangepassten Pumpstrahles.

Zur Wahl der optimalen Pumplichtkonfiguration und insbesondere zur Wahl des optimalen Verhältnisses zwischen Pump- und Lasermodengröße bei dem Ziel, einen Grundmodelaser mit möglichst hoher Ausgangsleistung zu bauen, wurden bereits verschiedene theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt (z.B. [Lap91, Hal80, Tid92, Fan90]). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind recht unterschiedlich: In den meisten Fällen wird eine Pumpspotgröße empfohlen, die etwas kleiner als die Lasermode ist, teilweise werden eher größere Pumpspots als optimal angesehen. Generell sind die Parameter vom Lasersystem selbst abhängig und hängen von diversen Parametern wie dem Strahlparameterprodukt der Pumplichtquelle, den verwendeten Pumpfasern und der Länge und dem Durchmesser des Laserkristalls, insbesondere der Absorptionslänge ab, welche die Kristalllänge angibt, nach der 63,2 % des einfallenden Pumplichtes absorbiert werden (Intensitätsabfall auf 1/e).

Der Vorteil modenangepassten Pumpens ist ein optimierbarer Überlapp zwischen Pumpund Lasermode. Experimente, die die Grenzen der Vorzüge einer erhöhten Pumplichtqualität aufzeigen, werden in Kapitel 4.4 vorgestellt.

#### 3.1.2.1. Spektrale Eigenschaften

Die spektrale Breite und Form des emittierten Pumplichtes haben einen erheblichen Einfluss auf die Effizienz im Laserbetrieb. Die Ursache hierfür ist, dass der Überlapp zwischen Absorptionsspektrum des Lasermaterials und Emissionsspektrum der Pumplichtquelle aus technischen Gründen nicht immer optimal ist. Typische Pumpdioden haben eine spektrale Halbwertsbreite von etwa 2 bis 3 nm - allerdings können die Spektren recht willkürliche Formen annehmen, so dass die alleinige Angabe der Halbwertsbreite (oder der Breite an der Stelle, an der die Intensität auf 1/e<sup>2</sup> abgefallen ist) keinen Aufschluss über den tatsächlichen Überlapp geben. Abbildung 3.4 zeigt beispielsweise die Spektren zweier Diodenlaser, die jeweils eine Breite von etwa 3 nm haben. Die Form der Spektren sind dennoch stark unterschiedlich und auch der Überlapp mit dem Absorptionsspektrum von Nd:YAG unterscheidet sich.



Abbildung 3.4: Spektren zweier fasergekoppelter Diodenlaser der Firma Jenoptik (Typ JOLD-45-CPXF-1L). Bei jeweils 50 A zeigen beide eine spektrale Breite von etwa 3 nm (FWHM) und eine Zentralwellenlänge um 807 nm. Die Form der Spektren ist jedoch stark unterschiedlich.

Teilt man das jeweils flächennormierte Emissionsspektrum  $P_{Pumpe}(\lambda)$  durch das normierte Absorptionsspektrum  $\alpha_{abs,Nd:YAG}(\lambda)$  wie in Gleichung 3.7 gezeigt, so erhält man einen Wert, der die Pumpeffizienz  $\eta_{Pump}$  in einem Einheitskristall, also einem Kristall mit einer Einheitslänge und einer Einheitsdotierung, angibt. Das hierzu erforderliche Absorptionsspektrum im relevanten Wellenlängenbereich wurde zuvor für einen Kristall mit bekannter Dotierung vermessen. Da die maximale Absorption von Nd:YAG bei einer Wellenlänge von 808,1 nm liegt, wurde das Spektrum auf den an dieser Stelle gemessenen Wert normiert.

$$\eta_{Pump}(\lambda) = \frac{P_{Pumpe}(\lambda)}{\int_{\lambda} P_{Pumpe}(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\alpha_{abs,Nd:YAG}(808, 1nm)}{\alpha_{abs,Nd:YAG}(\lambda)}$$
(3.7)

Abbildung 3.5 zeigt die Pumpeffizienz über der Wellenlänge für die schon in Abbildung 3.4 gezeigten Diodenlaser. Das Integral über die Kurve ist im Fall von Diodenlaser 2 um

einen Faktor von etwa 1,9 größer als bei Diodenlaser 1, so dass im Falle von Diodenlaser 1 ein deutlich größerer Anteil des Pumplichtes absorbiert werden kann (Abbildung 3.5).



Abbildung 3.5: Die Kurven zeigen das flächennormierte Emissionsspektrum geteilt durch das Absorptionsspektrum von Nd: YAG und geben damit Aufschluss darüber, wie effizient mit den gezeigten Diodenlasern gepumpt werden kann.

Insbesondere bei der Verwendung von Pumplichtquellen, die aus mehreren Diodenlasern bestehen, ergibt sich die Notwendigkeit der Selektion geeigneter Pumpdioden. Deren Emissionsspektren müssen dann zum einen möglichst gut überlagert werden und zum anderen an das Nd:YAG-Absorptionsspektrum angepasst werden. Dieses kann über eine Temperierung der einzelnen Laserdioden erreicht werden. Je niedriger die Temperatur der Diode ist, desto kurzwelliger ist ihr Emissionsspektrum.

#### 3.1.2.2. Faserbündel

Ein Vorteil bei der Verwendung mehrerer Diodenlaser statt eines einzelnen als Pumplichtquelle ist, dass der Ausfall einzelner Dioden kompensiert werden kann, indem die Leistung aller anderen Dioden erhöht wird. Dieses ist einer der Gründe, aus dem die Dioden im Advanced LIGO Laser mit lediglich 80 % ihrer Nennleistung betrieben werden. Ein zweiter Grund hierfür ist die verlängerte Lebensdauer der Dioden.

Das Pumplicht wird statt mit einer Einzelfaser mit einem Faserbündel zum Laser geführt. Während der Advanced LIGO Laborprototyp - und damit auch die bei Frede [Fre07a] vorgestellten Systeme - mit 10 Dioden mit jeweils maximal 30 W Ausgangsleistung aus

#### Pumpköpfe

einer Faser mit 600  $\mu$ m Kerndurchmesser gepumpt wird, kann hier von der voranschreitenden Diodenlaserentwicklung profitiert werden: Inzwischen kann die gleiche Gesamtpumpleistung von 7 Dioden mit einer jeweiligen Maximalleistung von 45 W und einem Faserkerndurchmesser von 400  $\mu$ m erbracht werden. Die Fasern können somit in dichtester Kugelpackung konfektioniert werden. Als Folge verbessert sich die Strahlqualität der Pumplichtquelle.

#### 3.1.3. Homogenisierer und Pumpoptik

Das Pumpen mit einem Faserbündel bringt im Vergleich mit einer entsprechenden Einzelfaser neben der Vergrößerung des Strahlparameterproduktes auch das Problem der sogenannten "Hot-Spots" mit sich. Gemeint ist hierbei das Abbilden der einzelnen Faserenden mittels der Pumpoptik in den Kristall. Dieses führt insbesondere in der Nähe des Pumplichtfokus zu einer transversal inhomogenen Pumplichtverteilung. Abhilfe schafft ein Quarzglasstab, der direkt hinter dem Faserbündel angebracht ist. Der Durchmesser dieses Stabes konnte mit der Reduktion von 10 auf 7 Diodenlasern von 3 mm auf 2 mm verkleinert werden. Durch den Brechungsindexunterschied zu der umgebenen Luft und die polierte Oberfläche wird das Pumplicht in ihm durch interne Totalreflexionen geführt. Abbildung 3.6 zeigt die mit Hilfe des Raytracingprogrammes ZEMAX simulierte Intensitätsverteilung des Pumplichtes auf der Stabachse und am Mantel eines solchen Homogenisierers. Wegen der periodisch auftretenden Wandreflexionen erwartet man Oszillationen in der Intensitätsverteilung, deren Amplitude sich verringert, je weiter das Pumplicht im Stab propagiert. Der Grund hierfür ist die mit fortlaufender Propagation verbesserte Durchmischung, so dass die Amplitude der Oszillation als Kriterium für die Wahl der Homogenisiererlänge verwendet werden kann [Gau03]. Abbildung 3.6 zeigt, dass für einen Quarzglasstab mit einem Durchmesser von 2 mm, in den Licht aus sieben Fasern eingekoppelt wird, eine vollständige Periode der genannten Oszillation auf der Stabachse nicht zu erkennen ist. Auch am Stabmantel ist eine solche Oszillation lediglich zu erahnen. Das Licht kann also nach dem genannten Kriterium bereits nach der ersten Wandreflexion (nach etwa 25 mm) als durchmischt bezeichnet werden. Die Querschnittsfläche, über die die Intensität in der Abbildung gemittelt wurde, betrug 100  $\mu$ m<sup>2</sup>. Ein 100 mm langer Homogenisierer ist also für eine hinreichend gute Durchmischung des Pumplichtes völlig ausreichend.



Abbildung 3.6: ZEMAX-Simulation der normierten Pumplichtintensität entlang eines Quarzglasstabes mit einem Durchmesser von 2 mm (schwarz: nahe des Mantels, rot: entlang der Achse).

Das Ergebnis ist ein weitgehend homogenes Pumplichtprofil, was in der Folge zu einer Erhöhung der erreichbaren Laserausgangsleistung führt [Fre03]. Abbildung 3.7 zeigt die gemessenen Intensitätsprofile direkt hinter dem Faserbündel (links) beziehungsweise direkt hinter dem Homogenisierer (rechts). Die kleinen Bilder zeigen die jeweils zugehörige Simulation aus dem Raytracing-Programm ZEMAX.



Abbildung 3.7: links: CCD-Bild der Austrittsfläche eines 7er Faserbündels ohne Homogenisierer (kleines Bild: ZEMAX-Simulation), rechts: gleiches Faserbündel bei gleicher Pumpleistung nach Propagation durch einen Homogenisierer.

In Abbildung 3.7 ist eine Abbildung der Austrittsfläche des Faserbündels bzw. Homogenisierers gezeigt. Dieses Profil wird mit Hilfe einer Pumpoptik in den Kristall abgebildet. Sie besteht aus zwei identischen Linsen mit einer Brennweite von jeweils 50 mm. Die erste Linse kollimiert das Pumplicht nahezu. Die zweite Linse fokussiert das Pumplicht in den Laserkristall. Durch geringe Änderungen der Position der Linsen in Strahlpropagationsrichtung kann die Größe und die Lage des Pumpfokus im Kristall verändert werden. Das in Abbildung 3.7 gezeigte Profil entspricht also dem Profil des Pumplichtes im Fokus innerhalb des Kristalls und dessen Umgebung. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass an den Stellen, an denen der Pumplichtverlauf divergent oder kollimiert ist, konzentrische Ringe auftreten (Abbildung 3.8, oben). Es ist zu vermuten, dass sie Folge der Reflexionen innerhalb des Homogenisierers sind und ähnlich wie die sogenannten Helixmoden in (nicht hinreichend gewickelten) Fasern entstehen. Dabei wird das Licht nicht direkt in die Stabmitte zurückreflektiert, sondern propagiert spiralförmig im äußeren Bereich (Abbildung 3.8 unten).



Abbildung 3.8: Oben: Simulation des Pumplichtes an verschiedenen Stellen innerhalb der Pumpoptik. Unten: Die Struktur zwischen den Pumplinsen kommt durch Reflexionen an der Homogenisiererwand zustande, die das Licht nicht in die Stabmitte zurückwerfen.

Die chaotische Mischung des Pumplichtes im Homogenisierer sorgt dafür, dass das Pumplichtprofil auch bei völligem Ausfall einzelner Pumpdioden weitgehend unverändert bleibt. Im Fokus der Pumpoptik kann nach der Homogenisierung bei Ausfall einer oder mehrerer Fasern kein Unterschied im Vergleich zu einem voll funktionstüchtigen Faserbündel im Profil des Pumplichtes gemessen werden. Auch mit dem Raytracingprogramm ZEMAX lässt sich das Profil im Fokus darstellen. Im Gegensatz zur Messung lässt sich hier eine signifikante Veränderung des Profils bei Ausfall von mindestens fünf Fasern beobachten (Abbildung 3.9).



Abbildung 3.9: Mit ZEMAX simulierte Pumplichtprofile bei Ausfall einer oder mehrerer Diodenlaser wenige Millimeter hinter dem Homogenisierer (Nahfeld).

Die beiden in Abbildung 3.9 rechts gezeigten Fälle würden wegen des hier nicht mehr homogenen Pumpspots wahrscheinlich den Laserbetrieb hinsichtlich der erreichbaren Ausgangsleistung und des Strahlprofils negativ beeinflussen. Der gleichzeitige Ausfall von fünf Dioden muss jedoch erstens als unwahrscheinlich angesehen werden und zweitens würden die verbleibenden beiden Dioden die insgesamt erforderliche Pumpleistung nicht liefern können.

In Abbildung 3.10 ist das Profil im Fernfeld gezeigt. Für diese Untersuchungen wurde der Pumplichtstrahl gegen die Wand gerichtet und mit einer IR-empfindlichen Kamera fotografiert.



Abbildung 3.10: Fotos vom Pumpspot bei Ausfall unterschiedlich vieler Diodenlaser (7er Faserbündel, 2 mm x 100 mm Homogenisierer). Kleine Bilder: Simulation mit der Raytracingsoftware ZEMAX.

Bei Ausfall mehrerer Diodenlaser verändert sich die Divergenz des Lichtes aus dem Homogenisierer kaum. Die Form der typischen Ringe im Profil ist zwar leicht verändert, allerdings führt dieses nicht zu einer Änderung der Spotgröße im Kristall. Für den Fall, dass nur noch ein einziger Diodenlaser funktioniert (unten rechts in Abb. 3.10), reicht die Intensität in den Randbereichen nicht mehr aus, um die unveränderte Divergenz zu zeigen, jedoch zeigten Simulationen mit ZEMAX, dass sich die Größe des Pumpflecks nicht verändert. Wie beschrieben ändert sich jedoch in diesem Fall die Intensitätsverteilung. Der Ausfall einzelner Diodenlaser wurde auch experimentell an einem Zweistabsystem untersucht, welches im Ursprungszustand mit sieben Diodenlasern pro Kristall gepumpt wurde. Dabei hat sich gezeigt, dass der Ausfall einzelner Diodenlaser nicht durch Erhöhen des Pumpstromes der übrigen Diodenlaser für den betreffenden Pumpkopf (bei gleichzeitiger Anpassung des Emissionsspektrums) ausgeglichen werden kann. Jedoch führt eine Erhöhung der Leistung aller Pumpdioden – also auch für die des nicht betroffenen Kristalls - zu einer Wiederherstellung von Ausgangsleistung und Strahlprofil. Der Resonator muss also bei Ausfall einer Pumpdiode asymmetrisch gepumpt werden. Abbildung 3.11 zeigt, wie sich ein Zweikopfsystem bei einem Ausfall einer bzw. zweier Diodenlaser verhält: Ohne Ausfall wird bei einer Pumpleistung von 160 W pro Kopf Licht im transversalen Grundmode emittiert (langer Resonatorarm: 460 mm, kurzer Resonatorarm: 150 mm). In allen drei gezeigten Fällen konnte ein Grundmodebetrieb mit etwa 65 W Ausgangsleistung erreicht werden.

Abbildung 3.11 zeigt, dass bei Ausfall zweier Diodenlaser grundmodige Strahlung über einen größeren Pumpleistungsbereich emittiert wird, als wenn alle Diodenlaser funktionstüchtig sind. Dieses Verhalten ist dadurch zu erklären, dass der Grundmode bei höheren Gesamtpumpleistungen auftritt. Das bedeutet, dass das Modenfeld stärkeren Aberrationen ausgesetzt ist, so dass das Auftreten höhere Moden stärker in Richtung höherer Pumpleistung verschoben wird. Für sie ist der Resonator damit über einen großen Pumpleistungsbereich instabil.



Abbildung 3.11: Ausgangsleistungen und Strahlprofile eines Zweikopfresonators, wie sie bei Ausfall von Fasern oder Diodenlasern auftreten. Der Pumpstrom pro Kopf ist unabhängig davon, ob alle Dioden funktionieren. Die Farben der Rahmen in der rechten Abbildung entsprechen den Farben der Kurven in der linken Abbildung.

Das Laserverhalten passt zu den Simulationen des Stabilitätsbereiches. Nimmt man für die beiden Kristalle unterschiedliche thermische Linsen für den gleichen Pump*strom* an, so ergeben sich die in Abbildung 3.12 gezeigten Kurven. Aus ihnen geht in der Tat hervor, dass sich (beide) Stabilitätsbereiche verschieben.

Aus den Simulationen geht nicht hervor, warum eine Erhöhung des Pumpstromes der Diodenlaser des defekten Pumpkopfes alleine das System nicht an den ursprünglichen Arbeitspunkt zurückbringt. Dieses Verhalten muss daher mit Effekten verbunden sein, die in den Simulationen nicht berücksichtigt werden (zum Beispiel eine Änderung der spektralen Verteilung des Pumplichtes).



Abbildung 3.12: Simulierte Grundmoderadien des gezeigten Zweistablasersystems, wie sie auftreten, wenn ein oder zwei Diodenlaser eines Pumpkopfes ausfallen. Die Berechnung erfolgte durch Annahme einer entsprechend niedrigeren thermischen Linse in einem der Kristalle.

## 3.2. Charakterisierung von Pumpköpfen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Verfahren vorgestellt, mit denen die räumliche Pumplichtverteilung gemessen werden kann. Während in Kapitel 3.2.1 Methoden zur Bestimmung der Kaustik des Pumplichtes vorgestellt werden, wird in Kapitel 3.2.2 der Begriff der *integrierten Fluoreszenz* als Kriterium für die Pumplichtverteilung innerhalb des Laserkristalls eingeführt. Seine Verwendung vereinfacht viele Simulationen. Die Kenntnis der Pumplichtverteilung ist notwendig, um das Konzept des modenselektiven bzw. modenangepassten Pumpens effizient anwenden zu können. Die für die in dieser Arbeit vorgestellten Laseruntersuchungen optimale Pumplichtfokusgröße und -position wird in Kapitel 4 mit den hier vorgestellten Methoden experimentell ermittelt.

#### 3.2.1. Vermessung der Pumplichtpropagation

Informationen über die Propagation des Pumplichtes kann man durch die direkte Vermessung der Kaustik erhalten. Für Pumpleistungen im Bereich von wenigen Watt ist auch die sogenannte Klingenmethode anwendbar. Hierbei wird eine Messerklinge horizontal bzw. vertikal in den zunächst unabgeschwächten Pumplichtstrahl eingeführt. Eine Abschwächung der Leistung erfolgt dann erst hinter der Klinge. Hinter dieser Abschwächung wird die Leistungsabnahme bei Verdeckung des Pumpstrahles mit Hilfe einer Photodiode detektiert. Über die Breite der Klinge, die nötig ist, um den Strahl ganz (zum Beispiel für "top-hat"-förmige Strahlprofile) oder teilweise zu verdunkeln, kann auf die Spotgröße an einer bestimmten Position zurückgeschlossen werden. Welcher Prozentsatz des Strahles für eine hinreichend genaue Bestimmung der Querschnittsfläche bedeckt werden sollte, ist zum Beispiel bei Siegman et al. [Sie91] für verschiedene Strahlprofiltypen beschrieben.

Zur Vermessung hoher Leistungen können Systeme zum Einsatz kommen, bei denen ein dünner Draht oder eine Hohlnadel mit sehr hoher Geschwindigkeit durch den Strahl geführt wird [Lim84]. Es kommt dann zu einer kurzzeitigen Reflexion des Laserlichtes, deren Dauer und Intensität durch einen geeigneten Detektor erfasst wird. Bei bekannter Drehgeschwindigkeit kann dann auf den Strahlradius zurückgerechnet werden. Bei der Verwendung einer CCD-Kamera oder einer Photodiode zur direkten Vermessung des Strahles ist das Einbringen zusätzlicher Optiken zum Abschwächen der Leistung meist unumgänglich, um einer Zerstörung der Messapparatur vorzubeugen.

Im Folgenden wird eine Methode zur indirekten Messung der Pumplichtverteilung über die in einem Nd:YAG Kristall erzeugte Fluoreszenz vorgestellt. Der Aufbau hierzu ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Der verwendete Pumplichtmesskristall hat einen Durchmesser von 10 mm, so dass dieses der maximale Durchmesser des Pumplichtprofils ist, der noch vermessen werden kann. Der Kristall besteht aus einer Scheibe 0,8 at.% Neodym dotierten YAGs mit einer Länge von 1 mm und einer angebondeten Scheibe undotierten YAGs mit einer Länge von 10 mm, so dass sich der Kristall gut mechanisch haltern lässt. Er wird in Strahlpropagationsrichtung durch den abgeschwächten Pumpspot geschoben. Die Auflösung ist bei dieser Messmethode also begrenzt, weil der gemessene Durchmesser stets einer Mittelung über 1 mm entlang der Strahlpropagationsrichtung entspricht. Die Rayleigh-Länge, welche angibt, nach welcher Strecke vor oder hinter einem Fokus sich die beleuchtete Fläche verdoppelt hat, beträgt hier zwischen 10 und 20 mm. Verglichen mit dieser Größe kann die Auflösung als ausreichend betrachtet werden, wenn bei der Messung darauf geachtet wird, dass mindestens fünf Messpunkte entlang der optischen Achse innerhalb der Rayleigh-Länge liegen (vgl. [ISO05]).

Die Pumplichtabschwächung erfolgt durch einen direkt hinter der Pumpfaser platzierten Spiegel, der etwa 96 % des Pumplichtes in eine Strahlfalle lenkt. Die am Messkristall auftretende Leistung sollte einen Wert von 10 W nicht überschreiten, um eine thermische Zerstörung zu vermeiden. An den Messpunkten wird die entstehende Fluoreszenz mit einem beidseitig telezentrischen Objektiv beobachtet. Sie wird isotrop emittiert und um sie als Indikator für den Pumplichtverlauf nutzen zu können, dürfen nur die paraxia-

#### Pumpköpfe

len Strahlen betrachtet werden. Mit Hilfe einer 2f-Abbildung hinter dem Kristall wird das Fluoreszenzlicht auf eine CCD-Kamera abgebildet. Das im Kristall nicht absorbierte Restpumplicht kann mit Hilfe eines Kantenfilters, welcher transmissiv für 1064 nm und absorptiv für 808 nm ist (geeignet ist zum Beispiel ein Filter vom Typ Schott RG850), herausgefiltert werden. Zwischen den Abbildungslinsen wird eine Irisblende positioniert, an der die nicht paraxial austretenden Strahlen räumlich herausgefiltert werden, wie in Abbildung 3.13 gezeigt. Der erforderliche Durchmesser der Öffnung der Irisblende hängt von der Größe des Pumpspots ab. Da dieses jedoch gerade die zu ermittelnde Größe ist, muss der Blendendurchmesser experimentell so ermittelt werden, dass das Fluoreszenzbild mit einem hinreichend gutem Kontrast aufgenommen werden kann. Dabei ist zu beachten, dass die Blende weder zu weit geöffnet wird, um die nicht-paraxialen Strahlen weitgehend abzuschneiden, noch zu weit geschlossen wird, weil sonst Teile der zu messenden Fluoreszenz verloren gehen und die Lichtstärke nicht mehr ausreichend für die Messung ist.



Abbildung 3.13: Aufbau zur Vermessung der Kaustik des Pumplichtes mit dem Testkristall.

#### 3.2.2. Integriertes Pumplichtprofil

Um eine realitätsnahe Pumplichtverteilung im Laserkristall zu erhalten, ohne die genaue Intensitätsverteilung für jeden Kristallabschnitt zu kennen, kann der Begriff des integrierten Pumpspots eingeführt werden: Wenn die Absorptionslänge des Lasermaterials im Verhältnis zum Laserstabradius groß ist, ist die im Vergleich zum Laserstrahl große Divergenz des Pumplichtes nicht zu vernachlässigen. Sie führt zu internen Reflexionen an der Mantelfläche der verwendeten Laserkristalle. Die tatsächliche Pumplichtpropagation sieht dann ähnlich wie in den Homogenisierern aus. Auf der anderen Seite lassen sich Simulationen und Rechnungen deutlich vereinfachen, wenn die Pumplichtpropagation vernachlässigt werden kann.

Das im Laserkristall absorbierte Pumplicht erzeugt Fluoreszenz, deren Leistung proportional zur Pumpleistung ist und die isotrop emittiert wird. Die Fluoreszenz kann daher als Maß für die Pumplichtverteilung herangezogen werden. Sie hängt nicht nur von der Größe des tatsächlichen - also durch die Pumpoptik geometrisch vorgegebenen - Pumpspots ab, sondern auch von der Absorptionslänge des Kristalls. Entscheidend für die Pumplichtverteilung ist also auch die Kristalldotierung und die spektrale Verteilung des Pumplichtes. Wird ein Pumplichtspektrum verwendet, welches gut mit dem Absorptionsspektrum von Nd:YAG (vgl. Abbildung 2.10) übereinstimmt, so wird ein Großteil der Fluoreszenz bereits in den ersten Millimetern des dotierten Bereiches erzeugt. Ein Spektrum, das sich aus Wellenlängen zusammensetzt, die kaum absorbiert werden, propagiert weit in den Kristall und führt zu einer stärkeren Absorption in den radialen Randbereichen ("Sockel"). Darüber hinaus führen niedrige Dotierungen zu einer größeren Absorptionslänge und damit zu einem breiteren integrierten Pumpspot. In Abbildung 3.14 sind zwei Beispiele für integrierte Pumpspots gegeben. Die unterschiedlichen Kristallpositionen entlang der optischen Achse relativ zur Position des (gleich großen) Pumpfokus führen dazu, dass im unteren Fall die Reflexion des Pumplichtes an der Kristallwand nach einem längeren Propagationsweg auftritt. Hierdurch ist der Durchmesser des integrierte Spots hier kleiner als im in der Abbildung oben gezeigten Fall.



Abbildung 3.14: Beispiel für zwei integrierte Pumpspots (rechts), bei denen die Kristallposition relativ zur Position des Pumpfokus verändert wurde (links). Durch die später auftretende erste Wandreflexion im unteren Fall hat der integrierte Spot hier einen kleineren Durchmesser.

Der integrierte (=effektive) Pumpspot kann experimentell durch eine Messung der integrierten Fluoreszenz ermittelt werden. Es wird abermals ein beidseitig telezentrisches

#### Pumpköpfe

Objektiv verwendet, wie es in Abbildung 3.15 abgebildet und in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt wurde, um nur die paraxialen Strahlen zu betrachten. Die HR-Beschichtung auf der Kristallrückseite bzw. entsprechende Kantenfilter trennen das nicht absorbierte Pumplicht von der Fluoreszenz, bevor diese mit einer CCD-Kamera erfasst wird. Zwischen den Abbildungslinsen wird eine Lochblende positioniert, die die nicht paraxial austretenden Strahlen blockt. Der Durchmesser dieser Lochblende liegt bei 120  $\mu$ m, was einen hinreichend guten Kontrast für die Abbildung des Fluoreszenzlichtes liefert.



Abbildung 3.15: Aufbau zur Messung der integrierten Fluoreszenz

Eine Abschätzung der Fehler bei dieser Messmethode lässt sich vornehmen, indem die gemessene Fluoreszenzverteilung mit einer mit Hilfe des Strahlpropagationsprogramms ZEMAX simulierten Pumplichtverteilung verglichen wird. In der Simulation werden Effekte wie Selbstfokussierung des Pumplichtes durch die thermische Linse, Verstärkung der Fluoreszenz und Pumplichtsättigung, die die Messung verfälschen könnten, vernachlässigt. Abbildung 3.16 zeigt vergleichend Messung und Simulation an einem Beispiel.



Abbildung 3.16: Normierte Messung der integrierten Fluoreszenz (schwarz) und normierte Simulation des integrierten Pumplichtes (rot).

Generell stimmen Messung und Simulation gut überein, so dass die Methode für die Pumplichtcharakterisierung geeignet ist. Kleinere Diskrepanzen sind im Bereich der Flanken zu erkennen. Die simulierte Kurve verläuft hier etwas steiler, als die gemessene. Strukturen in der Nähe der Stabachse werden in der Messung weniger gut aufgelöst. Eine verstärkte Konzentration des Pumplichtes in der Nähe der Stabachse, wie sie durch die Simulationsergebnisse zwischen -0,25 und 0,25 mm nahe legt wird, konnte nicht gemessen werden. Eine Aussage zur möglichen Selbstfokussierung des Pumplichtes kann mit der Methode ebenfalls nicht getroffen werden. Eine Verstärkung des Fluoreszenzlichtes würde bei der Messung besonders in der Zentralregion deutlich werden, weil hier die höchste Pumplichtintensität zu finden ist. Auch dieser Effekt ist nicht messbar, da die Kurven gerade in der Nähe der Stabachse gut übereinander liegen. Eine Pumplichtsättigung würde wegen der Konzentration des Lichtes in Nähe der Stabachse vor allem hier auftreten und daher zu deutlich erhöhten Flanken führen. Bei Pumpleistungen von weniger als 250 W konnte dieser Effekt experimentell nicht beobachtet werden. Die Ungenauigkeiten im Bereich der Flanken sind auf eine etwas zu große Blendengröße zurückzuführen: Hier werden nicht-paraxiale Strahlen des Pumplichtes mit erfasst.

## 3.3. Laserkristalle

In diesem Abschnitt wird die Beeinflussung von Pumplichteigenschaften durch die Laserkristalle, wie die spektrale Verteilung und das Rauschen (Abschnitt 3.3.1), untersucht. In Abschnitt 3.3.2 werden dann Methoden vorgestellt, mit denen insbesondere die in den darauf folgenden Kapiteln vorgestellten Kristalltypen charakterisiert werden können. In den Kapiteln 3.3.3, 3.3.4 und 3.3.5 werden jeweils verschiedene Ansätze vorgestellt, die eine Alternative zu den schon vorgestellten LIGO Kristallen (Kapitel 2.2) bieten. Diese Abschnitte stellen die theoretische Basis für die in Kapitel 4 gezeigten Laserexperimente.

#### 3.3.1. Einfluss der Kristalle auf die Pumplichtquelle

Der Pumplicht-Doppeldurchgang der verwendeten Kristalle bietet – wie in Abbildung 2.8 gezeigt – eine gute Möglichkeit, den longitudinalen Temperaturgradienten in den Kristallen klein zu halten. Je nach Dotierung, Wellenlänge und spektraler Breite der Diodenlaser werden etwa 6 % des Pumplichtes nicht im Kristall absorbiert, sondern über die Pumpoptik wieder auf das Pumpfaserende und damit in die Diode zurückreflektiert<sup>3</sup>. Es stellt sich damit die Frage, ob es durch die optische Rückkopplung zu einer Veränderung der Rauscheigenschaften oder der Breite des Diodenlaserspektrums kommt, wie es zum Beispiel von Lang und Kobayashi [Lan80] beschrieben wurde. Hiernach kann solch eine externe Rückkopplung einerseits das Intensitätsrauschen von Laserdioden verstärken und andererseits durch die Rückkopplung einzelner longitudinaler Moden die spektrale Emissionsbreite verringern.

Die Messungen des relativen Intensitätsrauschens und des Spektrums wurden an den in Abbildung 3.17 gezeigten Positionen des Aufbaus vorgenommen.



Abbildung 3.17: Aufbau zur Messung des Einflusses eines Kristalls auf das Pumplichtrauschen und - spektrum.

Das Pumplicht wird über eine Optik durch einen dichroitischen Spiegel<sup>4</sup> in den Kristall geführt. Da die Antireflexbeschichtung dieses Spiegels in der Praxis nicht ideal ist, sondern etwa 0,2 % des Pumplichtes reflektiert, können an Position A in Abbildung 3.17 die Eigenschaften des Pumplichtes vermessen werden, wie sie von den Diodenlasern nach passieren der Fasern und der Pumpoptik emittiert werden. An den Positionen B und C können die Eigenschaften des Pumplichtes beobachtet werden, die durch die Anwesenheit eines Kristalls aufgeprägt werden. Position B dient als Messposition, wenn Kristalle ohne Beschichtung für einen Pumplichtdoppeldurchgang verwendet werden.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Anmerkung: Die verwendeten Diodenlaser der Firma Jenoptik Laserdiode (JOLD) sind nach Herstellerangaben gegen Rückreflexe intern weitgehend geschützt und werden bei den genannten reflektierten Leistungen nicht zerstört.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Dieser Spiegel dient im späteren Resonatoraufbau als Umlenkspiegel für das 1064 nm Laserlicht, während das Pumplicht transmittiert wird.

#### 3.3.1.1. Pumplichtrauschen

Das relative Intensitätsrauschen (RIN=relative intensity noise, vgl. auch Anhang A.3) des Pumplichtes, wie es hinter der Pumpoptik (an Position A) im Falle der Verwendung eines Bündels aus sieben Einzelfasern mittels einer Silizium-Photodiode gemessen werden kann, ist in Abbildung 3.18 in schwarz dargestellt. Diese Kurve zeigt das Verhalten *ohne* eingebauten Kristall. Die rote Kurve zeigt das Verhalten nach Einbringen eines Kristalls, der für einen Pumplichtdoppeldurchgang beschichtet ist, also Rückreflexe auf das Faserbündel erzeugt. Obwohl die Dioden laut Hersteller gegen Rückreflexe mit geringer Leistung (wenige Watt) geschützt sind, zeigt sich eine Veränderung des Rauschspektrums dahingehend, dass das RIN im dargestellten Messbereich um mehr als eine halbe Größenordnung verringert werden konnte.

Bei der Verwendung eines Kristalls, der für den Pumplichteinfachdurchgang beschichtet ist (blaue Kurve), liegt das RIN oberhalb von 50 Hz ebenfalls unter dem ungestörten Fall (bis 50 Hz liegen die beiden Kurven aufeinander). Das deutet darauf hin, dass trotz der Antireflexbeschichtung auf den Kristallendflächen Licht in die Fasern zurückreflektiert wird. Allerdings dürfte der Prozentsatz des wegen nicht perfekter Antireflex-Beschichtungen zurückgestreuten Lichtes unter 0,2 % liegen. Im gesamten gezeigten Frequenzbereich liegt das relative Intensitätsrauschen dieses Kristalles über dem des für einen Doppeldurchgang beschichteten. Das Intensitätsrauschen des Lasers selbst (Zwei-



Abbildung 3.18: Relatives Intensitätsrauschen des Pumplichtes bei Anwesenheit eines Kristalls mit Pumplichteinfachdurchgang (blau), Pumplichtdoppeldurchgang (rot) und ohne Kristall (schwarz). In grau ist zum Vergleich das relative Intensitätsrauschen eines Zweistab-Stehwellenresonators gezeigt.

stabaufbau wie in Kapitel 2.2 vorgestellt) ist in dem betrachteten Frequenzbereich um mehr als eine Größenordnung größer, wie die graue Kurve in Abbildung 3.18 zeigt. Zudem unterscheidet sich der Kurvenverlauf des Lasers deutlich von dem der Pumplichtquelle. Es kann also vermutet werden, dass das relative Intensitätsrauschen des Lasers auch im unteren Frequenzbereich *nicht* durch das Pumplichtrauschen dominiert wird.

#### 3.3.1.2. Pumplichtspektrum

Es stellt sich außerdem die Frage, ob auch das Pumplichtspektrum durch den durch die Kristalle verursachten Rückreflex verändert wird. Zunächst erwartet man, dass sich das zurückreflektierte Spektrum vom eigentlichen Pumplichtspektrum unterscheidet, da unterschiedliche Wellenlängen unterschiedlich stark absorbiert werden. Die schwarze Kurve in Abbildung 3.19 zeigt das Pumplichtspektrum, wie es ohne Kristall gemessen wurde. Zusätzlich ist ein Spektrum hinter einem Kristall (mit Einfachdurchgang gemessen an Position B in Abbildung 3.17 bzw. für einen Kristall mit Doppeldurchgang an Position C) gezeigt. Für die Messung an Position C wurde ein Standard-LIGO Kristall, und für die Messung an Position B ein segmentierter Kristall (siehe Kapitel 3.3.3) verwendet. Die schwarze Kurve in Abbildung 3.19 zeigt, dass das Pumplichtspektrum eine Halbwertsbreite von etwa 2 nm mit einem Maximum bei 807 nm hat. Dieses führt zu unterschiedlich hohen Gesamtabsorptionen in den beiden Kristallen, nämlich etwa 90 % im LIGO-Kristall und etwa 94 % im segmentierten Kristall. Die Kurven für Position B und C unterscheiden sich daher.

Diese Kurven lassen sich einfach simulieren, indem man das Lambert-Beersche Gesetz bei bekanntem Absorptionsspektrum von Nd:YAG anwendet. Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Daten entstehen an den Stellen, an denen die Annahme eines idealen Gaußförmigen Spektrums nicht exakt zutrifft.

Eine Vergleichsmessung an Position A mit und ohne für einen Pumplichtdoppeldurchgang beschichteten Kristall zeigt jedoch *keine* Unterschiede in den Pumplichtspektren: Die Diodenlaser werden in ihren spektralen Eigenschaften (im Gegensatz zu den Rauscheigenschaften) also nicht durch eventuelle Rückreflexe verändert.



Abbildung 3.19: Pumplichtspektrum vor und hinter einem Kristall.

#### 3.3.2. Charakterisierung von Laserkristallen

Die genaue Neodym-Dotierung der verwendeten Laserkristalle ist eine wichtige Größe, die auch in die theoretischen Überlegungen zur Auslegung eines Resonators (zum Beispiel zur Abschätzung der Brennweite der thermische Linse) einbezogen werden muss. Zwar wird in einigen Fällen vom Hersteller eine Charakterisierung des Kristallmaterials, aus dem die Laserstäbe gewonnen werden, vorgenommen, jedoch ist dieses nicht immer der Fall. Eine direkte Messung zu jedem einzelnen gelieferten Kristall wird in der Regel nicht angeboten, so dass dieser Schritt vor dem Einbau in einen Resonator nachgeholt werden muss.

#### 3.3.2.1. Fluoreszenzmessung

Abbildung 3.20 zeigt einen Aufbau zur Bestimmung der Dotierstoffkonzentration, wie er bereits von Wilhelm *et al.* [Wil08] vorgeschlagen wurde. Die Seitenfläche des Kristalls wird über ein fotografisches Linsensystem auf eine CCD-Kamera abgebildet, während ein kollimierter Strahl eines Titan-Saphir-Lasers (Ti:Sa) im Dauerstrichbetrieb longitudinal durch den Kristall geführt wird. Die Wellenlänge des Ti:Sa kann zwischen 798 nm und 812 nm durchgestimmt werden. Da die spektrale Breite des Ti:Sa mit weniger als 50 pm

sehr viel kleiner als die relevanten Strukturen in der Umgebung des 808 nm-Maximums des Nd:YAG Absorptionsspektrums ist, kann das Absorptionsverhalten von Nd:YAG mit einer guten spektraler Auflösung untersucht werden. Bei 1064 nm entsteht dann Fluoreszenzlicht, das für verschiedene Anregungswellenlängen auf die Kamera abgebildet wird.



Abbildung 3.20: Aufbau zur Messung der longitudinalen Fluoreszenzverteilung.

Abbildung 3.21 zeigt beispielhaft für verschiedene Anregungswellenlängen die auf die CCD-Kamera abgebildete Fluoreszenz und die zugehörigen Intensitätsverläufe entlang der Kristallachse.



Abbildung 3.21: Longitudinale Fluoreszenzverteilungen für verschiedene Anregungswellenlängen (oben) und zugehörige Intensitätsprofile (unten) mit einer Anpassung an eine Exponentialfunktion (siehe Text).

Nach dem Lambert-Beerschen Gesetz nimmt die Leistung des Teststrahles entlang der Kristallachse exponentiell mit der Propagationslänge z ab. Da die Fluoreszenzverteilung

F(z) unter Vernachlässigung von Quenching-Effekten<sup>5</sup> proportional zur Intensitätsverteilung des Teststrahles ist, können die Kurven in Abbildung 3.21 an eine Exponentialfunktion angepasst werden. Da die Kristalle hier für einen Doppeldurchgang des Pumplichtes beschichtet sind, hat diese Funktion für einen 40 mm langen dotierten Bereich die Form

$$F(z) = F(0)(\exp(-\alpha_{abs} \cdot z) + \exp(-2 \cdot 40\text{mm} \cdot \alpha_{abs} + \alpha_{abs} \cdot z))$$
(3.8)

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{abs}$  kann mit dem Absorptionskoeffizienten einer bereits bekannten Neodym-Konzentration verglichen werden (Abbildung 3.22, links). Die ermittelten Absorptionswerte liegen teils oberhalb und teils unterhalb der Referenzkurve. Die Messung ist also mit einer recht großen Ungenauigkeit behaftet. Um den Bereich des Absorptionsmaximums haben die Messwerte jedoch einem ähnlichen Kurvenverlauf wie die Referenzwerte. Eine Messung im Bereich niedriger Absorption hingegen ist nicht möglich, da hier keine Absorption gemessen werden konnte. Es wird zur Auswertung nur der Bereich um das Absorptionsmaximum herangezogen (Abbildung 3.22, rechts). Es ergibt sich dann eine Dotierung, die im Mittel bei 0,13 at.% und damit leicht über dem vom Hersteller spezifizierten Wert von 0,1 at.% liegt, was auch vom Hersteller bestätigt werden konnte.



Abbildung 3.22: Ergebnisse einer Fluoreszenzmessung. Links: Gemessene Absorptionskoeffizienten, rechts: die daraus resultierende Dotierungskonzentration. Die rote Linie zeigt das arithmetische Mittel der dargestellten Messwerte.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Quenching bezeichnet Vorgänge, die eine Abnahme in der Intensität der Fluoreszenz zur Folge haben. Dazu gehören alle Vorgänge, die entweder den angeregten Zustand des Fluorophors strahlungslos in den Grundzustand überführen oder verhindern, dass der Fluorophor in den angeregten Zustand übergehen kann.

## Pumpköpfe

Die große Abweichung der Messwerte vom Mittelwert und die notwendige Selektion des Auswertebereiches schränkt die Genauigkeit der Messung stark ein. Eine Abschätzung der Dotierung des Kristallmaterials ist aber möglich.

## 3.3.2.2. Absorptionsmessung

Die vorgestellte Messung der integrierten Fluoreszenz gibt keinen Aufschluss über die Verteilung der Pumplichtabsorption und damit der Dotierung entlang der Stabachse. Hierfür kann eine Methode verwendet werden, bei der senkrecht zur Stabachse Licht eingestrahlt wird und die Transmission auf der gegenüberliegenden Seite gemessen wird. Der Kristall kann dann verschoben und so entlang der Achse abgetastet werden. Prinzipiell gibt es die Möglichkeit, monochromatisches Licht in der Nähe des Absorptionsmaximums zu verwenden und die Abschwächung zum Beispiel mittels einer Photodiode zu messen. Eine zweite Möglichkeit besteht in der Verwendung einer spektral breitbandigen Lichtquelle, deren Spektrum hinter dem Kristall analysiert wird. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, dass der Aufbau bei einer Wellenlänge kalibriert werden kann, bei der man keine Absorption durch den Laserkristall erwartet. Ein solcher Aufbau ist in Abbildung 3.23 gezeigt.



Abbildung 3.23: Aufbau zur Bestimmung der Dotierstoffkonzentration mittels einer Absorptionsmessung.

Das Licht einer Halogenlampe wird über eine Optik in den Kristall fokussiert. Um zu verhindern, dass Licht vermessen wird, welches nicht den Kristall passiert hat, wird vor dem Kristall ein vertikaler Schlitz mit einer Breite von 3 mm platziert. Zusammen mit einem horizontalen Schlitz mit einer Breite von 1 mm definiert er das Messvolumen. Durch seine Form wirkt der Kristall wie eine Zylinderlinse. Um möglichst viel Licht in die Messfaser zu bekommen, wird dieser Effekt durch eine (zweite) Zylinderlinse zwischen Kristall und Faser kompensiert, bevor das Licht in die Messfaser fokussiert wird, welche mit einem optischen Spektrumsanalysator verbunden ist. Die Messung verläuft zum großen Teil automatisiert [Mat08]: Der Kristall kann auf einem Halter platziert werden, der mit einem computergesteuerten Verfahrtisch verbunden ist und auch die Ansteuerung des Spektrometers vom Typ Ando AQ6317B erfolgt über eine in Labview programmierte Software. Zur Bestimmung der Dotierungskonzentration über die Absorption werden zwei Referenzpunkte benötigt. Der erste wird direkt gemessen, indem das durch die undotierten Endkappe transmittierte Spektrum  $P_0(\lambda)$  vermessen wird. Der zweite Punkt wird aus dem Absorptionsspektrum eines Kristalls mit bekannter Dotierung gewonnen. Zusätzlich wird zur Korrektur von durch Verunreinigungen der Mantelfläche verursachten Leistungsschwankungen an jeder Kristallposition ein Referenzpunkt bei einer Wellenlänge von 850 nm aufgenommen, an dem Nd:YAG transparent ist. Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{abs,Mess}$  aus dem durch den Kristall transmittierten Spektrum  $P_{Mess}(\lambda)$  erfolgt über das Lambert-Beersche Gesetz

$$\alpha_{abs,Mess}(\lambda) = -\ln\left(\frac{P_{Mess}(\lambda) \cdot P_0(850\text{nm})}{P_{Mess}(850\text{nm}) \cdot P_0(\lambda)}\right) / 2r_0, \tag{3.9}$$

wobei die absorbierende Länge, über die gemessen wird, dem Kristalldurchmesser  $2r_0$  (für Kristalle vom Typ "LIGO" 3 mm) entspricht. Die Dotierungskonzentration ist gegeben durch

$$Dotierung(\lambda) = \frac{\alpha_{abs,Mess}(\lambda)}{\alpha_{abs,1at.\%}(\lambda)}$$
(3.10)

Der Mittelwert dieser Dotierung ist in Abbildung 3.24 für den bereits im vorangegangenen Abschnitt betrachteten Beispielkristall gezeigt. Hierzu wurde das Spektrum mit einer Bandbreite von 0,2 nm vermessen. Die dargestellten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung aus der Mittelwertbildung über das Wellenlängenspektrum im Messbereich von 807 nm bis 810 nm. Auch hier ergibt sich eine Dotierungskonzentration, die leicht über den erwarteten 0,1 at.% liegt. Darüber hinaus ist ein Dotierungsgradient entlang der Kristallachse zu erkennen.

Diese Methode bietet also eine Möglichkeit, den Konzentrationsverlauf entlang der Kristallachse hochaufgelöst zu betrachten. Sie liefert damit mehr Informationen als die zuvor vorgestellte Fluoreszenzmessung.


Abbildung 3.24: Bestimmung der Dotierung eines Kristalls mittels einer Absorptionsmessung.

#### 3.3.3. Segmentierte Kristalle

In endgepumpten Lasersystemen verursachen Kristalle mit einer homogenen Dotierungskonzentration einen exponentiellen Abfall der Pumplichtintensität mit der Kristalllänge. Durch den Quantendefekt entsteht somit auch ein exponentieller Temperaturverlauf entlang der Stabachse. Die Wahl einer niedrigen Dotierungskonzentration und das gleichzeitige Aufbringen einer hochreflektierenden Beschichtung für das Pumplicht auf der Kristallrückseite ist eine Möglichkeit, die Wärmedissipation gleichmäßiger im Kristall zu verteilen. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, ein hyperbolisches Dotierungsprofil zu wählen, was zu einem linearen Abfall der Pumplichtintensität und damit zu einer homogenen Temperaturverteilung entlang der Kristallachse führt [Wil08]. Eine produktionstechnisch einfachere – wenn auch nicht ganz so effektive – Möglichkeit, die Temperaturgradienten zu verringern, ist die Verwendung von Kristallen, die aus mehreren unterschiedlich stark dotierten Segmenten bestehen [Kra05].

Abbildung 3.25 zeigt das longitudinale Temperaturprofil eines Kristalls, der aus drei diffusionsgebondeten Segmenten besteht und für einen Einfachdurchgang des Pumplichtes beschichtet wurde. Die Dotierungen der Segmente wurden so gewählt, dass die entstehenden Temperaturspitzen entlang des Kristalls in etwa die gleiche Höhe haben und die Gesamtpumplichtabsorption der des LIGO-Kristalles entspricht. Bei einer Pumpwellenlänge von 807,8 nm, einer vorgegebenen Kristalllänge von 54 mm (inklusive der 7 mm langen undotierten Endkappen an den Kristallenden) ist dieses für die in Tabelle 2 gezeigten Längen und Dotierungen der Fall. Die Werte wurden mithilfe der hauseigenen Software RodDesigner ermittelt, das die Wärmeleitungsgleichung bei entsprechender Pumplichtverteilung löst und dessen physikalische Grundlagen bei Wilhelm *et al.* [Wil08] beschrieben werden.

Segment Nr.	Länge	Dotierung
1	7 mm	0 at.%
2	22 mm	0,1 at. %
3	11 mm	0,23 at. %
4	7 mm	0,6 at. %
5	7 mm	0 at. %

Tabelle 2: Längen und Dotierungen für einen fünffach segmentierten, zum LIGO-Kristall bezüglich der Gesamtabsorption äquivalenten Laserstab.

In Abbildung 3.25 sind vergleichend auch die longitudinalen Temperaturverteilungen zweier weiterer Kristalle dargestellt, nämlich die eines mit 0,1 at.% dotierten Kristalls mit einem Doppeldurchgang für das Pumplicht und die eines Kristalls mit einem homogen mit 0,2 at.% dotierten Segment. In allen gezeigten Fällen wurde die gleiche Menge Pumplicht absorbiert. Des weiteren wurde für das Pumplicht eine Gaußsche Spektralverteilung mit einer Halbwertsbreite von 3 nm und einem Maximum bei 807,8 nm angenommen. Der (effektive) Pumpspotradius lag bei 1,2 mm und die Form des Pumplichtprofils wurde als parabolisch angenommen.

Bei Verwendung eines segmentierten Kristalls besteht also die Möglichkeit, etwas niedrigere Temperaturspitzen zu erreichen, als mit niedrig dotierten Kristallen im Pumplicht-Doppeldurchgang. Zugleich kann auf den Doppeldurchgang verzichtet werden, so dass Rückreflexe in Richtung Pumpdioden und -fasern vermindert werden. Während Rückreflexe für die Dioden – wie in Kapitel 3.3.1 gezeigt – keine negativen Auswirkungen haben, können die Pumpfasern laserseitig sehr heiß werden, was im Extremfall zur Zerstörung führt. Die Verwendung von LIGO-Kristallen erfordert daher an der Stelle, an der die Fasern im Pumpkopf gehaltert werden, Gegenmaßnahmen, wie Kühlung der Faserenden oder für das Pumplicht transparente Faserhalter (zum Beispiel aus Teflon). Die erwarteten thermischen Effekte in den Kristallen (Materialspannungen, thermische Linse und Aberrationen) sind nach den Simulationen insgesamt vergleichbar.



Abbildung 3.25: Berechnete longitudinale Temperaturverteilung auf der Stabachse für unterschiedlich segmentierte Kristalle. In allen Fällen wurden 187,5 W Pumplicht absorbiert.

#### 3.3.4. Abseits des Absorptionsmaximums gepumpte Kristalle

Die Probleme bei niedrig dotierten Kristallen sind zumeist herstellungsbedingt:

- Die Genauigkeit, mit der die Dotierung der Kristalle garantiert werden kann, liegt je nach Hersteller zwischen 0,01 und 0,05 at.%. Da es sich hierbei um einen absoluten Wert handelt, ist der relative Fehler in der Kristalldotierung bei niedrig dotierten Kristallen größer, als bei höheren Dotierungen.
- Bei der Herstellung der Kristalle kommt es in der Regel zu einem longitudinalen Dotierungsgradienten (vgl. Anhang A.1). Die Größe dieses Gradienten ist laut Hersteller ebenfalls ein absoluter Wert und steigt nicht mit dem Anteil der Nd-Ionen.
- Schließlich sind höher dotierte Kristalle mit typischen Dotierungskonzentrationen zwischen 0,5 und 1,1 at.% generell üblicher, so dass sich in diesem Fall Herstellungszeit und -kosten verringern lassen.

Es bietet sich also an, die Geometrie der LIGO-Kristalle (siehe Kapitel 2.7) beizubehalten, jedoch die Dotierung der Kristalle zu erhöhen. Um einer Zerstörung vorzubeugen, die durch zu hohe Absorption und die damit verbundenen Spannungen erzeugt werden könnte, muss die Absorption über die Pumpwellenlänge entsprechend angepasst werden. Es wurden höher dotierte Kristalle so ausgelegt, dass sie um 802 nm gepumpt werden können. In diesem Bereich ist der Absorptionskoeffizient von Nd:YAG etwa um einen Faktor zehn niedriger, als in der Nähe des Absorptionsmaximums bei 808 nm. Außerdem findet sich hier ein breites Plateau im Absorptionsspektrum, so dass eine große Toleranz bezüglich der Pumpwellenlänge und damit der Diodenlasertemperatur zu erwarten ist, wohingegen das Absorptionsmaximum bei 808 nm zu längeren Wellenlängen hin stark abfällt (vgl. Abb. 3.26). Darüber hinaus sind Laserdioden mit einer Zentralwellenlänge von 802 nm kommerziell verfügbar. Die Flächen unter den blauen Kurven in Abbildung 3.26 zeigt den Überlapp zwischen dem Absorptionsspektrum von Nd:YAG und den in rot eingezeichneten gaußförmigen Spektren bei der jeweiligen Pumpwellenlänge. Als Überlapp wird das Integral über das Produkt aus normiertem Pumplichtspektrum und normiertem Absorptionsspektrum bezeichnet. Je größer die Fläche ist, desto mehr Pumplicht wird im Kristall absorbiert.



Abbildung 3.26: Normiertes Absorptionsspektrum von Nd:YAG. Rote Kurven: Gaußförmiges Pumplichtspektrum mit einer Halbwertsbreite von 2,3 nm und einem Maximum von 808 nm bzw. 802 nm. Blaue Kurven: spektraler Überlapp zwischen Absorption und Pumplicht.

Die Wellenlänge, die zu einer Pumplichtabsorption von 96,6 % führt, kann in Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration nach der von Wilhelm *et al.* [Wil09] beschriebenen Methode mit Hilfe des am LZH entwickelten Simulationsprogrammes RodDesigner berechnet werden. Die schwarze Kurve in Abbildung 3.27 zeigt diese Berechnung für einen 40 mm langen Kristall mit einem Durchmesser von 3 mm. Das Pumplichtprofil wurde hier als parabolisch mit einer spektralen Halbwertsbreite von 2,3 nm und einem konstanten Untergrund von 15 % angenommen, wie er sich aus der Vermessung des integrierten Pumpspots nach der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Methode ergibt. Der Heizwirkgrad wurde zunächst bei einem Wert von 0,26 als konstant angenommen. Bereits Brown [Bro98] hat gezeigt, dass diese Annahme zu Fehlern führt, allerdings kann der tatsächliche Heizwirkgrad nur experimentell ermittelt werden, da er unter anderem von der Kristallqualität, also einer schwer zugänglichen Größe, abhängt. Zwar ist die Gesamtabsorption für jeden Punkt der schwarzen Kurve in Abbildung 3.27 gleich, allerdings wird das Licht für verschiedene Pumpwellenlängen an unterschiedlichen Stellen im Kristall absorbiert, was zu unterschiedlichen Wärmeeinträgen und damit zu unterschiedlich starken thermischen Linsen führt. Die thermische Brechkraft kann aus der optischen Weglängendifferenz des Kristalls durch Differenzieren berechnet werden. Die berechneten Werte sind in Abbildung 3.27 als rote Kurve dargestellt. Eine Dotierungskonzentration von 0,7 at.% führt hiernach bei einer Pumpwellenlänge von 802 nm zu der gleichen thermischen Brechkraft, wie eine Dotierung von 0,13 at.% bei 807,8 nm bei jeweils 200 W Pumpleistung.



Abbildung 3.27: Simulation zur Auslegung höher dotierter Kristalle. Schwarze Kurve: Wellenlänge, die bei der aufgetragenen Dotierung zu 96,6 % absorbierter Pumpleistung führt. Rote Kurve: Erwartete thermische Brechkraft bei Annahme eines konstanten Heizwirkgrades für 200 W Pumpleistung.

Für die so gewonnenen Parameter lassen sich der zu erwartende effektive Pumpspot mit Hilfe des Raytracingprogrammes ZEMAX und die longitudinale Temperaturverteilung auf der Kristallachse berechnen (Abbildung 3.28). In beiden Fällen liegen die Kurven gut übereinander, so dass ein mit 0,7 at.% Neodym dotierter und bei 802 nm gepumpter YAG Kristall eine ähnliche Laserausgangscharakteristik zeigen sollte wie ein mit 0,13 at.% dotierter und bei 807,8 nm gepumpter.



Abbildung 3.28: Vergleich der berechneten effektiven Pumplichtprofile (links) und longitudinale Temperaturverteilung auf der Stabachse (rechts).

#### 3.3.5. Intrinsische Doppelbrechungskompensation

Die Ausgangsleistung linear polarisierter Nd:YAG Laser ist typischerweise durch thermisch induzierte Doppelbrechung, die zur Depolarisation führt, begrenzt (siehe [Mur96], Kapitel 2.5). Neben der in Kapitel 2.5 vorgestellten Standard-Kompensation wurde von Soms et al. [Som80] noch eine zweite Möglichkeit zur Reduktion des Effektes gefunden. Danach kann die Depolarisation intrinsisch – also durch den Kristall selbst – reduziert werden, indem statt des üblichen [111]-Kristallschnittes andere Schnittrichtungen verwendet und die Kristalle entsprechend zueinander ausgerichtet werden.

Die Doppelbrechung hängt außer von der Poisson-Zahl v und den elastooptischen Koeffizienten  $p_{mn}$  auch von der Richtung der (linearen) Eingangspolarisation und vom Kristallschnitt ab. Die genaue Herleitung zum Zustandekommen der Abhängigkeiten von der Kristallorientierung und die Zusammenhänge zwischen Doppelbrechung, Strahlradien und Pumplichteigenschaften finden sich bereits in der Publikation von Koechner und Rice [Koe71], sowie bei Shoji und Taira [Sho02]. Die Rechnungen sind explizit auch in Anhang A.4 dargelegt. Abbildung 3.29 zeigt ein Ergebnis der theoretischen Betrachtungen. Dargestellt ist farbkodiert die minimal mögliche Depolarisation für beliebige Kristallschnitte für einen Einfachdurchgang eines linear polarisierten Teststrahles durch einen mit 180 W homogen gepumpten Standard LIGO-Kristall. Der Durchmesser des Gaußförmigen Teststrahls beträgt 700  $\mu$ m. In der Abbildung sind jene Kristallachsen markiert, zu denen Kristalle kommerziell erhältlich sind.



Abbildung 3.29: Minimale Depolarisation als Funktion der Kristallorientierung (180 W Pumpleistung, endgepumpt).

Anders als im Falle des in [111]-Richtung geschnittenen Kristalls hängt die Depolarisation von in [110]- bzw. [100]-Richtung geschnittenen Kristallen von der Polarisationsrichtung bezüglich der Kristallorientierung ab. Für Heizleistungen unterhalb von 1 kW erzeugt der in [100]-Richtung geschnittene Kristall nach den Simulationen die geringste Depolarisation. Für Heizleistungen über 1 kW konvergiert die Depolarisation mit der Leistung in allen Fällen gegen einen konstanten Wert. Hier lassen sich mit dem in [110]-Richtung geschnittenen Kristall die niedrigsten Depolarisationen erzeugen. Abbildung 3.30 zeigt Simulationsergebnisse für die drei genannten Kristalltypen im Heizleistungsregime unterhalb von 1 kW. Die Polarisation des Teststrahles wurde jeweils so gewählt, dass die Depolarisation minimal (durchgezogene Kurven) bzw. maximal (unterbrochene Kurven) wird.



Abbildung 3.30: Depolarisation der untersuchten Kristallschnitte als Funktion der Heizleistung für die Polarisationen des Teststrahles, die zu minimaler bzw. maximaler Depolarisation führen (Simulation).

Die Depolarisation hängt außerdem von dem Verhältnis von Teststrahl- zu Kristallradius ab. Bei konstanter Heizleistung führen kleinere Strahlradien zu weniger Depolarisation. Abbildung 3.31 zeigt farbkodiert die Depolarisation in Abhängigkeit von der Heizleistung und des Verhältnisses von Teststrahlradius  $\omega$  zu Kristallradius  $r_0$ . Die gezeigten Berechnungen wurden für ein longitudinal homogenes Pumplichtprofil durchgeführt. Die Depolarisation eines in [111]-Richtung geschnittenen Kristalls sättigt bei etwa 25 %. Der Sättigungspunkt wird für kleinere Strahlradien zu größeren Pumpleistungen verschoben. Für einen in [100]-Richtung geschnittenen Kristall sieht die Kurve ähnlich aus (Abbildung 3.31, Mitte), allerdings ist die Depolarisation um einen Faktor zwei geringer. Im Falle des [110]-Schnittes (rechts) ist das Verhalten anders. Die Sättigung setzt bei deutlich geringeren Heizleistungen ein und die Stärke der Depolarisation hängt stark von der Teststrahlgröße ab.



Abbildung 3.31: Depolarisation der untersuchten Kristallschnitte als Funktion von Heizleistung und Teststrahlgröße (Simulation).

Änderungen im Strahlradius erfordern jedoch auch eine Anpassung der Pumpspotgröße, um einen guten Überlapp zwischen Pump- und Lasermode zu gewährleisten. Für die [111]- und [110]-Schnitte vergrößert sich die Depolarisation bis auf ihr Maximum, wenn die Pumpspotgröße soweit verringert wird, bis Laser- und Pumpspotgröße gleich groß sind. Für den [100]-Schnitt kann dieses Maximum jedoch nicht gefunden werden. Die Depolarisation steigt hier weiter bei weiterer Verkleinerung des Pumpspots.

# 4. Systemoptimierung

Ausgangspunkt für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme ist der bereits vorgestellte asymmetrische doppelbrechungskompensierte Resonator, welcher aus zwei Kristallen des ebenfalls vorgestellten Typs "LIGO" (vgl. Kapitel 2.2) besteht. Die Charakteristika eines solchen Zweistabsystems sollen in diesem Kapitel zunächst beschrieben werden. Als Pumplichtquelle wird jenes Konzept untersucht, bei dem das Pumplicht aus sieben fasergekoppelten Dioden pro Kopf durch ein Faserbündel zugeführt wird. Es folgen Experimente mit dem Ziel, die Ausgangsleistung mit Hilfe einer höheren Pumpleistung zu skalieren und den Einfluss der Pumplichtqualität zu analysieren. Hierzu wird das Pumplicht über Fasern mit unterschiedlichen Durchmessern und damit unterschiedlichen Strahlqualitäten zum Lasersystem geführt.

Die im vorangegangenen Kapitel theoretisch dargestellten Möglichkeiten, mit Hilfe eines geänderten Kristalldesigns die Ausgangsparameter eines Zweistab-Stehwellenresonators zu optimieren, werden in den Kapiteln 4.5, 4.6 und 4.7 experimentell untersucht.

## 4.1. Das Resonatordesign

Bereits in Kapitel 3.2.2 wurde das Konzept des effektiven Pumpspots vorgestellt. Für das hier vorgestellte System werden vier unterschiedliche Pumpspotgrößen untersucht. Abbildung 4.1 zeigt die gemessenen integrierten Fluoreszenzen der im linken Teil der Abbildung dargestellten Pumpgeometrien. Die geometrischen Pumpfoki haben einen Radius<sup>6</sup> von 0,85 mm (grün in Abbildung 4.1, links), 0,95 mm (schwarz), 1,0 mm (rot) und 1,1 mm (blau) und liegen jeweils in der undotierten Endkappe der Kristalle. Eine Ausnahme bildet der größte Spot, der direkt an der Kristallendfläche lag, um nicht Teile des Pumplichtes an der Kristallapertur abzuschneiden. Das Diagramm in Abbildung 4.1 zeigt die gemessenen und simulierten effektiven Pumplichtverteilungen (vgl. Kapitel 3.2.2).

Wegen der Pumplichtreflexionen an der Mantelfläche der Kristalle tritt durch die Verteilung des Fluoreszenzlichtes in allen Fällen im Schnittbild ein Sockel auf, dessen Höhe für alle vier Fälle vergleichbar ist. Am deutlichsten unterscheidet sich das Profil des 1 mm großen Pumpspots von den übrigen. Seine Flanken verlaufen steiler und gehen näher an der optischen Achse in den Sockel über. Dieses deutet darauf hin, dass der durch die Pumpoptik vorgegebene Fokus hier dichter am dotierten Bereich liegt als in den anderen Fällen. Hierdurch wird der zentral gelegene Teil des Profils etwas erhöht, weil die erste

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Der Radius wurde jeweils bei einem Intensitätsabfall auf  $1/e^2$  bestimmt.



Abbildung 4.1: Links: Untersuchte Pumplichtverläufe nach ZEMAX-Simulation. rechts: Schnitt durch die integrierten Fluoreszenzen (durchgezogene Linien: gemessen, gepunktet: ZEMAX-Simulation)

Wandreflexion erst auftritt, wenn bereits ein größerer Anteil des Pumplichtes absorbiert wurde.

Für alle vier Pumpfoki wurde der Effekt einer Änderung der Resonatorarmlängen bei verschiedenen Pumpleistungen untersucht. Es wurden Pumpleistungen im Bereich von 170 bis 270 W verwendet, jedoch sehen die Resultate für jede Pumpleistung qualitativ ähnlich aus. In Abbildung 4.2 sind exemplarisch die Ergebnisse für 200 W Pumpleistung pro Kopf dargestellt. Jeweils gezeigt ist farbkodiert die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der kurzen bzw. langen Armlänge (siehe Abbildung 2.2). Die Abbildungen wurden jeweils aus Messwerten generiert, zwischen denen interpoliert wurde. In jedem Fall hat sich gezeigt, dass eine Verlängerung des kurzen Armes zu höheren Ausgangsleistungen führt. Dieses wird durch das Anschwingen höherer transversaler Moden verursacht, welche eine größere radiale Ausdehnung haben und damit einen besseren Überlapp mit dem optisch angeregten Medium. Die Veränderung der Strahlprofile bei Verlängerung der kurzen Seite (also einer stückweisen Aufhebung der Resonatorasymmetrie) ähnelt stark den Veränderungen, die man beobachten kann, wenn bei fester Armlänge die Pumpleistung erhöht wird. Tatsächlich ist der Effekt ähnlich: In beiden Fällen bewegt man sich weiter in den stabilen Bereich des Oszillators hinein. Die Entwicklung der Strahlprofile mit zunehmender Pumpleistung bzw. Symmetrisierung des Resonators sind in Anhang A.6 dargestellt.

Die in den Graphen in Abbildung 4.2 eingezeichneten schwarzen Kreuze kennzeichnen die Punkte, an denen der Resonator Grundmodestrahlung emittiert. Zur Orientierung wur-

de eine Spline-Kurve durch diese Punkte gelegt. Unterhalb dieser Kurve ist kein stabiler Laserbetrieb mehr möglich. Eine Änderung der langen Resonatorarmlänge ändert weder die transversalen Mode, noch die Ausgangsleistung, so dass die schwarze Kurve näherungsweise horizontal verläuft. In der Abbildung oben links spaltet sich die schwarze Kurve auf, da hier die Länge des kurzen Resonatorarmes recht unkritisch ist: In dem gesamten Bereich zwischen den beiden Kurven kann ein Grundmodebetrieb beobachtet werden.



Abbildung 4.2: Laserleistungen in Abhängigkeit von den Längen der beiden Resonatorarme für verschiedene Pumpfoki.

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, lässt sich durch eine Veränderung des langen Resonatorarmes die Modengröße im Resonator verändern. Bei unveränderter Pumpleistung wird dann noch immer ein transversaler Grundmode emittiert, jedoch führen große Resonatorarmlängen und die damit einhergehenden größeren Modenradien in den Kristallen dazu, dass die Aberrationen der thermischen Linsen in den Kristallen das Strahlprofil stärker beeinflussen. Es bilden sich konzentrische Ringstrukturen im Strahlprofil, wie es in Abbildung 4.3 dargestellt ist.

Darüber hinaus bestimmt die Länge des langen Resonatorarmes, wie stark sich Änderungen der kurzen Armlänge auswirken. Eine Verkürzung der längeren Seite bewirkt eine

## Systemoptimierung



Abbildung 4.3: Strahlprofile bei konstanter Pumpleistung und fester kurzer Armlänge. Die Länge des langen Armes wurde von 500 mm (links) über 550 mm (Mitte) auf 600 mm (rechts) verändert und somit die Modengröße in den Kristallen vergrößert. Zusätzlich sind die Schnitte durch das Intensitätsprofil in den Außenbereichen des Profils gezeigt. Das Experiment wurde mit dem 1 mm Pumpspotradius durchgeführt.

Verkleinerung der Modendurchmesser, was sich darin äußert, dass höhere Moden nicht mehr durch resonatorinterne Aperturen (zum Beispiel die Laserkristalle) am Anschwingen gehindert werden. Als Resultat können dann höhere Ausgangsleistungen auftreten. Im linken Bereich der in Abbildung 4.2 gezeigten Graphen ist daher im Allgemeinen ein größerer Leistungsgradient mit Änderung der kurzen Armlänge erkennbar. Insbesondere die Aufspaltung der schwarzen Kurve in der Abbildung oben links zeigt, dass für lange Resonatoren der Grundmode auch bei Variation des kurzen Armes in einem weiten Bereich stabil bleibt.

Obwohl das effektive Pumplichtprofil (Abbildung 4.1) sich bei Variation der tatsächlichen Pumpspotgröße nur wenig ändert, sind in den Leistungskarten (Abbildung 4.2) durchaus Unterschiede feststellbar. Der kleinste Pumpspotradius führt zwar zu einem sehr stabilen Grundmodebetrieb, jedoch sind die erreichbaren Ausgangsleistungen in diesem Fall etwas niedriger als in allen anderen Fällen. Umgekehrt konnte für den größten Pumpspot festgestellt werden, dass Laserbetrieb in der Grundmode nur beobachtet werden kann, wenn die Länge der kurzen Armlänge sehr exakt eingestellt wird. Höhere Moden werden bereits bei einer Längenänderung von mehr als 1 mm im Strahlprofil sichtbar. Der stabilste Grundmode-Betrieb mit vergleichsweise hoher Ausgangsleistung wurde für einen Pumpfokusradius von 0,95 mm beobachtet. Hier wiederum stellten sich Armlängen von 540 mm für die auskoppelseitige lange Länge und 140 mm für die kurze Länge als guter Kompromiss zwischen Aberrationen und Toleranz der kurzen Armlänge heraus, so dass diese Kombination als beste Ausgangskonfiguration bewertet wird.

## 4.2. Ausgangscharakteristik

Die im vorangegangenen Abschnitt mit der besten Kombination aus Armlängen und Pumpspotradius erreichte Ausgangsleistung im transversalen Grundmode bei einem gemessenen Strahlpropagationsfaktor von  $M^2 \approx 1,1$  liegt bei etwa 75 W bei 200 W Pumpleistung pro Kopf. Abbildung 4.4 zeigt die Ausgangscharakteristik dieses Systems. Die schwarze Kurve zeigt die Ausgangsleistung bei Variation der Pumpleistung. Bei Pumpleistungen zwischen 30 und 80 W ist der erste Stabilitätsbereich erkennbar. Bei weiter steigender Pumpleistung wird zunächst keine Leistung emittiert, da der Resonator instabil wird, bevor die Leistung wieder ansteigt. Der Grundmodebetrieb kann an dem mit "Arbeitspunkt" gekennzeichneten Punkt beobachtet werden. Die Entwicklung des Strahlprofils bei Variation der Pumpleistung ist qualitativ im Anhang A.6 gezeigt.

Die rote Kurve in Abbildung 4.4 zeigt die Leistungsfluktuationen, wie sie mit einer Photodiode mit einer Samplingrate von 250 kHz ermittelt wurden. Die Fluktuationen sind am Rande des Stabilitätsbereiches besonders stark, weil der Resonator hier nicht mehr dynamisch stabil ist (vgl. Kapitel 2.6). Geringe Schwankungen der Betriebsbedingungen wie zum Beispiel Pumpleistungsschwankungen, Veränderung des Brechungsindexes der Luft im Resonator etc., bewirken eine starke Änderung der Modengröße und damit der Ausgangsleistung. Die Tatsache, dass die Fluktuationen in der Nähe des Arbeitspunktes besonders gering sind, deutet darauf hin, dass er dicht an der Mitte des Stabilitäts,,topfes" liegt.



Abbildung 4.4: Ausgangsleistung und Leistungsfluktuationen über Pumpleistung pro Kopf des untersuchten Resonators mit der besten Konfiguration.

Abbildung 4.5 zeigt die Ausgangsleistung im Grundmodebetrieb in Abhängigkeit vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels für verschiedene Pumpleistungen.



Abbildung 4.5: Ausgangsleistung eines asymmetrischen Zweistabresonators in Abhängigkeit von der Transmission des Auskoppelspiegels und zugehöriger Rigrod-Fit.

Eine Rigrod Analyse [Rig78] erlaubt es, eine Aussage über die Verstärkung im Laserbetrieb für verschiedene Pumpleistungen zu machen. Die nutzbare Ausgangsleistung hängt von den Verlusten und der Verstärkung im Resonator ab, die durch eine solche Analyse untersucht werden können. Die in Abbildung 4.5 jeweils durchgezogenen Linien stellen den Rigrod-Fit dar, welcher nach der folgenden Gleichung durchgeführt werden kann [Sie86]:

$$I_{Laser} = \frac{T_{Spiegel}I_{Sat}}{\left(1 + \sqrt{\frac{1 - T_{Spiegel}}{R_{HR} - Spiegel}}\right)\left(1 - \sqrt{R_{HR} - Spiegel}\sqrt{1 - T_{Spiegel}}\right)}$$
  
  $\cdot \ln\left(G_0\sqrt{R_{HR} - Spiegel}(1 - T_{Spiegel})\right)$  (4.1)

Dabei sind  $T_{Spiegel}$  der Auskoppelgrad des Auskoppelspiegels,  $G_0$  die Gesamtverstärkung bei einem Durchgang durch beide Kristalle,  $I_{sat}$  die Sättigungsintensität und  $R_{HR-Spiegel}$ die Reflektivität des HR-Spiegels<sup>7</sup>. Bei der Sättigungsintensität handelt es sich um eine

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Die Reflektivität des HR-Spiegels wurde mit den übrigen Resonatorverlusten verrechnet. Für die gezeigten Kurven wurden Gesamtverluste in Höhe von etwa 9% angenommen.

Materialkonstante, die gemäß Gleichung 4.2 ermittelt werden kann und bei 3124 W/cm<sup>2</sup> liegt.

$$I_{sat} = \frac{h \cdot c}{\sigma \cdot \tau \cdot \lambda} \tag{4.2}$$

mit Plancksche Konstante *h*, Lichtgeschwindigkeit *c*, Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission  $\sigma$ =2,3 · 10<sup>-19</sup> cm<sup>2</sup> [Rap02], Fluoreszenzlebensdauer  $\tau$ =260 µs und Laserwellenlänge  $\lambda$ .

Die Kurven in Abbildung 4.5 verlaufen verhältnismäßig flach, so dass die Wahl des Auskoppelgrades unkritisch ist. Mit einem Auskoppelgrad zwischen 25 und 50 % werden bei einer Pumpleistung von 195 W pro Laserkopf Ausgangsleistungen zwischen 70 und 75 W erzielt. Die sich aus dem Fit ergebenen Werte für die Verstärkung eines Resonators aus zwei Kristallen sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Für den untersuchten Pumpleistungsbereich steigt der Verstärkungsfaktor annähernd linear.



Abbildung 4.6: Verstärkung gegenüber der Pumpleistung aus Rigrod-Fit.

# 4.3. Skalierung der Ausgangsleistung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass bei dem vorgestellten Lasersystem eine Leistungsskalierung nur durch Veränderung der Armlängen des Resonators oder eine Anpassung des Pumpspots nicht möglich ist. Ausgehend von der "besten" Resonatorkonfiguration bezüglich der Ausgangsleistung und des Strahlprofils an einem bestimmten Arbeitspunkt) wurde eine Resonatorkonfiguration gefunden, die bei 200 W Pumpleistung pro Kopf eine TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung von etwa 75 W erzeugt. Eine Skalierung der Grundmodeleistung über die Pumpleistung ist möglich, wenn der Resonator gleichzeitig an die veränderten thermischen Gegebenheiten angepasst wird. Abbildung 4.7 zeigt die Versuchsergebnisse hierzu für den Zweistabresonator mit der in Kapitel 4.1 vorgestellten optimalen Pumplichtkonfiguration. Zu jeder Pumpleistung sind mehrere Datenpunkte eingezeichnet, da es stets mehrere Kombinationen der Armlängen gibt, die zu einem Grundmodebetrieb führen (siehe hierzu auch Abbildung 4.2). Generell führt mehr Pumpleistung auch zu mehr Ausgangsleistung. Die in Abbildung 4.7 gezeigte Skalierung ist nur durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert. Bei um einige 10 W höheren Pumpleistungen limitieren zusätzlich mechanische Grenzen des Aufbaus die Skalierbarkeit, da dort die höhere Brechkraft der thermischen Linse nicht mehr durch Verkürzung des kurzen Resonatorarmes kompensiert werden kann.



Abbildung 4.7: Skalierung der TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung mit der Pumpleistung

# 4.4. Pumpen mit verbesserter Strahlqualität

Das für den Advanced LIGO Laser verfolgte Konzept, jeweils sieben 400  $\mu$ m-Fasern zu einem Faserbündel zusammenzufassen hat sich zwar insgesamt bewährt, allerdings sind in der Vergangenheit auch Probleme aufgetreten. So ist die Herstellung der Faserbündel aufwändig und die Enden der Faserbündel können durch zurückreflektiertes Pumplicht zerstört werden. Schäden sind vor allem an den Stellen aufgetreten, an denen die eigentlichen Fasern in ihre Halterung geklebt werden, da der verwendete Klebstoff das Pumplicht absorbiert und somit eine so hohe Temperatur entwickelt, dass es zum Abbrand der Fasern im Halter kommen kann.

Die Entwicklung von Pumplichtkopplern, die die Ausgangsfasern von sieben Laserdioden mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu$ m in eine einzelne 800  $\mu$ m Faser gleicher numerischer Apertur überführen, ist technisch noch nicht ausgereift. Sie funktionieren derzeit nur über einen Zeitraum von einigen Stunden zuverlässig und sind noch nicht kommerziell verfügbar. Vorausblickend soll trotzdem untersucht werden, wie sich die dann bessere Pumplichtqualität auf das Pumpkonzept auswirken würde, indem Pumpfasern verschiedener Kerndurchmesser, jedoch gleicher numerischer Apertur von 0,22, getestet werden. Als Pumpdiode wird wieder das Optotools Laserdiodenmodul verwendet. Es ist mit einer Faser mit einer NA von 0,22 und einem Kerndurchmesser von 300  $\mu$ m ausgestattet, so dass hier ein Strahlparameterprodukt von etwa 33 mm mrad zur Verfügung steht. Um die Übergangsstufen zwischen dieser Faser und einem Homogenisierer mit einem Durchmesser von 3 mm analysieren zu können, wird das Licht in Pumpfasern verschiedener Kerndurchmesser aber gleicher NA oder in Quarzglasstäbe mit 2 oder 3 mm Durchmesser umgekoppelt (Abbildung 4.8). Die Fasern haben jeweils eine Länge von 3 m und werden so verlegt, dass eine hinreichende Durchmischung der Lasermoden stattfindet. Die Glasstäbe haben jeweils eine Länge von 100 mm.



Abbildung 4.8: Aufbau zur Umkopplung des Pumplichtes in verschiedene Fasern und Glasstäbe.

Die Vermessung der Kaustik des Pumplichtes erfolgt mit Hilfe des in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Aufbaus. Bei zunächst jeweils gleich großem Pumpfokusdurchmesser wird die unterschiedliche Strahlqualität für Fasern verschiedener Kerndurchmesser in der Divergenz des Lichtes deutlich. In Abbildung 4.9 sind drei exemplarische Messungen gezeigt. Eine bessere Strahlqualität führt zu einer niedrigeren Divergenz, so dass modenangepasstes Pumpen besser möglich sein sollte. Die Kreuze in Abbildung 4.9 zeigen die Messwerte des Strahlradius, während die Kurve eine Anpassung an den Strahlpropagationsfaktor nach Gleichung 4.3 darstellt [Sie86].

$$\omega(z) = \omega_{min} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot M^2 \cdot (z - z_{min})}{\pi \cdot \omega_{min}^2}\right)^2},$$
(4.3)

wobei z die Position in Propagationsrichtung beschreibt und  $z_{min}$  die Position der Strahltaille.



Abbildung 4.9: Mit kleinerem Strahlparameterprodukt (also kleinerem Faserdurchmesser bei gleicher NA) nimmt die Divergenz deutlich ab.

Die veränderten Strahlkaustiken des Pumplichtverlaufes haben erheblichen Einfluss auf das integrierte Pumplichtprofil im Laserstab und somit auch auf die Modenselektion und die thermischen Parameter im Resonator. Zwar ermöglicht ein niedrigeres Strahlparameterprodukt einen besseren Überlapp zwischen Grundmode und Pumplicht, jedoch können thermische Effekte wie starke Aberrationen den positiven Effekt wieder zunichte machen. Abbildung 4.10 zeigt die Simulation des integrierten absorbierten Pumplichtes für verschiedene Pumpfasern. Der Pumpfokusradius wurde jeweils bei  $\omega$ =1 mm und in der undotierten Endkappe eines Kristalls vom Typ LIGO gehalten. Da der größte Teil des Lichtes bereits in den ersten Millimetern des Kristalls absorbiert wird, hat die Pumplichtverteilung in diesem Bereich einen besonders großen Einfluss auf das integrierte Pumplichtprofil. Da ein großes Strahlparameterprodukt dazu führt, dass die erste interne Reflexion innerhalb des Kristalls nach kürzerer Propagationsstrecke auftritt, wird in diesem Fall ein charak-

teristischer Sockel im integrierten Pumplichtprofil sichtbar. Die Berechnung wurde ohne Berücksichtigung eventuell auftretender Selbstfokussierung durchgeführt, da die Stärke des Effektes ist in diesem Fall weitgehend unbekannt ist.



Abbildung 4.10: Berechnete effektive Pumplichtverteilung in den Kristallen für unterschiedliche Pumpfasern.

Die verschiedenen Pumplichtverteilungen werden in einem Zweikopf-Stehwellenresonator untersucht, wie er in Kapitel 2.2 vorgestellt wurde. In Abbildung 4.11 ist gezeigt, dass bei jeweils gleicher Resonatorkonfiguration die transversale Grundmode bei Pumpleistungen zwischen 130 und 150 W pro Kopf aufgetreten ist. Beim Pumpen mit verschiedenen Fasern ergeben sich also unterschiedliche Stabilitätsverläufe des Resonators, woraus auf die Brechkräfte der jeweils auftretenden thermischen Linsen geschlossen werden kann.

Die Abbildung zeigt, dass mit dieser Resonatorkonfiguration am Grundmode-Arbeitspunkt keine wesentlichen Unterschiede bezüglich der Leistung zwischen der Umkopplung in einen 2 mm-Glasstab und einen 3 mm-Glasstab gefunden werden können. Diese Tatsache ermöglicht die Verwendung eines Homogenisierers mit einem Durchmesser von 2 mm im Funktionsprototypen des Advanced LIGO Oszillators, während in der vorangegangenen Laborprototypenphase noch Homogenisierer mit einem Durchmesser von 3 mm verwendet wurden. Die Verwendung von Homogenisierern mit Durchmesser von weniger als 800  $\mu$ m würde hingegen zu Problemen bei der Leistungsextraktion führen. Der Bereich zwischen 800  $\mu$ m und 2 mm ist produktionstechnisch schwer zu erfassen, da hier Glasstäbe hinreichende Länge nicht mehr auf optische Qualität poliert werden können und



Abbildung 4.11: Kennlinien des Zweistab-Stehwellenresonators bei Verwendung verschiedener Pumpfasern. Als Stabilitätskriterium sind zusätzlich die Strahlradien der transversalen Grundmode aufgetragen (vgl. Abschnitt 2.6).

Fasern wegen der mit dem Durchmesser abnehmenden Bruchgrenze kaum zu handhaben sind.

Die erreichbare Ausgangsleistung im Laserbetrieb hängt maßgeblich von den auftretenden Aberrationen ab. Wegen der Form des Temperaturprofils im Kristall (vergleiche hierzu Kapitel 3.3.4) gilt generell: Je größer die Lasermode ist, desto kleiner ist die thermische Brechkraft und desto größer sind die Aberrationen. In Abbildung 4.12 sind die Verläufe von Brechkraft und sphärischen Aberrationen gegenüber der Lasermodengröße gezeigt. Mit Hilfe eines Wellenfrontsensors kann nachgewiesen werden, dass die sphärischen Aberrationen den weitaus größten Teil der Aberrationen ausmachen (siehe auch [Bus05]). In der Abbildung ist der Zernike Koeffizient  $c_{40}$  für den entsprechenden Aberrations-Term abgebildet (vgl. Gleichung 2.19 und Abbildung 2.20). Ebenfalls in Abbildung 4.12 eingezeichnet sind die integrierten Pumplichtprofile, die den Rechnungen zugrunde liegen. Sie ergeben sich jeweils aus einer Näherung an das zuvor gemessene integrierte Pumplichtprofil. Obwohl sich die Profile nur wenig in ihrer Form unterscheiden, ist der Einfluss ihres Verlaufs auf die Brechkraft und die sphärischen Aberrationen klar erkennbar.



Abbildung 4.12: Sphärische Aberrationen und thermische Brechkraft bei Variation der Lasermodengröße für verschiedene Pumplichtverteilungen. Die Simulationsergebnisse wurden mit Hilfe der Software RodDesigner gewonnen.

Die Stärke der Aberrationen in den Experimenten wurde mit einem Algorithmus abgeschätzt, in den zunächst die Pumplichtverteilung aus den Messungen der integrierten Fluoreszenz eingehen. Ist die spektrale Verteilung des Pumplichtes, die Kühlwassertemperatur und die Dotierungskonzentration des Kristalls bekannt, lässt sich mit einer zunächst angenommenen Lasermodengröße die Stärke von sphärischen Aberrationen und Brechkraft abschätzen. Mit Hilfe der gewonnenen Werte kann der Stabilitätsbereich des Zweikopfresonators und damit die Position des Grundmode-Arbeitspunktes abgeschätzt werden. Passt das so gewonnene Simulationsergebnis nicht zu den experimentellen Beobachtungen, so müssen Brechkraft und Lasermodengröße iterativ angepasst werden (vgl. Abb. 4.13).

Bemerkenswert ist, dass für die 800  $\mu$ m-Faser (rote Kurven in Abbildung 4.12) auf diesem Weg geringere Aberrationen und eine kleinere thermische Brechkraft ermittelt wurden, als für die 300  $\mu$ m-Faser (also ein kleineres Strahlparameterprodukt) und den 3 mm Glasstab (also ein größeres Strahlparameterprodukt).



Abbildung 4.13: Schema zur Berechnung der Aberrationen

Durch eine Änderung der Länge des langen Resonatorarmes können über den veränderten Lasermodendurchmesser auch die sphärischen Aberrationen vergrößert bzw. verkleinert werden. Es stellt sich dann heraus, dass es für jede Pumplichtverteilung stets ein Optimum gibt, bei dem die Aberrationen nicht zu stark sind, zugleich aber auch die Lasermode nicht zu klein ist. An diesem Optimum ist der Überlapp gut genug, um eine hohe Ausgangsleistung zu erzeugen (Abbildung 4.14, am Beispiel für eine Pumpfaser mit 800  $\mu$ m Kerndurchmesser). Das Ergebnis, dass sehr hohe Aberrationen (hervorgerufen durch einen großen Lasermodenradius im Verhältnis zum Laserstabradius in Kombination mit einer guten Pumplichtqualität) zu einer deutlich verringerten Ausgangsleistung und einem Ring um das eigentliche Strahlprofil führen, wurde auch von Bourderionnet *et al.* [Bou02] beobachtet. Hiernach führen die sphärischen Aberrationen wegen der veränderten Form der thermischen Linse zu einem Aufspalten des zweiten Stabilitätsbereiches in einen paraxialen und einen marginalen Bereich, was letztlich zum Auftreten von Seitenflügeln im Strahlprofil führt.



Abbildung 4.14: Einfluss der sphärischen Aberrationen auf Ausgangsleistung und Strahlprofil am Beispiel einer Faser mit einem Kerndurchmesser von 800 μm. Die Zahlen neben den Messpunkten entsprechen Pumpleistungen pro Kristall.

Die Versuche zum Pumpen mit Fasern unterschiedlicher Kerndurchmesser haben gezeigt, dass eine höhere Pumplichtqualität in einem Zweistabstehwellenresonator nicht zwangsläufig zu einer guten Laserstrahlqualität bei hohen Ausgangsleistungen führt. Entscheidend ist das Ausmaß der auftretenden (sphärischen) Aberrationen. Bei gleicher Pumpfokusgröße sind die geringsten Aberrationen bei einem Pumpfaserdurchmesser von 800  $\mu$ m - also einer Faser mit mittlerem Durchmesser - berechnet und beobachtet worden. Vor allem die Form des integrierten Pumplichtprofils beeinflusst die Stärke der thermischen Effekte: Je stärker der auftretende radiale Intensitätsgradient ist, desto stärker ausgeprägt sind die Aberrationen.

Des weiteren konnte gezeigt werden, dass ein gewisses Maß an sphärischen Aberrationen für eine hohe TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung förderlich ist. Für die vorgestellten Resonatorkonfigurationen in Kombination mit einer Faser mit einem Kerndurchmesser von 800  $\mu$ m lag dieser Wert bei etwa 0,05  $\mu$ m – für andere Pumpfasern ergeben sich jedoch andere Werte, so dass keine allgemein gültigen Aussagen getroffen werden können.

# 4.5. Segmentierte Kristalle

In Kapitel 3.3.3 wurde ein Kristalldesign vorgestellt, für das der homogen dotierte Teil des bislang verwendeten LIGO-Kristalls durch drei Segmente unterschiedlicher Dotierung ersetzt wird. Die Simulationen ergaben, dass bei gleicher absorbierter Pumpleistung in einem Kristall mit dotierten Segmenten der Längen 22 mm, 11 mm und 7 mm und Nd-Konzentrationen von 0,1, 0,23 und 0,6 at.% im Vergleich zum Standardkristall niedrigere Temperaturgradienten entlang der Stabachse auftreten. Gleichzeitig kann auf den Pumplichtdoppeldurchgang verzichtet werden. In diesem Abschnitt soll nun der segmentierte Kristall mit dem bislang verwendeten LIGO-Kristall auch experimentell verglichen werden. Die Überprüfung der Nd<sup>3+</sup>-Konzentration wird mit Hilfe der in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Methoden, nämlich einer Fluoreszenzmessung mit Hilfe eines Ti:Sa und einer Absorptionsmessung entlang der Stabachse, vorgenommen. Abbildung 4.15 zeigt links das Ergebnis einer Messung, die mit Hilfe des Fluoreszenzaufbaus gewonnen wurde und rechts das Ergebnis der Absorptionsmessung. Für die Auswertung der zugrunde liegenden Fluoreszenzmessung ist hier nur die Auswertung bei einer Wellenlänge von 807,5 nm, also in einem Bereich hoher Absorption gezeigt. Wegen des Pumplicht-Einfachdurchgangs genügt für diese Kristalle zur Ermittelung des Absorptionskoeffizienten eine Anpassung an eine einfache exponentielle Kurve.



Abbildung 4.15: Experimentelle Bestimmung der Dotierungskonzentration eines dreifach segmentierten Kristalls (links: Fluoreszenzmessung, rechts: Absorptionsmessung mit den gewünschten Dotierungen in rot).

Beide Datensätze zeigen, dass die gewünschten Neodym-Konzentrationen bei der Herstellung recht präzise eingehalten wurden.

Eine Möglichkeit, unterschiedliche Kristalle im Laserbetrieb zu vergleichen, ist, sie in einem kurzen Einzelstab Multimode-Resonator zu betreiben. Als Beurteilungskriterium kann dann die Ausgangsleistung herangezogen werden. Da die segmentierten Kristalle so ausgelegt wurden, dass die Absorption und die thermischen Eigenschaften mit denen eines gleich großen, mit 0,1 at.% dotierten Kristalls im Doppeldurchgang vergleichbar sind, können diese Kristalltypen direkt verglichen werden (Abbildung 4.16). Die extrahierbaren Ausgangsleistungen sind in beiden Fällen ähnlich und die etwas flacher verlaufende Kurve des segmentierten Kristalls ist wahrscheinlich auf Ungenauigkeiten bei der Positionierung des Kristalls während des Einbaus in die Spülkammer zurückzuführen. Für beide Kristalltypen kann bei einer Pumpleistung von 200 W mit einem Resonator diesen Typs eine Laserleistung um 80 W erreicht werden.



Abbildung 4.16: Vergleich der extrahierbaren Ausgangsleistung von segmentiertem und homogen dotiertem Kristall.

Durch eine Vergrößerung der Distanz zwischen Kristall und Auskoppelspiegel kann das thermo-optische Verhalten eines Resonators für beide Kristalle nach der in Kapitel 2.7 beschriebenen Abknickmethode bestimmt werden. Abbildung 4.17 zeigt die Lage der so bestimmten Abknickpunkte bei etwa 140 W Pumpleistung. Auf eine Berechnung der thermischen Brechkraft soll an dieser Stelle verzichtet werden, da diese Information in erster Linie für Resonatoren mit grundmodigen Strahlprofilen relevant sind. Es ist aber festzustellen, dass sich die Kristalle, wie nach den Berechnungen in Kapitel 3.3.3 zu erwarten, gleich verhalten.



Abbildung 4.17: Vergleich der Lage des Abknickpunktes von segmentierten und homogen dotierten Kristallen.

Das Verhalten in einem doppelbrechungskompensierten Zweistab-Resonator sollte sich für beide Kristalltypen kaum unterscheiden, da die thermisch verursachten Aberrationen und auch die Brechkräfte der (über den Kristall integrierten) thermischen Linsen rechnerisch gleich sind. Da der Wärmeeintrag jedoch lokale Maxima an drei verschiedenen Stellen entlang der Kristallachse zeigt, bleibt noch die Frage offen, ob die Abbildung der Hauptebenen der Kristalle mittels der 4f-Abbildung auch hier funktioniert. In Abbildung 4.18 ist gezeigt, wie sich der Stabilitätsbereich verändert, wenn statt einer dünnen (thermischen) Linse drei Linsen (nämlich eine für jedes Segment) angenommen werden. Für die Berechnung der thermischen Linsen wurden die in Tabelle 3 angenommenen Werte zugrunde gelegt, welche nach Wilhelm [Wil09] ermittelt werden können:

Segment Nr.	Absorb. Leistung	Brennweite bei 200 W absorb. Leistung
1	116,15 W	340 mm
2	51,42 W	852 mm
3	22,85 W	1824 mm
gesamt	190,42 W	214,45 mm ( $\frac{1}{340}$ mm+ $\frac{1}{853}$ mm+ $\frac{1}{1824}$ mm $\approx \frac{1}{214}$ mm)
Typ ,,LIGO"	191,1 W	215 mm

Tabelle 3: Thermisches Verhalten der einzelnen Segmente. Die absorbierte Leistung wurde mit der Eingangsleistung berechnet, die im vorangegangenen Segment nicht absorbiert wurde. In der letzten Zeile sind vergleichend die Werte für den Standardkristall gezeigt.

Die insgesamt absorbierte Leistung liegt also bei etwa 190 W, was mit der absorbierten Leistung in genanntem homogen dotierten Kristall vergleichbar ist. Auch die thermischen Brennweiten sind mit jeweils knapp 215 mm pro Kristall insgesamt vergleichbar.

Abbildung 4.18 zeigt, dass der Stabilitätsbereich rechnerisch wegen einer leicht unterschiedlichen Lage der Hauptebenen der Linsen etwas verschoben ist. Um diesen Unterschied auszugleichen, ist eine Verkürzung der kurzen Armlänge des Resonators um 0,5 mm notwendig. In der Praxis ist ein Unterschied in dieser Größenordnung jedoch vernachlässigbar.



Abbildung 4.18: Vergleich der Stabilitätsbereiche (links) und Grundmoderadien (rechts) von segmentiertem und homogen dotiertem Kristall.

In einem doppelbrechungskompensierten asymmetrischen Zweistabresonator werden mit Resonatorarmlängen von jeweils 535 mm (langer Resonatorarm) und 100 mm (kurzer Resonatorarm) die in Abbildung 4.19 dargestellten Ausgangsleistungen gemessen. Als Pumplichtquelle wird abermals das vorgestellte Faserbündel aus sieben Fasern in Kombination mit einem Homogenisierer mit einem Durchmesser von 2 mm verwendet. Der Radius des Pumpfokus liegt bei 0,95 mm. Die Resonatoren werden so ausgelegt, dass der Grundmodebetrieb bei einer Pumpleistung von 200 W auftritt.



Abbildung 4.19: Vergleich der Ausgangsleistungen der untersuchten Kristalle in einem doppelbrechungskompensierten Zweistab-Resonator.

Sowohl die Ausgangsleistung als auch die Strahlprofile sind für die beiden Fälle vergleichbar. Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass diese Kristalle im Laserbetrieb gleichwertig mit den homogen dotierten sind. Ein Vorteil dieser Kristalle ist, dass auf den Pumplicht-Doppeldurchgang verzichtet werden kann. Hierdurch werden eventuelle Rückreflexe auf die Pumpoptik bzw. -dioden, wie sie z. B. bei einer Pumpwellenlänge<sup>8</sup>, die zu geringerer Absorption im Nd: YAG Kristall führt, auftreten, minimiert. Allerdings sind Kristalle dieses Typs aufwändiger in der Herstellung, da drei verschiedene Dotierungen zur Verfügung stehen müssen. Zudem ist die Anzahl der Bondingstellen von zwei auf fünf (denkbar wären auch mehr) gestiegen.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>Besonders kritisch ist diesbezüglich der Zeitraum direkt nach dem Einschalten der Dioden, weil diese dann noch nicht ihre Arbeitstemperatur erreicht haben und daher mit etwas zu niedriger Pumpwellenlänge emittieren, was zur Folge hat, dass ein größerer Teil des Pumplichtes nicht in den Kristallen absorbiert werden kann.

## 4.6. Pumpen neben dem Absorptionsmaximum

Wie in Kapitel 3.3.4 beschrieben, können die bislang verwendeten LIGO-Laserkristalle durch höher dotierte Kristalle mit gleichen Dimensionen ersetzt werden. Die höhere Absorption solcher Kristalle muss durch Wahl einer Pumpwellenlänge ausgeglichen werden, die nicht direkt im Nd:YAG Absorptionsmaximum liegt, damit die thermo-optischen Effekte gleich bleiben und die Bruchspannung der Kristalle nicht überschritten wird. Höher dotierte Kristalle sind im Allgemeinen besser kommerziell erhältlich. Die theoretischen Betrachtungen in Kapitel 3.3.4 haben ergeben, dass Kristalle mit einer Dotierung von 0,7 at.% und eine Pumpwellenlänge von 802 nm optimal geeignet sind.

Da zur experimentellen Verifizierung sowohl die Pumpoptik, als auch die Pumpdioden unverändert bleiben sollen, wird im folgenden Abschnitt zunächst die Eignung der Pumpdiode hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften demonstriert. Anschließend wird die Nd:YAG-Konzentration verschieden hoch dotierter Kristalle vermessen, um die Herstellerangaben zur Dotierungsgenauigkeit zu prüfen. In den anschließenden Laserversuchen wird dann untersucht, inwieweit die Ausgangsleistung und die Strahlqualität den Erwartungen entsprechen. Ein Vergleich mit den bislang verwendeten Kristallen erfolgt durch die Messung der Leistungsfluktuationen der Laserleistung für beide Kristalle und durch das Verhalten bei kleinen Variationen der Pumpwellenlänge und der Resonatorarmlängen, um die Eignung der hoch dotierten Kristalle für das LIGO-Lasersystem zu evaluieren. Die Versuchsergebnisse können dann auch verwendet werden, um Aussagen über den bisher als konstant angenommenen Heizwirkgrad in Abhängigkeit von der Dotierung zu treffen.

#### 4.6.1. Diodencharakteristik

Der Umstand, dass für dieses Experiment kein Tausch der Pumpdioden notwendig ist, ist der Tatsache zu verdanken, dass bei einer erwünschten Pumpleistung von 200 W pro Laserdiodenbox, eine Pumpwellenlänge, die zu dem Nd:YAG-Absorptionsmaximum bei 808 nm passt, bei den hier verwendeten einzeln temperierbaren Laserdioden erst bei einer recht hohen durchschnittlichen Betriebstemperatur von etwa 32 °C erreicht wird. Durch Kühlung der Laserdioden kann die Wellenlänge zu niedrigeren Werten verschoben werden – allerdings ist die minimale Betriebstemperatur durch das Auftreten von Kondensation der Feuchtigkeit aus der Umgebungsluft gegeben (Anhang A.2). Bei den gegebenen Laborbedingungen liegt daher die minimale Diodenbetriebstemperatur bei 14 °C. Abbildung 4.20 zeigt die (Gesamt-)Wellenlänge einer Laserdiodenbox in Abhängigkeit von der Temperatur. Es ergibt sich eine Steigung von 0,32 nm pro °C, und die gewünschte Wellen-

länge von 802 nm kann (bei hinreichend trockener Laborluft) knapp erreicht werden. Die spektrale Breite des Emissionsspektrums ist in Abbildung 4.20 Halbwertsbreite (FWHM, full width at half maximum) dargestellt und ändert sich kaum bei den unterschiedlichen Betriebstemperaturen.



Abbildung 4.20: Charakteristik der Pumpdioden: In einem Temperaturbereich zwischen 14 und 32 °C und bei einer Gesamtausgangsleistung von 200 W kann das Emissionsmaximum zwischen 802,3 und 808 nm verschoben werden.

#### 4.6.2. Kristallcharakterisierung

Mit Hilfe der in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Absorptionsmessung wird die Dotierung verschiedener Kristalle vermessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Entgegen den Herstellerangaben hängt die Stärke des longitudinalen Gradienten in der Dotierungskonzentration von der Dotierung selbst ab und steigt mit dieser. Die Änderung der Dotierung pro Millimeter entlang der Stabachse ist in Abbildung 4.21 angegeben. Auch die dem Hersteller genannten Spezifikationen wurden nicht vollständig eingehalten: Statt der erwarteten Dotierungen von 0,5, 0,6 und 0,7 at.% (mit Toleranzen von jeweils  $\pm$  0,01 at.%) ergab die Messung Werte von durchschnittlich 0,48, 0,68 und 0,75 at.%. In Abbildung 4.21(a) ist zusätzlich die Messung für den Kristall vom Typ "LIGO" abgebildet, der eine Dotierung von 0,1 at.% haben sollte. Es wurde für diesen Kristall eine mittlere Dotierung von 0,13 at.% ermittelt.



Abbildung 4.21: Vermessung der Dotierung der Testkristalle mit Hilfe der Absorption. Nominelle Dotierungen: (a): 0,1 at.%, (b): 0,5 at.%, (c): 0,6 at.%, (d): 0,7 at.%

#### 4.6.3. Oszillatorcharakteristik

Der mit im Mittel 0,68 at.% dotierte Kristall wurde für den direkten Vergleich mit den LIGO-Kristallen in einem Zweistab-Stehwellenresonator, wie er in Kapitel 4.1 beschrieben wurde, untersucht. Die Dotierung kommt der in Kapitel 3.3.4 vorgeschlagenen von 0,7 at.% am nächsten, so dass wegen des vergleichbaren Stabilitätsbereiches sowohl die Ausgangsleistung, als auch die Strahlprofile in beiden Fällen identisch sein sollten. In Abbildung 4.22 ist die Laserausgangsleistung gegen die Pumpleistung für den LIGO-bzw. den mit 0,68 at.% dotierten Kristall (bei jeweils angepasster Pumpwellenlänge) aufgetragen. Der Arbeitspunkt, an dem ein Grundmodebetrieb erreicht wird, ist in der linken Abbildung durch einen grauen Kreis gekennzeichnet. Man erkennt, dass die Verhältnisse in dem bei einer Wellenlänge von 802 nm gepumpten Kristall (Abbildung 4.22, rechts) grundsätzlich anders sind: Am Arbeitspunkt bei 200 W Pumpleistung wird trans-

versal multimodige Strahlung emittiert. Der Grundmode tritt bei einer deutlich niedrigeren Pumpleistung – nämlich bei 120 W pro Kopf – auf. Die extrahierte Leistung an diesem Punkt beträgt wegen der geringeren Pumpleistung nur 45 W. Das lokale Minimum der Ausgangsleistung bei einer Pumpleistung von 150 W pro Kopf ist dadurch erklärbar, dass hier überwiegend Moden anschwingen, die einen geringen Überlapp mit dem Pumplicht zeigen.



Abbildung 4.22: Links: Ausgangsleistung und berechnete Strahlradien für verschiedene transversale Moden in einem doppelbrechungskompensierten Zweistabresonator mit 0,13 at.% dotierten Kristallen, gepumpt bei 808 nm. Rechts: Ausgangsleistung und Strahlprofile des gleichen Resonators mit 0,68 at.% dotierten Kristallen, gepumpt bei 802 nm.

Die Tatsache, dass der zweite Stabilitätsbereich des Lasers bei niedrigeren Pumpleistungen beginnt, deutet darauf hin, dass die Brechkraft der thermischen Linse bei Verwendung der höher dotierten Kristalle erhöht ist. Dieser Effekt kann durch eine Verkürzung der kurzen Resonatorarmlänge ausgeglichen werden. Eine Reduktion um 33 mm führt dazu, dass der Grundmodebetrieb zum einen wieder am gewünschten Arbeitspunkt auftritt. Zum anderen ist die Laserleistung von 72 W an diesem Punkt vergleichbar mit der, die mit niedrig dotierten Kristallen erreicht werden kann (Abbildung 4.23, links). Zum Vergleich wurden in diesem Aufbau bei einer Pumpwellenlänge von 802 nm auch die Kristalle untersucht, die mit 0,48 at.% dotiert sind. Auch in diesem Fall ist die Brechkraft der thermischen Linse höher als bei den mit 0,13 at.% dotierten Kristallen (jedoch niedriger, als bei den mit 0,68 at.% dotierten Kristallen). Hier kann durch das Verkürzen der Resonatorlänge um 25 mm im Vergleich zum Ausgangsfall die gleiche Leistung und Strahlqualität erreicht werden (Abbildung 4.23, rechts). Der Abfall der Ausgangsleistung des mit 0,68 at.% dotierten im Vergleich zum Anstieg der Leistung des mit 0,48 at.% dotierten Kristalles bei Pumpleistungen, die oberhalb des Arbeitspunktes liegen, lässt sich dadurch erklären, dass die Stabilitätsbereiche der nächsthöheren transversalen Moden unterschiedlich weit in Richtung einer höheren Pumpleistung verschoben sind. Die Modenstruktur bei einer Pumpleistung von 210 W pro Kopf sieht daher in den beiden Fällen unterschiedlich aus. Der mit 0,48 at.% dotierte Kristall entspricht also eher (aber nicht vollständig) einem Kristall, der den "LIGO"-Kristall ersetzen könnte. Die weiteren Betrachtungen werden daher an Kristallen mit dieser Dotierung bei einer Pumpwellenlänge von 802 nm vorgenommen. Hinsichtlich der Absorption erwartet man zwischen der ursprünglich für diese Dotierungskonzentration errechneten Wellenlänge von 803,5 nm (Abbildung 3.27) und 802 nm lediglich einen Unterschied von 4 %.



Abbildung 4.23: Ausgangsleistung und Modenradien für einen Zweistabresonator, der mit 0,68 at.%dotierten Kristallen (links) beziehungsweise mit 0,48 at.%-dotierten Kristallen (rechts) betrieben wird. Der Grundmode tritt in beiden Fällen bei der gleichen Pumpleistung auf und auch die Ausgangsleistungen sind vergleichbar. Die kurze Resonatorseite wurde jeweils entsprechend angepasst.

Mit Hilfe der Armlängen am jeweiligen Arbeitspunkt kann die Brechkraft der thermischen Linse rechnerisch ermittelt werden. Statt 0,0232 dpt/W für den mit 0,13 at.% dotierten Kristall liegt sie für den mit 0,68 at.% dotierten Kristall bei etwa 0,0345 dpt/W und für den mit 0,48 at.% dotierten bei 0,0282 dpt/W. Der Effekt ist auf die Erhöhung des Heizwirkgrades mit der Dotierung zurückzuführen, wie sie bereits in Kapitel 3.3.4 angedeutet wurde. Durch die Experimente ist nun auch eine quantitative Analyse dieses Effektes möglich, wie sie im folgenden Abschnitt dargestellt wird.

#### 4.6.4. Der Heizwirkgrad

Über die Länge des kurzen Resonatorarmes kann auf die Brechkraft der thermischen Linse im Resonator zurückgeschlossen werden, indem in einer Simulation die Armlängen als gegeben angenommen werden, bei denen der Grundmodebetrieb beobachtet wird und dann die thermische Brechkraft so anpasst wird, dass die Lage des Stabilitätsbereiches zum beobachteten Laserverhalten passt. In Abbildung 4.24 ist dargestellt, wie sich die so ermittelte Brechkraft in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration verändert.



Abbildung 4.24: Gemessene thermische Brechkraft in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration bei einer Pumpleistung von 200 W.

Der Anstieg der thermisch induzierten Brechkraft mit der Dotierstoffkonzentration deutet darauf hin, dass bei einer höheren Dotierung bei gleicher absorbierter Pumpleistung mehr Heizleistung entsteht. Dieser Effekt wurde bereits von Brown [Bro98] eingehend untersucht. Die Möglichkeit, die anfallende Wärme in einem Lasermaterial exakt zu bestimmen, ist wichtig, um thermische Effekte abschätzen zu können und so den Laserresonator entsprechend auslegen zu können. Darüber hinaus können die durch die Wärme induzierten Aberrationen die Ausgangsleistung und / oder die Strahlqualität des Lasers prinzipiell limitieren. Die absorbierte Pumpleistung wird in Wärme, Fluoreszenz und stimulierte Emission umgewandelt.

Startpunkt bei Brown [Bro98] ist eine Ratengleichung, die die zeitliche Entwicklung der Ionendichte im metastabilen Zustand als Funktion der Neodym-Ionendichte  $\rho$  beschreibt. Darin werden von der Pumprate, mit der die Ionen in den metastabilen Zustand gebracht werden, Terme abgezogen, die die verschiedenen Relaxationsprozesse (Konzentrations-löschen<sup>9</sup>, stimulierte Emission, Upconversion) repräsentieren. Die Gleichungen für die

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Übersteigt die Anzahl der Neodym-Ionen einen bestimmten Wert, wird der Abstand zwischen den Ionen so klein, dass ein Energietransfer zwischen den Ionen stattfindet. Die Anregungsenergie kann dann z.B. durch Gitterfehler oder Verunreinigungen strahlungslos verloren gehen.

zu den einzelnen Prozessen gehörenden Leistungsdichten ergeben sich durch Multiplikation der Rate mit dem jeweiligen Prozess. Die Anteile von Wärme  $\eta_h$ , Fluoreszenz  $\eta_F$ und stimulierter Emission  $\eta_L$  erhält man durch Division der jeweiligen Leistungsdichten durch die insgesamt absorbierte Leistungsdichte. Für den Anteil der Heizleistung erhält man nach Brown [Bro98]:

$$\eta_h(\rho) = (1 - \eta_e(\rho)\frac{\overline{v}_m}{\overline{v}_p}) + \frac{\eta_e(\rho)\overline{v}_m}{(F(\rho) + 1 + \xi)\overline{v}_p} \cdot (F(\rho) + \frac{S_J}{\overline{v}_m} + \xi\frac{\overline{v}_T}{\overline{v}_m}).$$
(4.4)

Für den Anteil der Fluoreszenz erhält man:

$$\eta_F(\rho) = \frac{\eta_e(\rho)}{F(\rho) + 1 + \xi} \cdot \frac{\overline{v_m}}{\overline{v_p}} \cdot (1 - \frac{S_J}{\overline{v_m}}), \qquad (4.5)$$

mit  $F(\rho) = \exp(0,0668\rho^{2,67}) - 1$ .

Für den Anteil stimulierter Emission gilt:

$$\eta_L(\rho) = \frac{\eta_e(\rho)}{F(\rho) + 1 + \xi} \cdot \frac{\overline{v}_m}{\overline{v}_p} \cdot (1 - \frac{\overline{v}_T}{\overline{v}_m}).$$
(4.6)

Die in den Gleichungen genannten Größen können ebenfalls der Publikation von Brown [Bro98] entnommen werden und sind in Tabelle 4 zusammengefasst.
## Systemoptimierung

Größe	Bezeichnung	Wert	
$\eta_e( ho)$	Anteil inaktiver Ionen	steigt linear mit der Dotierung	
$\overline{v}_m$	Wellenzahl für den Übergang zwi- schen Grundzustand ( ${}^{4}I_{9/2}$ ) und metastabilen Energieniveau ( ${}^{4}F_{3/2}$ )	$11507 \text{ cm}^{-1}$	<sup>4</sup> F <sub>5/2</sub>
v <sub>p</sub>	Wellenzahl für den Übergang zwi- schen Grundzustand und dem Ener- gieniveau, in das gepumpt wird $({}^{4}F_{5/2})$	12376 cm <sup>-1</sup>	808 nm 1064 nm
v <sub>T</sub>	Wellenzahl für den Übergang zwi- schen Grundzustand und Energieni- veau, in das die angeregten Ionen beim Lasen relaxieren ( ${}^{4}I_{11/2}$ )	2211 cm <sup>-1</sup>	<sup>4</sup> l <sub>9/2</sub> <u> </u>
S <sub>J</sub>	Wellenzahl zum Schwerpunkt der Mannigfaltigkeit des Grundzustan- des	$1834 \text{ cm}^{-1}$	
ξ	Verhältnis von Laserphotonendich- te zu Sättigungsdichte. Die Sätti- gungsdichte ist die Photonendich- te, bei der die Verstärkung auf die Hälfte der Kleinsignalverstärkung absinkt.	14 (für einen La- sermodenradius von 700 $\mu$ m, einer Ausgangs- leistung von 80 W und einem Auskoppelgrad von 25 %)	

Tabelle 4: Erklärung zu den in Gleichungen 4.4, 4.5 und 4.6 verwendeten Größen, beteiligte Energieniveaus von Nd:YAG.

Ein Mechanismus, der zu einem hohen Wärmeeintrag führen kann, ist ein gewisser Anteil inaktiver Neodym-Ionen, sogenannte *dead sites*. Abbildung 4.25 zeigt die Anteile von Wärme, Fluoreszenz und stimulierter Emission. Deutlich sichtbar ist der Anstieg des Wärmeanteils mit der Dotierung auf Kosten der spontanen und stimulierten Emission. Trotzdem konnte bei hohen Dotierungen im Experiment in etwa die gleiche Laserleistung in der Grundmode beobachtet werden, wie im Falle niedrig dotierter Kristalle. Allerdings konnte bei hoher Dotierstoffkonzentration keine Laserleistung im ersten Stabilitätsbereich emittiert werden, was möglicherweise auf die geringere stimulierte Emission zurückzuführen ist.

Für die Kurven in Abbildung 4.25 wurde der Anteil inaktiver Ionen mit 22 % und eine Pumplichtsättigung von 14 angenommen. Mit diesen Werten kann eine gute Übereinstim-

mung zwischen den theoretischen Kurven und den experimentellen Ergebnissen, wie sie aus der thermischen Brechkraft abgeschätzt werden können, ermittelt werden. Der im Vergleich zu den Literaturwerten von 10 bis 15 % [Bro98, Web99] hohe Prozentsatz inaktiver Ionen kann durch den Ziehprozess der Kristalle bedingt sein.



Abbildung 4.25: Experimentelle Daten des im gepumpten Kristall entstehenden Wärmeanteils am insgesamt absorbiertem Pumplicht und simulierte Kurven für die Anteile Wärme, stimulierter und spontaner Emission.

#### 4.6.5. Toleranzanalysen

Im folgenden Abschnitt soll vergleichend untersucht werden, wie hoch Fluktuationen in der Ausgangsleistung eines Grundmoderesonators sind, der aus mit 0,13 at.% bzw. 0,48 at.% dotierten Kristallen aufgebaut ist. Darüber hinaus wird ermittelt, wie sich Schwankungen in der Pumpwellenlänge und eine Änderung der Resonatorarmlängen auf das Strahlprofil und die Ausgangsleistung auswirken.

## Rauschen des Oszillators

Da das Absorptionsspektrum von Nd: YAG bei einer Wellenlänge von 808 nm einen recht hohes und schmales Maximum aufweist (siehe Abbildung 3.26), könnte man annehmen, dass kleine Änderungen der Pumpwellenlänge, die zum Beispiel durch Fluktuationen der Diodentemperaturen entstehen, einen Einfluss auf die Absorption und damit auf die Leistungsrauscheigenschaften des Oszillators haben. Das Absorptionsspektrum bei 802 nm ähnelt eher einem Plateau, so dass sich Schwankungen in der Wellenlänge weniger stark auswirken sollten. Abbildung 4.26 zeigt die gemessenen Leistungsschwankungen für beide Pumpwellenlängen, wie sie bei ansonsten gleichen Umgebungsbedingungen mit einer Photodiode gemessen wurden. In beiden Fällen liegen die Peak-zu-Peak Schwankungen in einem Bereich von 8 %. Diese Tatsache deutet darauf hin, dass Schwankungen in der Wellenlänge der Pumpdioden die Leistungsfluktuationen des Oszillators nicht dominieren<sup>10</sup>.



Abbildung 4.26: Leistungsfluktuationen des Zweistabresonators am jeweiligen Arbeitspunkt für einen mit 0,13 at.% und einen mit 0,48 at.% dotierten Kristall. Die Samplingrate beträgt jeweils 250 kHz.

#### Variation der Pumpwellenlänge

Die Auswirkungen auf die Ausgangsleistung und die Modenstruktur, die bei Abweichung von der Pumpwellenlänge, auf die Resonator und Kristall ausgelegt sind, auftreten, ist in Abbildung 4.27 für 0,13 at.%-dotierte (links) und 0,48 at.%-dotierte Kristalle (rechts) gezeigt. Die graue Kurve zeigt jeweils den rechnerischen Überlapp zwischen dem Absorptionsspektrum und dem Pumplichtspektrum mit einer spektralen Breite von 2,5 nm. Im

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>Die Rauschquellen des Lasers sollen an dieser Stelle nicht weiter untersucht werden. Einen groben Überblick verschafft Kapitel A.3

höher dotierten Fall führt eine größere Pumpwellenlänge zu höherer Absorption und einer stärkeren thermischen Brechkraft. Hierdurch schwingen transversale Moden höherer Ordnung an, was durch das größere Modenvolumen auch zu einer größeren Ausgangsleistung führt. Der letzte Datenpunkt in Abbildung 4.27, rechts, zeigt eine etwas niedrigere Leistung als der vorhergehende, da hier eine Mode anschwingt, deren transversale Struktur nur einen schlechten Überlapp mit dem Pumplichtprofil erlaubt. Im niedrig dotierten Fall befindet sich der Arbeitspunkt dagegen nicht in einem Absorptionsminimum, sondern auf dem Absorptionsmaximum. Bei Variation der Pumpwellenlänge wird der Überlapp in jedem Fall kleiner, was jeweils zu einer Leistungsabnahme führt. Es kann in diesem Fall lediglich die transversale Grundmode anschwingen, jedoch wandert der Arbeitspunkt bei Variation der Pumpwellenlänge an den Rand des Stabilitätsbereiches, was zu den in Abb. 4.27 gezeigten verzerrten Strahlprofilen führt.



Abbildung 4.27: Strahlprofil und Laserleistung bei Variation der Pumpwellenlänge durch Variation der Pumpdiodentemperatur für einen Zweistabresonator mit 0,13 at.% (links) bzw. 0,48. at.% (rechts) dotierten Kristallen.

#### Längenänderungen der Resonatorarme

Analog zu den in Kapitel 4.1 gezeigten Versuchen wurde auch für die höher dotierten Kristalle gemessen, wie sich eine Variation der Resonatorarmlängen auswirkt.

Eine Variation der langen Resonatorseite führt zu einer Veränderung der Lasermodengröße innerhalb des Resonators und damit zu einer Veränderung des Überlapps zwischen Pump- und Lasermode. Abbildung 4.28 zeigt für einen Resonator mit 0,48 at.% dotierten Kristallen, dass die Länge des Auskoppelarmes wenig empfindlich hinsichtlich der Laserleistung und des Modenprofils ist. Wie schon für die mit 0,1 at.% dotierten Kristalle gezeigt, lässt sich die Ordnung der anschwingenden transversalen Mode mit diesem Stellglied kaum beeinflussen, jedoch wird auch hier die Qualität des Grundmodes hinsichtlich auftretender Strukturen um das Strahlprofil durch die sich ändernde Modengröße beeinflusst. Für die Ausgangsleistung gibt es wieder eine optimale Lasermodengröße (bzw. lange Resonatorarmlänge), bei der der Überlapp zwischen Pumplicht und Lasermode ausreichend groß und die auftretenden Aberrationen noch hinreichend klein sind.



Abbildung 4.28: Verhalten der Ausgangsleistung bei Variation der langen Resonatorarmlänge und zugehörige Strahlprofile. Getestet mit 0,48 at.% dotierten Kristallen, 802,1 nm Pumpwellenlänge, 200 W Pumpleistung pro Kopf.

Eine Änderung der kurzen Resonatorarmlänge dagegen führt auch hier zu einer Änderung des Strahlprofils, da hierdurch ein Verschieben des Stabilitätsbereiches zu anderen Pumpleistungen bewirkt wird. Abbildung 4.29 zeigt für den mit 0,48 at.% dotierten Kristall, dass die Grundmodeleistung über die Pumpleistung skaliert werden kann, wenn die kurze Resonatorseite entsprechend angepasst wird. Für Pumpleistungen ab 250 W pro Kristall nimmt die TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung nur noch wenig zu, da die Pumpwellenlänge hier wegen der in Anhang A.2 genannten Limitierungen nicht mehr über die Diodentemperatur angepasst werden konnte.

Identische Versuche mit den 0,68 at.% dotierten Kristallen haben gezeigt, dass das qualitative Verhalten des Resonators bei Variation der Resonatorlängen vergleichbar und auch hier eine Leistungsskalierung möglich ist.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, dass bereits die Charakterisierung des im Vergleich zu den Standard LIGO-Kristallen höher dotierten Materials gezeigt hat, dass



Abbildung 4.29: Verhalten der Ausgangsleistung bei Variation der kurzen Resonatorarmlänge und gleichzeitiger Anpassung der Pumpleistung. Für alle Messpunkte kann ein transversal grundmodiges Strahlprofil beobachtet werden (0,48 at% dotierte Kristalle, 802,0 nm Pumpwellenlänge).

die Erwartungen an eine bessere absolute Genauigkeit bei der Wahl der Dotierung und an einen niedrigeren absoluten Dotierungsgradienten nicht erfüllt werden können. Der Betrieb in einem doppelbrechungskompensierten Zweistabresonator führt außerdem zu dem Ergebnis, dass die thermische Linse eine deutlich stärkere Brechkraft aufweist, als die vorangegangenen theoretischen Untersuchungen vermuten lassen. Dieser Effekt lässt sich auf den mit der Dotierung steigenden Anteil der Heizleistung zurückführen, der in den Simulationen wegen der nicht bekannten Materialparameter nicht berücksichtigt werden konnte. Mithilfe der gewonnenen Messergebnisse kann jedoch der Anteil der hauptsächlich verantwortlichen inaktiven Nd<sup>3+</sup>-Ionen ("dead sites") im Lasermaterial mit 22 % abgeschätzt werden und eine Kurve zum Verlauf des Heizwirkgrades für beliebige Dotierungen - unter der Voraussetzung, dass das Kristallmaterial vergleichbar ist - generiert werden. Bei Anpassung des Resonators können das Strahlprofil und die Ausgangsleistung reproduziert werden, die auch mit den LIGO-Kristallen erreicht werden. Wegen der fehlenden Vorteile der Kristalle und der für den advanced LIGO Laser mechanisch eher nachteiligen notwendigen Anpassung des kurzen Resonatorarmes werden diese Kristalle jedoch im Folgenden nicht weiter verwendet.

# 4.7. Intrinsische Reduktion der thermisch induzierten Doppelbrechung

Neben der Kompensation der Depolarisation durch einen 90° Quarzrotator gibt es auch die Möglichkeit, durch bestimmte Kristallschnitte bezüglich der kristallographischen Achsen die Depolarisation intrinsisch zu reduzieren. In diesem Kapitel wird das Verhalten von Nd:YAG Kristallen vorgestellt, die mit 0,1 at.% Neodym dotiert und in unterschiedliche kristallographische Richtungen geschnitten sind. Die Kristalldimensionen entsprechen denen der Kristalle vom Typ "LIGO". Wie bereits aus Abbildung 3.29 auf Seite 78 hervorgeht, sind vor allem solche Kristalle interessant, die in [110]- oder [100]-Richtung<sup>11</sup> geschnitten sind. Sie weisen nach den in Anhang A.4 beschriebenen theoretischen Berechnungen je nach Pumpleistung bei optimierter Orientierung die geringste Depolarisation auf. Der [111]-Standardkristall wird als Vergleich herangezogen. Vorgestellt werden im Folgenden Untersuchungen, in denen ein linear polarisierter Testlaser durch die gepumpten Kristalle transmittiert wird. In Kapitel 4.7.2 und 4.7.3 werden Untersuchungen mit einem Ein- bzw. Zweistablaser gezeigt. Als Pumplichtquelle wird dabei der schon vorgestellte Optotools-Diodenlaser verwendet. Die Ergebnisse und die Berechnungen im Anhang wurden auch in der Arbeit von Tünnermann [Tün09] gezeigt.

## 4.7.1. Untersuchungen mit einem Nd:YLF Pilotlaser

Alle drei Kristalltypen werden zunächst in einem Aufbau getestet, in dem ein linear polarisierter Nd:YLF Laser im Einfachdurchgang durch die Kristalle geführt wird. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.30 dargestellt. Die Wellenlänge von 1053 nm wurde gewählt, weil sie im gepumpten Nd:YAG Kristall nicht verstärkt wird. Wegen der Nähe zur Nd:YAG-Laserwellenlänge von 1064 nm ist außerdem der Unterschied zwischen der hier ermittelten Depolarisation und derjenigen, die man für einen Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 1064 nm erwartet, gering. Darüber hinaus sind die Beschichtungen von Spiegeln und Kristallen für eine Wellenlänge von 1053 nm geeignet. Die lineare Eingangspolarisation des Nd:YLF Lasers kann mit Hilfe einer Halbwellenplatte (WP1 in Abbildung 4.30) vor dem gepumpten Kristall gedreht werden. Mit einer zweiten Halbwellenplatte hinter dem Kristall (WP2) kann die Polarisation zurückgedreht werden. Der Anteil des depolarisierten Lichtes kann an einem nachfolgendem Polarisationsstrahlteilerwürfel (PSW) gemessen werden, indem die Leistung im ungepumpten und gepumpten

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>Der Einfachheit halber wird im Folgenden die Bezeichnung [xxx]-Kristall verwendet statt "der in [xxx]-Richtung geschnittene Kristall".

System verglichen wird. Mit Hilfe einer CCD-Kamera kann auch die Form des Depolarisationsbildes analysiert werden.



Abbildung 4.30: Versuchsaufbau zur Messung der Depolarisation im Einfachdurchgang mit Hilfe eines Pilotlasers durch die unterschiedlichen Kristalltypen.

Grundsätzlich hängt die Form des beobachteten Depolarisationsbildes nicht von der Pump- oder Teststrahlgröße ab. Der [111]-Kristallschnitt produziert ein Depolarisationsbild in Form eines vierblättrigen Kleeblattes. Es hat seinen Ursprung darin, dass die Depolarisation zwischen der radialen und tangentialen Richtung auftritt. Die Form ändert sich nicht mit der Eingangspolarisationsrichtung - lediglich die Orientierung dreht sich, wenn die Eingangspolarisation gedreht wird.



Abbildung 4.31: Typisches Depolarisationsbild eines in Standardrichtung ([111]-Richtung) geschnittenen gepumpten Nd:YAG Kristalls (links: Messung, rechts: Simulation).

Der in [100]-Richtung geschnittene Kristall weist ebenfalls ein kleeblattförmiges Depolarisationsmuster auf (linke Spalte in Abbildung 4.32). Allerdings verändert sich hier die Struktur, wenn die Eingangspolarisation gedreht wird. Der Grund hierfür ist, dass die Hauptachsen der Brechungsindexellipsoiden hier nicht einfach in radialer bzw. tangentialer Richtung orientiert sind. Man beobachtet, dass bei einem 45°-Winkel zwischen

## Systemoptimierung

Eingangspolarisation und kristallographischer Achse die "Blätter" dünner sind als zum Beispiel bei einem 0°-Winkel. Die Depolarisation ist daher reduziert.

Der [110]-Kristall erzeugt bei einer Eingangspolarisation von 45° ein elliptisches Depolarisationsbild (rechte Spalte). Die Hauptachsen für diesen Kristall werden durch Gleichung A.15 im Anhang A.4 gegeben und zeigen in diesem Falle eine Abhängigkeit vom Teststrahlradius  $\omega_{test}$ . Falls der Teststrahlradius sehr viel kleiner ist als der Kristallradius  $r_0$ , wird der letzte Term des Nenners in Gleichung A.15 groß, die Hauptachsen sind also im Zentrum des Kristalls annähernd horizontal orientiert. In diesem Fall ist daher die Änderung der Polarisation im Zentrum besonders groß, während für die beiden anderen Kristalltypen keine Depolarisation direkt in der Kristallmitte auftritt.



Abbildung 4.32: Depolarisationsbilder von in [100]-Richtung (links) bzw. [110]-Richtung (rechts) geschnittenen Kristallen. Dargestellt sind neben den CCD-Bildern auch entsprechende Simulationen für verschiedene Winkel zwischen Eingangspolarisation und Kristallorientierung.

Die Depolarisation wird in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Eingangspolarisation und Kristallachse für verschiedene Strahlradien gemessen. In den Abbildungen 4.33, 4.34 und 4.35 sind die Ergebnisse für die drei Kristalltypen und für Teststrahlradien von  $\omega_{test}$ =150 µm,  $\omega_{test}$ =350 µm,  $\omega_{test}$ =650 µm und  $\omega_{test}$ =900 µm bei einer Pumpleistung von jeweils 140 W dargestellt. Der Radius des geometrisch vorgegebenen Pumpfokus liegt bei jeweils 0,8 mm. Für die Simulationen wurde eine transversal Gaußförmige Pumplichtverteilung angenommen. Der [111]-Schnitt zeigt keine Winkelabhängigkeit, denn die Hauptachsen der Brechungsindexellipsen zeigen immer in radiale und tangentiale Richtung, wie Abbildung 4.33, rechts, zeigt. Kleine Strahlradien führen zu weniger Depolarisation. Das mittlere Bild in Abbildung 4.33 zeigt die Phasenverschiebung, welche einen radialen Gradienten von niedrigen zu höheren Werten zeigt. Die Abnahme der Depolarisation mit der Teststrahlgröße ist anhand dieser Abbildung anschaulich erklärbar. Die rechte Abbildung zeigt die lokale Orientierung der Hauptachsen des Doppelbrechungsellipsoiden.



Abbildung 4.33: Links: Depolarisation in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Strahldurchmesser. Dargestellt sind Messung und Simulation für einen in [111]-Richtung geschnittenen Kristall. Mitte: Phasenverschiebung (Simulation). Rechts: ortsaufgelöste Achsen der Doppelbrechung (Simulation).

In [100]-Kristallen hängt die Depolarisation von der Eingangspolarisation ab. Ein Minimum kann bei 45° zwischen Eingangspolarisation und der [010]- bzw. [001]-Achse für alle Teststrahlgrößen beobachtet werden. Dieses lässt sich anhand der Lage der Hauptachsen erklären, wie sie in Abbildung 4.34, rechts, dargestellt ist. Sie zeigen nun nicht mehr exakt in radiale bzw. tangentiale Richtung, sondern eher in Richtung der Diagonalen. Der Geometriefaktor  $\sin^2(2(\theta - \pi/4)) = \cos^2(2\theta)$  in der Berechnung der Depolarisation (Gleichung A.13, Anhang A.4) wird also kleiner.



Abbildung 4.34: Links: Depolarisation in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Strahldurchmesser. Dargestellt sind Messung und Simulation für einen in [100]-Richtung geschnittenen Kristall. Mitte: Phasenverschiebung (Simulation). Rechts: ortsaufgelöste Achsen der Doppelbrechung (Simulation).

[110]-Kristalle zeigen hingegen ein Depolarisationsminimum bei einer Eingangspolarisation von 0°, wenn der Strahlradius  $\omega_{test}$  kleiner ist als der halbe Stabradius  $r_0$  (siehe Abbildung 4.35,links). Für  $\omega_{test} \geq 1/2 \cdot r_0$  kehrt sich dieses Verhalten um und die minimale Depolarisation kann bei 45° Eingangspolarisation beobachtet werden. Dieser Effekt kann mit Hilfe der Depolarisationsfiguren in Abbildung 4.32 (rechts) verdeutlicht werden. 0° entspricht der bekannten Kleeblattform ohne Depolarisation im Zentrum - also mit geringer Depolarisation für kleine Teststrahlen. Die Ellipse bei 45° hingegen zeigt maximale Depolarisation im Zentrum. Daher erfordern weniger Verluste hier einen größeren Strahldurchmesser.



Abbildung 4.35: Links: Depolarisation in Abhängigkeit vom Winkel für verschiedene Strahldurchmesser. Dargestellt sind Messung und Simulation für einen in [110]-Richtung geschnittenen Kristall. Mitte: Phasenverschiebung (Simulation). Rechts: ortsaufgelöste Achsen der Doppelbrechung (Simulation).

Abbildung 4.36 zeigt die Depolarisation in Abhängigkeit von der Pumpleistung für jene Polarisationsorientierungen, die zu geringstmöglicher bzw. höchstmöglicher Depolarisation führen. Die Messungen werden mit einem Teststrahlradius von 650  $\mu$ m und einem

Pumpspotradius von 800  $\mu$ m durchgeführt. Die Depolarisation eines in [100]-Richtung geschnittenen Kristalls kann auf 1/6 der Depolarisation eines [111]-Kristalls reduziert werden. Im schlechtesten Fall steigt die Depolarisation um einen Faktor 1,6 im Vergleich zum Standardschnitt. Die besten Ergebnisse mit dem [110]-Schnitt entsprechen den schlechtesten des [100]-Schnittes. Wird dieser Kristall nicht optimal ausgerichtet, so kann das im betrachteten Pumpleistungsbereich<sup>12</sup> mehr Depolarisation als bei allen anderen untersuchten Kristalltypen verursachen.



Abbildung 4.36: Minimale und maximale Depolarisation für verschiedene Kristallschnitte in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

## 4.7.2. Einzelstabresonator

Um das Verhalten der Kristalle im Laserbetrieb zu vergleichen, wurde ein asymmetrischer Stehwellenresonator aufgebaut, wie er in Abbildung 4.37 dargestellt ist. Eine resonatorinterne Brewsterplatte erzeugt polarisationsabhängige Verluste für die senkrechte Polarisationsrichtung. Statt der Polarisation des Strahles kann in diesem Aufbau der Kristall durch eine geeignet gelagerte Pumpkammer (siehe Foto in Abbildung 4.37) gedreht werden.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>Dieses Verhalten ändert sich bei sehr hohen Pumpleistungen. Vgl. hierzu Shoji und Taira [Sho02].



Abbildung 4.37: Asymmetrischer Einstabaufbau zum Testen der kristallographisch unterschiedlich orientierten Kristalle.

Die unterschiedlichen Kristallorientierungen erzeugen unterschiedliche thermische Linsen, da die Stärke der Änderung des Brechungsindex vom Kristallschnitt abhängt. Es ist also eine Anpassung der kurzen Resonatorarmlänge nötig, um den Resonator jeweils am gleichen Arbeitspunkt zu betreiben. Durch die erforderlichen Längenänderungen kann darauf geschlossen werden, dass die thermische Brechkraft eines in [100]-Richtung geschnittenen Kristalls im Vergleich zu der eines in [111]-Richtung geschnittenen Kristalls um etwa 5 % geringer ist. Der [110]-Kristall erzeugt eine etwa 5 % höhere Brechkraft als der Standardkristall.

Wie erwartet ändert eine Rotation des [111]-Kristalls im Laserbetrieb weder die Laserleistung, noch die Verluste am Brewsterfenster (Abbildung 4.38, oben links). Mit einem [100]-Kristall (Abbildung 4.38, oben rechts) können die Verluste am Brewsterfenster auf 20 % des [111]-Falles reduziert werden. Die Laserleistung steigt bei der entsprechenden Orientierung an. Die Depolarisationsverluste bei Verwendung eines [110]-Kristalls sind in jedem Fall höher als in den beiden anderen Fällen (Abbildung 4.38, unten). Die Summe von an der Brewsterplatte reflektierter Leistung und Ausgangsleistung ändert sich bei Rotation des Kristalls, da sich wegen des elliptischen Depolarisationsprofiles auch die thermische Brechkraft ändert. Hierdurch wird die Resonatorstabilität beeinflusst, was sich in einer Änderung der Ausgangsleistung äußert.

Die simulierten Kurven in Abbildung 4.38 sind für einen Einfach- bzw. Doppeldurchgang durch die Kristalle berechnet, ohne die Verstärkungseigenschaften des Lasers zu berücksichtigen. Vor dem Durchgang durch den Kristall wird von linear polarisierter Strahlung der Leistung  $P_{intern}$  ausgegangen. Für einen Reflektionsgrad der Brewsterplatte  $R_{Brewster}$  und einen Auskoppelspiegel mit Transmissionsgrad  $T_{Auskoppelspiegel}$  ergeben sich für die depolarisierte Leistung nach dem Durchgang durch den Kristall  $P_{depol}$ , die gemessene Leistung an der Brewsterplatte  $P_{Brewster}$  und die Ausgangsleistung  $P_{out}$ 

$$P_{depol} = D \cdot P_{intern} \tag{4.7}$$

$$P_{Brewster} = R_{Brewster} \cdot P_{depol} \tag{4.8}$$

$$P_{out} = (P_{intern} - P_{Brewster}) \cdot T_{Auskoppelspiegel}$$
(4.9)

mit dem Depolarisationsgrad D für einen einfachen Kristalldurchgang.

Bei bekannter (gemessener) Ausgangsleistung lassen sich dann die Verluste am Brewsterfenster abschätzen. Die gemessenen Verluste liegen niedriger als die für einen Doppeldurchgang durch den Kristall berechneten, da im Modell von einer linearer Polarisation ausgegangen wird. Im Resonator dagegen stellt sich der Polarisationseigenzustand mit den geringsten Verlusten ein (die kleiner sind als die Verluste für lineare Polarisation). Andererseits liegen die Messwerte über den für den Einfachdurchgang berechneten, da die durch den Kristall gebildete Wellenplatte mehr als nur einmal durchquert wird. Der



Abbildung 4.38: Laserleistung und Verluste an der Brewsterplatte in Abhängigkeit vom Kristallwinkel für die drei untersuchten Kristallschnitte.

Ausgangsstrahl des mit einem [110]-Kristall betriebenen Lasers ist auch ohne resonatorinterne Brewsterplatte zu etwa 80 % linear polarisiert. Abbildung 4.39, links, zeigt, dass eine Drehung des Kristalls das Polarisationsverhältnis zwischen  $\pi$ - und  $\sigma$ - Polarisation ändert. Eine resonatorexterne Halbwellenplatte, die um einen Winkel gedreht wird, der halb so groß ist wie der Winkel, um den der Kristall rotiert wurde, dreht das Verhältnis der Polarisationsrichtungen wieder zurück (Abbildung 4.39, rechts). Ursache für dieses Verhalten ist abermals die asymmetrische thermische Linse, die zur Folge hat, dass die Stabilitätsbereiche für parallele und senkrechte Polarisation unterschiedlich sind und daher nur der Polarisationszustand anschwingt, der sich nach einem Resonatorumlauf reproduziert.



Abbildung 4.39: Das Verhältnis zwischen paralleler ( $\pi$ -) und senkrechter ( $\sigma$ -) Polarisation hängt bei einem [110]-Kristall von dessen Orientierung ab (links). Die Polarisation kann durch eine resonatorexterne Halbwellenplatte vor dem Analysator wieder zurückgedreht werden (rechts).

#### 4.7.3. Zweistabresonator

Die unterschiedlich orientierten Kristalle wurden auch in einem doppelbrechungskompensierten Zweistabaufbau verglichen, wie er in Abbildung 4.40 gezeigt ist.

Bei einer Pumpleistung von 140 W pro Kopf wurde für alle drei Kristalltypen eine Ausgangsleistung von etwa 75 W in der transversalen Grundmode beobachtet. Abbildung 4.40 (Diagramm) zeigt die Ausgangsleistung gegenüber der Pumpleistung. Die Messwerte sehen für alle Kristalle ähnlich aus. Auch die Strahlqualität ist mit  $M^2 < 1,1$  in beiden Achsen und einem runden Gaußprofil für alle drei Kristalltypen vergleichbar (siehe Abbildung 4.41). Da die Eingangspolarisation in den gegenüberliegenden Kristallen gleich



Abbildung 4.40: Asymmetrischer Zweistabaufbau zum Testen der unterschiedlich orientierten Kristalle. Das Diagramm zeigt die gemessenen Leistungen am Laserausgang (LMK 1) bzw. am Brewsterfenster (LMK 2) für die verschiedenen Kristallschnitte.

sein muss, müssen im Falle der [110]- und [100]-Kristalle die Kristallwinkel zusätzlich aufeinander ausgerichtet werden. Außerdem muss wegen unterschiedlicher thermischer Linsen die Länge des kurzen Resonatorarmes angepasst werden.



Abbildung 4.41: Strahlprofile und -qualitäten in einem doppelbrechungskompensierten Zweistabresonator bei Verwendung von Kristallen, die in [111]-Richtung (links), [100]-Richtung (Mitte) und [110]-Richtung (rechts) geschnitten sind.

Mit dem in [111]-Richtung geschnittenem Kristall ist ohne Doppelbrechungskompensation, also ohne Quarzrotator, bei 140 W Pumpleistung pro Kristall und der verwendeten Pumpoptik bzw. Pumplichtquelle kein Grundmodebetrieb möglich. Die Bifokussierung bewirkt, dass die radiale und die tangentiale Komponente der linear polarisierten  $TEM_{00}$ nicht gleichzeitig stabil werden. Auch zwischen radial und tangential polarisierten Donutmoden gibt es keinen Bereich, in dem beide Polarisationen gleichzeitig stabil sind (Abbildung 4.42, links). [100]-Kristalle im gleichen Resonator ohne Doppelbrechungs-

## Systemoptimierung

kompensation erfordern eine optimal eingestellte Eingangspolarisation. Hierfür werden die Kristalle so gedreht, dass der Winkel zwischen der [010]- und [001]-Kristallachse und dem Brewsterfenster 45° beträgt. Wegen der asymmetrischen thermischen Linse bei dieser Kristallorientierung emittiert dieses Lasersystem elliptische Strahlprofile. Das in Abbildung 4.42, Mitte, gezeigte Strahlprofil ist elliptischer als im doppelbrechungskompensierten System. Eine Messung des Strahlpropagationsfaktors ergibt  $M_x^2 < 1,1$  und  $M_{\nu}^2 < 1.5$  bei 60 W Ausgangsleistung. Die thermische Linse nimmt hier eine elliptische Form an, da die optischen Weglängen in horizontaler und vertikaler Richtung unterschiedlich sind. Daraus resultieren in Bezug auf die Pumpleistung gegeneinander verschobene Stabilitätsbereiche, was zu einem größeren M<sup>2</sup> in einer Achse führt. Die elliptische thermische Linse ist immer parallel zur Polarisationsrichtung ausgerichtet. Im unkompensierten [110]-Lasersystem beträgt der Verlust am Brewsterfenster mit 12 W bei einer Ausgangsleistung von 57 W. Das Strahlprofil (Abbildung 4.42, rechts) ist weniger elliptisch als beim [100]-Kristall. Für beide Achsen kann man  $M^2 < 1,2$  messen. Im Vergleich zu den Strahlprofilen, die mit dem doppelbrechungskompensierten Lasersystem erreicht werden, fallen die eckige Form und die beiden Nebenmaxima oben und unten auf. Beides ist auch hier auf die Asymmetrie der thermischen Linse zurückzuführen.



Abbildung 4.42: Strahlprofile und -qualitäten in einem Zweistabresonator ohne Doppelbrechungskompensation bei Verwendung von Kristallen, die in [111]-Richtung (links), [100]-Richtung (Mitte) und [110]-Richtung (rechts) geschnitten sind.

Insgesamt kann die geringste Depolarisation in einem in [100]-Richtung geschnittenem Kristall beobachtet werden. Im Vergleich zu einem Standardkristall kann eine Verringerung um einen Faktor 6 gemessen bzw. simuliert werden. Die [110]-Kristalle sind für die hier betrachteten Anwendungen eher ungeeignet. Aus der Theorie [Sho02] geht aber hervor, dass für Heizleistungen über 1 kW diese Kristalle die beste Wahl sind. In einem Zweistabsystem sind die standardmäßig erhältlichen [111]-Kristalle am einfachsten zu handhaben. Mit ihnen ist die extrahierbare Ausgangsleistung unter Verwendung einer Doppelbrechungskompensatiob ebenso hoch wie für alle anderen untersuchten Konfigurationen und diese Kristalle müssen nicht mittels aufwändiger Mechaniken aufeinander ausgerichtet werden.

# 5. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein longitudinal gepumpter doppelbrechungskompensierter Zweistab-Stehwellenresonator vorgestellt, der als Modellsystem für den komplexer aufgebauten Advanced LIGO Vierstab-Ringresonator dient. An ihm wurden Untersuchungen durchgeführt, die der Optimierung der Strahleigenschaften und der Ausgangsleistung dienten. Das Ergebnis ist ein asymmetrisches Resonatordesign, dessen optimale Geometrie in dieser Arbeit ermittelt wurde.

Ein weiterer Bestandteil der Systemoptimierung war die Frage, welche Kristalltypen in einem solchen Laser am besten verwendet werden können. Alternativ zum bislang verwendeten, niedrig dotiertem Nd:YAG Kristall wurden Lasersysteme mit drei weiteren Nd:YAG Kristalldesigns aufgebaut. Vom rein wissenschaftlichen Standpunkt konnten zusammenfassend folgende Ergebnisse genannt werden:

- segmentierte Kristalle: Bei gleichem Resonator- und Pumpoptikdesign können mit diesen Kristallen im Zweistabaufbau im Vergleich zu den im Advanced LIGO Laser verwendeten Kristallen vergleichbare Leistungen und Strahlqualitäten erzielt werden, wenn die Dotierungen so gewählt werden, dass die absorbierte Leistung gleich bleibt und die Temperaturverteilung entlang der Stabachse möglichst homogen bleibt. Da die Dotierung insgesamt höher ist als in den LIGO-Kristallen kann die Absorptionslänge verkürzt werden - der Pumplichtdoppeldurchgang kann hier entfallen.
- hoch dotierte Kristalle: Höhere Dotierungen der Laserkristalle sind hinsichtlich der Verfügbarkeit und laut Herstellerangaben auch hinsichtlich der Genauigkeit der zu erstellenden Nd-Konzentration von Vorteil. Bei gleicher Dimensionierung des Laserstabes ist eine Anpassung der Pumpwellenlänge erforderlich, um hohe Spitzentemperaturen zu vermeiden. Man möchte dabei Pumpwellenlängen um 802 nm verwenden, weil das Absorptionsspektrum hier sehr flach verläuft und die Absorption um etwa einen Faktor 10 geringer ist als in der Nähe des Absorptionsmaximums bei 808 nm. Es konnte gezeigt werden, dass die zu wählende Kristalldotierung stark von der Qualität des Materials abhängt: Mit der Dotierung erhöht sich der Pumplichtanteil, der in Wärme übergeht und der prozentuale Anteil hängt unter anderem von der Anzahl optisch inaktiver Nd-Ionen ("dead sites") ab. Dieser Effekt hat sich in den Versuchen dadurch bemerkbar gemacht, dass bei theoretisch gleicher Absorption (wenn der Wärmeanteil als konstant angenommen wird) und gleichem integriertem Pumplichtprofil die Resonatorlänge wegen der größeren ther-

mischen Linse angepasst werden musste. Wird der Effekt berücksichtigt, so können auch mit diesen Kristallen gleiche Ausgangsleistungen und Strahlqualitäten wie mit den Standard-LIGO Kristallen erreicht werden. Zudem konnte für die untersuchten Kristalle berechnet werden, wie sich die Pumplichtanteile, die in Wärme, Fluoreszenz und stimulierte Emission übergehen, mit der Dotierung ändern.

unkonventionell geschnittene Kristalle: Es wurden Simulationen und Experimente zu der Idee vorgestellt, dass Nd:YAG Kristalle, die in [110]- bzw. [100]-Orientierung statt in der allgemein üblichen [111]-Orientierung geschnitten sind, bei richtiger Ausrichtung die Depolarisation verringern. Im Einfachdurchgang eines Teststrahles durch einen [100]-Kristall konnte eine Verringerung der Depolarisation um einen Faktor 6 beobachtet werden. Von der Verwendung von [110]-Kristallen kann man erst ab Pumpleistungen von etwa 1 kW profitieren. Im Zweistabsystem mit Doppelbrechungskompensation, bestehend aus 90° Quarzrotator und 4f-Abbildung, kann mit allen getesteten Kristallen in etwa die gleiche Ausgangsleistung bei vergleichbarer Strahlqualität erzeugt werden. Da nur im Falle des Standardschnittes keine Ausrichtung der Kristalle bezüglich ihrer Rotation um die optische Achse nötig ist, ist dieses die einfachste Methode, die gestellten Anforderungen an das Lasersystem zu erfüllen. Zudem konnte auch mit den Kristallen, die die geringste Depolarisation verusachen, nicht auf eine Kompensation im Zweistabresonator verzichtet werden.

Für die LIGO-Lasersysteme ist vor allem eine einfache Handhabung und ein minimaler Justieraufwand bei Aufbau und Wartung von Bedeutung, so dass die vorgestellten aufwändigeren Kristalldesigns (segmentierte Kristalle, unkonventionell geschnittene Kristalle mit rotierbaren Pumpkammern) nicht verwendet werden. Hinsichtlich der Ausgangsleistung und der Strahlqualität bringen sie im Vergleich zum Standard-LIGO Design kaum Vorteile. Auf der anderen Seite gehören die vorgestellten Methoden zur Charakterisierung der Kristalle mittels Betrachtung des absorbierten Lichtes einer Weißlichtquelle zur Standard-Qualitätskontrolle bei Lieferung der Laserstäbe. Hier sind deutliche Unterschiede in der Qualität des Kristallmaterials bei unterschiedlichen Herstellern beobachtet worden, so dass mit dieser Methode Zulieferer gefunden werden konnten, die den hohen Standards für die LIGO Laser gerecht werden.

Die Untersuchungen zur optimalen Pumpfokusgröße und -lage haben während der Entwicklungsphase Einfluss auf den LIGO-Oszillator genommen. Der Wechsel vom Laborzum Funktionsprototypen brachte den Wechsel von Faserbündeln aus 10 Fasern zu Faserbündeln aus 7 Fasern und die Verwendung eines Homogenisierers mit kleinerem Durchmesser mit sich. Die Frage, welchen Einfluss die damit verbesserte Brillanz des Pumplichtes auf den Laserbetrieb hat und wie sich eine noch bessere Pumplichtqualität auswirken würde, wurde an einem Zweistab-Stabwellenresonator evaluiert. Dabei hat sich gezeigt, dass eine zu gute Strahlqualität sehr hohe Aberrationen verursacht, die zu deutlich sichtbaren Ringen im Strahlprofil führen. Die Schlüsselparameter Aberrationen, thermische Linse und Lasermodengröße hängen voneinander ab und können nur teilweise über die Resonatorlängen kontrolliert werden. Neben der Brillanz des Pumplichtes hat vor allem die Form des Pumplichtprofils Einfluss auf die entstehenden Aberrationen: Die geringsten Abbildungsfehler wurden nicht für die beste getestete Strahlqualität, sondern für einen mittleren Wert gefunden. Darüber hinaus hat sich gezeigt, dass ein gewisser Anteil sphärischer Aberrationen förderlich für die Ausgangsstrahlqualität und die Ausgangsleistung sind.

Auch die Pumpoptik, wie sie im Zuge der Experimente zur Leistungsskalierung als Optimum im Hinblick auf die extrahierbare Leistung und die Stabilität gefunden wurde, wurde im Advanced LIGO Oszillator übernommen. Das wesentliche Ergebnis der Untersuchungen, nämlich die optimale Länge der Auskoppelseite, die ein hinreichend wenig aberriertes Strahlprofil erzeugt und die Skalierungsmöglicheiten über eine Verkürzung der kurzen Resonatorarmlänge haben letztendlich zu einer ausreichenden Ausgangsleistung des Advanced LIGO Engineering Prototypen geführt.

## 6. Ausblick

Abschließend sollen in diesem Kapitel einige weiterführende Anregungen gegeben werden, die hinsichtlich der Optimierung des vorgestellten Lasersystems Vorteile einbringen könnten.

## 6.1. Reduktion des Quantendefektes

Die optisch-optische Effizienz ist durch den Quantendefekt und strahlungslose Übergänge limitiert. Die Energie des Quantendefektes  $E_{OD}$  ist gegeben durch

$$E_{QD} = E_{Pump} - E_{Laser}$$
  
=  $hc(\frac{1}{\lambda_{Pump}} - \frac{1}{\lambda_{Laser}}),$  (6.1)

wobei *h* das Plancksche Wirkungsquantum (6,626 · 10<sup>-34</sup> Js), *c* die Lichtgeschwindigkeit (2,99 · 10<sup>8</sup> m/s),  $\lambda_{Pump}$  die Pump- und  $\lambda_{Laser}$  die Laserwellenlänge ist.

Die Quanteneffizienz hingegen bezeichnet die Anzahl der emittierten Laserphotonen pro absorbierten Pumpphotonen. Liegt die Quanteneffizienz bei 100 %, so reduziert lediglich der Quantendefekt die optisch-optische Effizienz. Die Reduktion der eingetragenen Wärme und damit von Aberrationen und anderen thermischen Effekten kann dadurch erfolgen, dass der Quantendefekt möglichst gering gehalten wird. Abbildung 6.1 zeigt auf der linken Seite ein Absorptionsspektrum von Nd: YAG und auf der rechten Seite ein vereinfachtes Termschema mit den durch die Stark-Aufspaltung entstehenden Mannigfaltigkeiten der am Laserprozess beteiligten Energielevel. In beiden Teilen der Abbildung sind potentielle Pumpwellenlängen eingezeichnet.

Abbildung 6.1 zeigt, dass sich zum Beispiel Wellenlängen um 885 nm für die Reduktion des Quantendefekts eignen, da Nd: YAG in diesem Bereich eine weitere Absorptionslinie aufweist. Der Quantendefekt kann von etwa 24 % bei einer Pumpwellenlänge von 808 nm auf 16,8 % reduziert werden.

Untersuchungen zum Laserbetrieb mit einer Pumpwellenlänge von 885 nm, sind bereits von Frede [Fre07b] mit Laserausgangsleistungen von über 250 W präsentiert worden. Ein linear polarisierter Grundmodebetrieb mit Ausgangsleistungen, die mit den in dieser Arbeit vorgestellten vergleichbar sind, wurde bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht veröffentlicht. Bereits der erste diodengepumpte Nd: YAG Laser [Ros68] wurde 1968 mittels einer auf 170 K gekühlten Diode bei 867 nm gepumpt. Die Wellenlänge entspricht



Abbildung 6.1: Links: Nd:YAG Absorptionsspektrum. Rot markiert sind das Standard-Pumpband um 808 nm, die in Kapitel 3.3.4 vorgestellte Wellenlänge von 802 nm, sowie alternative Wellenlängen mit niedrigerem Quantendefekt bei 869 nm und 885 nm. Rechts: Vereinfachtes Termschema von Nd:YAG mit Aufspaltung in Stark-Level.

einer Anregung direkt in das obere Laserniveau, weshalb man hier auch von "direktem Pumpen" spricht. Die erreichten Ausgangsleistungen waren wegen der kleinen Pumpleistungen nur gering und das Absorptionsband ist recht schmal, so dass wenig Spielraum bei der Anpassung der Wellenlänge bleibt.

Im Jahre 2009 wurde von Sangla et al. [San09] ein Nd:YAG-System vorgestellt, das mit 938 nm gepumpt wurde und bei 1064 nm eine Ausgangsleistung von 6 W mit einem Quantendefekt von nur 12 % lieferte. Mit der Entwicklung von Laserdioden, die hohe Ausgangsleistungen bei 938 nm bzw. 946 nm [Gol08] liefern, können thermische Effekte in den nächsten Jahren weiter reduziert und damit Lasersysteme gebaut werden, die hohe Ausgangsleistungen in der Grundmode erzielen.

## 6.2. Keramische Nd:YAG Kristalle

Die Entwicklung von keramischen Kristallen (siehe auch Anhang A.1) gewinnt zunehmend an Bedeutung. Inzwischen kann das Material mit einer sehr hohen optischen Qualität hergestellt werden, so dass die wesentlichen Nachteile (Streuung an Korngrenzen, Einschlüsse im Material, etc.) bei der Verwendung keramischer Nd:YAG Kristalle in absehbarer Zeit überwunden sein werden. Die Vorteile im Hinblick auf die Entwicklung von TEM<sub>00</sub> Lasern, die im cw-Betrieb hohe Leistungen erzeugen, liegen vor allem in der freien Wahl der Dotierung. Dotierungsgradienten können praktisch eliminiert werden. Aber auch der gegenteilige Prozess, nämlich die bewusste Erzeugung z.B. hyperbolischer Dotierungsprofile, wie sie zum Beispiel von Wilhelm *et al.* [Wil08] an einem nach dem Bridgeman-Verfahren hergestelltem Kristall getestet wurden, sind möglich. Die longitudinale Temperaturverteilung innerhalb des Kristalls kann durch solche Dotierungsverläufe bei entsprechender Wahl der Pumpwellenlänge weitgehend konstant gehalten werden. Neben der Erzeugung longitudinaler Dotierungsgradienten ist auch die Erzeugung radialer Gradienten möglich, was eine nahezu beliebige Formung der integrierten Pumplichtabsorption entlang der optischen Achse ermöglichen kann. Eine geschickte Wahl der radialen Dotierung verspricht die Reduktion von störenden thermischen Aberrationen. Kerndotierte Kristalle versprechen eine gute Strahlqualität, da mit solchen Techniken in einem Bereich um die Stabachse auch mit einer Pumplichtquelle mit niedriger Brillanz eine homogene Pumplichtabsorption erzeugt werden kann.

## 6.3. Kryogenisch gekühlte Systeme

Die Ausgangsleistung und Strahlqualität der vorgestellten Nd: YAG-Systeme ist vor allem durch thermische Effekte wie thermische Linsen, Aberrationen und Bruchspannungen begrenzt (weniger durch Doppelbrechung und Depolarisation, denn diese Effekte können mit den vorgestellten Methoden kompensiert werden). Die relevanten Materialparameter wie Wärmeleitfähigkeit, Ausdehnungskoeffizient und thermische Dispersion (dn/dT) von Nd: YAG verändern sich in für den Laserbetrieb positiver Weise, wenn das Material zum Beispiel mit flüssigem Stickstoff kryogenisch gekühlt wird. Abbildung 6.2 zeigt den Verlauf der genannten Größen mit der Temperatur, wie sie von Ripin at al. [Rip05] ermittelt wurden.



Abbildung 6.2: Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$ , Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  und dn/dT von undotiertem YAG als Funktion der Temperatur (aus [Rip05]).

Von Brown et al. [Bro97] und Glur et al. [Glu04] wurden bereits kryogenisch gekühlte Nd:YAG Laser vorgestellt. Die von Glur et al. [Glu04] gemessene thermische Linse war im Falle kryogenischer Kühlung um über eine Größenordnung kleiner als bei Raumtemperatur. Dieses Kühlkonzept verspricht also hohe Ausgangsleistungen bei sehr guter Strahlqualität, allerdings ist der Aufbau einer kryogenischen Kühlung für einen Laser, der ständig in Betrieb sein soll, technisch sehr aufwändig.

## Literatur

- [Abr92] A. ABRAMOVICI, ET. AL., LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory, Science, 256 (5055), 325–333 (1992).
- [Ask06] D. ASKELAND, P. PHULE, The science and engineering of materials, 5<sup>th</sup> edition, Thomson (2006).
- [Bor80] M. BORN, E. WOLF, Principles of optics, 6<sup>th</sup> edition, Pergamon Press (1980).
- [Bou02] J. BOURDERIONNET, A. BRIGNON, J. HUIGNARD, R. FREY, Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers, Opt. Commun., 204, 299–310 (2002).
- [Bro97] D. BROWN, Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers, IEEE J. Quantum Elect., 33 (5), 861–873 (1997).
- [Bro98] D. BROWN, Heat, fluorescence, and stimulated-emission power densities and fractions in Nd:YAG, IEEE J. Quantum Elect., 34 (3), 560–572 (1998).
- [Bus05] I. BUSKE, Aberrationen in Nd: YAG Hochleistungslasern und -verstärkern: Ihr Einfluss und ihre Korrektur mit adaptiver Optik, Dissertation, Technische Universität Berlin (2005).
- [Bus06] I. BUSKE, U. WITTROCK, Diffraction analysis of aberrated laser resonators, Appl. Phys. B, 83, 229–233 (2006).
- [Cer93] G. CERULLO, S. DE SILVESTRI, V. MAGNI, O. SVELTO, Output power limitations in cw single transverse mode Nd:YAG lasers with a rod of large crosssection, Opt. Quant. Electron., 25, 489–500 (1993).
- [Che04] S. CHENAIS, F. BALEMBOIS, F. DRUON, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers part I: Theoretical analysis and wavefront measurements, IEEE J. Quantum. Elect., 40 (9), 1217–1234 (2004).
- [Cla01] W. A. CLARKSON, Thermal effects and their mitigation in end-pumped solidstate lasers, J. Phys. D.: Appl. Phys., 34, 2381–2395 (2001).
- [Dan72] H. G. DANIELMEYER, F. W. OSTERMAYER, Diode-pump-modulated Nd: YAG laser, J. Appl. Phys., 43 (6), 2911–2913 (1972).
- [Dan73] H. G. DANIELMEYER, M. BLÄTTE, Fluorescence quenching in Nd:YAG, Appl. Phys., 1, 269–274 (1973).

- [Dix67] R. W. DIXON, Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners, J. Appl. Phys, 38 (13), 5149–5153 (1967).
- [Dre83] R. DREVER, J. HALL, F. KOWALSKI, J. HOUGH, G. FORD, A. MUNKEY,
   H. WARD, Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,
   Appl. Phys. B, 31, 97–105 (1983).
- [Fan90] T. FAN, A. SANCHEZ, Pump source requirements for end-pumped lasers, IEEE J. Quantum Electron., 26 (2), 311–316 (1990).
- [Fre03] M. FREDE, R. WILHELM, R. GAU, M. BRENDEL, I. Z. AND. F. SEIFERT,
   B. WILLKE, High power single-frequency Nd:YAG laser for gravitational wave detection, 5<sup>th</sup> Amaldi Conference, Pisa, Doc 030466-00 (2003).
- [Fre07a] M. FREDE, Einfrequentes Laserlicht höchster Brillanz, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [Fre07b] M. FREDE, D. FREIBURG, R. WILHELM, D. KRACHT, High power 885 nm end-pumped Nd:YAG laser, Proc. of SPIE, 6451, 64510G–1–6 (2007).
- [Fre07d] M. FREDE, B. SCHULZ, R. WILHELM, P. KWEE, F. SEIFFERT, B. WILLKE, D. KRACHT, Fundamental mode, single-frequency laser amplifier for gravitational wave detectors, Opt. Express, 15 (2), 459–465 (2007).
- [Gau03] R. GAU, Entwicklung und Charakterisierung eines Pumplichtsystems für endgepumpte, doppelbrechungskompensierte Nd:YAG Hochleistungslaser hoher Strahlqualität, Diplomarbeit, Universität Hannover (2003).
- [Glu04] H. GLUR, R. LAVI, T. GRAF, Reduction of thermally induced lenses in Nd:YAG with low temperatures, IEEE J. Quantum Electron., 40 (5), 499–503 (2004).
- [Gol08] S. GOLDRING, R. LAVI, Nd:YAG laser pumped at 946 nm, Opt. Lett., 33 (7), 669–671 (2008).
- [Hal62] R. N. HALL, G. E. FENNER, J. D. KINGSLEY, T. J. SOLTYS, R. O. CARL-SON, Coherent light emission from GaAs junctions, Phys. Rev. Lett., 9 (9), 366–369 (1962).
- [Hal80] D. G. HALL, R. J. SMITH, R. R. RICE, Pump-size effects in Nd:YAG lasers, Appl. Opt., 19 (18), 3041–3043 (1980).

- [Hod05] N. HODGSON, H. WEBER, Laser resonators and beam propagation fundamentals, advanced concepts and applications,  $2^{nd}$  edition, Springer (2005).
- [Hur94] D. HURLE, Handbook of crystal growth, volume 2, Elsevier Science Ltd. (1994).
- [Ike08] A. IKESUE, Y. L. AUNG, Ceramic laser materials, Nat. Photonics, 2, 721–727 (2008).
- [ISO05] ISO, Lasers and laser-related equipment test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios, ISO Standard 11146 (2005).
- [Kan85] T. J. KANE, R. L. BYER, Monolithic, unidirectional single-mode Nd: YAG ring laser, Opt. Lett., 20 (2), 65–67 (1985).
- [Kes01] B. KESZEI, J. PAITZ, J. VANDLIK, A. SÜVEGES, Control of Nd and Cr concentrations in Nd,Cr:Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> single crystals grown by Czochralski method, J. Cryst. Growth, 226, 95–100 (2001).
- [Key64] R. J. KEYS, T. M. QUIST, Injection luminescent pumping of  $CAF_2:U^{3+}$  with GaAs diode lasers, Appl. Phys. Lett., 4 (3), 50–52 (1964).
- [Kim10] H. KIM, ET AL, aLIGO PSL final design document, LIGO Dokument LIGO-T0900649 (2010).
- [Kno98] S. KNOKE, Einfrequenzbetrieb von diodengepumpten Nd:YAG-Hochleistungslasern in Stab- und Slabgeometrie, Dissertation, Universität Hannover (1998).
- [Koe71] W. KOECHNER, D. K. RICE, Birefringence of YAG:Nd laser rods as a function of growth direction, J. Opt. Soc. Am., 61 (6), 758–766 (1971).
- [Koe88] W. KOECHNER, Solid-state laser engineering, volume 1, 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1988).
- [Kra05] D. KRACHT, R. WILHELM, M. FREDE, K. DUPRE, L. ACKERMANN, 407 W end-pumped multi-segmented Nd:YAG laser, Opt. Express, 13 (25), 10140– 10144 (2005).
- [Kug00] N. KUGLER, Doppelbrechungskompensierte und doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser, Dissertation, Technische Universität Berlin (2000).
- [Lü96] Q. LÜ, N. KUGLER, H. WEBER, S. DONG, N. MÜLLER, U. WITTROCK, A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods, Opt. Quant. Electron., 28, 57–69 (1996).

- [Lan80] R. LANG, K. KOBAYASHI, External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties, IEEE J. Quantum Electron., 16 (3), 347–355 (1980).
- [Lap91] P. LAPORTA, M. BRUSSARD, Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers, IEEE J. Qunatum Electron., 27 (10), 2319– 2326 (1991).
- [Lim84] G. C. LIM, W. M. STEEN, Instrument for instantaneous *in situ* analysis of the mode structure of a high power laser beam, J. Phys. E: Sci. Instrum., 17, 999– 1007 (1984).
- [Lör75] J. P. LÖRTSCHER, J. STEFFEN, Dynamic stable resonators: a design procedure, Opt. Quant. Electron., 7, 505–514 (1975).
- [Lu00] J. LU, M. PRABHU, J. SONG, C. LI, J. XU, K. UEDA, A. KAMINSKII, H. YA-GI, T. YANAGITANI, Optical properties and highly efficient laser oscillation of Nd:YAG ceramics, Appl. Phys. B, 71, 469–473 (2000).
- [Mag86] V. MAGNI, Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability, Appl. Opt., 25 (1), 107–111 (1986).
- [Mai60] T. H. MAIMAN, Stimulated optical radiation in ruby, Nature, 187 (4736), 493–494 (1960).
- [Mat08] J. MATYSCHOK, Aufbau und Automatisierung eines Messaufbaus zur Bestimmung der Dotierung von Laserkristallen und der Dotierungsgradienten, Praktikumsbericht, Laser Zentrum Hannover e.V. (2008).
- [Mül03] G. MÜLLER, T. DELKER, D. B. TANNER, D. REITZE, Dual-recycled cavityenhanced Michelson interferometer for gravitational-wave detection, Appl. Opt., 42 (7), 1257–1268 (2003).
- [Mur96] M. P. MURDOUGH, C. A. DENMAN, Mode-volume and pump-power limitations in injection-locked TEM<sub>00</sub> Nd:YAG rod lasers, Appl. Opt., 35 (30), 5925– 5936 (1996).
- [Nel62] D. F. NELSON, W. S. BOYLE, A continuously operating ruby optical maser, Appl. Optics, 1 (2), 181–183 (1962).
- [Neu95] B. NEUENSCHWANDER, R. WEBER, H. P. WEBER, Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities, IEEE J. Quantum Elect., 31 (6), 1082–1087 (1995).
- [Nye85] J. NYE, Physical properties of crystals, Clearendon press, Oxford (1985).

[Pow98] R. POWELL, Physics of solid-state laser materials, 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1998).

- [Rap02] A. RAPAPORT, S. ZHAO, G. XIAO, A. HOWARD, M. BASS, Temperature dependence of the 1.06-µm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG, Appl. Opt., 41 (33), 7052–7057 (2002).
- [Rig78] W. RIGROD, Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss, IEEE J. Quantum Elect., 14 (5), 377–381 (1978).
- [Rip05] D. J. RIPIN, J. R. OCHOA, R. L. AGGARWAL, T. Y. FAN, 300-W cryogenically cooled Yb:YAG laser, IEEE J. Quantum Elect., 41 (10), 1274–1277 (2005).
- [Ros68] M. Ross, YAG laser operation by semiconductor laser pumping, Proc. IEEE, 56 (1), 196–198 (1968).
- [San09] D. SANGLA, F. BALEMBOIS, P. GEORGES, Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm, Opt. Express, 17 (12), 10091–10097 (2009).
- [Sho02] I. SHOJI, T. TAIRA, Intrinsic reduction of the depolarization loss in solid-state lasers by use of a (110)-cut Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> crystal, Appl. Phys. Lett., 80 (17), 3048– 3050 (2002).
- [Sie86] A. SIEGMAN, Lasers, University Science Books (1986).
- [Sie91] A. SIEGMAN, M. SASNETT, T. JOHNSTON, Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques, IEEE J. Quantum Electron., 27 (4), 1098–1104 (1991).
- [Sil88] S. SILVESTRI, P. LAPORTA, V. MAGNI, Rod thermal lensing effects in solidstate laser ring resonators, Opt. Comm., 65 (6), 373–376 (1988).
- [Som80] L. N. SOMS, A. A. TARASOV, V. V. SHASHKIN, Problem of depolarization of linearly polarized light by a YAG:Nd<sup>3+</sup> laser-active element under thermally induced birefringence conditions, Sov. J. Quantum Electron., 10 (3), 350–351 (1980).
- [Tid92] S. C. TIDWELL, J. F. SEAMANS, M. S. BOWERS, A. K. COUSINS, Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers, IEEE J. Quantum Elect., 28 (4), 997–1009 (1992).
- [Tün09] H. TÜNNERMANN, Intrinsische Reduktion der Depolarisation in Nd:YAG Lasern, Diplomarbeit, Leibniz-Universität Hannover (2009).

- [Tsu97] M. TSUNEKANE, N. TAGUCHI, T. KASAMATSU, H. INABA, Analytical and experimental studies on the characteristics of composite solid-state laser rods in diode-end-pumped geometry, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 3 (1), 9–18 (1997).
- [Web99] R. WEBER, B. NEUENSCHWANDER, H. P. WEBER, Thermal effects in solidstate laser materials, Opt. Mater., 11, 245–254 (1999).
- [Wil08] R. WILHELM, D. FREIBURG, M. FREDE, D. KRACHT, End-pumped Nd: YAG laser with a longitudinal hyperbolic dopant concentration profile, Opt. Express, 16 (24), 20106–20116 (2008).
- [Wil09] R. WILHELM, D. FREIBURG, M. FREDE, D. KRACHT, C. FALLNICH, Design and comparison of composite rod crystals for power scaling of diode endpumped Nd:YAG lasers, Opt. Express, 17 (10), 8229–8236 (2009).
- [Wol08] J. WOLF, E. WERNER, Grundlagen der Faserkopplung von Diodenlasern Unterschiedliche Konzepte im Überblick, LTJ, 4, 48–50 (2008).
- [Zer34] F. ZERNIKE, Beugungstheorie des Schneidenverfahrens und seiner verbesserten Form, der Phasenkontrastmethode, Physica, 1 (7), 689–704 (1934).

# Eigene Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge im Zusammenhang mit dieser Arbeit

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, R. WILHELM, M. FREDE, D. KRACHT. Modenselektiv endgepumptes Zweikopflasersystem mit Doppelbrechungskompensation. DPG Frühjahrstagung, Frankfurt (2006)

L. WINKELMANN, M. FREDE, O. PUNCKEN, B. SCHULZ, R. WILHELM, D. KRACHT, F. SEIFFERT, P. KWEE, B. WILLKE. AdvLIGO Laser Status, LIGO-G060112. LSC März 06, Hanford (2006)

P. WESSELS, L. WINKELMANN, O. PUNCKEN, B. SCHULZ, S. WAGNER, M. HILDE-BRAND, C. VELTKAMP, M. JANSSEN, R. KLUZIK, M.FREDE, D. KRACHT. Advanced LIGO laser development, LIGO-G070712. LSC Oktober 07, Hannover (2007)

L. WINKELMANN, O. PUNCKEN, B. SCHULZ, S. WAGNER, C. VELTKAMP, R. WIL-HELM, P. WESSELS, M. FREDE, D. KRACHT. Mode discrimination in injection locked high-power single-frequency lasers. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose (2008)

D. KRACHT, L. WINKELMANN, O. PUNCKEN, B. SCHULZ, S. WAGNER, M. HILDE-BRANDT, M. FREDE, P. WESSELS. Solid state lasers for gravitational wave detection. 17<sup>th</sup> International Laser Physics Workshop, Trondheim (2008)

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, C. VELTKAMP, B. SCHULZ, S. WAGNER, P. WES-SELS, M. FREDE, D. KRACHT. Status of the advanced LIGO laser, LIGO-G080230. LSC März 2008, Pasadena (2008)

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, P. WESSELS, M. FREDE, D. KRACHT. Effect of pump light quality in end-pumped highpower cw resonators with  $TEM_{00}$  operation.  $3^{rd}$  EPS-QEOD Europhoton Conference, Paris (2008)

B. WILLKE, K. DANZMANN, M. FREDE, P. KING, D. KRACHT, P. KWEE, O. PUN-CKEN, R. SAVAGE, B. SCHULZ, F. SEIFERT, C. VELTKAMP, S. WAGNER, P. WES-SELS, L. WINKELMANN. Stabilized lasers for advanced gravitational wave detectors. Classical and Quantum Gravity, **25** (11): 114040 (2008)

M. FREDE, D. KRACHT, O. PUNCKEN, B. SCHULZ, P. WESSELS, L. WINKELMANN. 200 W Hochleistungslaser. Optolines - Linos Fachmagazin für Optomechanik und Optoelektronik, **19**: 14–15 (2008)

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, P. WESSELS, M. FREDE, D. KRACHT, J. NEU-MANN. Influence of doping concentration and corresponding heat generation on the performance of a high power two-head Nd:YAG laser. CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest, (Optical Society of America, 2009), paper CA-P23, München (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. Reports on progress in physics, **72**: 076901 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational waves from low mass binary coalescences in the first year of LIGO's S5 data. Physical Review D, **79**: 122001 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Einstein@Home search for periodic gravitational waves in early S5 LIGO data. Physical Review D, **80**: 042003 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. An upper limit on the amplitude of stochastic gravitational-wave background of cosmological origin. Nature, **460**: 990–994 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Stacked search for gravitational waves from the 2006 SGR 1900+14 storm. The Astrophysical Journal, **701** (2): L68–L74 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational-wave bursts in the first year of the fifth LIGO science run. Phys. Rev. D, **80**: 102001 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for high frequency gravitational-wave bursts in the first calendar year of LIGO's fifth science run. Phys. Rev. D, **80**: 102002 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational waves from low mass compact binary coalescence in 186 days of LIGO's fifth science run. Phys. Rev. D, **80**: 047101 (2009)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. First LIGO search for gravitational wave bursts from cosmic (super)strings. Phys. Rev. D, **80**: 062002 (2009)

H. TÜNNERMANN, O. PUNCKEN, P. WESSELS, M. FREDE, D. KRACHT, J. NEU-MANN. Intrinsic reduction of the depolarization in Nd:YAG crystals. Advanced Solid State Photonics (ASSP), San Diego (2010)

L. WINKELMANN, O. PUNCKEN, M. FREDE, C. VELTKAMP, J. NEUMANN, D. KRACHT, P. WESSELS. Einfrequentes Lasersystem mit 210 W Ausgangsleistung für die nächste Generation von Gravitationswellendetektoren. DPG-Tagung März 2010, Hannover (2010) O. PUNCKEN, THE PSL-TEAM. Status of the advanced LIGO PSL, LIGO-G1000283. LSC März 2010, Los Angeles (2010)

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, R. KLUZIK, C. VELTKAMP, P. WESSELS, J. NEU-MANN. Status of the advanced LIGO high power oscillator, LIGO-G1000279. LSC März 2010, Los Angeles (2010)

O. PUNCKEN, H.TÜNNERMANN, P. WESSELS, M. FREDE, D. KRACHT, J. NEU-MANN. Intrinsic reduction of the depolarization in Nd:YAG crystals, LIGO-G1000235. LSC März 2010, Los Angeles (2010)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Searches for gravitational waves from known pulsars with science run 5 LIGO data. Astrophysical Journal, **713**: 671–685 (2010)

B. ABBOTT, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational-wave bursts associated with gamma-ray bursts using data from LIGO science run 5 and VIRGO science run 1. Astrophysical Journal, **715**: 1438–1452 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational-wave inspiral signals associated with short gamma-ray bursts during LIGO's fifth and VIRGO's first science run. Astrophysical Journal, **715**: 1453–1461 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. All-sky search for gravitational-wave bursts in the joint LIGO-GEO-Virgo run. Physical Review D, **81**: 102001 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors. Classical and Quantum Gravity, **27** (17): 173001 (2010)

O. PUNCKEN, H. TÜNNERMANN, J. MOREHEAD, P. WESSELS, M. FREDE, J. NEU-MANN, D. KRACHT. Intrinsic reduction of the depolarization in Nd:YAG crystals. Optics Express, **18** (19): 20461–20474 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. First search for gravitational waves from the youngest known neutron star. Astrophysical Journal, **722** (2): 1504–1513 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Calibration of the LIGO gravitational wave detectors in the fifth science run. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, **624**: 223–240 (2010)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational waves associated with the August 2006 timing glitch of the Vela pulsar. Physical Review D, **83** (4): 042001 (2011)

L. WINKELMANN, O. PUNCKEN, R. KLUZIK, C. VELTKAMP, P. KWEE, J. PO-ELD, C. BOGAN, B. WILLKE, M. FREDE, J. NEUMANN, P. WESSELS, D. KRACHT. Injection-locked single-frequency laser with an output power of 220 W. Applied Physics B, **102**: 529–538 (2011)

O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, R. WILHELM, M. FREDE, D. KRACHT. Development of a solid state laser amplifier source for the third generation of gravitational wave detectors. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), München (2011)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational wave bursts from six magnetars. Astrophysical Journal, **734** (2): L35 (2011)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Search for gravitational waves from binary black hole inspiral, merger, and ringdown. Physical Review D, **83** (12): 122005 (2011)

H. TÜNNERMANN, O. PUNCKEN, P. WESSELS, M. FREDE, J. NEUMANN, D. KRACHT. Linearly polarized single-mode Nd:YAG oscillators using [100]- and [110]-cut crystals. Optics Express, **19** (14): 12992–12999 (2011)

J. ABADIE, ... O. PUNCKEN ..., ET AL. Beating the spin-down limit on gravitational wave emission from the vela pulsar. Astrophysical Journal, **737** (93): 1–16 (2011)

C. BASU, O. PUNCKEN, L. WINKELMANN, M. FREDE, B. SCHULZ, P. WESSELS, J. NEUMANN, D. KRACHT. Single frequency solid state laser amplifier system: Towards 3<sup>*rd*</sup> generation of gravitational wave detectors. IQEC / CLEO Pacific Rim Conference, Sydney (2011)

# A. Anhang

## A.1. Kristallwachstum und Dotierungsinhomogenitäten

Im kristallinen Zustand sind die atomaren Bausteine über große Bereiche in regelmäßiger, periodischer Weise angeordnet, so dass die Struktur einem Raumgitter zugeordnet werden kann. Die Folgen dieses Aufbaus sind Anisotropie (d.h. die physikalischen Eigenschaften sind im Allgemeinen richtungsabhängig) und Symmetrie, auf Grund derer sich die Kristalle in 32 Kristallklassen einteilen lassen.

Die hier verwendeten Kristalle wurden nach dem Czochralski-Verfahren gezüchtet. Dabei wird der wachsende Kristall langsam aus einer Schmelze gezogen wird. Durch die Veränderung der Temperatur der Schmelze bzw. der Ziehgeschwindigkeit kann der Durchmesser des Kristalls beeinflusst werden. Während des Züchtungsvorgangs rotieren Kristall und eventuell der Tiegel, wodurch Asymmetrien im Temperaturfeld der Schmelze ausgeglichen und eine bessere Durchmischung der Schmelze gewährleistet wird.

Die Dotierungskonzentration wird in der Schmelze vorgegeben. Die Konzentration in der Kristallphase wird dann durch den Verteilungskoeffizienten K beschrieben, der das Verhältnis des Dotierstoffgehalts in der Kristallphase  $C_S$  zum Gehalt in der Schmelze  $C_L$  angibt. Für Nd:YAG liegt der Verteilungskoeffizient bei etwa 0,2.

## Longitudinale Dotierungsinhomogenitäten

Bei der Kristallisation spielen Wärme- und Massentransporte durch Diffusion eine entscheidende Rolle. Am Übergang zwischen flüssigem und kristallinem Zustand entsteht eine Wachstumsfront, vor der die Dotierstoffkonzentration im Vergleich zur restlichen Schmelze reduziert ist. Dieser Bereich muss durch Diffusion überwunden werden. Die Dicke der Grenzschicht wird durch Konvektionsverhältnisse bestimmt und kann durch Rühren oder Rotation des Kristalls beeinflusst werden.

Die Neodym Konzentration im wachsenden Kristall bleibt bei einem konstanten Verteilungskoeffizienten  $K \neq 1$  bei einem endlich großem Tiegel nicht konstant. Sei der Anteil der bereits erstarrten Masse *g* bzw. der Teil der Schmelze 1 - g und  $C_0$  die Anfangskonzentration in der Lösung. Dann ergibt sich [Kes01]:

$$C_S(g) = K \cdot C_0 (1 - g)^{K - 1}$$
(A.1)
Es ergibt sich also ein nicht konstanter Dotierungsverlauf im gezüchteten Kristall entlang der Ziehrichtung. Für Nd: YAG mit einem effektiven Verteilungskoeffizienten von 0,2 und einer Anfangskonzentration in der Schmelze von 0,4 at.% ergibt sich nach Gleichung A.1 die in Abb. A.1 dargestellte Kurve. In dem Modell sind Ziehgeschwindigkeit, Dicke der Diffusionsschicht und Diffusionskoeffizient nicht berücksichtigt.



Abbildung A.1: Dotierungsgradient in einem Nd: YAG Kristall.

#### Laterale Dotierungsinhomogenitäten

Neben den longitudinalen Schwankungen in der Dotierungskonzentration kann es auch auch zu lateralen Schwankungen kommen. In einem ebenen Kristallschnitt nimmt die Konzentration von innen nach außen zu, weil die äußeren Bereiche später auskristallisieren. Der genaue Verlauf hängt unter anderem von der Krümmung der Phasengrenze ab, was durch die Züchtungsbedingungen stark beeinflusst werden kann. Eine weitere Ursache können Schwankungen der Diffusionsgrenzschicht als Folge ungleichmäßiger Konvektionsströmungen darstellen.

Eine typische Erscheinung sind streifenförmige Verteilungsinhomogenitäten in der Dotierungskonzentration, wie sie auch in den in dieser Arbeit verwendeten Kristallen auftreten (vgl. Abbildung A.2). Die allgemeine Ursache hierfür sind Fluktuationen der Wachstumsbedingungen, zum Beispiel der Temperatur als Folge der Wachstumsgeschwindigkeit bzw. Rotation des Schmelztiegels.



Abbildung A.2: Streifenbildung als Folge der Verteilungsinhomogenitäten des Dotierstoffes in einem Nd:YAG Stab (Dotierung: 0,48 at.%) mit polierter Mantelfläche.

Eine homogene, kristalline Phase eines Materials, welche zwar epitaktisch<sup>13</sup>, aber nicht als glatter Film, sondern dreidimensional als Nanokristallite auf einer definierten Oberfläche eines Wirteinkristalls aufwächst, weist zusätzlich zu ihrer nominalen Oberfläche (parallel zur Oberfläche des Wirteinkristalls) Flächen auf, die gegen die Wirtsoberfläche geneigt sind. Diese Flächen nennt man Facetten. Sie bilden sich, weil das Wachstum bevorzugt an Flächen mit besonders dichter Atomlage, stattfindet. Facetten sind ein wichtiger Defekt in Czochralski-gezüchteten Kristallen, da sie zu einem Bereich optischer Inhomogenitäten und Spannungen im Kristall führen. Selbst YAG-Kristalle, die unter optimalen Bedingungen wachsen, zeigen Spannungen in der Nähe des Kerns, die durch die Bildung von Facetten während des Wachstumsprozesses an der Grenzfläche zwischen flüssiger und fester Phase entstehen. Wegen dieser Imperfektionen können Laserstäbe nur aus den äußeren Bereichen des Kristalls gewonnen werden. Der Effekt dieses Stresskernes ist in dotiertem Material viel deutlicher zu sehen, als in undotiertem YAG. Abbildung A.3 zeigt ein Beispiel für die sich ausbildenden Facetten bzw. die radiale Stressverteilung.



Abbildung A.3: Links: Beispiel für einen transversalen Schnitt durch einen [111]-YAG-Kristall. Betrachtung durch zwei gekreuzte Polarisatoren (aus [Hur94]). Rechts: Schema

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup>Epitaxie ist eine Form des Kristallwachstums, bei welcher die kristallographische Orientierung des wachsenden Kristalls (der wachsenden Kristalle) derjenigen eines anderen Kristalls entspricht, auf dem der wachsende Kristall aufwächst.

### Verhindern von Dotierungsinhomogenitäten

Eine Möglichkeit, Inhomogenitäten zu minimieren oder gezielt zu erzeugen, ist die Verwendung von polykristallinem YAG. Die Gitterstruktur des Kristalls ist nicht mehr geordnet, sondern ähnlich wie in keramischen Werkstoffen, ungeordnet. Deswegen spricht man hier auch vom keramischen YAG. Die Herstellung verläuft wie in Grafik A.4 dargestellt. Zunächst wird der pulverförmige Werkstoff vermischt, dann durch Erwärmung gebunden (Formgebung) und dann in die Form des gewünschten Werkstücks gebracht. Dieses erfolgt durch Verpressen der Pulvermassen zu einem sogenannten *Grünling*. Er wird im Anschluss durch Wärmebehandlung unterhalb der Schmelztemperatur verdichtet und zu einem kompakten Werkstoff ausgehärtet (Sintern).



Abbildung A.4: Herstellung keramischer YAG Stäbe.

Charakteristisch für den Prozess ist, dass hierbei nicht alle Komponenten aufschmelzen und somit die äußere Form erhalten bleibt. Dabei soll ein homogener Werkstoff mit möglichst feinkristallinem Gefüge und geringer Porösität entstehen.

Im Gegensatz zum Ziehverfahren kann die Form durch Pressen vorgegeben werden und die Dotierungskonzentrationen und -gradienten sind leicht zu wählen. Außerdem kann das Material bis zu 8 mal höher dotiert werden und ist bruchfester. Als Nachteile erweisen sich

- Einschlüsse
- Raue Oberflächen
- Korngrenzen
- Restporen.

Diese Punkte sorgen für materialinterne Reflexionen bzw. optische Streuung und verschlechtern die optischen Eigenschaften [Ike08].

### A.2. Laserdioden

Ein geeignetes Halbleitermaterial für Laserdioden, die Licht bei einer Wellenlänge von 808 nm emittieren, ist GaAlAs/GaAs. Die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung hängt dann von dem Mischungsverhältnis ab, welches im Allgemeinen innerhalb materialspezifischer Grenzen variiert werden kann. Für GaAlAs/GaAs liegt die charakteristische Wellenlänge zwischen 750 und 920 nm. Die spektrale Breite ergibt sich aus dem Aufbau der Dioden: Sie besteht aus mehreren Einzelemittern, die nebeneinander zu einem Barren auf einer Wärmesenke angeordnet werden. Da das Material sich zwischen den jeweiligen Emittern leicht unterscheiden kann, kommt es insgesamt zu einer Verbreiterung des Spektrums.

Das Strahlprofil jedes einzelnen Emitters ist stark elliptisch (siehe Abbildung A.5, links). Die Kopplung in eine Faser mit kreisförmigem Querschnitt erfolgt z. B. über einen Treppenspiegel, der das Strahlprofil symmetrisiert. Der Treppenspiegel besteht aus zwei identischen Bauteilen, die übereinander gelegt werden und jeweils aus mehreren, in Strahlrichtung treppenförmig versetzten und um 45° geneigten Spiegelelementen bestehen. Beim Auftreffen des Strahls auf die unteren Spiegelelemente wird der Strahl in mehrere Teile geteilt, die gleichzeitig nach oben abgelenkt werden. Beim Auftreffen der Teilstrahlen auf die oberen Spiegelelemente werden diese wiederum abgelenkt und dabei gleichzeitig um 90° gekippt. Damit liegt die Fast-Axis der Teilstrahlen in horizontaler und die Slow-Axis in vertikaler Richtung. Das Strahlparameterprodukt des gesamten Barrens hat sich also in Slow-Axis-Richtung reduziert und in Fast-Axis-Richtung erhöht, wodurch es insgesamt symmetrischer geworden ist und mittels Zylinderlinsen in eine Faser gekoppelt werden kann [Wol08]. Abbildung A.5 zeigt schematisch, wie die Strahlen mehrerer Einzelemitter umgeordnet werden können.



Abbildung A.5: Links: Abstrahlcharakteristik eines einzelnen Emitters. Rechts: Strahlumordnung mittels eines Treppenspiegels.

Bei Laserdioden, die bei Wellenlängen um 808 nm emittieren, werden über 50 % der elektrischen Leistung in Laserleistung umgewandelt. Die übrige Leistung wird dissipiert und erwärmt den Kristall. Wie alle technischen Halbleiter wird auch eine Laserdiode durch zu hohe Temperaturen zerstört. Deshalb werden Hochleistungslaserdioden aktiv gekühlt. Die Überhitzungsgefahr stellt einen begrenzenden Faktor für die erreichbare Strahlungsleistung pro Einzelemitter dar.

Die Verschiebung der Wellenlänge einer Laserdiode mit der Temperatur wird durch verschiedene Effekte hervorgerufen:

- Die Länge des diodeninternen Resonators ändert sich mit der Temperatur. Eine Temperaturzunahme führt zur Längenausdehnung und damit zu einer Verschiebung des Emissionsspektrums zu größeren Wellenlängen.
- Die Zunahme des Brechungsindexes von GaAs mit der Temperatur resultiert ebenfalls in einer Rot-Verschiebung.

Wie in Abbildung 4.20 gezeigt, liegt die Verschiebung der Wellenlänge für die hier verwendeten Laserdioden im Bereich von etwa 0,32 nm/K.

In jedem Fall sollte bei Kühlung die Bildung von Kondenswasser in der Diode vermieden werden, da Wassertropfen auf den Optiken zur Strahlformung und zur Einkopplung in die Faser zu unkontrollierter Streuung innerhalb des Laserdiodengehäuses führen würden. Die minimal mögliche Kühltemperatur hängt damit im Allgemeinen von der Feuchtigkeit der umgebenen Luft ab. Abbildung A.6 zeigt eine Taupunktkurve.



Abbildung A.6: Taupunktkurven für zwei verschiedene Umgebungstemperaturen. Bei der Kühlung der verwendeten Pumpdioden muss eine Temperatur, die zur Bildung von Kondenswasser führt, unbedingt vermieden werden.

Bei einer typischen relativen Luftfeuchte etwa 50 - 60 % und einer Umgebungstemperatur von 20 - 25 °C sollten die Laserdioden also oberhalb von etwa 14°C betrieben werden.

# A.3. Rauschverhalten und -quellen von endgepumpten Nd:YAG Lasern

Zur Quantifizierung der Fluktuationen der Ausgangsleistung (oder der Intensität) eines Lasers wird der Begriff des Intensitätsrauschens verwendet. Um solche Fluktuationen zu beschreiben, kann die Leistung auf eine mittlere Ausgangsleistung normiert werden. Die Messung erfolgt dann zum Beispiel mit einer Photodiode und man gelangt zu einer Aussage über die prozentuale Schwankung der Ausgangsleistung.

Eine Angabe, die die Fluktuationen frequenzaufgelöst zeigt, ist das *Relative Intensitätsrauschen* (RIN = relative intensity noise). Es ist als Verhältnis von Varianz zum Quadrat der optischen Leistung  $P_0$  definiert:

$$RIN(f) = \frac{\langle \delta P(f)^2 \rangle}{P_0^2} \tag{A.2}$$

Um das Rauschspektrum zu messen, verwendet man üblicherweise einen elektrischen Spektrumsanalysator zusammen mit einer geeigneten<sup>14</sup> Photodiode, der die Rauschintensität frequenzabhängig ermittelt. Nd:YAG Hochleistungslaser im cw-Betrieb zeigen stets Fluktuationen in ihrer Ausgangsleistung, die mit unterschiedlicher Amplitude über den gesamten Frequenzbereich auftreten. Sie werden einerseits durch die Quantennatur des Lichtes und andererseits durch technische Einflüsse verursacht.

Die Quantennatur des Lichts führt zu einer fundamentalen Quelle für Intensitätsschwankungen eines Laseroszillators. Die räumliche und zeitliche Verteilung der Photonen unterliegt einer Poisson-Verteilung, so dass lediglich Aussagen über die Wahrscheinlichkeit möglich sind, in einem festen Zeitintervall eine bestimmte Anzahl von Photonen zu messen. Diese Eigenschaft führt zu statistisch begründeten Schwankungen der Intensität jedes Laseroszillators und ist Ursache für ein weißes Intensitätsrauschen, das man als Schrotrauschen bezeichnet. Bei den meisten Festkörperlasern wird dieser weiße Rauschuntergrund bei Frequenzen unterhalb von einigen Megahertz von technischem Rauschen überdeckt.

Zu den technisch bedingten Rauschquellen zählen die eingesetzte Pumplichtquelle, me-

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>Für das Pumplicht sind dies in der Regel Siliziumphotodioden, für das Laserlicht bei 1064 nm InGaAs-Dioden.

chanische Vibrationen des Aufbaus, akustisch eingekoppelte Störungen sowie thermische Fluktuationen im Laserkristall. Typische Frequenzen, bei denen technisches Rauschen auftritt, reichen vom Sub-Hertz-Bereich bis in den Bereich einiger Megahertz. Intensitäts-fluktuationen der Pumplichtquelle haben einen entscheidenden Einfluss auf das Rauschverhalten des Festkörperlasers. Abbildung A.7 zeigt das Rauschverhalten einer einzelnen fasergekoppelten Jenoptik-Pumpdiode, wie sie in dieser Arbeit benutzt wurden. Die diskreten Spitzenwerte bei Vielfachen von 50 Hz resultieren aus der Wechselspannung im Stromversorgungsnetz mit dem die Diodentreiber betrieben werden. Für die Kombination mehrerer Dioden (bzw. Rauschquellen), die bei einer bestimmten Frequenz jeweils ein RIN  $R_i$  aufweisen, ergibt sich  $\sqrt{\sum_i R_i^2}$ .



Abbildung A.7: Relatives Intensitätsrauschen fasergekoppelter Jenoptik Pumpdioden.

Die direkte Wasserkühlung der Laserkristalle kann mechanische Schwingungen des Kristalls anregen und somit Einfluss auf die räumliche Lage der Lasermode nehmen, was sich ebenfalls in einer Intensitätsschwankung äußern kann. In Abbildung A.8 ist das Rauschverhalten eines (freilaufenden) 4-Stab-Resonators bei unterschiedlichen Kühlwasserdurchflussraten gezeigt. Für alle Messungen wurde sichergestellt, dass sich die Lasercharakteristik des Systems nicht verändert. Es zeigt sich also, dass das Rauschen des Lasers mit dem Wasserfluss durch die Pumpkammern etwas zunimmt.



Abbildung A.8: Relatives Intensitätsrauschen eines 4-Stab Nd:YAG Ringlasers (nämlich des advanced LIGO Laborprototypen) bei unterschiedlichen Wasserflüssen durch die Kristallkühlkammern.

Im Fall eines aus diskreten Einzelkomponenten aufgebauten Lasersystems treten Schwingungen bevorzugt bei den Frequenzen auf, die den mechanischen Resonanzen des optischen Tisches entsprechen. Diese liegen typisch im Bereich von etwa 200 Hz bis 1 kHz. Die Auslenkungen werden auf die Resonatorspiegel übertragen und führen zu geringfügigen Variationen der Resonatorumlauflänge und der Strahllage.

Thermische Schwankungen im Lasermaterial haben aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex direkte Auswirkungen auf den Modenverlauf im Laserresonator und beeinflussen damit die Modenstabilität und die Resonatorverluste. Sie werden im wesentlichen durch eine zeitlich variierende Leistung und Wellenlänge der Pumpstrahlung und ungleichmäßige Strömung des Kühlmittels induziert.

#### A.4. Theorie zur intrinsischen Doppelbrechungsreduktion

In einem ungepumpten Nd:YAG Kristall treten keine Spannungen auf. Der Brechungsindexellipsoid eines solche Kristalls kann definiert werden als

$$\vec{x}B\vec{x} = 1, \tag{A.3}$$

wobei  $B_{ii} = 1/n_i^2$  ( $n_i$  sind die Brechungsindizes für orthogonale Richtungen). Das Pumpen des Kristalls führt zu einer Änderung  $\Delta B$  des Impermeabilitätstensors B. Diese Änderung kann als Produkt aus dem photoelastischen Tensor  $p_{ijkl}$  und dem Stresstensor  $\varepsilon_{kl}$  geschrieben werden. Mit Hilfe der von Nye [Nye85] beschriebenen Konvention lässt sich dieses Produkt vereinfachen:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3)$$
(A.4)
  
Nye-Konvention

$$\downarrow \qquad \text{Nye-Konvention} \Delta B_m = p_{mn} \varepsilon_n \qquad (m, n = 1, 2 \cdots 6)$$
(A.5)

Die photoelastische Matrix für YAG in einem kartesischen Koordinatensystem ist gegeben durch (

$$p_{mn}(x',y',z') = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & 0 & 0 & 0\\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0\\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix}$$
(A.6)

Die Koeffizienten  $p_{11} = -0,029$ ,  $p_{12} = 0,009$  und  $p_{44} = -0,062$  für YAG wurden aus der Veröffentlichung von Dixon [Dix67] entnommen. Die Stress-Matrix liegt zunächst in Zylinderkoordinaten vor und kann durch entsprechende Matrixmultiplikationen – nämlich eine Transformation in ein kartesisches Koordinatensystem und eine Rotation im Winkel  $\alpha$  um die z-Achse und im Winkel  $\beta$  um die y-Achse in das gleiche System gebracht werden, in dem auch die photoelastische Matrix vorliegt.

$$\varepsilon(r,\Phi,z) = \begin{pmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_\Phi & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon z \end{pmatrix} \xrightarrow{Koordinaten-} \varepsilon(x',y',z') = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13}\\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{23}\\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{32} \end{pmatrix}$$
(A.7)

Diese Matrix muss nun abermals durch eine Nye-Konvention in einen Vektor umgewandelt werden, bevor Gleichung A.5 ausgeführt werden kann. Das Ergebnis ist ein Vektor der Form

$$\Delta B = \begin{pmatrix} p_{11}\varepsilon_{11} + p_{12}(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \\ p_{11}\varepsilon_{22} + p_{12}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33}) \\ p_{11}\varepsilon_{33} + p_{12}(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{11}) \\ 2p_{44}\varepsilon_{23} \\ 2p_{44}\varepsilon_{13} \\ 2p_{44}\varepsilon_{12} \end{pmatrix}$$
(A.8)

Um den Doppelbrechungseffekt im Nd: YAG Kristall zu beschreiben, wird  $\Delta B$  zurück in ein Koordinatensystem transformiert, dessen z-Achse mit der Kristallachse zusammenfällt.  $\Delta B$  transformiert sich dabei wie ein Tensor zweiter Stufe und muss für die Rücktransformation wieder als Matrix dargestellt werden ( $\Delta B = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{12} & B_{22} & B_{23} \\ B_{13} & B_{23} & B_{33} \end{pmatrix}$ ). Da der Strahl parallel zur z-Achse verläuft, liegt die Brechungsindexellipse in der xy-

Da der Strahl parallel zur z-Achse verläuft, liegt die Brechungsindexellipse in der xy-Ebene. Es ist daher ausreichend, lediglich die Eigenwerte  $\Delta B_{\pm}$  und Hauptachsen von  $\Delta B = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B_{22} \end{pmatrix}$  zu ermitteln:

$$\Delta B_{\pm} = \frac{1}{2} (\Delta B_{11} + \Delta B_{22}) \pm \sqrt{(\Delta B_{11} - \Delta B_{22})^2 + 4\Delta B_{12}}$$
(A.9)

Die Änderung des Brechungsindexes  $\Delta n_{\pm}$  ergibt sich aus der Formel  $B = 1/n^2$  in guter Näherung<sup>15</sup> zu:

$$\Delta n_{\pm} = -\frac{n_0^3}{2} \Delta B_{\pm} \tag{A.10}$$

Die Doppelbrechung  $\Delta n_{\Psi}$  ist also

$$\Delta n_{\Psi} = \Delta n_{+} - \Delta n_{-} = -\frac{n_{0}^{3}}{2} (\Delta B_{+} - \Delta B_{-})$$
 (A.11)

Und die Phasendifferenz  $\Psi$ 

$$\Psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\Psi} L \tag{A.12}$$

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup>nämlich für den Fall  $n_0 \gg \Delta n_{\pm}$ 

Die Depolarisation D eines Strahles, der linear in einem Winkel  $\gamma$  bezüglich der x-Richtung polarisiert ist, ist an jedem Punkt (x,y) in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gegeben durch

$$D(x,y) = \sin^2(2(\theta(x,y) - \gamma))\sin^2\left(\frac{\Psi(x,y)}{2}\right), \qquad (A.13)$$

wobei  $\theta$  den Winkel zwischen Eingangspolarisation und Hauptachse des Brechungsindexellipsoiden darstellt. Die Phase  $\Psi$  ist proportional zu  $\Delta n_{\Psi}$ , welches wiederum als Funktion eines Doppelbrechungsparameters  $\Omega$  ausgedrückt werden kann:

$$\Delta n_{\Psi} = \Omega \frac{\alpha_l \eta_h P_{Pumpe}}{16\pi k L(1-\nu)},\tag{A.14}$$

mit  $\alpha_l$ : linearer Ausdehnungskoeffizient, v: Poissonzahl,  $\eta_h$ : Heizwirkungskoeffizient,  $P_{Pumpe}$ : Pumpleistung, k: Wärmeleitfähigkeit.

Für verschiedene Kristallschnitte unterscheiden sich sowohl  $\theta$  als auch  $\Omega$ :

$$\tan(2\theta) = \tan(2\Phi)$$
[111]-Schnitt

$$\tan(2\theta) = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \tan(2\Phi)$$
 [100]-Schnitt (A.15)

$$\tan(2\theta) = 8p_{44}\tan(2\Phi)\Big(3(p_{11} - p_{12}) + 2p_{44}\Big)$$
(A.15)

$$-(p_{11}-p_{12}-2p_{44})\left(2-\frac{r^2}{\omega_{test}^2}\right)\frac{1}{\cos(2\Phi)}\right)^{-1}$$
 [110]-Schnitt

$$\Omega = \frac{1}{3}n_0^3(1+\nu)(p_{11}-p_{12}+4p_{44})$$
[111]-Schnitt
$$\Omega = n^3(1+\nu)[(p_{11}-p_{12}+4p_{44}) + 4p_{12}^2 \sin^2(2\Phi)]^{1/2}$$
[100] Schnitt

$$\Omega = n_0^3 (1+v) [(p_{11} - p_{12}) \cos(2\Phi) + 4p_{44}\sin(2\Phi)]^{1/2}$$
[100]-Schnitt  

$$\Omega = n_0^3 (1+v) \left[ \frac{1}{16} \left\{ [3(p_{11} - p_{12}) + 2p_{44}] \cos(2\Phi) - (p_{11} - p_{12} - 2p_{44} \left(2 - \frac{r_0}{\omega_{test}^2}\right) \right\}^2 + 4p_{44}^2 \sin^2(2\Phi) \right]^{1/2}$$
[110]-Schnitt

Für Pumpleistungen bis 400 W – also alle in dieser Arbeit betrachteten Fälle – gilt  $\Phi/2 \ll 2\pi$ , was zu der folgenden Näherung führt:

$$D \approx \sin^{2}(2\theta) \left(\frac{\Phi}{2}\right)^{2}$$
(A.16)  
$$\approx \sin^{2}(2\theta) \left(\frac{\pi n_{0}^{3} \Delta BL}{2\lambda}\right)^{2}$$
$$\downarrow 2B_{12} = \sin(2\theta) \Delta B$$
$$\approx (2B_{12})^{2} \left(\frac{\pi n_{0}^{3}L}{2\lambda}\right)^{2}$$

Daher ist es ausreichend,  $B_{12}^2$  für die verschiedenen Kristalltypen - also für verschiedene Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  miteinander zu vergleichen.

#### A.5. Pumpkammern

Für alle in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurden die Kristalle in sogenannte Pumpkammern eingebaut, in denen sie zur Kühlung direkt mit Wasser umspült werden. Zum Einsatz kamen die drei in Abbildung A.9 gezeigten Pumpkammerdesigns.



Abbildung A.9: Aufbau dreier unterschiedlicher Pumpkammern. Links: Modell mit je einem Wassereinbzw. auslass, Mitte: Modell für den Labor- und Funktionsprototypen von advanced LIGO, rechts: verbessertes Modell für den advanced LIGO Laser.

Das in Abbildung A.9, links gezeigte Design zeichnet sich dadurch aus, dass lediglich *ein* Wasserein- bzw. auslass vorhanden ist. Hierdurch sollte eine kompakte Bauweise der Kammern erreicht werden. Das Konzept hat sich jedoch nicht bewährt, weil es zu einer radial asymmetrischen Kühlung des Laserkristalls kommt, so dass insbesondere bei hohen Pumpleistungen weder ein kreisrundes Strahlprofil erzeugt werden, noch eine funktionie-rende Doppelbrechungskompensation aufgebaut werden kann.

Das in der Mitte gezeigte Design wurde für den Aufbau des advanced LIGO Laborprototypen und des Funktionsprototypen verwendet und hat sich bewährt. Eine Weiterentwicklung stellt die Pumpkammer rechts dar. Das einströmende Wasser wird hier nicht direkt auf den Kristall geleitet, sondern zunächst in eine Vorspülkammer gepresst. Hierdurch sollen mechanische Vibrationen des Laserkristalls vermieden werden (Abbildung A.10, rechts). Der eigentliche Spülkanal verläuft dann konisch vom hinteren zum vorderen Kristallende, so dass das Wasser hier beschleunigt wird. Diese Kammer soll eine verbesserte, homogenere Kühlung der Kristalle sicherstellen. Die beiden letztgenannten Spülkammern wurden vergleichend in einem ansonsten identischen Zweistabresonator vermessen (Abbildung A.10) und tatsächlich konnte eine leicht verbesserte Kühlleistung für die rechte Kammer festgestellt werden. Dieses äußert sich in einer um etwa 5 % schwächeren thermischen Linse am gleichen Arbeitspunkt. Im Umkehrschluß kann also die Pumpleistung leicht erhöht werden, um an den gleichen Arbeitspunkt zu gelangen. Hierdurch kann die Ausgangsleistung leicht erhöht werden. Ein Einfluss auf die Rauscharakteristik des Lasers (Abbildung A.10, rechts) durch die geänderte Pumpkammer ist nicht klar erkennbar.



Abbildung A.10: Vergleich der Ausgangsleistungen und der Stabilitätsbereiche zweier identischer Zweistabresonatoren. Lediglich das Pumpkammerdesign wurde leicht verändert. Rechts: Relatives Intensitätsrauschen (Messung am LIGO Funktionsprototypen).



## A.6. Entwicklung von Strahlprofilen

Von oben links nach unten rechts: Entwicklung des Strahlprofils eines asymmetrischen Zweikopfresonators mit zunehmender Pumpleistung und damit zunehmender thermischer Brechkraft. Dargestellt sind die Verhältnisse im zweiten Stabilitätsbereich. Nach Erreichen des Arbeitspunktes, an dem der transversale Grundmode anschwingt (erste Reihe, letztes Bild), schwingen nach und nach die nächsthöheren Moden an, wenn der Stabilitätsbereich z. B. durch Erhöhen der Pumpleistung durchlaufen wird. Die Bilder geben keinen Aufschluss über die Laserleistung im jeweiligen Fall, da die Belichtungszeit des Kamerachips angepasst wurde.

# Danksagung

Ich möchte mich bei den Kolleginnen und Kollegen des Laser Zentrum Hannover e.V. bedanken, die mich wissenschaftlich, technisch und administrativ unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinen beiden Referenten, Herrn Prof. Karsten Danzmann und Herrn Prof. Alexander Heisterkamp.

Für die Möglichkeit, diese Arbeit zu realisieren, danke ich dem Geschäftsführer des Laser Zentrum Hannover, Herrn Dr. Dietmar Kracht, sowie dem Leiter der Abteilung für Laserentwicklung Herrn Dr. Jörg Neumann.

Für die zahlreichen anregenden Diskussionen, die stete Hilfsbereitschaft und das freundschaftliche Arbeitsklima danke ich Herrn Lutz Winkelmann, Herrn Dr. Peter Wessels, Herrn Dr. Maik Frede und den Kollegen aus den Gruppen "Single Frequency Lasers" und "Solid State Photonics" am LZH, sowie Herrn Dr. Benno Willke und den Kollegen des Albert-Einstein Instituts für Gravitationsphysik in Hannover.

Für die immerwährende Unterstützung und Motivation bedanke ich mich herzlich bei meinen Eltern, sowie bei meinen Freunden und allen nicht persönlich genannten Menschen, die mir den Rücken freigehalten und damit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.