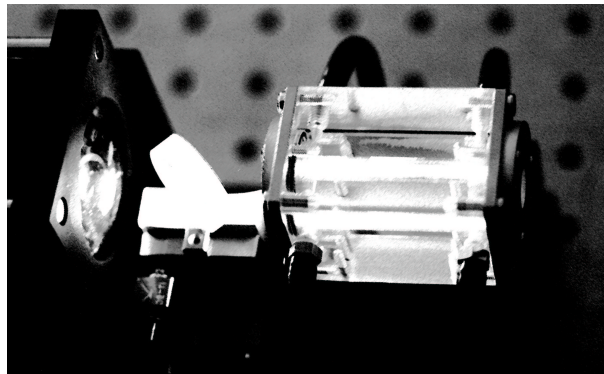


# Einfrequentes Laserlicht höchster Brillianz

Stabiles Hochleistungslasersystem für die nächste Generation  
erdgebundener Gravitationswellen-Observatorien



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.-Ing.(FH) Maik Frede  
geboren am 17. April 1973 in Emsdetten

2007

Referent: Prof. Dr. K. Danzmann  
Korreferent: Prof. Dr. H. Welling  
Tag der Promotion: 08. Juni 2007

## Kurzzusammenfassung

Maik Frede

### Einfrequentes Laserlicht höchster Brillianz

Mit interferometrischen Gravitationswellen-Observatorien der ersten Generation versuchen Wissenschaftler die von Albert Einstein vorhergesagten Gravitationswellen nachzuweisen. Mit den bisher erreichten Empfindlichkeiten besteht bereits eine realistische Chance bspw. eine Supernova-Explosion in unserer Galaxie oder den Kollaps zweier Neutronensterne in einer bis zu 75 Millionen Lichtjahren entfernten Galaxie zu detektieren. Diese Empfindlichkeit ist jedoch bisher auf einen Frequenzbereich von ca. 100-200 Hz begrenzt. Im darüberliegenden Frequenzbereich ab ca. 200 Hz bis ca. 10 kHz sind derzeitige Detektoren hauptsächlich durch das Schrotrauschen begrenzt. In der nächsten Generation von Observatorien soll diese Limitierung durch eine Erhöhung der im Interferometer zirkulierenden Laserleistung überwunden werden. Hierdurch soll die Empfindlichkeit um eine Größenordnung gesteigert und somit die Detektionsrate tausendfach erhöht werden. Die Leistung der hierfür benötigte Laserquelle liegt dabei um mehr als eine Größenordnung über den bisher verwendeten Laserquellen. Ein stabiles, einfrequentes Hochleistungslasersystem mit einer Ausgangsleistung von ca. 200 W für die Verwendung in der nächsten Generation von Gravitationswellen-Observatorien konnte erstmals im Rahmen dieser Arbeit demonstriert werden.

Zur Realisierung dieses Lasersystems wurde ein Vierkopf-Ringresonator mit longitudinal angeregten Laserstäben entwickelt. Eine redundante Anregung und somit höchste Zuverlässigkeit konnte mit einem Bündel von fasergekoppelten Laserdioden realisiert werden. Die physikalische Leistungsgrenze von Stablasern aufgrund der thermisch induzierten Doppelbrechung konnte durch eine Kompensation überwunden werden und ermöglichte somit eine Verdopplung der linear polarisierten Ausgangsleistung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einem analytischen Modell die theoretischen Grundlagen zur Entwicklung endgepumpter Lasersysteme beschrieben. Das Modell erlaubt eine erste Abschätzung der zu erwartenden Ausgangsleistung und Strahlqualität. Berechnungsgrundlagen zu Hochleistungs Grundmoderesonatoren vervollständigen die notwendigen Designkriterien für einen Hochleistungs Vierkopf-Ringresonator. Der mit Doppelbrechungskompensation entwickelte Ringresonator ermöglichte die Leistungsskalierung von linear polarisierter Grundmodestrahlung in den Bereich von über 200 W.

Der Einfrequenzbetrieb des Lasersystems wurde durch das Verfahren der Injektionskopplung realisiert. Hierzu wurden erstmals zwei Lasersysteme hintereinander an einen NPRO injektionsgekoppelt. Die Verwendung einer zweiten Stufe ermöglicht die stabile Kopplung des NPRO an den Vierkopf-Ringlaser. Die Beobachtungen bei der Injektionskopplung von Hochleistungslasern wurden analysiert und theoretisch beschrieben. Dies ermöglicht zum einen eine Beschreibung bestehender Systeme als auch die Auslegung der Injektionskopplung für andere Lasersysteme. Messungen zum Leistungs- und Frequenzrauschen des Lasersystems konnten verifiziert werden und gaben somit Aufschluss über die potentiellen Rauschquellen des Lasersystems.

Im Einfrequenzbetrieb konnte erstmals ein dreistufiges, injektionsgekoppeltes Laserdesign mit einem linear polarisierten, nahezu idealem Grundmode-Ausgangsstrahl und einer Leistung von 195 W demonstriert werden.

Auf Grundlage dieser Arbeit wurde das entwickelte Lasersystem von der LIGO Scientific Collaboration (LSC) als Laser für den Advanced LIGO Detektor ausgewählt. Hierzu wird das Lasersystem in den nächsten Jahren weiterentwickelt und stabilisiert, um im Jahre 2011 in die amerikanischen LIGO Gravitationswellen-Observatorien eingesetzt zu werden.

**Schlüsselwörter:** *Gravitationswellen, Hochleistungslaser, Einfrequenzbetrieb, Grundmodelaser*



## Abstract

Maik Frede

### Einfrequentes Laserlicht höchster Brillianz

In his general theory of relativity Albert Einstein proposed the phenomena of gravitational waves. To confirm the existence of these waves scientists are running the first generation of interferometric gravitational wave observatories. These observatories already reached sensitivities close enough to detect a supernova explosion in our galaxy or a neutron star inspiral in a neighbor galaxy with distances up to 75 million light years. This sensitivity is currently limited to a frequency range from 100 Hz to 200 Hz. In the higher frequency range mainly the shot noise limits the detectors sensitivity. This limitation should overcome in the next generation of gravitational wave observatories by increasing the circulating laser power within the interferometer. Therefore, the sensitivity could be increased by an order of magnitude and the detection rate even by three orders of magnitude. To implement this sensitivity upgrade the laser power has to be increased by more than an order of magnitude. Therefore, a single-frequency laser source with a linearly polarized output power of approximately 200 W is required. Such a laser source is demonstrated in the presented work for the first time.

In order to realize a reliable laser system a longitudinally pumped rod laser design was developed. Redundancy and therefore a high reliability was achieved by the use of fiber coupled pump diodes. Within the laser rod the pump light was guided by a polished rod surface and total internal reflection due to the refractive index step between the laser rod and the surrounding cooling water. The thermal induced birefringence of rod lasers was efficiently compensated and results in a doubled output power.

An analytical model describes the theory of end pumped laser rods and allows to propose output power and beam quality for a given rod design and pump light distribution. The guidelines on the design of fundamental mode resonators were presented and provide the development of a high power four head ring resonator. With this design a linear polarized, fundamental mode output power of 200 W was realized.

The single-frequency operation of the developed high power laser was achieved by injection locking. Therefore, a medium stage and the high power laser were locked to an NPRO. The use of the medium stage increases the locking range and therefore the strength of the injection locking. The injection locking of a high power laser was demonstrated for the first time and the observed properties were discussed. Guidelines on the injection locking of high power lasers will be presented. The frequency and amplitude noise of the laser system was measured and analyzed. The measurement showed potential noise sources which could be explained by coupling from frequency noise to amplitude noise.

In the injection locked single-frequency operation an output power with a nearly ideal Gaussian spatial profile and 195 W output power was demonstrated for the first time.

Based on the presented work the LIGO Scientific Collaboration decided to choose the developed laser system for the Advanced LIGO laser. Therefore, the laser system has to be further optimized and stabilized until the implementation in the year 2011.

**Key words:** *gravitational waves, high-power laser, single-frequency, fundamental mode*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Laser für die Gravitationswellendetektion</b>	<b>5</b>
2.1	Anforderungen . . . . .	7
2.2	Stand der Technik . . . . .	11
2.3	Konzept . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Theoretische Betrachtungen zur Systementwicklung</b>	<b>17</b>
3.1	Eigenschaften endgepumpter Stablaser . . . . .	17
3.1.1	Laserkristalldesign . . . . .	17
3.1.2	Absorption und Verstärkung . . . . .	25
3.1.3	Temperaturverteilung . . . . .	28
3.1.4	Thermooptische Effekte . . . . .	37
3.2	Injektionskopplung . . . . .	44
3.2.1	Laserverhalten bei der Injektionskopplung . . . . .	44
3.2.2	Optimierter Auskoppelgrad . . . . .	48
3.2.3	Pound-Drever-Hall Fehlersignal . . . . .	50
3.3	Stabile Grundmoderesonatoren . . . . .	54
3.3.1	Resonatorstabilität . . . . .	55
3.3.2	Lasermoden . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Endgepumpter Nd:YAG Hochleistungslaser</b>	<b>63</b>
4.1	Laserkopf . . . . .	63
4.1.1	Pumpquelle . . . . .	64
4.1.2	Pumplichthomogenisierung . . . . .	66
4.1.3	Pumpoptik . . . . .	68
4.1.4	Laserkristall . . . . .	69
4.1.5	Kristallhalter . . . . .	71
4.2	Charakterisierung des Laserkopfes . . . . .	72
4.2.1	Absorbierte Pumpleistung . . . . .	72

4.2.2	Verstärkung . . . . .	75
4.2.3	Thermische Linse . . . . .	76
4.2.4	Depolarisation . . . . .	78
4.2.5	Laserbetrieb . . . . .	79
4.3	Zweikopf-Stehwellenresonator . . . . .	81
4.4	Vierkopf-Ringresonator . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Einfrequente Hochleistungslaser</b>	<b>89</b>
5.1	Masterlaser . . . . .	89
5.2	Zweikopf-Lasersystem . . . . .	93
5.2.1	Charakterisierung . . . . .	95
5.3	Vierkopf-Lasersystem . . . . .	97
5.3.1	Charakterisierung . . . . .	97
5.3.2	Rauscheigenschaften des Slavelasers . . . . .	105
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>113</b>
6.1	Laserkopfdesign . . . . .	113
6.1.1	Pumplichtquellen . . . . .	113
6.1.2	Laserkristall Design . . . . .	115
6.2	Injektionskopplung . . . . .	117
6.2.1	Variabler Auskoppelspiegel . . . . .	117
6.3	Stand von Faserlasern . . . . .	118
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>121</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>123</b>
	Literaturverzeichnis	127
	Eigene Veröffentlichungen	139
	Lebenslauf	142
	Danksagung	144



# 1. Einleitung

Albert Einsteins allgemeine Relativitätstheorie sagt die Abstrahlung von Wellen, den so genannten Gravitationswellen, und somit einen Energieverlust für beschleunigte Objekte hoher Masse voraus. Ziel weltweiter Forschergruppen ist es diese Wellen nachzuweisen und somit ein neues Fenster ins Weltall zu öffnen. Für einen Nachweis der Gravitationswellen auf der Erde kommen jedoch nur kosmische Objekte mit mehreren Sonnenmassen wie bspw. schwarze Löcher, Doppelstern- oder Neutronenstern-Systeme in Frage. Diese massiven, kosmischen Objekte erzeugen Gravitationswellen, die in Ihrer Wirkung auf der Erde jedoch, je nach Abstand der Quelle, nur eine relative Längenänderung im Bereich von  $10^{-20}$  bis  $10^{-22}$  aufweisen.

Indirekt konnten Gravitationswellen durch Hulse und Taylor bestätigt werden, die den durch Gravitationswellen erzeugten Energieverlust mit dem veränderten Abstand bzw. der Umlaufgeschwindigkeit eines Neutronensternsystems belegen konnten. Der Erste zum direkten Nachweis entwickelte Gravitationswellendetektor wurde von Weber Anfang der 60er Jahre entwickelt. Dieser Detektor beruht auf dem Prinzip von durch Gravitationswellen angeregten Resonanzen eines massiven Körpers. Bis heute konnten mit diesen so genannten Resonanzantennen Empfindlichkeiten von  $10^{-19}$  erreicht, jedoch keine Gravitationswellen nachgewiesen werden.

Mit der Erfindung einer kohärenten Lichtquelle in Verbindung mit dem schon von Michelson bekannten Interferometer kann jedoch eine deutlich empfindlichere Messmethode zur Gravitationswellendetektion realisiert werden. Hierbei werden die Arme des Interferometers durch die von einer Gravitationswelle erzeugten Längenänderung gestreckt bzw. gestaucht und erzeugen somit ein typisches Signal am Detektor.

Mit den derzeit in Betrieb befindlichen, interferometrischen Gravitationswellen-Observatorien der ersten Generation wurden im Frequenzbereich von ca. 100-200 Hz bereits Empfindlichkeiten von unter  $10^{-22}$  erreicht. Mit dieser Empfindlichkeit besteht bereits eine realistische Chance Gravitationswellen mit einer Entfernung von bis zu 75 Millionen Lichtjahren zu detektieren. Im darunter liegenden Frequenzbereich limitieren Rauschquellen wie Seismik, thermisches Rauschen und Strahlungsdruckrauschen die Empfindlichkeit. Im höheren, für die Gravitationswellendetektion interessanten, Frequenzbe-

reich ab ca. 200 Hz limitiert das Schrotrauschen des Lichtes die Detektorempfindlichkeit. Dieses Rauschen kann durch eine Erhöhung der im Interferometer zirkulierenden Laserleistung reduziert werden. Die Laserleistung der zur Zeit in Gravitationswellen-Observatorien eingesetzten Lasersysteme beträgt ca. 10 bis 20 W. Zur Steigerung der Empfindlichkeit soll in Detektoren der nächsten Generation die Laserleistung um mehr als eine Größenordnung erhöht werden. So soll im geplanten Advanced LIGO Detektor bspw. mit einer 200 W Laserstrahlquelle und interferometerinternen Resonatoren hoher Finesse eine zirkulierende Laserleistung von ca. 800 kW erreicht werden. Durch die deutliche Erhöhung der Laserleistung und weiteren Optimierungen des Interferometers ist geplant, die Empfindlichkeit um eine Größenordnung zu steigern und somit eine um den Faktor 1000 erhöhte Detektionsrate zu erzielen.

Neben der erwähnten Ausgangsleistung eines Lasersystems für den Einsatz in zukünftigen Gravitationswellen-Observatorien muss der Laserstrahl exzellente Strahleigenschaften besitzen, um in die Interferometer hoher Finesse eingekoppelt werden zu können. Frequenz- und Leistungsschwankungen des Lasersystems beeinflussen direkt das Signal- zu Rauschverhältnis des Interferometers und sind daher weitere, zu beachtende Parameter bei der Laserentwicklung. Ein Lasersystem mit den benötigten Eigenschaften konnte erstmals im Rahmen dieser Arbeit demonstriert werden.

Durch die Betrachtung einzelner Rauschquellen eines erdgebundenen, interferometrischen Gravitationswellen-Observatoriums werden die Anforderungen und spezifischen Eigenschaften eines hier eingesetzten Lasersystems verdeutlicht. Diese sollen im nächsten Kapitel diskutiert und die Anforderungen für den Einsatz in zukünftigen Detektoren ermittelt werden. Die bisher in Gravitationswellen-Observatorien eingesetzten Lasersysteme sowie die zu Beginn der Arbeit aktuellen Laserentwicklungen stellen den Stand der Technik dar. Ein Konzept zur Entwicklung eines 200 W Hochleistungslasers wird zum Ende des Kapitels dargestellt. In diesem Konzept wird ein Ringresonator mit vier Doppelbrechungskompensierten Laserstäben vorgestellt. Zur redundanten, zuverlässigen Anregung wird jeder Laserstab mit fasergekoppelten Laserdioden angeregt. Die longitudinale Anregung bietet den Vorteil einer guten Anpassung der Pumpmode an die Lasermode, wodurch eine selektive Anregung der Grundmode erreicht werden kann.

Die Auslegung longitudinal angeregter Laserstäbe für einen im Grundmode emittierenden Hochleistungslaser wird zu Anfang des dritten Kapitels dargestellt. Mit einem analytischen Modell werden Designkriterien erarbeitet und ein Laserstabdesign vorgestellt. Neben weiteren zu beachtenden Parametern und Eigenschaften von Stablasern wird die, für das zu entwickelnde Lasersystem leistungslimitierende, thermisch induzierte Doppelbrechung und deren Kompensation erläutert. Das Kapitel endet mit notwendigen Betrachtungen zur Realisierung eines einfrequenzen Lasersystems mittels Injektionskopplung. Hierbei

werden die Besonderheiten der Injektionskopplung von Hochleistungslasern und daraus abzuleitende Designkriterien beschrieben.

Aus der theoretischen Beschreibung des Lasersystems werden die einzelnen für das Lasersystem entwickelten Systemkomponenten beschrieben und mit der Theorie verglichen. Nach der ausführlichen Charakterisierung eines einzelnen Laserkopfes werden im vierten Kapitel erste Voruntersuchungen des Lasersystems dargestellt. Mit einem Stehwellen-Zweistabresonator wird die Doppelbrechungskompensation untersucht und optimiert. Schließlich wird die Überführung der Doppelbrechungskompensation in einen Vierkopf-Ringresonator vorgestellt. Mit den erzielten, experimentellen Ergebnissen des Ringresonators werden die theoretischen Überlegungen zur Auslegung von Grundmoderesonatoren verifiziert.

Die Beschreibung des Einfrequenzbetriebes durch Injektionskopplung ist Bestandteil des fünften Kapitels. Hierzu wird das verwendete Front-End, bestehend aus einem NPRO und einem 12 W Laser vorgestellt und charakterisiert. In ersten Experimenten wird ein Zweikopf-Ringlaser und im Folgenden der Vierkopf-Ringlaser an das Front-End injektionsgekoppelt. Mit einer ausführlichen Charakterisierung der entwickelten Lasersysteme werden die erzielten Ergebnisse dargestellt. Durch eine Analyse der experimentellen Ergebnisse konnten potentielle Rauschquellen des Lasersystems identifiziert und die Kopplung verschiedener Rauschquellen untereinander dargestellt werden.

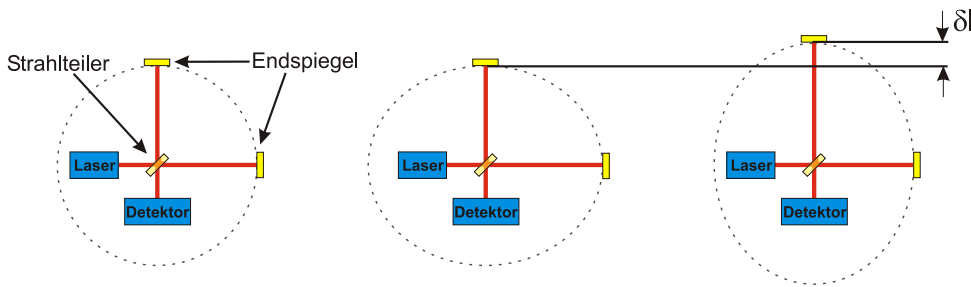
Im sechsten Kapitel werden Weiterentwicklungen und potentielle Optimierungen des Lasersystems diskutiert und der Stand von Faserlasern dargestellt. Mit möglichen, teilweise am Rande der vorgestellten Arbeit entwickelten Neuerungen von longitudinal angeregten Stablasern werden Wege aufgezeigt, die Grundmodeausgangsleistung für zukünftige Lasersysteme weiter zu steigern.



## 2. Laser für die Gravitationswellendetektion

Im Rahmen der allgemeinen Relativitätstheorie von Albert Einstein wird die Gravitation als eine Eigenschaft des Raumes, der sog. *Raumzeit* beschrieben. Kosmische Objekte hoher Masse krümmen diesen Raum und führen bei einer Beschleunigung zu einer Gravitationswelle, vergleichbar mit der elektromagnetischen Welle eines beschleunigten Elektrons. Wie alle bekannten Wellen transportiert auch die Gravitationswelle Informationen über ihre Quelle und eine bestimmte Energie. Eine Supernova in der Milchstraße produziert auf der Erde bspw. eine Strahlungsleistung von  $100 \text{ kW/m}^2$ , das ist 100 mal soviel wie die Sonne an elektromagnetischer Strahlungsleistung produziert. Diese Strahlung ist jedoch aufgrund Ihrer geringen Wechselwirkung mit der Materie nicht nutzbar. Wissenschaftler weltweit sind daher an den Informationen der Gravitationswellen interessiert. So erhoffen sich diese neue Informationen über Supernova-Explosionen, Schwarze Löcher bis hin zur Entstehung des Universums durch den Urknall zu erlangen.

Aufgrund der geringen Wechselwirkung von Gravitationswellen mit der Materie, erschien eine direkte Messung von Gravitationswellen bisher nahezu unmöglich. Eine Quelle, die in der Milchstraße oder einer Nachbargalaxis liegt, ruft auf der Erde bestenfalls eine relative Längenänderung von  $10^{-19}$ , typischerweise sogar nur  $10^{-21}$  hervor. Das bedeutet, das sich der Abstand von Erde zu Sonne nur um den Durchmesser eines Wasserstoffatoms ändert. Trotz der hohen Anforderungen entwickelten Wissenschaftler weltweit eine Messmethode zur direkten Detektion von Gravitationswellen. Die experimentellen Anordnungen zum Nachweis von Gravitationswellen beruhen dabei auf den von ihnen hervorgerufenen Längenänderungen. Die empfindlichste Methode zur Messung einer Längenänderung ist das Michelson-Interferometer, mit dem der gleichnamige Physiker Ende des 18. Jahrhunderts versuchte den Äther nachzuweisen. Die Abbildung 2.1, links zeigt den schematischen Aufbau eines Michelson-Interferometers. In heutigen Interferometern wird das Licht eines Lasers mit Hilfe eines Strahlteilers auf zwei, im rechten Winkel zueinander stehende, optische Laufstrecken, den sog. Interferometerarmen, aufgeteilt. Am Ende der Interferometerarme wird das Licht mit Hilfe weiterer Spiegel (Endspiegel) in sich zurück



**Abbildung 2.1:** Aufbau eines Gravitationswellendetektors in Form eines Michelson-Interferometers (links) und Streckung bzw. Stauchung der Interferometerarme wie sie von einer Gravitationswelle erzeugt würden (mitte, rechts).

reflektiert und trifft somit wieder auf den Strahlteiler. Dort überlagern sich die beiden Teilstrahlen und es kommt zur sog. Interferenz. Die Interferenzerscheinung ist hierbei ein direktes Maß für den Längenunterschied zwischen den beiden Interferometerarmen und je nach Längenunterschied ändert sich die Lichtleistung am Detektor. Verändert eine Gravitationswelle die Länge der beiden Arme (Stauchung und Streckung Abbildung 2.1, mitte und rechts) so kann dies als eine Veränderung der Lichtleistung am Detektor gemessen werden. Die Verschiebung entspricht dann dem Längenunterschied  $\delta l$  beider Arme. Die Dehnung des Raumes  $h$  kann somit beschrieben werden als

$$h = \frac{2 \cdot \delta l}{l} \leq 10^{-22} \quad (2.1)$$

wobei  $l$  der Länge der Interferometerarme entspricht. Das bedeutet, dass für Signale, die mit einer für den Nachweis akzeptablen Häufigkeit auftreten, eine Stärke kleiner als  $10^{-22}$  vorhergesagt wird. Erst mit Hilfe der heutigen Technik ist es möglich, ein Experiment zu realisieren, das ca. 10 Größenordnungen empfindlicher, als das von Michelson und Morley ist, um damit nicht den Äther sondern Gravitationswellen nachzuweisen.

Gravitationswellen-Observatorien der ersten Generation wie GEO600, LIGO, VIRGO und TAMA sind bereits in Betrieb und erreichen größtenteils ihre Designempfindlichkeit [LSC06a, LSC06b, Ace06]. Im Rahmen von so genannten "Science Runs" werden von den LIGO und GEO600 Observatorien bereits kontinuierlich Daten aufgezeichnet und ausgewertet. Diese Observatorien haben bereits Empfindlichkeiten von ca.  $10^{-22}$  erreicht, sind jedoch, im für die Gravitationswellendetektion interessanten Frequenzbereich ab ca. 200 Hz, in ihrer Empfindlichkeit durch verschiedene Rauschquellen, wie das Schrotrauschen und das thermische Rauschen, begrenzt. Ein Grund für diese Limitierung ist die in den Interferometerarmen zirkulierende Laserleistung. Mit den zur Zeit eingesetzten Lasersystemen (Ausgangsleistungen von 10-20 W) kann das Schrotrauschen nicht weiter reduziert werden. Aus diesem Grund befinden sich schon seit längerem Gravitationswellen-Observatorien der nächsten Generation in Planung, bei denen die Laserleistung um ca.

eine Größenordnung erhöht werden soll. Die LIGO Scientific Collaboration (LSC) plant bereits seit Ende der 90er Jahre den Advanced LIGO Detektor. Mit Hilfe von Interferometern mit einer Armlänge von je 4 km und einer zirkulierenden Laserleistung von einigen 100 kW, soll für diesen Detektor eine um den Faktor 10 höhere Messempfindlichkeit erreicht werden [Lig99]. Diese Steigerung der Empfindlichkeit erweitert den Messhorizont auf über 500 Millionen Lichtjahre entfernte Quellen und somit den beobachtbaren Teil des Universums um das mehr als 1000fache. Die für diese Erweiterung benötigte Laserleistung lässt sich nur mit Hilfe von Interferometer internen Fabry-Perot Resonatoren und einer brillianten Hochleistungs Laserstrahlquelle erreichen. So muss das Lasersystem für den Advanced LIGO Detektor beispielsweise bei einer Ausgangsleistung von ca. 200 W eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität aufweisen. Neben dem Einfrequenzbetrieb ist weiterhin eine hohe Amplituden- und Frequenzstabilität gefordert. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Konzept für die Entwicklung eines Lasersystems für den Einsatz in zukünftigen Gravitationswellen-Observatorien vorgestellt. Weiterhin wird die technische Realisierung dargestellt und das Lasersystem mit Bezug auf dessen geplanten Einsatz experimentell untersucht.

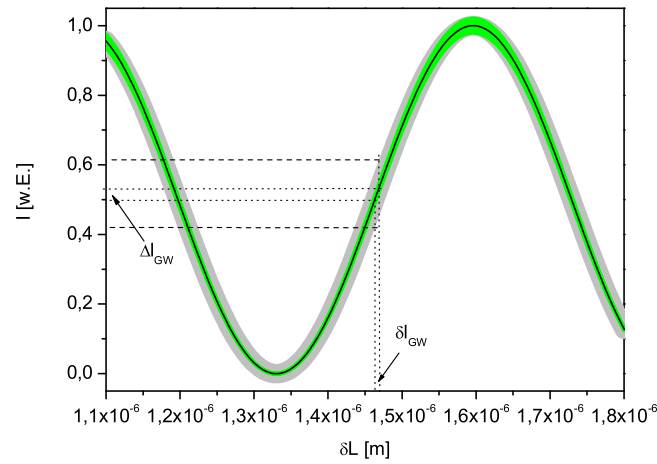
## 2.1 Anforderungen

Für die nächste Generation von erdgebundenen Gravitationswellen-Observatorien wird ein Lasersystem mit einer Ausgangsleistung von ca. 200 W und beugungsbegrenzter Strahlqualität benötigt. Derzeit wird geplant den Advanced LIGO Detektor im Jahre 2011 mit einem solchen Hochleistungs Lasersystem auszustatten. Die Spezifikationen, des in dieser Arbeit entwickelten Lasersystems orientieren sich nach den Anforderungen für diesen Detektor. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass die Spezifikationen an Strahlqualität und Laserstabilität für andere Detektoren ähnlich sein werden, so dass das Lasersystem auch in anderen Detektoren eingesetzt werden kann.

Als Basis für den Nachweis von Gravitationswellen wird ein, wie in Abbildung 2.1 dargestelltes Michelson Interferometer verwendet. Um die Anforderungen der Laserstrahlquelle für ein Michelson Interferometer zu ermitteln, sollen im folgenden einige technische und physikalische Aspekte betrachtet werden. In einem idealen Michelson Interferometer kann die Intensität am Detektor wie folgt beschrieben werden:

$$I = I_0 \cos^2 \left( \frac{\omega}{c} \delta l \right) \quad (2.2)$$

hierbei ist  $I_0$  die Eingangsintensität,  $\omega$  die Laserfrequenz und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Der Intensitätsverlauf eines Interferometers für einen Armlängenunterschied von ca. einer Laserwellenlänge ist in Abbildung 2.2 dargestellt (schwarze Linie). Der Effekt einer Längenänderung durch eine Gravitationswelle ist jedoch deutlich geringer, als in der Mitte der Grafik beispielhaft dargestellt. Die Änderung der Armlänge  $\delta l_{GW}$  erzeugt eine bestimmte Signaländerung  $\Delta I_{GW}$  am Detektor des Interferometers. Wie in Gleichung 2.1 zu erkennen, ist der Effekt einer Gravitationswelle in einem Michelson Interferometer jedoch etwa 10 Größenordnungen geringer, als in der Grafik dargestellt.



**Abbildung 2.2:** Intensitätsverlauf bei einem Armlängenunterschied von ca. einer Laserwellenlänge in einem Michelson Interferometer. Schwarz: monochromatisches Licht, grün: monochromatisches Licht mit Intensitätsschwankungen und grau: Licht mit einer Linienbreite von einigen MHz bei ungleich langen Interferometerarmen.

Dies bedeutet zunächst hohe Anforderungen an den mechanischen Aufbau des Interferometers, da jede Bewegung eines Spiegels, oder eine Brechungsindexfluktuation einen Armlängenunterschied hervorrufen würde. Aus diesem Grund befindet sich das komplette Gravitationswelleninterferometer im Vakuum und alle Komponenten des Interferometers sind an Mehrfachpendel-Konstruktionen aufgehängt, um diese von seismischen Bewegungen zu entkoppeln. Diese technischen Aspekte bestimmen die Detektorempfindlichkeit bis zu einer Frequenz von ca. 50 Hz. Darüber hinaus, von 50 Hz bis ca. 10 kHz, sind hauptsächlich thermisches Rauschen und das Schrotrauschen die limitierenden Effekte für die Empfindlichkeit des Interferometers. Wie aus Gleichung 2.2 und Abbildung 2.2 (grüne Linie) zu erkennen, ist eine Änderung der Eingangsintensität proportional zu einer Signaländerung am Detektor. Die Kopplung des Intensitätsrauschen ist jedoch im Bereich des Nulldurchgangs, auch *dark-fringe* genannt, am geringsten. Aus diesem Grund werden



Gravitationswelleninterferometer in der Nähe des *dark-fringe* betrieben. Somit kann zwar der direkte Einfluss des Eingangintensitätsrauschens verringert werden, aber dennoch bewirkt die Natur des Lichtes eine weitere fundamentale Messgrenze. Die Quantenfluktuationen des Lichtes, das sog. Schrotrauschen, ist für die Detektorempfindlichkeit eine der limitierenden Rauschquellen. Die Dehnung des Raumes  $h$ , welche durch das Schrotrauschen des Lichtes in einem Michelson Interferometer vorgetäuscht wird, lässt sich mit  $\hbar$  dem Planckschen Wirkungsquantum,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit,  $\lambda$  der Laserwellenlänge und  $P$  der zirkulierenden Laserleistung wie folgt beschreiben [Sau94]

$$h_{Schrot} = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P}} . \quad (2.3)$$

Da das Schrotrauschen umgekehrt proportional zur Anzahl der Photonen und somit zur Laserleistung ist, kann, wie in der Gleichung zu erkennen ist, dieses durch eine Erhöhung der Laserleistung reduziert werden. Für ein Interferometer der Länge von 4 km wird jedoch eine Laserleistung von mehreren 10 kW benötigt, um den Wert  $h_{Schrot}$  auf unter  $10^{-22}$  zu reduzieren. Diese hohen Laserleistungen lassen sich nicht direkt mit einem Lasersystem erzeugen. Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil des *dark-fringe* Arbeitspunktes. Wird am Detektor nur wenig Licht detektiert, bedeutet dies, dass das Licht wieder zurück zur Laserstrahlquelle reflektiert wird. Mit Hilfe eines teildurchlässigen Spiegels zwischen der Laserstrahlquelle und dem Interferometer (*power-recycling*) [Sau94] kann die Laserleistung innerhalb des Interferometers resonant überhöht werden. Das Interferometer wird jetzt als ein passiver Resonator betrachtet, in dem je nach Finesse des Resonators die eingekoppelte Laserleistung erhöht wird. Diese resonatorinterne Leistungsüberhöhung ist proportional zur Finesse  $F$  des Resonators  $P = (F/\pi) P_{In}$ . Für eine Leistungsüberhöhung in den mehrere 10 kW Bereich, müsste demnach bei einer Eingangsleistung von ca. 200 W die Finesse ca. 1000 betragen. Zur weiteren Leistungsüberhöhung und somit zur Steigerung der Detektorempfindlichkeit, werden in Gravitationswellen-Observatorien nicht nur *power-recycling* Spiegel sondern zusätzliche Fabry-Perot Resonatoren in die Interferometerarme eingesetzt [Mül03]. Aus der sich daraus ergebenden hohen Finesse des gesamten Interferometers folgt eine weitere Anforderung für das zu verwendende Lasersystem. Für eine effektive Einkopplung der Laserstrahlung in das Interferometer, muss der Laserstrahl die gleichen transversalen Modeneigenschaften wie das Interferometer besitzen. Das bedeutet, dass nur der Teil des Laserlichtes, welches sich in der  $TEM_{0,0}$ -Mode befindet, in das Interferometer eingekoppelt werden kann. Alle Anteile höherer Moden werden am sog. Power-Recycling Resonator oder am Input Mode Cleaner (siehe Abbildung 2.3) reflektiert. Neben den schon erwähnten benötigten Eigenschaften wie Laserleistung und Strahlqualität des Lasersystems muss als ein weiterer Punkt noch die Frequenz bzw. Linienbreite

betrachtet werden. Zunächst ist es notwendig, dass das Lasersystem nur auf einer longitudinalen Mode emittiert. Würden mehrere longitudinale Moden in das Interferometer einkoppeln, so würden diese im Interferometer miteinander wechselwirken und eine eindeutige Signalzuordnung verhindern. Des Weiteren ist die Linienbreite der Laserstrahlung entscheidend, da die Interferometerarme nicht exakt gleich lang sind, sondern deren Länge um einige cm differiert. Diese Armlängendifferenz würde bei einer breitbandigen Laserstrahlquelle ( $\Delta\lambda > MHz$ ) zu einer Verbreiterung des Detektorsignals führen, wie es in Abbildung 2.2 (hellgraue Linie) dargestellt ist. Das detektierte Signal kann hier nicht mehr eindeutig zugeordnet werden.

Für eine genauere Erläuterung der Spezifikationen des Advanced LIGO Lasers gilt es das vorstabilisierte und das freilaufende Lasersystem zu unterscheiden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das freilaufende Lasersystem entwickelt, welches anschließend stabilisiert werden soll. Eine genauere Auflistung der Spezifikationen für das vorstabilisierte Advanced LIGO Lasersystem kann aus den *Pre-Stabilized Laser Design Requirements* [Psl05] entnommen werden. Da im Rahmen dieser Arbeit der freilaufende Laser realisiert wurde, werden im Folgenden die Anforderungen des freilaufenden Lasersystems aus dem *Pre-Stabilized Laser Conceptual Design Document* [Fre05] dargestellt. Zum besseren Verständnis der Spezifikationen ist in der Abbildung 2.3 zunächst das optische Layout für den Advanced LIGO Detektor skizziert. Nach dem Lasersystem und der Eingangsoptik wird die Strahlqualität des Lasers im *Input Mode Cleaner* weiter verbessert und stabi-

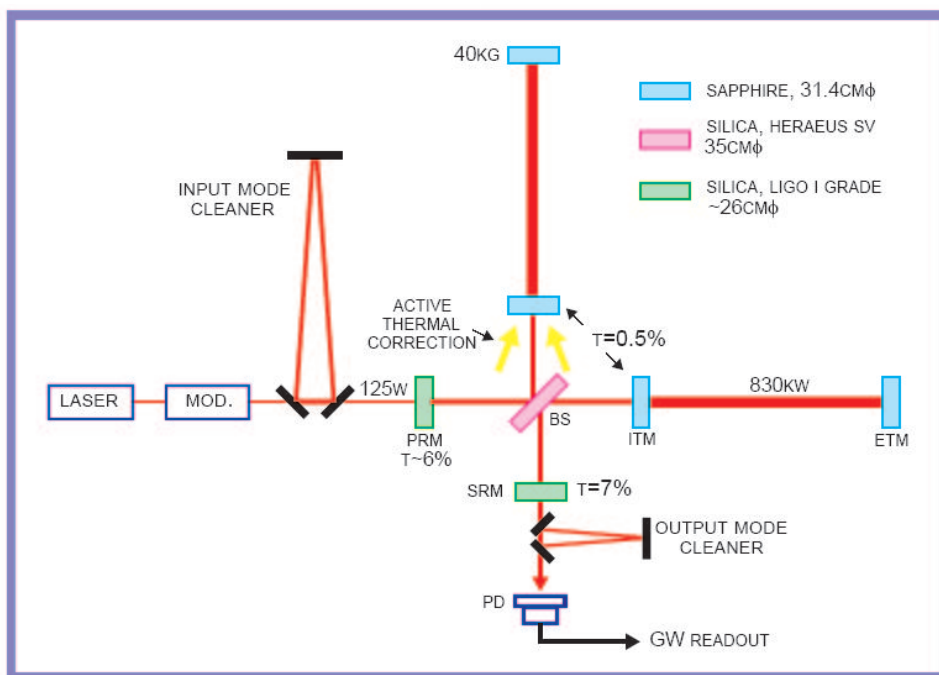


Abbildung 2.3: Optisches Layout des geplanten Advanced LIGO Detektors [Fri01].

lisiert. Nach dieser Stabilisierung werden ca. 125 W in das Interferometer eingekoppelt. Um die benötigte Detektorempfindlichkeit zu erreichen, ist ein *Power Recycling* (PRM) und ein *Signal Recycling* (SRM) -*Mirror* vorgesehen [Mül03]. Zur weiteren Erhöhung der Empfindlichkeit bestehen die Interferometerarme aus Fabry-Perot Resonatoren, mit denen die eingekoppelte Laserleistung auf bis zu 800 kW erhöht wird. Vor der Detektion über eine Photodiode filtert ein *Output Mode Cleaner* das ausgekoppelte Laserlicht. Eine genauere Systembeschreibung des Detektors und der Einzelkomponenten kann aus dem *Advanced LIGO System Design* [Fri01] entnommen werden.

In der Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Anforderungen für den freilaufenden Laser zusammengestellt. Neben den in der Tabelle aufgeführten Spezifikationen muss das Lasersystem bei einer Umgebungstemperatur von  $22\text{ °C} \pm 2\text{ °C}$  und Luftdruckschwankungen von ca. 5 mbar einen stabilen Betrieb gewährleisten. Die Anforderungen an die Langzeitstabilität werden aus der angestrebten Detektor Verfügbarkeit abgeleitet. Das Interferometer soll eine Verfügbarkeit von 90 % und einen minimalen, kontinuierlichen Betrieb von 40 Stunden gewährleisten. Aufgrund des mehrjährigen, kontinuierlichen Betriebes des Gravitationswellen-Observatoriums muss bei der Entwicklung des Lasersystems, neben den Laserstrahleigenschaften auch auf eine hohe Langzeitstabilität und Wartungsfreundlichkeit geachtet werden, um die Ausfallzeiten zu minimieren.

Parameter	Specification
type of laser	Nd:YAG
wavelength	1064 nm
power in a circular TEM <sub>0,0</sub> mode	> 200 W
power in all other modes	< 20 W
polarization extinction ratio	100:1 in the vertical plane
relative power fluctuations	$< 10^{-3}/\sqrt{Hz}$ between 0.1 Hz and 10 Hz $< 10^{-5}/\sqrt{Hz}$ between 10 Hz and 10 kHz $< 2 \cdot 10^{-9}/\sqrt{Hz}$ for $f > 9$ MHz
frequency fluctuations	$< 10^{-4} Hz/\sqrt{Hz} \cdot [Hz/f]$ between 1 Hz and 10 kHz

**Tabelle 2.1:** Spezifikationen des freilaufenden Advanced LIGO Lasers [Fre05].

## 2.2 Stand der Technik

Lasersysteme, die derzeit in Gravitationswellen-Observatorien eingesetzt werden, sind in ihrer Laserleistung auf ca. 20 W begrenzt. Herzstück aller Systeme ist ein hochstabiler Laser, der auf einem Miniatur-Einkristall-Laser (non-planar-ring-oscillator, NPRO)[Kan85]

aufbaut. Der NPRO emittiert nur auf einer longitudinalen Mode und verfügt über eine Linienbreite im Bereich einiger kHz. Die Ausgangsleistung des NPRO ist jedoch auf maximal 2 W begrenzt und reicht daher nicht aus, um die erforderliche Empfindlichkeit der Interferometer zu erreichen. Aus diesem Grund wird die Ausgangsleistung des NPRO durch weitere, nachgeschaltete Lasersysteme erhöht. Grundsätzlich werden hierbei zwei unterschiedliche Konzepte verwendet, um die Frequenzeigenschaften des NPRO zu höheren Ausgangsleistungen zu skalieren. Bei einem MOPA (Master-Oscillator-Power-Amplifier), wird der NPRO mit Hilfe einer nachgeschalteten Verstärkerstufe hochverstärkt. Eine weitere Möglichkeit ist die Injektionskopplung, bei der ein nachfolgender Laseroszillator frequenzstabil an den NPRO gekoppelt wird [Buc73]. Die Tabelle 2.2 zeigt einen Überblick der zur Zeit für die Gravitationswellenobservation weltweit eingesetzten Lasersysteme und deren Laserkonzept. Für den Gravitationswellendetektor GEO600 wird beispielsweise der NPRO genutzt, um seine Frequenzeigenschaften mittels Injektionskopplung auf einen Oscillator höherer Leistung zu übertragen. So werden mehr als 12 W Ausgangsleistung für einen Nd:YAG basierenden Laser erreicht. Im LIGO Detektor wird zur Zeit ein NPRO mit einem MOPA verstärkt, wobei eine Ausgangsleistung von ca. 10 W erreicht wird. Bisherige Lasersysteme liegen demnach in ihrer Ausgangsleistung mehr als eine Größenordnung unter der Anforderung für den Advanced LIGO Detektor.

Detektor	Laserkonzept	Ausgangsleistung	Referenz
GEO600	Injektionskopplung	12 W	[Zaw02]
VIRGO	Injektionskopplung	20 W	[Bon02]
TAMA	Injektionskopplung	10 W	[Gro]
LIGO	MOPA	10 W	[Sav98]

**Tabelle 2.2:** Überblick von derzeit zur Gravitationswellenobservation eingesetzten Lasersystemen und deren Laserkonzept, so wie die erreichten Ausgangsleistungen.

Zu Beginn dieser Arbeit wurden verschiedene Laserkonzepte auf ihre mögliche Leistungskalierung in den 200 W Bereich betrachtet. Beim Konzept des schon angesprochenen MOPA kann bspw. mit Hilfe eines Slab-Verstärkers die Ausgangsleistung des NPRO hochverstärkt werden [Shi95, Tul99, Rut00]. Der Slablaser hat hierbei den Vorteil, dass durch einen zick-zack ähnlichen Verlauf der Lasermode innerhalb des Laserkristalls die thermischen Effekte nahezu kompensiert werden können [Rut00]. Mit einem solchen Konzept konnte zunächst eine Laserleistung von bis zu 40 W [Tul99, Shi95] und in neueren Ergebnissen bis zu 104 W demonstriert werden [Sar05]. In einer Oszillatoranordnung mit Slablaserkristall wurde in einer stable-unstable Resonatoranordnung eine Ausgangsleistung von 20 W [Ott98, Mud00] erreicht. Ein weiteres Laserkonzept ist der Scheibenlaser, bei

dem der Laserkristall aus einer dünnen Scheibe besteht. Der Vorteil ist hierbei, dass der Kristall in Strahlausbreitungsrichtung gekühlt werden kann und somit nur geringe thermische Effekte aufweist. Aufgrund der geringen Energie, die in der dünnen Scheibe deponiert werden kann und der damit verbundenen geringen Verstärkung, ist der Betrieb des Scheibenlasers nur in einer Oszillatorkonfiguration sinnvoll. Für den Scheibenlaser konnten Laserausgangsleistungen von ca. 100 W für einen Yb:YAG [Kar98, Con99], jedoch nur 12 W für einen Nd:YAG basierendes Lasersystem gezeigt werden [Joh00]. Das Stablaserdesign ist das älteste und am weitesten verbreitete Laserkonzept, deshalb sind hierzu bisher die meisten Ergebnisse veröffentlicht. Neben unpolarisierten, gepulsten, mittleren Ausgangsleistungen von 158 W bzw. 208 W und Strahlqualitäten von  $M^2 < 1,1$  [Pav00, Hir99] konnte auch eine kontinuierliche Ausgangsleistung von ca. 60 W [Gol96, Tid93] demonstriert werden. Des Weiteren wurde eine linear polarisierte Ausgangsleistung von bis zu 45 W [Sch98] erreicht. Eine optisch zu optische Effizienz von ca. 50 % konnte für longitudinal gepumpte Stablaserdesigns gezeigt werden [Ber88, Tid92, Kan92]. Als Nachteil des Stablaserdesigns sind die thermische Linse und die thermisch induzierte Doppelbrechung zu nennen. So ist die linear polarisierte Ausgangsleistung aufgrund der thermisch induzierten Doppelbrechung [Koe70, Fos70, Kar71] in einem einzelnen Stablaser auf ca. 50 W begrenzt [Tid92, Cer93, Mur96, Kno98]. Mit einem einzelnen Laserstab konnte deshalb auch nur eine injektionsgekoppelte Ausgangsleistung von 45 W [Kno98] erreicht werden. Es konnte jedoch eine effektive Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung (DBK) und eine Skalierung zu höheren Laserleistungen [Sco71, Lü96, Kug97] sowie ein Einfrequenzbetrieb mit 18 W [Cre89] Ausgangsleistung demonstriert werden. In neueren Ergebnissen konnte mit einem Doppelbrechungskompensierten Stablaserdesign eine einfrequente Ausgangsleistung von 100 W erreicht werden [Tak05].

Zur Vervollständigung ist an dieser Stelle noch der Faserlaser zu nennen, für den jedoch zu Beginn dieser Arbeit keine Veröffentlichungen für einen linear polarisierten Grundmodebetrieb höherer Leistung vorlagen. Einziges bekanntes Ergebnis ist ein nicht polarisierter MOPA mit 5,5 W Ausgangsleistung [Zaw99]. Während der Entwicklungsarbeiten sind jedoch gerade im Bereich der Faserlaser rasante Fortschritte erzielt worden, weshalb im Ausblick hierauf noch einmal gesondert eingegangen wird. Die vorgestellten Ergebnisse der anderen Laserarten hingegen stellen nach wie vor den Stand der Technik dar.

Zu Beginn der Entwicklung eines Lasersystems für einen Grundmodebetrieb mit einer Ausgangsleistung im 200 W Bereich zeichnete sich das Stablaserdesign als das mit der bisher höchsten erzielten linear polarisierten Grundmodeausgangsleistung aus. Zudem wurde durch das Konzept der DBK ein Weg aufgezeigt, diese Laserleistung weiter zu skalieren. Auch die Injektionskopplung eines Stablaserdesigns konnte bereits erfolgreich demonstriert werden. Ein weiterer Vorteil des Stablaserdesigns ist sein prinzipiell einfacher Kris-

tallaufbau verglichen mit der Slab- oder Scheibenlasertechnologie. Aufgrund der weiten Verbreitung des Stablaser war dessen Langzeitstabilität und Leistungsfestigkeit bereits hinreichend demonstriert worden. Die longitudinale Anregung des Laserstabes bietet für das zu entwickelnde Lasersystem die Möglichkeit der redundanten Anregung. Die Pumpleistung des Systems kann auf mehrere Pumpdioden verteilt werden, so dass der Ausfall einer Diode durch die Verbleibenden kompensiert werden kann. Zu Beginn der Arbeiten war demnach das Stablaserdesign mit DBK sowohl physikalisch als auch technisch das geeignetste Laserkonzept.

## 2.3 Konzept

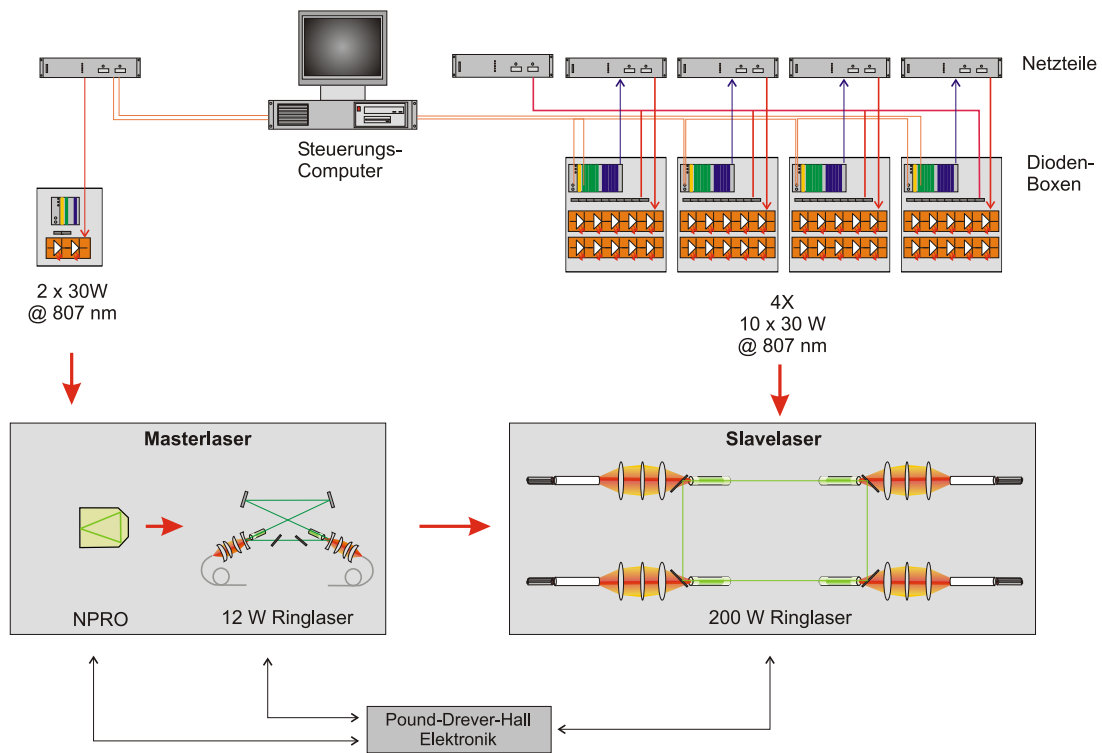
Im Folgenden wird ein Laserkonzept vorgestellt, mit dem ein linear polarisierter, einfrequenter Laserstrahl mit ca. 200 W Ausgangsleistung und nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität realisiert werden soll. Wie schon im vorangegangenen Kapitel beschrieben, ist der NPRO das Herzstück (Master) eines einrequenten Lasersystems. Seine Frequenzeigenschaften können mit Hilfe der Injektionskopplung auf weitere Systeme höherer Leistung (Slave) übertragen werden. Die, vereinfacht ausgedrückt, Güte dieser Kopplung wird als Lockingbandbreite bezeichnet und ist proportional zur Wurzel aus Master- zu Slavelaserleistung. Hierbei gibt die Lockingbandbreite an, um welche Frequenz der Slavelaserresonator maximal schwanken darf, ohne dass der injektionsgekoppelte Betrieb unterbrochen wird. Die Frequenzschwankungen ergeben sich aus Längenänderungen des Resonators wie mechanische Längenänderungen oder Änderungen durch Brechungsindexfluktuationen des Lasermaterials und der umgebenen Luft. Eine genauere Beschreibung der Verhältnisse ist in Kapitel 3.2 zu finden. Aus den Überlegungen ist zu erkennen, dass je größer der Wert der Lockingbandbreite, desto stabiler der einfrequente Laserbetrieb. Um dies zu gewährleisten, ist eine möglichst hohe Masterlaserleistung zu verwenden. Die geringe Ausgangsleistung des NPRO ist daher nicht ausreichend, um eine stabile Kopplung an ein 200 W Lasersystem zu erreichen. Mit Hilfe einer weiteren "Zwischenstufe" geringerer Leistung kann jedoch eine hinreichende Kopplung realisiert werden. Hierzu soll das schon erwähnte 12 W Lasersystem des GEO600 Observatoriums verwendet werden. Dieses 12 W Lasersystem dient somit als Front-End für die Injektionskopplung des 200 W Hochleistungslasers. Für die Realisierung des Hochleistungslasers werden vier longitudinal gepumpte Laserstäbe in einer Ringresonatoranordnung eingesetzt. Zur Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung der Laserstäbe wird bei jeweils zwei Laserstäben eine Doppelbrechungskompensation vorgesehen. Als Lasermaterial wird aufgrund der Spezifikation der Laserwellenlänge von 1064 nm Nd:YAG gewählt. Die erforderliche Wellenlänge ist zwar auch mit Nd:YVO<sub>4</sub> zu erreichen, das Material besitzt jedoch deutlich schlechtere mechanische

und thermische Eigenschaften [Xio03], so dass Nd:YVO<sub>4</sub> nicht für Systeme hoher Leistung geeignet ist. Nd:YAG zeichnet sich hingegen gerade im Hochleistungslaserbereich durch sein 4 Niveau-System, seine gute Wärmeleitfähigkeit und eine hohe mechanische Härte im Vergleich zu anderen Lasermedien aus. Nicht zuletzt besitzt Nd:YAG eine gute Absorption bei der Emissionswellenlänge der heute weit verbreiteten InGa:As Diodenlasern, womit eine effektive Anregung ermöglicht wird [Bar90].

Jeder der vier Laserstäbe wird mit 10 fasergekoppelten Laserdioden longitudinal gepumpt. Die longitudinale Anregung bietet den Vorteil einer guten Anpassung der Pumpmode an die Lasermode, womit eine hohe Lasereffizienz erreicht werden kann [Tid93]. Die Aufteilung der Pumpleistung auf mehrere Laserdioden erfolgt aus Gründen der Redundanz. Wird die Anzahl der Laserdioden so ausgelegt, dass die benötigte Gesamtpumpleistung deutlich unter der Nennleistung der Laserdioden liegt, so kann der Ausfall einer Laserdiode kompensiert werden. In diesem Fall wird der Strom der verbleibenden Laserdioden erhöht, so dass der Betrieb des Lasersystems weiterhin gewährleistet ist. Die ausgefallene Laserdiode kann bei diesem Konzept, wenn nötig, sogar während des Laserbetriebes ausgetauscht werden. Zum Pumpen der Laserstäbe des Hochleistungslasers werden insgesamt 40 Laserdioden à 30 W eingesetzt. Die Laserdioden sind zu Gruppen von 10 Stück in jeweils einer Laserdiodenbox zusammengefasst. Jede Laserdiode wird zur Anpassung der Laseremissionswellenlänge an die Absorption von Nd:YAG mit einem Computer in ihrer Temperatur geregelt.

In der Abbildung 2.4 ist das Konzept des zu entwickelnden Lasersystems dargestellt. Beginnend mit dem NPRO, werden dessen Frequenzeigenschaften mittels Injektionskopplung an einen 12 W Ringlaser übertragen. Zur stabilen Ankopplung müssen Resonatorlängenänderungen ausgeglichen werden, hierbei wird das Pound-Drever-Hall Stabilisierungs-Verfahren [Bla01] eingesetzt. Befindet sich der 12 W Ringlaser in einem stabilen Einfrequenzbetrieb, wird anschließend der Hochleistungs Ringlaser injektionsgekoppelt, womit ein einfrequenter Laserbetrieb bei einer Ausgangsleistung von ca. 200 W realisiert werden soll.

Mit dem vorgestellten Konzept sollte es möglich sein, die Anforderungen an Ausgangsleistung, Strahlqualität sowie Amplituden und Frequenzstabilität, wie sie für die Verwendung in einem Gravitationswellen-Observatorium notwendig sind, zu erreichen. Des Weiteren ist mit diesem Konzept eine hinreichend hohe Langzeitstabilität und Wartungsfreundlichkeit gewährleistet.



**Abbildung 2.4:** Konzeptioneller Aufbau des entwickelten einfrequenzen 200 W Lasersystems. Der Hochleistungslaser besteht aus vier endgepumpten Laserstäben, von denen jeweils zwei mit einer DBK versehen sind. Für den Einfrequenzbetrieb werden zwei Lasersysteme nacheinander injektionsgekoppelt.



# 3. Theoretische Betrachtungen zur Systementwicklung

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Betrachtungen dargestellt, die zur Entwicklung des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems notwendig waren. Es werden einige Aspekte der longitudinalen Anregung von Laserstäben für den Grundmodebetrieb, so wie die Auslegung eines entsprechenden Resonators beschrieben. Weiterhin wird die thermisch induzierte Doppelbrechung, welche die Ausgangsleistung limitiert, und deren Kompensation erläutert. Zum Ende des Kapitels werden die Betrachtungen zur Injektionskopplung diskutiert, die einen stabilen, einrequenten Betrieb des Lasersystems ermöglichen.

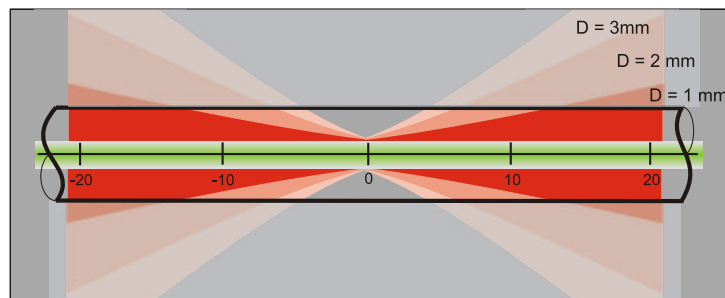
## 3.1 Eigenschaften endgepumpter Stablaser

Bei der longitudinalen Anregung (im Folgenden als Pumpen bezeichnet) wird die Pumpstrahlung über die Stabendfläche in den Laserkristall eingekoppelt. Diese Einkopplung bietet die Möglichkeit die Pumpstrahlung und die Lasermode räumlich zu überlagern, um somit ein effizientes Lasersystem zu realisieren. Insbesondere bei der Entwicklung von Grundmodelasersystemen kann die Pumpstrahlung so an die Lasermode angepasst werden, dass eine Oszillation höherer Moden aufgrund der geringeren bzw. nicht vorhandenen Verstärkung außerhalb des Grundmodevolumens verhindert werden kann. In diesem Fall wird der Laserkristall modenselektiv gepumpt. Im Folgenden werden einige Designkriterien zum longitudinalen Pumpen eines Grundmodelasersystems dargestellt.

### 3.1.1 Laserkristalldesign

Wie schon in Kapitel 2.3 dargestellt, wird das Lasersystem mit fasergekoppelten Laserdioden gepumpt. Fasergekoppelte Laserdioden besitzen je nach Eigenschaften der verwendeten Faser eine unterschiedliche Strahlqualität. Die Strahlqualität kann mit dem Strahlparameterprodukt ( $spp = \omega_f * \arcsin(NA)$ ) bestimmt werden, wobei  $\omega_f$  den Faserradius und  $NA$  die Numerische Apertur der Faser beschreibt. Aus dieser Strahlqualität kann für eine gegebene Länge des Laserkristalls die maximale Überlagerung mit der Lasermode

bestimmt werden (Abbildung 3.1). Die Durchmesser der Pumplichtfasern betragen 1 mm, 2 mm und 3 mm, die Numerische Apertur beträgt 0,22. Für die Berechnung wurde der Pumpfokus mit einer Größe 1.3 mal der  $TEM_{0,0}$ -Lasermode mittig im Laserkristall angenommen. Aus dem Strahlparameterprodukt der Pumplichtquellen ergeben sich dann die Divergenzwinkel für die Pumpstrahlung. Im Gegensatz zum Pumplicht ändert sich die Größe der Lasermode über den dargestellten Bereich kaum, da für die Lasermode ein  $TEM_{0,0}$ -Betrieb angenommen wurde. Eine Optimierung der räumlichen Überlagerung von Lasermode und Pumplicht ist somit praktisch nur von der Strahlqualität des Pumplichts und den Abmessungen des Laserstabes abhängig. Es wird weiterhin deutlich, dass bei der dargestellten Laserkristalllänge von ca. 40 mm und einem Kristalldurchmesser von 3 mm das Pumplicht keiner der drei Pumplichtquellen, verlustfrei in den Laserstab eingekoppelt werden kann.



**Abbildung 3.1:** Grafische Darstellung der Überlagerung von Lasermode und verschiedenen Pumplichtquellen in einem Laserstab mit ca. 40 mm Länge und einem Durchmesser von 3 mm. Zur Berechnung wurde der Pumpfokus in der Mitte des Laserkristalls angenommen und mit dem Strahlparameterprodukt der Pumplichtquelle die Strahlpropagation berechnet.

Wie bereits dargestellt, muss bei der Auslegung eines longitudinalen gepumpten Lasersystems das Strahlparameterprodukt der kommerziell zur Verfügung stehenden Laserdioden berücksichtigt werden. Bei einer gegebenen Pumplichtquelle sind demnach der Laserkristalldurchmesser und dessen Länge die zu optimierenden Parameter. Für eine Abschätzung der Laserkristalllänge bei gegebenem Durchmesser kann die Propagation der Pumpstrahlung innerhalb des Laserkristalls berechnet werden. Hierzu wird angenommen, dass wie in Abbildung 3.1 der Fokus der Pumpstrahlung in der Mitte des Laserkristalls liegt. Als maximale Kristalllänge wird der Punkt berechnet, an dem der Pumpradius  $\omega_p$  an der Kristalleintrittsfläche gerade

$$\omega_p = \frac{D_k}{\pi} \quad (3.1)$$

beträgt,  $D_k$  ist hierbei der Kristalldurchmesser. Mit diesem Kriterium ist gewährleistet, dass 99 % der Pumpstrahlung in den Laserstab eingekoppelt werden [Sie86]. Die Propagation des Pumplichts kann berechnet werden mit

$$\omega_p(z) = \omega_{p0} \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{z \cdot \lambda \cdot M^2}{\pi \cdot \omega_{p0}^2} \right)^2} \quad (3.2)$$

wobei  $\omega_{p0}$  den Pumpfokus,  $\lambda$  die Pumpwellenlänge und  $M^2$  die Strahlqualität der Pumpdiode mit

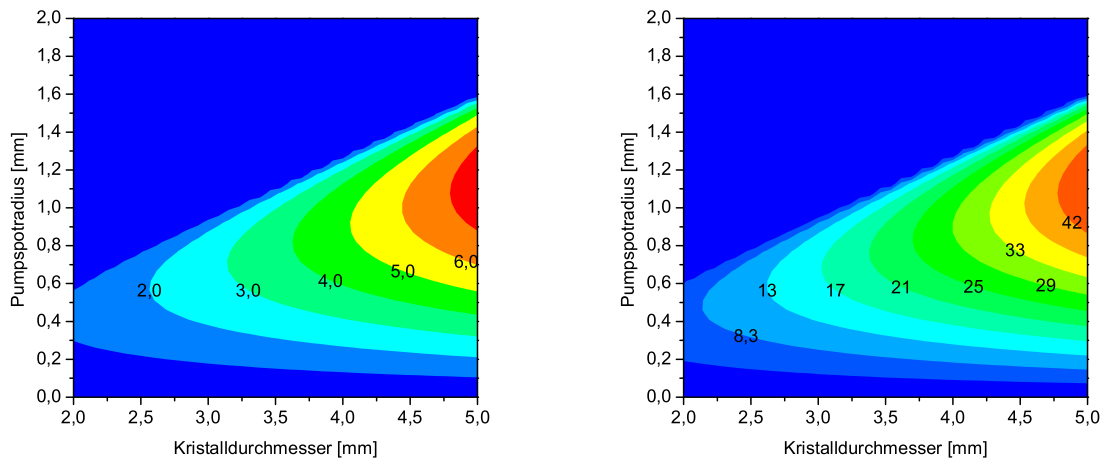
$$M^2 = \frac{spp \cdot \pi}{\lambda} \quad (3.3)$$

beschreibt. Durch Umstellung von Gleichung 3.2 nach  $z$  und Einsetzen des Kriteriums aus Gleichung 3.1 ergibt sich eine maximale Kristalllänge bei der das Licht einer Pumplichtquelle mit der Strahlqualität  $M^2$  zu 99 % in einen Laserstab mit dem Durchmesser  $D_k$  eingekoppelt werden kann zu

$$L_k = \sqrt{-4\pi^2 \cdot \omega_{p0}^2 + 2 \cdot D_k^2} \cdot \frac{\omega_{p0}}{M^2 \cdot \lambda} \quad (3.4)$$

Die Numerische Apertur von fasergekoppelten Laserdioden mit Standard-Multimodefasern beträgt typischerweise 0,22. Deshalb bietet es sich an, im Folgenden nur den Faserdurchmesser als Strahlqualitätskriterium zu verwenden. Die Abbildung 3.2 zeigt nach Gleichung 3.4 berechnete Laserkristalllängen für eine Pumplichtquelle mit "schlechter"  $D_p = 3$  mm (links) und "guter"  $D_p = 0,5$  mm (rechts) Strahlqualität. Die Abbildung verdeutlicht die Abhängigkeiten des Durchmessers und der Länge des Laserstabes von der Strahlqualität der Laserdiode. Bei einer guten Strahlqualität ist der Divergenzwinkel der Pumpstrahlung gering und das Pumplicht kann über eine längere Strecke ohne Reflektionen an der Stabmantelfläche geführt werden. Veranschaulicht wird auch, dass bei gegebener Strahlqualität das in der Gleichung 3.1 angegebene Kriterium für große Stabdurchmesser später erreicht wird und somit ein längerer Laserstab möglich ist. Nicht zuletzt ergibt sich daraus für einen in Länge und Durchmesser definierten Laserstab eine optimale Größe des Pumpspotradius. Aus der Abbildung 3.2 geht weiterhin hervor, dass unter Verwendung eines kurzen Laserstabes, die Abhängigkeit von der Strahlqualität der Pumplichtquelle nahezu vernachlässigbar wird.

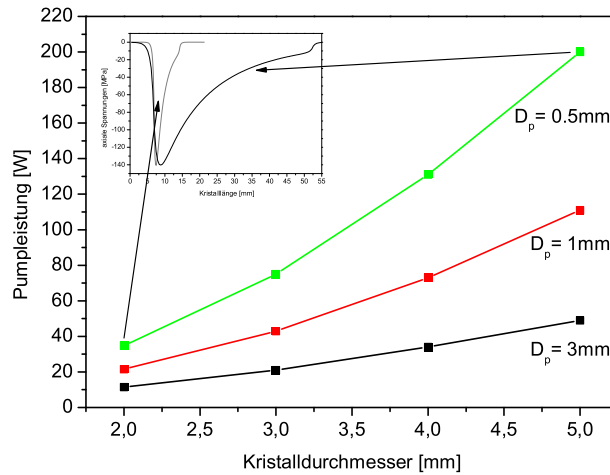
Während die maximale Stablänge beim modenselektiven Pumpen von der Pumplichtquelle selbst abhängt, ist die minimale Stablänge abhängig vom Lasermaterial und der eingebrachten Pumpleistung. Wird der Laserstab kurz ausgelegt (einige mm), so muss dessen



**Abbildung 3.2:** Berechnung der maximalen Kristalllänge (von blau nach rot) zur Einkopplung einer fasergekoppelten Pumplichtquelle in Abhängigkeit von Kristalldurchmesser und Pumpspotgröße, Faserdurchmesser 3 mm (links) und 0,5 mm (rechts).

Dotierung hoch ( $\sim 1at.\%$ ) sein, um eine gewünschte Pumpleistung zu deponieren. Dies limitiert in einem longitudinal gepumpten System aber gleichzeitig die Pumpleistung, die in den Laserstab eingekoppelt werden kann, da es bei hoher Dotierung zu starken Temperaturgradienten und somit zu Spannungen an der Eintrittsfläche des Pumplichts kommt. Bei Erreichen der Kristallbruchgrenze von Nd:YAG (ca. 130-260 MPa) [Tid92, Koe99] würde demnach der Laserstab zerbrechen. Aus der Bruchgrenze des Laserstabes kann somit ein Kriterium für die minimale Länge des Laserkristalls abgeleitet werden. Für einige ausgewählte Kristalllängen aus Abbildung 3.2 wurde die mögliche Pumpleistung berechnet, bei der die axialen Spannungen des Laserstabes gerade unterhalb der Kristallbruchgrenze liegen. Sowohl Kristalldurchmesser, Faserdurchmesser der Pumplichtquelle als auch der Pumpspotdurchmesser wurden aus Abbildung 3.2 entnommen. Für die Pumplichtquelle wurde eine Zentralwellenlänge von 807 nm bei einer spektralen Halbwertsbreite von 2,5 nm angenommen. Da die Kristalllänge vorgegeben ist, wurde die Dotierung so gewählt, dass 90 % der Pumpleistung im Laserstab absorbiert werden. Die Berechnungen wurden mit der Software *RodDesigner* [Wil] durchgeführt. Die Abbildung 3.3 zeigt die berechneten Werte der Pumpleistung, die nach den in der Abbildung 3.2 dargestellten Kristalllängen appliziert werden können, ohne dass der Laserstab zerbricht.

Die Berechnungen veranschaulichen, dass bei einer Pumplichtquelle mit guter Strahlqualität ( $D_p = 0.5 \text{ mm}$ ) aufgrund des längeren Laserstabes eine höhere Pumpleistung appliziert werden kann. Mit Hilfe der beiden dargestellten Kriterien ist es möglich, den



**Abbildung 3.3:** Pumplleistung, die nach den in Abbildung 3.2 berechneten Stablängen in einen Laserkristall appliziert werden kann, ohne dass dieser aufgrund der axialen Spannungen zerbricht. Oben links: Beispielhafte Darstellung der axialen Spannung im Laserstab bei den gekennzeichneten Werten.

Laserstab für das modenselektive Pumpen und einer gegebenen Pumplichtquelle optimal zu dimensionieren. Weitere Kriterien für die Auslegung des Laserstabdesigns wie bspw. die Veränderung der Strahlqualität des Laserstrahls für verschiedene Pumplichtverteilungen sollen im Folgenden in Betracht gezogen werden.

Bei dem zu entwickelnden Lasersystem für die Gravitationswellendetektion, ist neben der Ausgangsleistung die Strahlqualität von entscheidender Bedeutung, da wie schon erläutert nur das Licht des Grundmode in das Interferometer eingekoppelt werden kann. In der Literatur werden verschiedene Ansätze zur Dimensionierung longitudinal gepumpter Lasersysteme [Lap91, Che96, Che00, Xie01] beschrieben. In den meisten Fällen handelt es sich hierbei jedoch um Systeme im Leistungsbereich von einigen Watt, die mit einer Pumplichtquelle guter Strahlqualität gepumpt werden. Aus diesem Grund kann für die Auslegung eines Laserstabes im höheren Leistungsbereich nur teilweise auf vorhandene Literatur zurückgegriffen werden. Sowohl die Ausgangsleistung als auch die Strahlqualität richten sich nach der absorbierten Pumplleistung und der räumlichen Überlagerung der Selbigen mit der Lasermode. Es gilt demnach für eine Dimensionierung des Laserstabes zunächst festzustellen, welchen Wert diese Überlagerung für verschiedene Konfigurationen besitzt. Die Überlagerung der Lasermode  $\omega_l$  und der Pumpstrahlung  $\omega_p$  in Abhängigkeit von der Position  $z$  in Laserkristall kann wie folgt berechnet werden

$$V(z) = \frac{\int_0^z \omega_p(z) \cdot \omega_l(z)}{\int_0^z \omega_p(z)^2} \cdot A(z) \quad (3.5)$$

mit dem normierten Absorptionsverlauf

$$A(z) = e^{\frac{2 \cdot \ln(T) \cdot z}{L_k}} \cdot -\ln(T) \quad (3.6)$$

wobei  $T$  die Transmission des Pumplichtes nach der Kristalllänge  $L_k$  beschreibt. Durch Integration der Gleichung 3.5 über die Kristalllänge ergibt sich eine effektive Überlagerung  $V_{eff}$ . Eine Abschätzung der erwarteten Laserausgangsleistung  $P_l$  mit der zugeführten Pumpleistung  $P_p$  über

$$P_l = P_p \cdot (1 - T) \cdot (1 - \eta_h) \cdot V_{eff} \cdot \eta_l \quad (3.7)$$

mit  $\eta_h$  dem Heizwirkungsgrad, und  $\eta_l$  der Lasereffizienz bestimmt werden. Der limitierende Parameter sowohl für die Ausgangsleistung als auch die Strahlqualität bei einem modenselektiv gepumpten System ist die aberrierte, thermische Linse des Laserstabes [Hod93, Che97, Cla01]. Eine exakte Beschreibung der Kopplung zwischen höheren Moden und der Grundmode eines Lasersystems in Gegenwart einer aberrierten, thermischen Linse ist bei Zawischa [Zaw03] nachzulesen. Für eine Abschätzung soll die nach Siegman [Sie93] aufgestellte Theorie der Veränderung der Strahlqualität aufgrund von sphärischen Aberrationen an einer Linse, verwendet werden. Hierbei kann die Strahlqualität  $M^2$  eines longitudinal gepumpten Systems nach Clarkson [Cla01] mit

$$M^2 = \sqrt{(M_i^2)^2 + (M_q^2)^2} \quad (3.8)$$

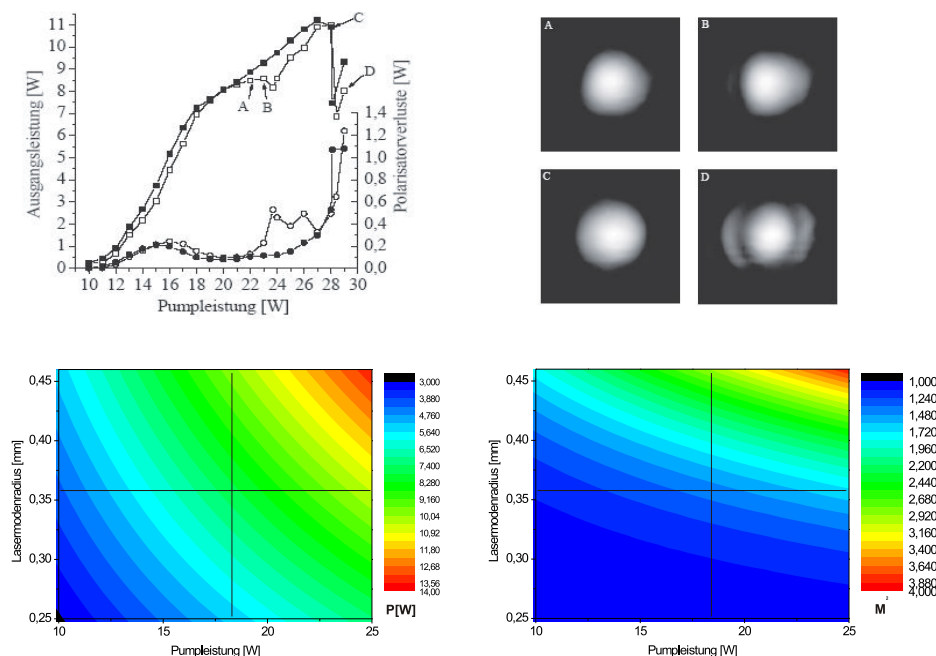
wobei  $M_i^2$  die Strahlqualität des Systems vor dem Durchgang durch die aberrierte Linse und

$$M_q^2 = \frac{2 \cdot P_p \cdot \eta_h \cdot (dn/dT)}{k \cdot \lambda \cdot \sqrt{2}} \cdot \left( \frac{\omega_l}{\omega_p} \right)^4 \quad (3.9)$$

mit  $dn/dT$  der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex,  $k$  der Wärmeleitfähigkeit und  $\lambda$  der Laserwellenlänge berechnet werden. Mit der dargestellten Gleichung und Gleichung 3.7 kann für einen modenselektiv gepumpten Laserstab im Rahmen der zuvor festgelegten optimalen Stablänge die erwartete Ausgangsleistung und Strahlqualität berechnet werden. Im Anhang (Kapitel 8) sind für die schon berechneten Parameter aus Abbildung 3.2 und 3.3 einige Graphen dargestellt.

Das vorgestellte Modell gibt Auskunft darüber, bei welchem Verhältnis von Lasermode und Pumpmode unter bestimmten Kristall- und Pumpparametern sich die Strahlqualität

beim Durchgang durch den Laserkristall ändert. Diese Veränderung bietet die Möglichkeit einer ersten Abschätzung des Laserstabdesigns. Es gilt jedoch zu beachten, dass in einem Resonator die Veränderung der Strahlqualität noch von der Güte des Resonators abhängt und gegebenenfalls geringer ausfällt. Umgekehrt ist es möglich, dass der aberrierte Laserstrahl mehrfach durch die Linse propagiert und sich somit eine schlechtere Strahlqualität aufakkumuliert. In dem letzteren Fall kann auch die Ausgangsleistung geringer als berechnet ausfallen, da Leistung vom eigentlichen Grundmode in eine aberrierte Lasermode koppelt. Für eine qualitative Einschätzung des dargestellten Modells, soll ein Vergleich mit einem bekannten und im Bezug auf dessen Aberrationen sehr gut charakterisierten Lasersystem dargestellt werden. Das System wird später, als Masterlaser zur Injektionskopplung (Kapitel 5.1) genauer vorgestellt. In der Abbildung 3.4 sind die berechneten Werte für die Strahlqualität und Ausgangsleistung des Lasersystems und die bei Zawischa [Zaw03] gemessene Werte gegenüber gestellt. Zunächst wird deutlich, dass bei einem Modenradius von ca. 0,36 mm und einer Pumpleistung von ca. 18 W eine Ausgangsleistung von ca. 7 W sowohl gemessen als auch berechnet wurde. In der von Zawischa gemessenen Ausgangsleistungskurve sinkt die Ausgangsleistung ab diesem Punkt und die Strahlqualität verschlechtert sich deutlich, wie auf den Bildern B und D zu



**Abbildung 3.4:** Verifizierung des vorgestellten Modells zur Auslegung endgepumpter Laserkristalle. Für den Vergleich wurde das bereits ausführlich charakterisierte Lasersystem aus Referenz [Zaw03] (oben) verwendet. Die Berechnungen des vorgestellten Modells sind zum Vergleich (unten) dargestellt, Ausgangsleistung (links) und Strahlqualität (rechts).

erkennen. Die berechnete Strahlqualität beträgt an diesem Punkt  $M^2$  ca. 1,3 und wird im realen System aufgrund der Resonator Güte wahrscheinlich etwas geringer ausfallen. Der Vergleich zeigt, dass mit dem vorgestellten Modell die gemessenen Ergebnisse verifiziert werden konnten.

### Auslegung des Laserstabes

Mit dem, im vorherigen Kapitel dargestellten Modell zur Auslegung longitudinal gepumpter Laserstäbe für den Grundmodebetrieb, wird im Folgenden das in dieser Arbeit verwendete Laserstabdesign vorgestellt.

Im Kapitel 2.4 wurde ein Laserkonzept mit vier Laserköpfen beschrieben, mit dem eine Grundmodeausgangsleistung von ca. 200 W realisiert werden soll. Daraus ergibt sich eine zu extrahierende Grundmodeleistung von ca. 50 W pro Laserkopf. Wie in den zuvor dargestellten Simulationen zur Auslegung des Laserstabes zu erkennen ist, ist dies mit einem Laserstab von 5 mm Durchmesser und 45 mm Länge, der mit einer Faser von  $D_p = 0,5$  mm gepumpt wird, zu realisieren (siehe auch Kapitel 8). Der Pumpspotradius beträgt hierbei ca. 1,1 mm. Limitierende Faktoren sind jedoch die Strahlqualität (der  $M^2$  Wert sollte unter 1,5 bleiben) und dass der Laserkristall wie in der Abbildung 3.3 zu erkennen, bei einer benötigten Pumpleistung von 200 Watt, nahe an der Kristallbruchgrenze betrieben wird.

Für die praktische Umsetzung des Laserstabdesigns gilt zunächst eine geeignete Pumplichtquelle, die gleichzeitig die Rahmenbedingungen des Gesamtsystems erfüllt, auszuwählen. Die Pumplichtverteilung mit einem Pumpspotradius von ca. 1,1 mm kann mit den zur Verfügung stehenden Pumplichtquellen nicht direkt erreicht werden (eine geeignete Pumplichtquelle mit ca. 200 W Ausgangsleistung und einem Faserdurchmesser von 0,3 mm wurde erstmals Mitte 2005 vorgestellt [Opt05]). Des Weiteren soll, wie schon zuvor erwähnt, das Pumplicht aus Gründen der Redundanz auf mehrere Quellen aufgeteilt werden. Eine weitere Möglichkeit der longitudinalen Pumplichtapplikation ist die Ausnutzung der Totalreflexion, die durch den Brechungsindexunterschied zwischen dem Laserstab ( $n = 1,82$ ) und dem umgebenen Kühlwasser ( $n = 1,33$ ) gegeben ist. Mit einer polierten Stabmantelfläche und der Totalreflexion, kann das Pumplicht im Laserkristall ähnlich wie in einer Faser geführt werden, wobei die Strahlqualität der Pumplichtquelle weniger entscheidend ist. Ein Nachteil dieser Pumplichtapplikation ist jedoch die verringerte Überlagerung mit der Lasermode, da hierbei nicht mehr modenselektiv gepumpt wird. Durch Strahlanalyse Simulationen mit der Software *Zemax* konnte jedoch gezeigt werden, dass gemittelte Pumpspotgrößen von ca. 2 mm Durchmesser auch mit Hilfe der Totalreflexion realisiert werden können (siehe Abbildung 4.4). Aufgrund der hohen deponierten Pumpleistung am Anfang des Laserkristalls (siehe Abbildung 4.7), stellt sich



so ein über den Laserstab gemittelter Pumpspotdurchmesser ein. Zur Verringerung der Spannungen im Laserkristall wurde eine Absorptionslänge von 80 mm gewählt, womit die Spannungen an der Einkopplenseite halbiert wurden (siehe Abbildung 3.17). Zur Reduzierung der realen Kristalllänge soll ein doppelter Pumplichtdurchgang realisiert werden. Aus den dargestellten Simulationen und Überlegungen ergibt sich das verwendete Kristalldesign mit den folgenden Parametern: Kristalldurchmesser = 3 mm, dotierte Kristalllänge = 40 mm und einer Dotierung von 0,1 at.%. Zur Reduzierung der thermischen Effekte werden Laserstäbe mit 7 mm langen, undotierten Endkappen verwendet.

Zur weiteren Verifizierung des Kristalldesigns werden im Folgenden Parameter wie Absorption, Verstärkung als auch die Temperatur des Laserstabes und die sich daraus ergebenden thermooptischen Effekte dargestellt.

### 3.1.2 Absorption und Verstärkung

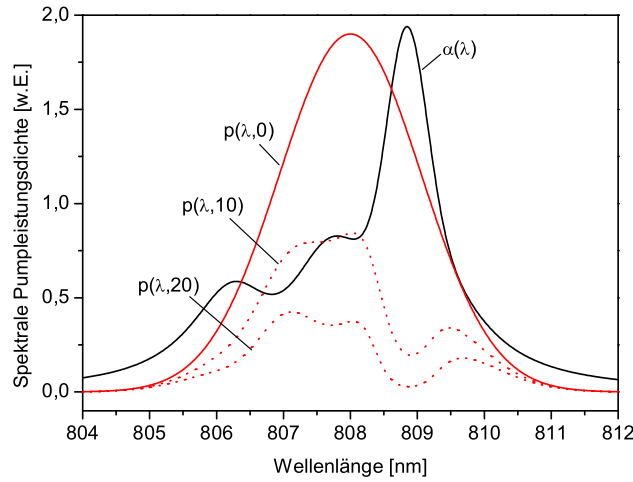
Die Pumplichtverteilung und somit die Verstärkung, innerhalb eines longitudinal gepumpten Laserstabes ist, neben dem Pumplichtprofil, auch von dessen Führung innerhalb des Laserstabes, der Absorption und der Pumplichtintensität abhängig. Im folgenden Kapitel soll zunächst auf die Effekte der Absorption genauer eingegangen werden.

#### Effektiver Absorptionskoeffizient

Aufgrund einer von der Wellenlänge abhängigen Absorption des Laserkristalls und einer gewissen spektralen Breite der Pumplichtquelle ist die Absorption während der Propagation nicht mehr als konstant anzusehen. Es ändert sich die spektrale Verteilung der Pumplichtquelle und somit die Absorption. Somit stellt sich eine effektive Absorption ein, die nicht mehr alleine mit dem Lambert Beer'schen Gesetz berechnet werden kann. Vielmehr gilt [Sch98]

$$\alpha_{eff}(z) = \frac{1}{P(z)} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} p(z, \lambda) \alpha(\lambda) d\lambda \quad (3.10)$$

wobei  $P(z)$  die Pumpleistung an der Position  $z$ ,  $\lambda_0$  die Zentralwellenlänge und  $\Delta\lambda$  die spektrale Breite (FWHM) der Pumpdiode beschreibt. In der Abbildung 3.5 ist das Absorptionsprofil von Nd:YAG und die Propagation des Pumplichts für verschiedene Absorptionslängen und einen 0,1 at.% dotierten Laserkristall dargestellt. Hierbei ist deutlich die Abhängigkeit der spektralen Absorption zu erkennen. Die maximale Absorption von Nd:YAG bei 808,8 nm beträgt  $0,96 \text{ cm}^{-1}$ . Der effektive Absorptionskoeffizient für eine Pumplichtquelle von 2,5 nm Halbwertsbreite und einer Zentralwellenlänge von 807 nm jedoch nur ca.  $0,36 \text{ cm}^{-1}$  für einen 0,1 at.% Nd-dotierten und 80 mm langen Laserstab.



**Abbildung 3.5:** Propagation des Pumplichtes und Darstellung der spektralen Absorption für 10 mm und 20 mm Propagation eines 0,1 at.% dotierten Nd:YAG Kristalls. Deutlich ist die spektrale Absorption in dem veränderten Anregungsspektrum zu erkennen.

### Sättigung der Absorption

In Lasersystemen mit hohen Pumpleistungsdichten muss zur Berechnung der Pumplichtverteilung ggf. die Sättigung der Absorption berücksichtigt werden. Für eine Abschätzung, soll hier zunächst der nicht lasende Fall untersucht werden. In diesem Fall ist der Laserübergang mit einer Lebensdauer von  $\tau_{21} = 260 \mu\text{s}$  (für geringe Dotierungen [Bro98]) der dominierende Effekt bei der Sättigung. Die Sättigungsintensität der Absorption kann berechnet werden mit [Sat04]:

$$I_{p_{sat}} = \frac{h \cdot \nu_p}{\sigma_p \cdot \tau_{21}} \quad (3.11)$$

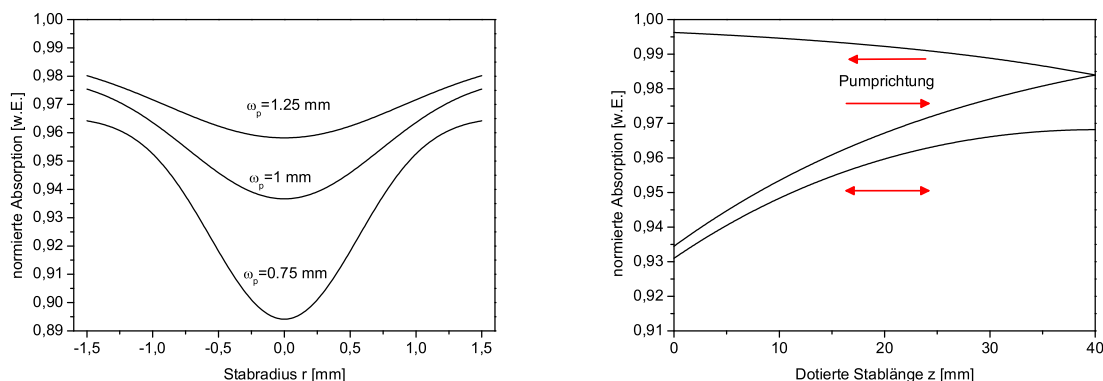
wobei  $h$  die Plank Konstante,  $\nu_p$  die Frequenz des Pumplichts und  $\sigma_p$  der Absorptionswirkungsquerschnitt ist. Bei einer angenommenen gaußförmigen Pumplichtverteilung

$$I_p(r, \omega_p, z) = I_{p0}(z) \cdot e^{-\frac{r^2}{\omega_p^2}} \quad (3.12)$$

kann die absorbierte Leistung berechnet werden zu [San98]:

$$P_{abs}(r, \omega_p, z) = \alpha \cdot P_0 \frac{I_{p_{sat}}}{I_p(r, \omega_p, z)} \cdot \text{Ln} \left( 1 + \frac{I_p(r, \omega_p, z)}{I_{p_{sat}}} \right) \quad (3.13)$$

hierbei ist  $I_{p0}(z) = P(z)/\pi\omega_p^2$ ,  $P(z)$  die Pumpleistung,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und  $\omega_p$  die Pumpspotgröße. Die Sättigung der Absorption wurde für verschiedene Pumpspotgrößen und dem in der Abbildung 4.4 dargestellten Intensitätsprofil berechnet. Als Wert für den Absorptionswirkungsquerschnitt wurde für 807 nm  $2,6 \cdot 10^{-20} / \text{cm}^2$  [Pol98] verwendet.



**Abbildung 3.6:** Sättigung der Absorption für verschiedene Pumpspotgrößen (links) und für den longitudinalen Verlauf bei einem Pumpspotradius von 1 mm und dem jeweiligen Verlauf des Pumplichtes (rechts). Die Pumpleistung betrug jeweils 200 W.

Aufgrund der maximalen Pumpleistungsdichte am Anfang des Laserstabes ist die Sättigung der Absorption hier am höchsten. Die Abbildung 3.6 (links) zeigt dieses Verhalten am Anfang des Laserstabes für verschiedene Pumpspotdurchmesser. Es wird deutlich, dass es schon bei einem Pumpspotradius von 1,25 mm und einer Pumpleistung von 200 W zu Sättigungseffekten der Absorption kommt. Diese werden deutlicher, wenn die Pumplichtintensität aufgrund einer Verkleinerung des Pumpspots weiter erhöht wird. Die Auswirkungen auf die über die Stablänge absorbierte Leistung kann bestimmt werden, indem die longitudinale Abhängigkeit mit berücksichtigt wird. Die Pumplichtintensität verringert sich aufgrund der Absorption über die Stablänge und somit tritt bei längerer Propagation weniger Sättigung auf. Eine analytische Lösung ist hierbei für einen doppelten Pumplichtdurchgang nicht mehr möglich, so dass eine untere Abschätzung durch Multiplikation beider Pumplichtdurchgänge berechnet wurde. Die Abbildung 3.6 (rechts) zeigt die Verringerung der Sättigung aufgrund der geringer werdenden Pumplichtintensität über die Stablänge. Eine eventuelle, reale Reduzierung der absorbierten Leistung aufgrund von Pumplichtsättigung kann durch Integration über die Stablänge und der Lasermodengröße berechnet werden. Bei einer Pumpspotgröße von ca. 1 mm und einem Lasermodenradius von  $600 \mu\text{m}$  würde es bei den genannten Parametern zu einer Verringerung der Gesamtabsorption von ca. 4 % kommen.

Die dargestellten Berechnungen beziehen sich bis hierher nur auf ein System ohne Laserbetrieb. Für diesen Fall ist die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus der entscheidende Prozess. Ob diese Lebensdauer für den Fall der stimulierten Emission noch gilt, kann für ein entsprechendes System mit Hilfe der Emissionsrate abgeschätzt werden. Die Emissionsrate  $\tau$  bestimmt dabei, wie viele Atome pro Zeiteinheit benötigt werden, um eine gemessene Ausgangsleistung zu erreichen,

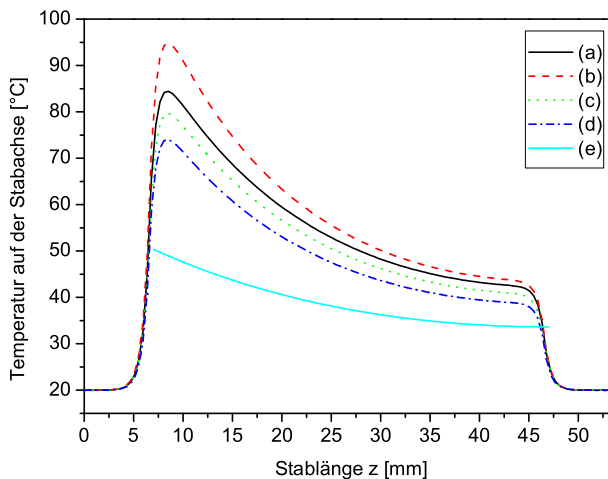
$$\tau = \frac{V_L c_{Nd} h \nu_L}{P_L} \quad (3.14)$$

hierbei ist  $V_L$  das Volumen der Lasermode,  $c_{Nd}$  die Nd Konzentration und  $P_L$  die ausgekoppelte Laserleistung. Ist der Wert  $\tau$  größer als die Lebensdauer des oberen Laserniveaus so kann für die Berechnung der Sättigung der Laserprozess vernachlässigt werden, da die Lebensdauer weiterhin den dominierenden Prozess für die Sättigung darstellt. Ist der Wert deutlich geringer, so ist die Emissionsrate der entscheidende Prozess und es kann die Sättigung der Absorption vernachlässigt werden. Für den beschriebenen Laserstab und einer Laserleistung von ca. 50 W beträgt die Emissionsrate  $\tau$  ca. 5 ms, somit ist die Pumplichtsättigung für den beschriebenen Laserstab zu berücksichtigen.

### 3.1.3 Temperaturverteilung

Eine analytische Beschreibung zur Temperaturverteilung in Stablasersystemen ist sowohl für transversal, als auch für longitudinal gepumpte Systeme mehrfach publiziert [She98, Son97, Tsu97, Web98, Tid92, Mac00, Cou92, Xie01, Fra92]. Keine der publizierten Lösungsansätze gibt jedoch eine ausreichende Beschreibung für den in dieser Arbeit gewählten Laseransatz wieder. Wie schon in dem vorangegangenen Kapitel dargestellt, ist beim Design eines longitudinal gepumpten Laserstabes besonders auf die Effekte an der Einkoppelseite des Pumplichtes zu achten. Dies gilt aufgrund der Temperaturgradienten an der Einkoppelseite insbesondere für die Temperaturabhängigkeit einiger Materialparameter. Zur Verdeutlichung zeigt die Abbildung 3.7 den berechneten longitudinalen Temperaturverlauf des vorgestellten Laserstabes (Abbildung 4.1) für verschiedene Materialparameter und Pumplichtverteilungen. In (a) und (b) wird eine gaußförmige Pumplichtverteilung angesetzt und die Temperatur mit und ohne Temperaturabhängigkeit der Materialparameter berechnet. Der Wert der Maximaltemperatur ist bei der Berechnung mit temperaturabhängiger Wärmeleitung um mehr als 10 % höher als ohne Temperaturabhängigkeit. Zum Vergleich des Einflusses der Pumplichtverteilung wurde ein Rechteck (c) und ein parabolisches Profil (d) berechnet, und auch hier zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit zur berechneten Temperatur. Der Vergleich mit einer analytischen

Lösung nach [Tid92] (e) verdeutlicht, dass die Berechnungen ohne axiale Wärmeleitung und deren Temperatur-abhängigkeit zu großen Abweichungen führt. Aufgrund der zahlreichen Abhängigkeiten, die zur Bestimmung der Temperatur innerhalb des Laserstabes zu berücksichtigen sind, sollen diese im Folgenden näher beschrieben werden.



**Abbildung 3.7:** Temperaturverteilung auf der Stabachse des Laserkristalls für verschiedene Pumplichtverteilungen sowie mit und ohne temperaturabhängige Wärmeleitung. Gaußverteilung ohne temperaturabhängige Wärmeleitung (a); Gaußverteilung mit temperaturabhängiger Wärmeleitung (b); Rechteckprofil (c) und parabolisches Profil (d) jeweils ohne temperaturabhängige Wärmeleitung, analytische Lösung nach [Tid92] (e)

### Heizwirkungsgrad

Die Differenz zwischen Pump- und Emissionswellenlänge sowie der Effekt der sog. *dead sites* [Fan93], mit dem strahlungslose Übergänge beschrieben werden bei denen zwar ein Anregungsphoton vom Neodym absorbiert wird, dies jedoch nicht zur Inversion beiträgt, sorgt für eine Temperaturerhöhung innerhalb des Laserstabes. Zur Beschreibung der eingebrachten Wärme als Funktion der Pumpleistung wird der sog. Heizwirkungsgrad  $\eta_H$  verwendet. Da dieser direkt die eingebrachte Wärme in das Lasermaterial bestimmt, ist er einer der wichtigsten Parameter zur Berechnung der Temperaturverteilung. In der Literatur wird für Nd:YAG typischerweise ein Heizwirkungsgrad von 25-40 % publiziert. Dieser weite Bereich kann durch die Abhängigkeit von der Dotierung erklärt werden [Bro98], da für hoch dotierte Kristalle aufgrund von Quenching Effekten der Heizwirkungsgrad deutlich höher ausfällt als für niedrig dotierte Kristalle. Für den verwendeten Kristall mit einer Dotierung von 0,1 at.% kann mit einem Heizwirkungsgrad zwischen  $\eta_H = 0,24$  (welcher dem Quantendefekt entspricht) und  $\eta_H = 0,276$  für eine Pumpeffizienz von 85 % gerechnet werden [Bro98, Fan93]. Aufgrund des geringen Wärmeeintrags, der sich

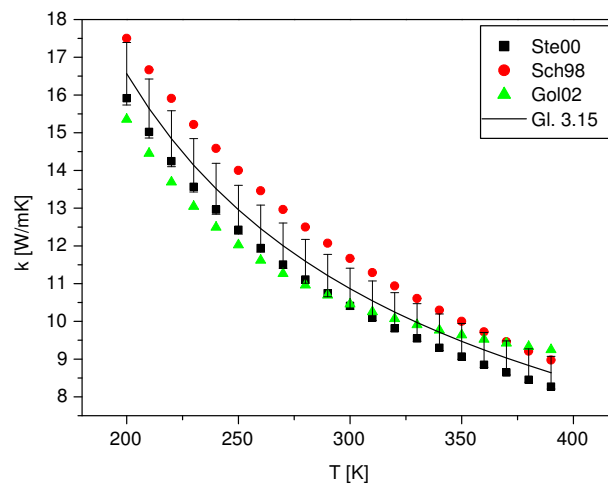
schon nah an dem Quantendefekt befindet, sollte eine in vielen Systemen vermutete Kühlung des Laserstabes durch die Lasermode nur noch einen geringen Effekt verursachen.

### Wärmeleitung

Für die Wärmeleitung in Nd:YAG schwanken die in der Literatur angegebenen Werte um ca. 20 % [Che00, Sch98], welches wiederum durch die Temperatur- und Dotierungsabhängigkeit der verschiedenen Experimente erklärt werden kann. Die Dotierungsabhängigkeit erschwert die Suche nach geeigneten Werten, da diese nicht für unterschiedliche Dotierungen untersucht wurde. Aus diesem Grund wurden die Werte von undotiertem YAG [Gol02, Ste00] denen für Nd:YAG mit nicht spezifizierter Dotierung [Sch98] in der Abbildung 3.8 gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass das mit Nd dotierte YAG eine höhere Wärmeleitung aufweist, als das undotierte. Dies wird auch in den von Schöne [Sch98] dargestellten Werten bestätigt. Für gering dotiertes Nd:YAG kann daher der Mittelwert zwischen beiden Kurven bestimmt werden. Die durchgezogene Linie in der Abbildung 3.8 zeigt die Gleichung

$$k(T) = \left[ 10,9 \cdot \left( \frac{204}{T - 95} \right)^{0,63} \right] \frac{W}{mK} \quad (3.15)$$

Die beschriebene Gleichung gibt für den Bereich von Temperaturen über 300 K eine gute Näherung an, bei der die Abweichungen unter  $\pm 5 \%$  liegen. Ein Beispiel für die Notwendigkeit der Berechnung mit temperaturabhängiger Wärmeleitung wird bei

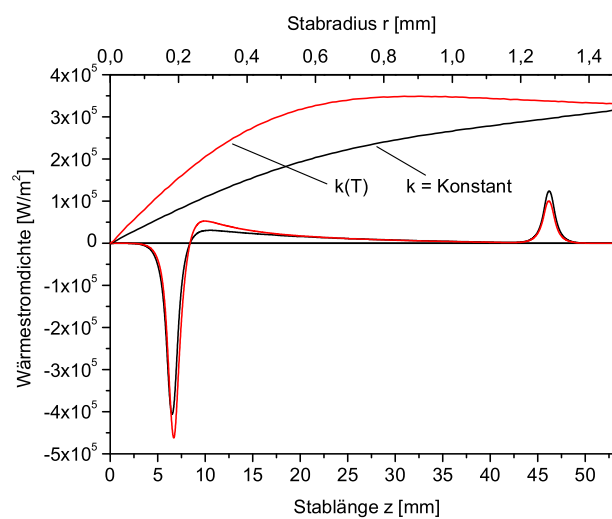


**Abbildung 3.8:** Werte für die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung aus verschiedenen Referenzen und nach Gleichung 3.15.

der Betrachtung für den Wärmefluss (Abbildung 3.9) deutlich. Es ist zu erkennen, dass mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmefluss geringer ist, da die Wärmeleitung mit zunehmender Temperatur abnimmt. Dies führt, wie schon in Abbildung 3.7 dargestellt, zu einer Erhöhung der berechneten maximalen Temperatur.

### Axiale Wärmeleitung

Die in der Literatur beschriebenen Ansätze zur Temperaturverteilung in Nd:YAG Stäben vernachlässigen oftmals die axiale Wärmeleitung. Dies gilt als Näherung für transversal, jedoch nicht für longitudinal gepumpte Lasersysteme. Da die Temperaturverteilung auf der Stabachse nicht mehr gleichmäßig ist, existiert ein Wärmefluss in Richtung der Stabachse. Dies gilt besonders bei der Verwendung von undotierten Endkappen, da diese für einen axialen Fluss der Wärme in Richtung der Stabachse sorgen und somit eine deutlich verbesserte Kühlung ermöglichen [Web98, Tsu97]. Zur Darstellung des Einflusses der undotierten Endkappen, sowie die Notwendigkeit der Berechnungen mit axialer Wärmeleitung, wurde für das, in der Abbildung 4.8 dargestellte Temperaturprofil die Wärmeflussdichte mit  $k(T) \frac{dT}{dz}$  berechnet (Abbildung 3.9). Die Berechnung verdeutlicht die Abhängigkeit der axialen Wärmeleitung, da ein deutlicher Fluss in Richtung der undotierten Stabenden zu erkennen ist. Im mittleren Teil des Stabes wird ersichtlich, dass bei geringen Temperaturgradienten, wie sie z.B. in transversal gepumpten Systemen vorherrschen, die axiale Wärmeleitung nahezu vernachlässigt werden kann.



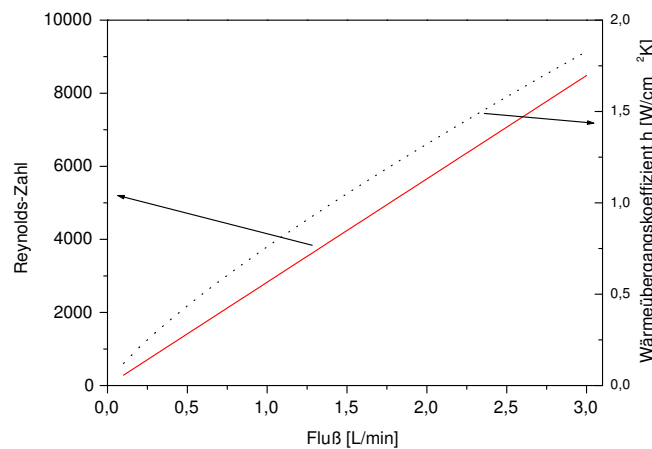
**Abbildung 3.9:** Wärmefluss im Laserstab mit (rot) und ohne (schwarz) temperaturabhängiger Wärmeleitfähigkeit, radialer (oben) und longitudinaler Verlauf (unten).

### Wärmeübergangskoeffizient

Die Absoluttemperatur im Laserkristall ist neben den schon genannten Materialparametern auch von dessen Kühlung abhängig. So variiert der Wärmeübergangskoeffizient  $h$  zwischen Laserstab und Kühlwasser je nach Strömungsgeschwindigkeit des Kühlwassers und dem Aufbau der Pumpkammer. Die Strömungsgeschwindigkeit und die daraus resultierende Reynolds-Zahl  $N_{Re}$  sind hauptverantwortlich für den Wärmetransport. Für die entwickelte Pumpkammer mit einem Flow-Tube Durchmesser von 5 mm und einem Fluss von ca. 1–3 L/min wurde zunächst die Reynolds-Zahl bestimmt (Abbildung 3.10). Es wird ersichtlich, dass ab einem Fluss von ca. 1 L/min die Strömung als turbulent angenommen werden kann ( $Re > 2300$ ). Daraus ergibt sich nach [Hsu63] die folgende Gleichung zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  für turbulente Strömung zu

$$h_{tur} = 0,02 \frac{\zeta}{D_{FT} - D_{St}} \left( \frac{D_{FT}}{D_{St}} \right)^{0,53} \cdot N_{Pr}^{0,33} \cdot N_{Re}^{0,8} \quad (3.16)$$

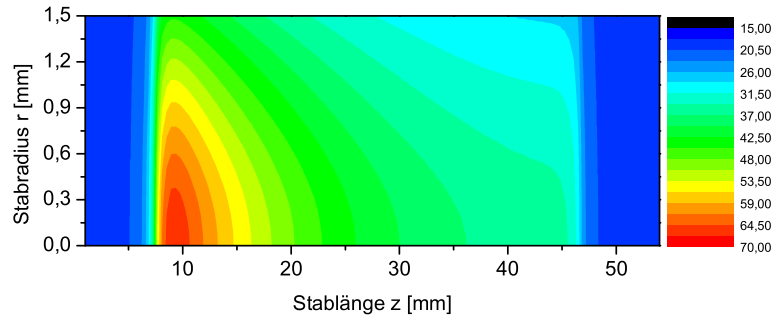
mit  $\zeta$  der Wärmeleitfähigkeit des Kühlmediums (in diesem Fall Wasser),  $N_{Pr}$  die Prandtl-Zahl und den Flow-Tube bzw. Laserstab Durchmessern  $D_{FT}$ ,  $D_{St}$ . Die berechnete Kurve von  $h$  ist in der Abbildung 3.10 dargestellt. Bei einem gemessenen Fluss von ca. 2 L/min ergibt sich ein Wärmeübergangskoeffizient von 1,3 W/cm<sup>2</sup>K. Dieser Wert liegt damit über dem in der Literatur angegebenen Wert von ca. 1 W/cm<sup>2</sup>K [Koe99] und unter dem von Scholz gemessenem Wert von ca. 1,8 W/cm<sup>2</sup>K [Sch05]. Mit den dargestellten Materialparametern und der Pumplichtverteilung im Laserkristall ist es nun möglich, die



**Abbildung 3.10:** Berechnete Reynolds-Zahl und der daraus bestimmte Wärmeübergangskoeffizient als Funktion des Wasserdurchflusses durch den Kristallhalter.



Temperaturverteilung innerhalb des Laserstabes zu berechnen. Für die aufgrund der dargestellten nichtlinearen Effekte aufwendige Berechnung der Temperaturverteilung wurde eine von Wilhelm [Wil] eigens für die Berechnung von longitudinal gepumpten Stablasern entwickelte Software (*RodDesigner*) verwendet. Die Software berücksichtigt die angesprochenen Materialparameter, sowie die axiale Wärmeleitung innerhalb des Laserstabes. Die Abbildung 3.11 zeigt den mit Hilfe des *RodDesigners* berechneten Temperaturverlauf des beschriebenen longitudinal gepumpten Laserkristalls. Mit der Bestimmung der Temperatur des Laserstabes, sollen im folgenden Kapitel weitere Parameter bzw. Eigenschaften des Laserstabes diskutiert werden.



**Abbildung 3.11:** Temperaturverteilung für den vorgestellten Laserstab unter Berücksichtigung der dargestellten Abhängigkeiten und einer Pumpleistung von 200 W.

### Temperaturabhängige Verstärkung

Im folgenden Abschnitt soll die Verstärkung eines endgepumpten Laserstabes und der Einfluss der temperaturabhängigen Laseremission von Nd:YAG diskutiert werden. Die Kleinsignalverstärkung eines endgepumpten Laserstabes lässt sich mit der Intensität der Pumplichtverteilung  $I_p(r, z)$  wie folgt berechnen [Rot98],

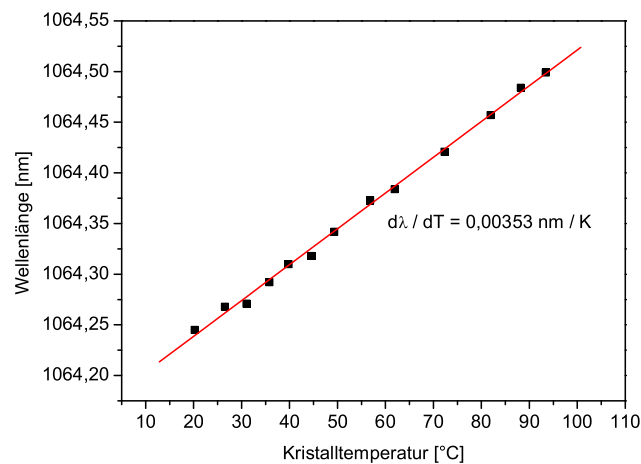
$$g_0(r, z) = \frac{\sigma_{21} \cdot \tau_F}{h \cdot \nu_l} \cdot I_p(r, z) \quad (3.17)$$

hierbei beschreibt  $\sigma_{21}$  den Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission,  $\tau_F$  die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu_l$  die Laserfrequenz. Die Verstärkung bzw. die Intensität hinter einem Verstärker kann berechnet werden mit

$$I_{out} = I_{in} \cdot e^{g \cdot l}. \quad (3.18)$$

Liegt die Laserintensität deutlich unterhalb der Sättigungsintensität ( $I_{sat} = h \cdot \nu_l / \sigma_{21} \cdot \tau_F$ ) gilt für  $g \cdot l = g_0$ . Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung von Nd:YAG ist hierbei noch nicht berücksichtigt und wird im Folgenden diskutiert.

Wie in der Abbildung 3.11 zu erkennen, ergibt sich innerhalb des Laserstabes trotz des doppelten Pumplichtdurchgangs einen deutlichen Temperaturgradienten auf der Stabachse. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der zentralen Emissionswellenlänge von Nd:YAG kann dies zu einer Reduzierung der Verstärkung führen, da sich die Emissionswellenlänge über die optische Achse des Laserstabes ändert. Ein weiterer Punkt für die Betrachtung der temperaturabhängigen Emission von Nd:YAG ist die Ankopplung der verschiedenen Lasersysteme mit Hilfe der Injektionskopplung. Jedes der zu koppeln- den Systeme besitzt Bauart- und Leistungsbedingt eine andere Temperaturverteilung im Laserkristall, was zu unterschiedlichen Emissionswellenlängen führt. Zur optimalen Kopp- lung der Lasersysteme ist es notwendig, die Zentralwellenlängen und somit auch die ma- ximale Verstärkung der einzelnen Systeme zu überlagern. Zur Berechnung dieser Daten wurde zunächst mit dem verwendeten Laserkristall die Temperaturabhängigkeit der La- seremission untersucht. Hierzu wurde die Fluoreszenz eines gering gepumpten Laserkris- talls vermessen, während die Wassertemperatur um den Kristall herum variiert wurde. Der Laserkristall wurde hierbei nur gering gepumpt, um eine gleichmäßige Temperatur zu gewährleisten. Es wurde jeweils das Maximum der Emission bestimmt und über die Tem- peratur aufgetragen (Abbildung 3.12). Die Messung ergibt einen linearen Zusammenhang mit einer Steigung  $\frac{d\lambda}{dT} = 0,00353 \text{ nm/K}$ . Mit diesem Koeffizienten kann die Temperatu- rabhängigkeit der Verstärkung und somit das longitudinale Verstärkungsprofil bestimmt



**Abbildung 3.12:** Temperaturabhängigkeit der Laseremissionswellenlänge von Nd:YAG.

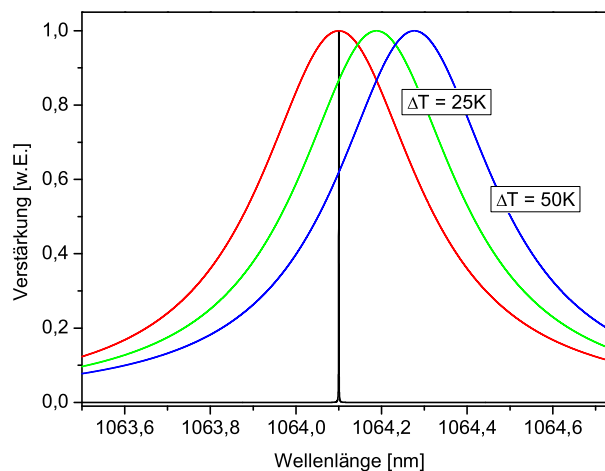
werden. Das spektrale Verstärkungsprofil eines Lasers wird mit einer Lorenzfunktion beschrieben [Sie86, Tho93] und unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Laseremission ergibt sich

$$g(\lambda, T) = \frac{\Delta\lambda}{2\pi} \left[ \left( \lambda - \lambda_c \frac{d\lambda}{dT} T \right)^2 + \left( \frac{\Delta\lambda}{2} \right)^2 \right]. \quad (3.19)$$

Hierbei ist  $\Delta\lambda$  die natürliche Linienbreite (bei Nd:YAG 4,5 Å),  $\lambda_c$  die zentrale Wellenlänge und  $\frac{d\lambda}{dT}$  die Temperaturabhängigkeit der Laseremission. Die Abbildung 3.13 veranschaulicht das Temperaturprofil von Nd:YAG für verschiedene Temperaturen des Laserkristalls. Zum Vergleich ist eine feste Laserlinie bspw. eines Seedlasers mit einer Linienbreite von einigen hundert Megahertz eingezeichnet. Die Berechnung veranschaulicht die notwendige Anpassung der Laseremission aufeinander, da es schon bei einem Temperaturunterschied von 25 K zu einer Reduzierung der maximalen Verstärkung von ca. 14 % kommen kann. Zur Berechnung der effektiven Verstärkung wird in diesem Fall das Überlappintegral von Master- und Slavelaser berechnet.

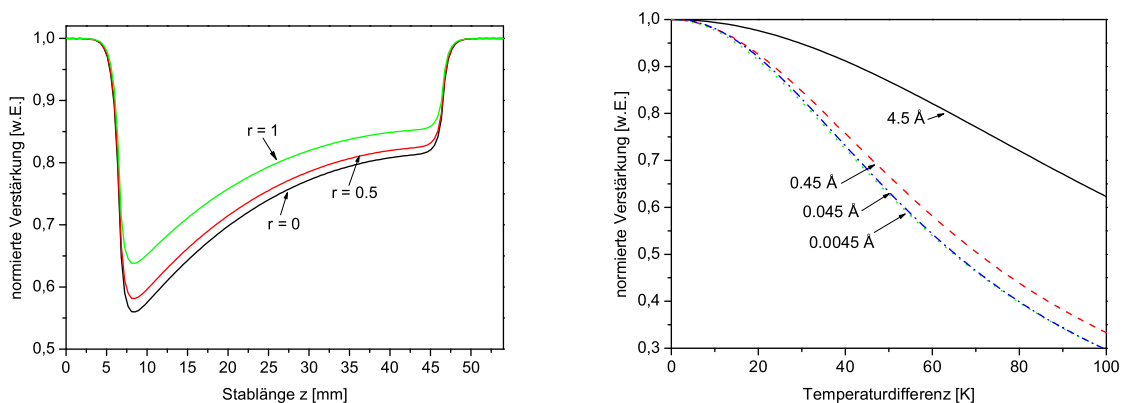
$$g_{eff}(T) = \int g_{Master}(\Delta\lambda, T) g_{Slave}(\Delta\lambda, T) \quad (3.20)$$

Es wird hierbei vorausgesetzt, dass beide Lasersysteme im "kalten" Zustand die gleiche Wellenlänge besitzen. Somit ist die effektive Verstärkung nur noch von den einzelnen



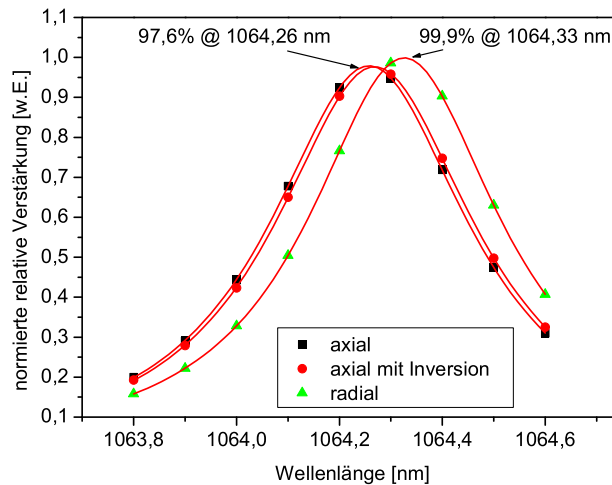
**Abbildung 3.13:** Berechnete spektrale Verstärkungsprofile von Nd:YAG mit der zuvor gemessenen Temperaturabhängigkeit und Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  von 0 K, 25 K und 50 K. Zum Vergleich die Laseremission des Seedlasers bei fester Temperatur und einer Linienbreite von einigen hundert Megahertz.

Linienbreiten der Lasersysteme  $\Delta\lambda$  und deren Temperatur abhängig (Gleichung 3.20). Für die Injektionskopplung kann somit über die Temperaturen und Linienbreiten der Lasersysteme die maximale Verstärkung berechnet werden. Zunächst soll jedoch die normierte Verstärkung durch den longitudinalen Temperaturgradienten innerhalb des Laserkristalls betrachtet werden. Der Temperaturgradient innerhalb des Laserkristalls beträgt ca. 55 K (siehe Abbildung 3.11). Die darauf entstehende Verschiebung der Verstärkung kann an der Abbildung 3.13 abgeschätzt werden, da hier die Verschiebung des Verstärkungsprofils für  $\Delta T = 0$  K und 50 K aufgetragen ist. Die Abbildung 3.14 (links) zeigt das berechnete, normierte longitudinale Verstärkungsprofil an verschiedenen Positionen auf der Stabachse. Es ist zu erkennen, dass es auch aufgrund der radialen Pumplichtverteilung zu einer Reduzierung der Verstärkung kommt. Integriert über die Stablänge bzw. den Stabradius ergibt sich eine Verringerung der Verstärkung für die longitudinale und für die transversale Richtung. Zu berücksichtigen ist hierbei, dass es sich noch nicht um die effektive Verstärkung handelt, bei der der Pumpleistungseintrag mit berücksichtigt werden muss, sondern zunächst nur der Überlapp der Verstärkungsprofile dargestellt ist. Da es sich bei dem entwickelten Lasersystem um einen einfrequenten Laser mit schmaler Linienbreite handelt, wurde der Einfluss der temperaturabhängigen Verstärkung für verschiedene Linienbreiten untersucht (Abbildung 3.14, rechts). Es wurde hierfür die normierte Verstärkung für Laserlinienbreiten von  $4,5 \text{ \AA}$  bis  $0,0045 \text{ \AA}$  über einen Temperaturgradienten von bis zu 100 K berechnet. Es wird deutlich, dass es bei schmalen Laserlinienbreiten zu einer weiteren Verringerung der optimalen Verstärkung kommt. Ab einer Laserlinienbreite von ca.  $0,0045 \text{ \AA}$  ist die Laserlinienbreite gegenüber dem Verstärkungsprofil so schmal, dass die



**Abbildung 3.14:** Berechnung der normierten Verstärkung aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Laseremission von Nd:YAG. Die normierte Verstärkung aufgrund des radialen und longitudinalen Temperaturverlaufs (Links). Normierte Verstärkung für verschiedene Temperaturdifferenzen und Laserlinienbreiten (Rechts).

effektive Verstärkung dem Lorenzprofil folgt. Zur Berechnung der effektiven Verstärkung des verwendeten Laserkristalls und einer festen Wellenlänge des Masterlasers muss die sich aus der Pumplichtverteilung ergebende Inversion mit berücksichtigt werden (Gleichung 3.17). In der Abbildung 3.15 ist die aufintegrierte, normierte Verstärkung für den radialen und longitudinalen Verlauf dargestellt.



**Abbildung 3.15:** Berechnete normierte Verstärkung aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Laseremissionswellenlänge von Nd:YAG als Funktion der Wellenlänge des Masterlasers.

Zur Ermittlung der maximalen Verstärkung wurden die Werte über die Wellenlänge des Masterlasers aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass der Effekt für den radialen Verlauf gering ist, weshalb dieser weitgehend vernachlässigt werden kann. Eine Berechnung mit Inversion wurde nicht durchgeführt, weil diese im Bereich der Lasermode als konstant angenommen wird. Für den longitudinalen Verlauf ist zu erkennen, dass sich selbst bei der Berechnung mit Inversion keine deutliche Veränderung der Verstärkung ergibt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich an der Position der maximalen Temperatur, auch die maximale Inversion und somit Verstärkung befindet. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Reduzierung der Verstärkung durch die Temperaturabhängigkeit der Emission von Nd:YAG für den entwickelten Laserkopf und den verwendeten doppelten Pumplichtdurchgang unter 3 % liegt.

### 3.1.4 Thermooptische Effekte

Aus dem Temperaturprofil des Laserkristalls können die für den Aufbau des Lasersystems bzw. für die Auslegung des Resonators benötigten thermooptischen Eigenschaften ermittelt werden. Neben der thermischen Linse und deren möglicher Aberrationen

ist in thermisch doppelbrechenden Medien wie Nd:YAG auch die Depolarisation von Bedeutung. Für den polarisierten Betrieb des Lasersystems ist die Depolarisation der limitierende Effekt bei der Leistungsskalierung. Im Folgenden sollen daher alle für den Aufbau des Lasersystems notwendigen thermooptischen Effekte erläutert werden.

### Thermische Linse

Einer der entscheidenden Parameter für die spätere Auslegung des Laserresonators ist die, durch den radialen Temperaturverlauf im Laserkristall entstehende, thermische Linse. Hierzu kann aus dem Temperaturverlauf und den Materialparametern des Laserstabes die optische Weglängendifferenz (OWD) wie folgt berechnet werden

$$OWD(r) = \int_0^l T(r, z) \left( \frac{dn(T)}{dT} + n^3 \alpha(T) C_{r,t} + \frac{\alpha(T) r_0 (n - 1)}{l} \right) dz \quad (3.21)$$

wobei  $T(r, z)$  die Temperaturverteilung im Laserstab,  $\frac{dn(T)}{dT}$  die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex,  $\alpha(T)$  die temperaturabhängige Wärmeleitung,  $C_{r,t}$  die Spannungskomponenten in radialer und tangentialer Richtung,  $n$  den Brechungsindex des Laserkristalls und  $l, r_0$  die Stablänge bzw. dessen Radius beschreibt. Wie aus der Gleichung zu erkennen ist, sind auch hier die Materialparameter und deren zusätzliche Temperaturabhängigkeit entscheidend für die Berechnung der OWD. Der erste Term, der zugleich den größten Teil der OWD ausmacht, ist die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex. Der zweite Term beschreibt den Einfluss der spannungsinduzierten Doppelbrechung aufgrund des piezoelektrischen Effekts und der dritte Term beschreibt die thermische Ausdehnung des Lasermediums.

### Temperaturabhängigkeit thermooptischer Koeffizienten

Wie bereits in der Beschreibung zur thermischen Linse (Gleichung 3.21) zu erkennen ist, ergeben sich aufgrund des Ausdehnungskoeffizienten und des temperaturabhängigen Brechungsindex von Nd:YAG optische Weglängendifferenzen beim Pumpen des Laserstabes. Beide Parameter zeigen wiederum eine Abhängigkeit von der Absoluttemperatur. In der Praxis sind beide Effekte schwer unabhängig voneinander zu messen, da beide direkt die optische Weglänge beeinflussen. In interferometrischen Messungen mit temperierbaren Laserkristallen wird deshalb zunächst die Weglängendifferenz  $\gamma$

$$\gamma(T) = \alpha(T) + \frac{1}{n} \beta(T) \quad (3.22)$$

mit  $\beta = \frac{dn}{dT}$  bestimmt. Durch Messung des Ausdehnungskoeffizienten bspw. durch Mes-

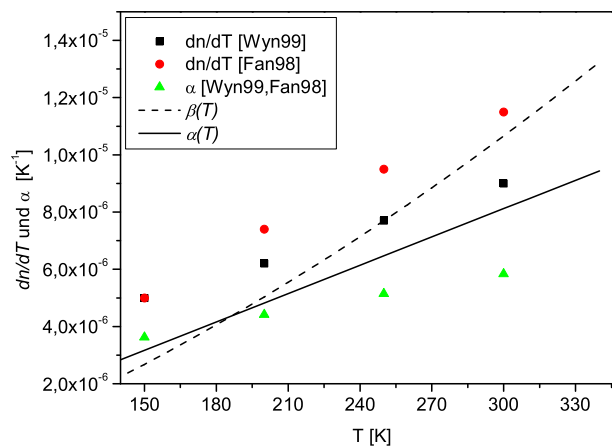
sung der mechanischen Längenänderung des temperierten Laserkristalls oder der Endflächenwölbung ergibt sich [Fan98, Gol02, Bro98],

$$\alpha(T) = -1,78 \cdot 10^{-6} + 3,3 \cdot 10^{-8} \cdot T \quad (3.23)$$

wobei die Temperatur  $T$  in Kelvin angegeben ist. Mit der Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten kann nun auf die Variation des Brechungsindex zurückgerechnet werden, es ergibt sich [Bro98]

$$\beta(T) = -2,59 \cdot 10^{-6} + 2,61 \cdot 10^{-8} \cdot T + 6,02 \cdot 10^{-11} \cdot T^2. \quad (3.24)$$

Mit den dargestellten Gleichungen lassen sich die Materialparameter von Nd:YAG berechnen (Abbildung 3.16). In den Temperaturbereichen des Laserkristalls (ca. 300 K)



**Abbildung 3.16:** Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und des Ausdehnungskoeffizienten von Nd:YAG aus verschiedenen Referenzen.

ist eine deutliche Streuung der Werte von [Wyn99] und [Fan98] zu erkennen. Die Werte des thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha(T)$  hingegen stimmen in beiden Referenzen überein. Eine Erklärung für die Schwankung der Werte mag zum einen, in den unterschiedlichen Messapparaturen und zum anderen an eventuell verschiedenen Kristallqualitäten liegen. Des Weiteren kann eine unterschiedliche Dotierung der Laserkristalle ein Grund für die Variationen sein. Die Werte von [Bro98] liegen im Bereich um 300 K zwischen den anderen Werten und geben hiermit einen Mittelwert an, der im Bereich von  $\pm 10\%$  zu den Werten anderer Referenzen liegt.

### Doppelbrechung und Bifokussierung

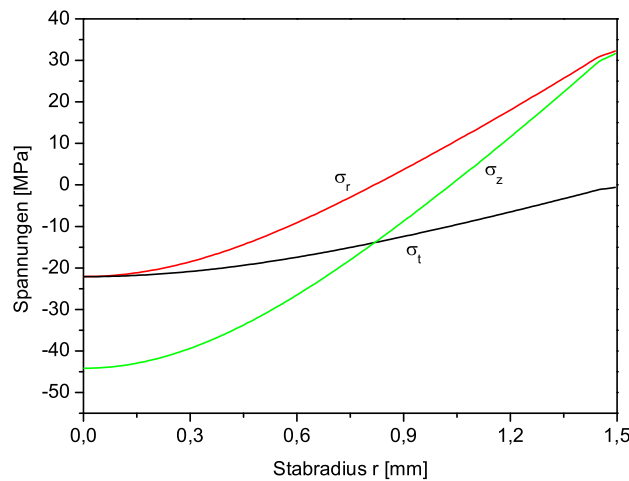
Die Temperaturverteilung innerhalb des Laserkristalls führt zu Spannungen, die wiederum über den piezoelektrischen Effekt zu einer Variation des Brechungsindex führen. Aufgrund von unterschiedlichen Spannungsverteilungen in radialer und tangentialer Richtung ergibt sich somit auch ein unterschiedlicher Brechungsindex für beide Richtungen. Die Spannungen im Laserkristall können nach [Fos70, Kug00] wie folgt berechnet werden

$$\sigma_r(r) = \frac{\alpha(T)E}{1-\nu} \cdot \left( \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \right) \quad (3.25)$$

$$\sigma_t(r) = \frac{\alpha(T)E}{1-\nu} \cdot \left( \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr - T \right) \quad (3.26)$$

$$\sigma_z(r) = \frac{\alpha(T)E}{1-\nu} \cdot \left( \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} T r dr - T \right) \quad (3.27)$$

wobei  $\alpha(T)$  den temperaturabhängigen Ausdehnungskoeffizienten,  $E$  das Youngsche Module und  $\nu$  die Poisson Zahl beschreibt. Mit den dargestellten Gleichungen wurden die Spannungen innerhalb des Laserkristalls (Abbildung 4.1) für eine Pumpleistung von 200 W berechnet (Abbildung 3.17). Die Spannungen für die radiale und tangential Komponente laufen in der Stabmitte zusammen. Dieser Effekt wirkt sich auf die Depolarisation aus, die in der Mitte des Stabes somit gegen null geht. Zur Berechnung der optischen Weglängendifferenz kann aus den Spannungen die Brechungsindexvariation wie folgt be-



**Abbildung 3.17:** Spannungen im Laserkristall in radial und tangentialer Richtung sowie in Richtung der Stabachse, bei einer Pumpleistung von 200 W.



rechnet werden

$$\Delta n_{r,t}(r) = -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_{r,t}(r) \quad (3.28)$$

dabei sind  $\Delta B_{r,t}$  die Koeffizienten der Indikatrix für radiale und tangentiale Komponenten. Der Zusammenhang der Koeffizienten mit den piezooptischen Tensoren  $\pi_{rr}, \pi_{rz}, \pi_{rt}$  und den Spannungen  $\sigma_r(r), \sigma_t(r)$  ist gegeben durch

$$\Delta B_r(r) = (\pi_{rr} + \pi_{rz}) \sigma_r(r) + (\pi_{rt} + \pi_{rz}) \sigma_t(r) \quad (3.29)$$

$$\Delta B_t(r) = (\pi_{rr} + \pi_{rz}) \sigma_t(r) + (\pi_{rt} + \pi_{rz}) \sigma_r(r) \quad (3.30)$$

Aufgrund der dargestellten unterschiedlichen Linsenwirkung in radialer und tangentialer Richtung ergibt sich die sog. Bifokussierung. Für das Auslegen des Laserresonators ergeben sich demnach verschiedene Stabilitätsbereiche für die radialen und tangentialen Anteile. Zur Berechnung des Resonators müssen die Spannungskomponenten in beiden Richtungen mit berücksichtigt werden.

### Depolarisation

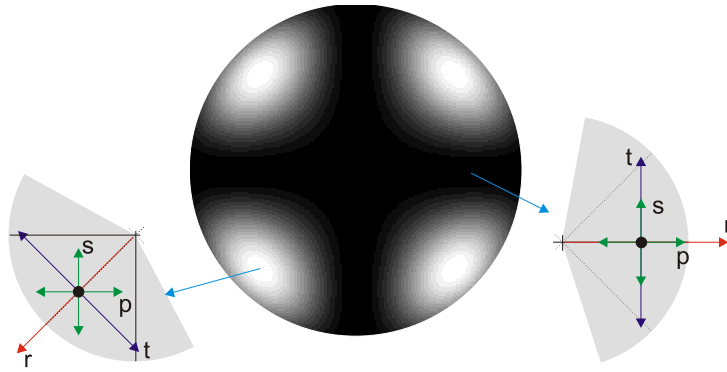
Ein bisher nicht betrachteter Effekt beim Aufbau eines linear polarisierten Lasersystems ist die, sich aus der schon dargestellten Doppelbrechung ergebende, Depolarisation. Die Depolarisation limitiert die linear polarisierte Ausgangsleistung eines Stablasersystems auf ca. 45 W unabhängig von dessen Kristallabmessungen [Tid92, Cer93, Mur96, Kno98]. Aus der Gleichung 3.28 und den berechneten Spannungen innerhalb des Laserkristalls ergibt sich eine radiale und tangentiale Brechungsindexvariation. Aus der Differenz des Brechungsindexes kann die Phasenverschiebung, die letztendlich zur Depolarisation führt, berechnet werden. Die Phasenverschiebung  $\delta$  berechnet sich zu

$$\delta(r) = \frac{2\pi}{\lambda} l [\Delta n_t(r) - \Delta n_r(r)] \quad (3.31)$$

mit  $\lambda$  der Laserwellenlänge. Weiter kann die Depolarisation aus der Phasenverschiebung wie folgt berechnet werden

$$depol(r, \phi) = \sin^2(2\phi) \sin^2\left(\frac{\delta(r)}{2}\right) \quad (3.32)$$

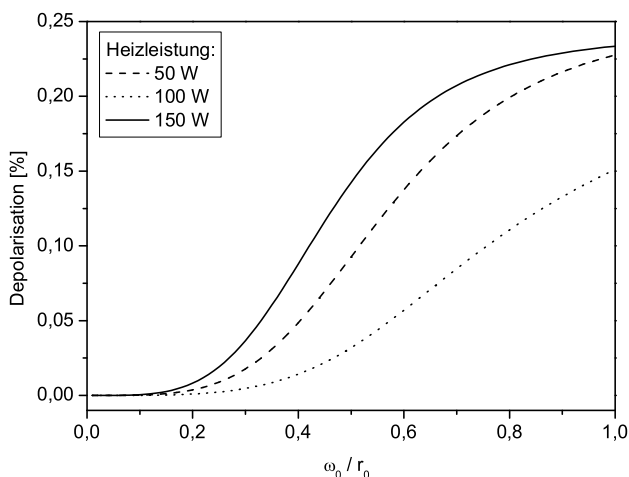
wobei die Depolarisation in Zylinderkoordinaten mit dem Winkel  $\phi$  beschrieben wird. Für den schon beschriebenen Laserkristall ist die Depolarisationsfigur in Abbildung 3.18 dargestellt.



**Abbildung 3.18:** Berechnete Depolarisationsfigur wie Sie zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren gemessen werden würde. Links und rechts die Spannungskomponenten und eine auftretende Lichtwelle in s- bzw. p-Polarisation.

Die hellen Stellen in der Abbildung zeigen Depolarisation, während hingegen in den schwarzen Bereichen keinerlei Depolarisation auftritt. Die dargestellte Figur lässt sich in der Praxis messen, indem man den Laserkristall zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren stellt. Für den ungepumpten Fall würde der Detektor schwarz bleiben. Aufgrund der Depolarisation beim Pumpen des Kristalls wird ein Teil des Lichtes nun am zweiten Polarisator transmittiert. Es ist zu erkennen, dass die höchste Depolarisation bei  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $225^\circ$  und  $315^\circ$  auftritt. Dies kann anschaulich dadurch erklärt werden, dass eine p- oder s-polarisierte Welle, an einer Stelle unter einem Winkel von  $45^\circ$  zu den tangentialen bzw. radialen Komponenten auf den Kristall auftrifft und somit eine maximale Drehung erfährt (siehe Abbildung 3.18). An einer Stelle mit einem Winkel von  $0^\circ$  hingegen trifft p-polarisiertes Licht auf die tangential Ebene und s-polarisiertes Licht auf die radiale Ebene, weshalb es zu keiner Drehung der Polarisation kommt. In der Mitte des Stabes tritt ebenfalls keine Depolarisation auf. Dieser Effekt kann durch die Spannungsverteilung erklärt werden, die schon in der Abbildung 3.17 dargestellt wurde. Die radialen und tangentialen Spannungen nähern sich in der Stabmitte einander an und erzeugen somit keine Depolarisation. Die Depolarisation ist demnach abhängig vom Verhältnis der Größe der Lasermode  $\omega_0$  zum Laserstabradius  $r_0$  und kann durch Integration des Modenradius und der Stablänge berechnet werden (Abbildung 3.19). Der Wert der Depolarisation gibt dabei an, wie viel Leistung eines in den Laserstab eingekoppelten, linear polarisierten Laserstrahls nach dem Laserkristall in einer anderen Polarisationsrichtung vorliegt. In

der Praxis kann diese Messung ähnlich wie die Depolarisationsfigur mit zwei gekreuzten Polarisatoren gemessen werden.

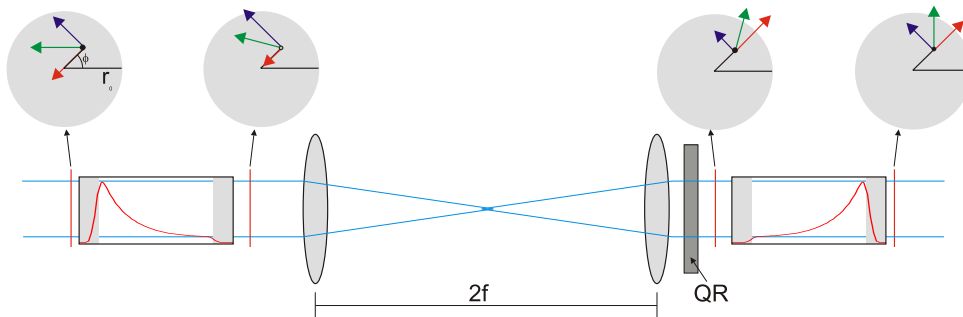


**Abbildung 3.19:** Berechnete Depolarisation nach [Koe99, Kug00], für verschiedene Heizleistungen und dem Verhältnis von Lasermoden- zu Laserstabgröße.

### Doppelbrechungskompensation

Wie bereits dargestellt, limitiert die aus der thermisch induzierten Doppelbrechung resultierende Depolarisation die linear polarisierte Ausgangsleistung eines Stablasersystems. Zur Leistungsskalierung eines linear polarisierten Grundmodelasersystems muss demnach die Depolarisation kompensiert werden. Dies kann erreicht werden, indem durch eine Drehung der Polarisation um  $90^\circ$ , der Laserstab erneut durchlaufen wird. Hierbei werden die radialen und tangentialen Depolarisationskomponenten vertauscht und somit zurückgedreht. Erfolgt diese  $90^\circ$  Drehung zwischen zwei identisch gepumpten Laserstäben, so kompensiert der zweite Laserstab die Depolarisation des ersten. Um zu gewährleisten, dass der Laserstrahl an identischen Stellen durch die beiden Laserkristalle propagiert, werden die beiden Laserkristalle aufeinander abgebildet. Hierzu kann eine so genannte 4-f Abbildung verwendet werden, bei der zwei Linsen im doppelten Abstand der Brennweite der einzelnen Linse zueinander stehen und somit die Laserkristalle aufeinander abbilden (Abbildung 3.20). Betrachtet wird ein p-polarisierter Strahl, der von links auf den ersten Laserkristall auftrifft (grüner Pfeil). Die blauen und roten Pfeile stellen die tangentialen bzw. radialen Komponenten des eintretenden Strahls dar. Der Strahl propagiert an der Stelle P durch den Kristall und erfährt aufgrund der thermisch induzierten Doppelbrechung für die radiale und tangentiale Komponente unterschiedliche Phasenverschiebungen. Dies hat zur Folge, dass der Strahl wie durch eine Phasenplatte in seiner Polarisation gedreht wird

(hinter dem ersten Kristall). Durch den  $90^\circ$  Quarz-Rotator wird die Polarisation um  $90^\circ$  gedreht, womit die radialen und tangentialen Komponenten vertauscht werden. Durch die 4-f Abbildung wird ein Punkt P des ersten Stabes auf den identischen Punkt im zweiten Stab abgebildet. Somit erfährt die Polarisation in dem zweiten Stab die inverse Drehung zum ersten Stab. Unter der Voraussetzung, dass die beiden Stäbe zylindersymmetrisch sind und die Abbildung identische Punkte aufeinander abbildet, ist der Betrag der inversen Drehung im zweiten Stab gleich der Drehung im ersten. Die Depolarisation ist somit kompensiert.



**Abbildung 3.20:** Schematische Darstellung der Doppelbrechungskompensation, mit der Polarisation des Laserlichtes (grün) und den radialen und tangentialen Komponenten (rot und blau).

Der bisher betrachtete Laserstab ist in der Kristallrichtung (1,1,1) gewachsen bzw. geschnitten. Es soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, dass durch die Wahl eines anderen Kristallschnittes die Depolarisation möglicherweise deutlich reduziert werden kann. Bisher sind jedoch keine experimentellen Ergebnisse über die Verwendung unterschiedlicher Nd:YAG Schnitte bekannt, deshalb soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen und auf eine Berechnung im Anhang verwiesen werden.

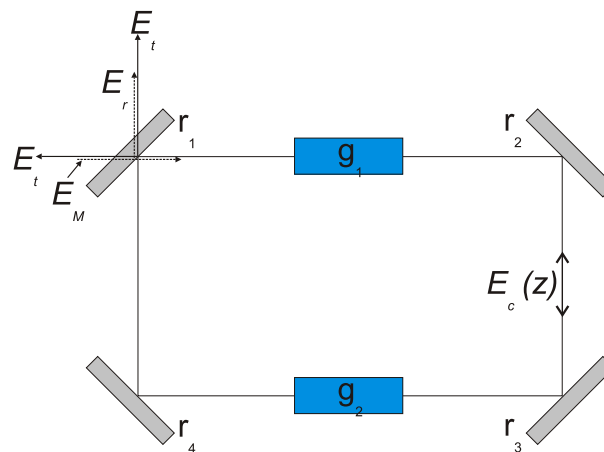
## 3.2 Injektionskopplung

Durch die Injektionskopplung können die Frequenzeigenschaften eines frequenzstabilen Masterlasersystems auf ein System höherer Leistung übertragen werden. Somit ist es möglich, einen schmalbandigen Einfrequenzbetrieb auch für Hochleistungslaser zu realisieren. Als alternative Möglichkeit zur Injektionskopplung bleibt nur das Verstärken des Masterlasers durch eine oder mehrere Verstärkerstufen. Im Folgenden soll das Prinzip der Injektionskopplung näher erläutert werden.

### 3.2.1 Laserverhalten bei der Injektionskopplung

Bei der Injektionskopplung wird ein einfrequenter Masterlaser nahe der Resonanzfrequenz des zu koppelnden Slavelasers eingestrahlt, siehe Abbildung 3.21. Das injizierte Master-

laserfeld ( $E_M$ ) wird je nach Reflexionsgrad ( $r_1$ ) des Auskoppelspiegels teilweise direkt reflektiert ( $E_r$ ) und zum anderen Teil in den Slavelaserresonator eingekoppelt. Der freilaufende Slavelaser oszilliert mit dem umlaufenden Feld  $E_c(z)$  in beide Richtungen, wobei jeweils ein Teil des Feldes  $E_t$  durch den Auskoppelspiegel  $r_1$  transmittiert wird. Alle anderen in der Abbildung dargestellten Spiegel besitzen eine ideale Reflektivität von 100 %. Zur einfacheren Beschreibung des Systems wird für die Verstärkung eine Gesamtumlaufverstärkung angenommen. Die Verstärkung in den einzelnen Verstärkermodulen ist zwar aufgrund der Sättigung und der bei einem Umlauf zunehmenden Intensität unterschiedlich, für die Beschreibung des Prinzips der Injektionskopplung kann dies jedoch vernachlässigt werden.



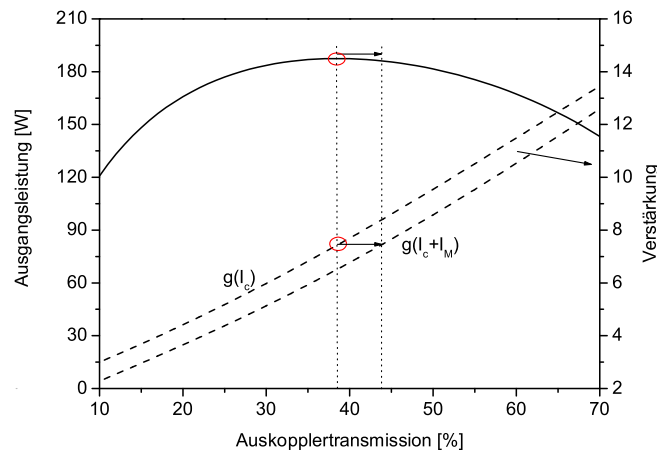
**Abbildung 3.21:** Betrachtung der Felder in einem injektionsgekoppelten Lasersystem.

Die Einkopplung des Masterlasers hat zunächst kaum Einfluss auf den Slavelaser. Die Strahlung wird zwar im Slavelaser verstärkt, da jedoch keine Resonanzbedingung vorliegt, ist der Einfluss zunächst gering. Erst wenn der Slavelaser durch einen Piezospiegel in seiner Länge und somit seiner Resonanzfrequenz durchgestimmt wird, kann eine Kopplung erfolgen. Ist die Differenz zwischen Master- und Slavelaserfrequenz kleiner als die halbe Lockingbandbreite  $2/\Delta\omega$ , so kommt das eingekoppelte Masterlaserfeld in Resonanz [Sie86].

$$\Delta\omega = \frac{2\omega_0}{Q_S} \sqrt{\frac{P_M}{P_S}} \quad (3.33)$$

Hierbei entspricht  $\Delta\omega$  der vollen Lockingbandbreite,  $\omega_0$  der Mittenfrequenz und  $Q_S$  der Resonatorgüte des Slavelasers.  $P_M$  und  $P_S$  bezeichnen die Master bzw. Slavelaserleistung. Durch das Zustandekommen der Resonanz des Masterlasers im Slavelaserresonator sinkt die Umlaufverstärkung des freilaufenden Slavelasers und die freien Oszillationen des Slavelasers erlöschen. Die Abbildung 3.22 zeigt die Verstärkung des Slavelasers und die

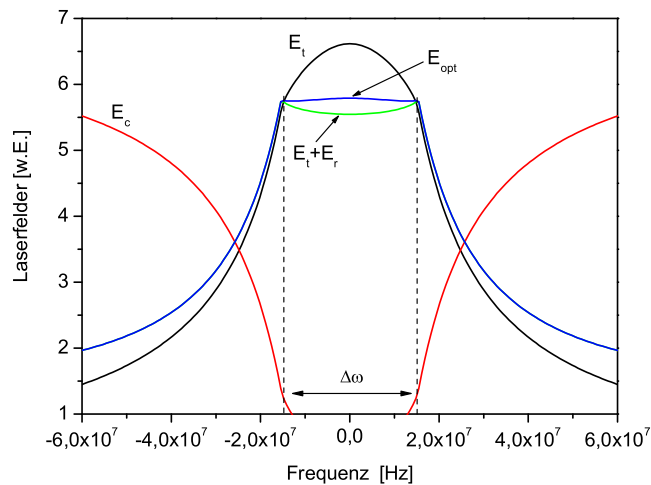
berechnete Ausgangsleistung jeweils abhängig von der Transmission des Auskoppelspiegels [Sie86]. Für den Verstärkungsfaktor wurde der in Abbildung 4.14 ermittelte Wert verwendet. Es ist zu erkennen, dass die Umlaufverstärkung aufgrund des eingekoppelten Masterlaserfeldes geringer wird. Dies ist durch die frühere Sättigung der Verstärkung durch die zusätzlich eingekoppelte Leistung des Masterlaserfeldes zu erklären. Ist das Masterlaserfeld groß genug, kann die Verstärkung soweit verringert werden, dass die Slavelaseroszillationen vollständig erlöschen. In diesem Fall kann das System als regenerativer Verstärker beschrieben werden [Buc73, Sie86]. Die Abbildung lässt weiterhin erkennen, dass die Umlaufverstärkung des Systems wieder angepasst werden kann, wenn die Auskopplertransmission erhöht wird. Eine genauere Beschreibung dieser Anpassung erfolgt im nächsten Kapitel. Ausführliche theoretische Beschreibungen zur Injektionskopplung wurden bereits von [Buc73, Sie86, Zaw03] veröffentlicht.



**Abbildung 3.22:** Verstärkung und Ausgangsleistung des Slavelasers in Abhängigkeit des Auskopplergrades. Die Verstärkung wurde mit und ohne eingekoppeltem Masterlaserfeld berechnet.

Im Folgenden soll das Systemverhalten während der Injektionskopplung diskutiert werden. Betrachtet wird hierzu die Dynamik der einzelnen Laserfelder während der Injektionskopplung (Abbildung 3.23). Zunächst wird das Feld des freilaufenden Slavelasers  $E_c$  beim Durchstimmen der Resonanz des Slavelasers betrachtet. Schon außerhalb der Lockingbandbreite kommt es zu einer Verringerung des Slavelaserfeldes, welches dann innerhalb der Lockingbandbreite vollständig unterdrückt wird. Für die weitere Beschreibung des Systems gilt nun das Modell eines regenerativen Verstärkers. Die mit  $E_t$  bezeichnete Kurve zeigt, das durch den Auskoppelspiegel transmittierte Feld des regenerativen Verstärkers. Es ist eine deutliche Überhöhung gegenüber dem Feld des freilaufenden Lasers zu erkennen. Dieser Effekt resultiert aus der klassischen Beschreibung des Feldes, bei

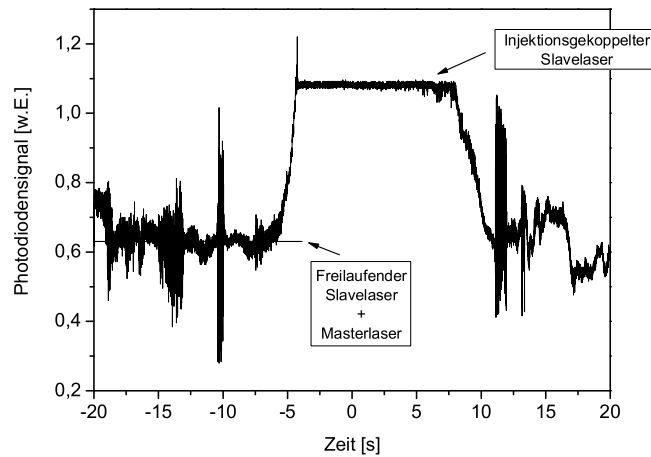
der das reflektierte Masterlaserfeld  $E_r$  vernachlässigt wird. Das reflektierte und transmittierte Feld überlagert sich am Auskoppelspiegel und auf der Resonanzfrequenz besitzen die beiden Felder eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zueinander. Das transmittierte Feld wird daher gerade um den Betrag des reflektierten Feldes verringert. Das somit resultierende Feld ist in der Abbildung als  $E_t + E_r$  dargestellt. Es zeigt sich eine Verringerung des resultierenden Feldes gegenüber dem des freilaufenden Oszillators. Diese Verringerung kann durch die schon angesprochene Reduzierung der Verstärkung erklärt werden. Da das zirkulierende Feld  $E_c$  jetzt größer ist als im freilaufenden Fall, ist die Verstärkung geringer als zuvor. In der Praxis kann dieser Effekt durch Anpassung des Auskoppelgrades kompensiert werden ( $E_{opt}$ ). In den meisten Fällen wird der Effekt jedoch kaum bemerkt, da der Verlauf der optimalen Auskopplung sehr flach ist, siehe hierzu auch Abbildung 3.22. Der Effekt wird stärker bei Lasersystemen mit geringer Auskopplung, da aufgrund der höheren Finesse dieser Resonatoren stärkere Einflüsse auf das resonatorinterne Feld zu erwarten sind.



**Abbildung 3.23:** Berechneter Verlauf der Laserfelder beim Durchstimmen der Slavelaserresonanz. [Zaw03]

Im Folgenden soll an einem Beispiel der in der Praxis zu beobachtende Verlauf der dargestellten Felder diskutiert werden (Abbildung 3.24). Dargestellt ist der Verlauf der Ausgangsleistung des Slavelasers beim kontinuierlichen Durchstimmen der Slavelaserresonanz. Ab einem bestimmten Punkt wird die Laserleistung nahezu verdoppelt. An diesem Punkt befindet sich der Slavelaser innerhalb der Lockingbandbreite und emittiert nur noch in eine Richtung, anstatt frei zu oszillieren. Innerhalb der Lockingbandbreite bleibt die Ausgangsleistung konstant, obwohl die Frequenz kontinuierlich weiter durchgestimmt wird. Signale

dieser Form können nur mit sehr stabilen Systemen und bei langsamen Durchstimmen des Slavelaserresonators detektiert werden. Aus diesem Grund wurde für diese Messung der quasi monolithisch aufgebaute 12 W Laser verwendet (siehe Kapitel 5.1). Die Messung zeigt, dass der Verlauf der zuvor theoretisch beschriebenen Felder recht gut mit der Praxis übereinstimmt. Die in der Abbildung ersichtlichen starken Oszillationen sowohl vor, als auch beim Verlassen der Lockingbandbreite werden später bei der Charakterisierung des Hochleistungslasers näher betrachtet. Beim Vergleich der gemessenen und theoretisch berechneten Felder fällt auf, dass das gemessene Feld keine Leistungsüberhöhung innerhalb der Lockingbandbreite zeigt. Dieser Effekt soll im nächsten Kapitel mit der schon beschriebenen Anpassung des Auskoppelspiegels dargestellt werden.



**Abbildung 3.24:** Gemessener Verlauf der Ausgangsleistung beim Durchstimmen der Slavelaserresonanz. Es ist das Injektionsgekoppelte Verhalten des Slavelasers zu erkennen, bei dem der Laser nur noch in eine Richtung oszilliert und sich die dargestellte Ausgangsleistung verdoppelt.

### 3.2.2 Optimierter Auskoppelgrad

Durch die Einkopplung des Masterlaserfeldes in den Resonator wird die zirkulierende Laserleistung erhöht, was aufgrund der Verstärkungssättigung zu einer reduzierten Verstärkung führt, siehe hierzu auch Abbildung 3.22. Zur optimalen Leistungsextraktion ist es daher notwendig, den Auskoppelgrad des Slavelasers zu erhöhen, siehe auch [Buc73, Zaw03]. Die Leistung des injektionsgekoppelten Lasersystems  $P_G$  auf der Resonanz ergibt sich aus der Slavelaserleistung  $P_S(\bar{T})$  bei optimalem Auskoppelgrad  $\bar{T}$  und der Masterlaserleistung  $P_M$  zu [Zaw03]

$$P_G(T) = P_S \left[ \frac{\bar{T}}{T_{opt}} T \right] + P_M \quad (3.34)$$



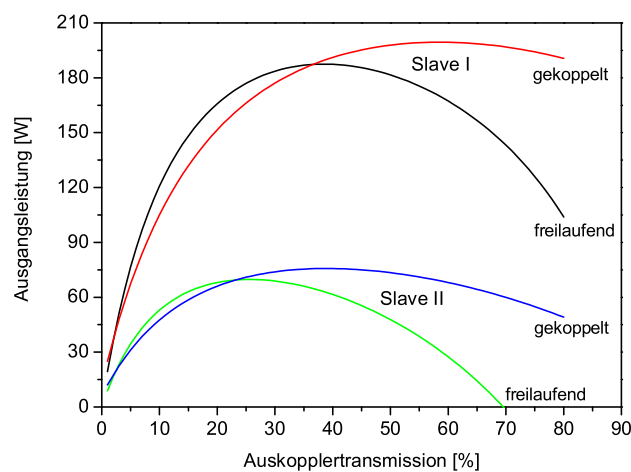
mit

$$T_{opt} = \frac{\bar{T}}{1 - 2\bar{r}/VE}$$

und

$$VE = 1 + \sqrt{P_S/P_M} + 1.$$

Mit den dargestellten Gleichungen lässt sich der optimale Auskoppelgrad für ein injektionsgekoppeltes Lasersystem berechnen. Die Abbildung 3.25 zeigt die Berechnung für das entwickelte Zweikopf- und Vierkopf-Slavelasersystem mit der aus Abbildung 3.22 bestimmten Ausgangsleistung des Slavelasers. Es ist für beide Systeme eine Verschiebung der optimalen Transmission zu höheren Auskoppelgraden zu erkennen. Am Schnittpunkt der Kurven wird deutlich, dass ohne eine Optimierung der Auskopplung nur die Leistung des Slavelasers extrahiert werden kann, das System ist unterkoppelt. Während der freilaufende Laser mit optimierter Auskopplung überkoppelt wäre. In der Praxis sind gerade bei dem entwickelten Hochleistungslaser mit hohem Auskoppelgrad kaum Unterschiede zwischen dem freilaufenden und dem gekoppelten System zu erkennen. Dies kann durch den flachen Verlauf der optimalen Auskopplung und die geringe Finesse der Resonatoren erklärt werden. Weiterhin zeigt die Berechnung, dass die Ausgangsleistung mit optimierter Auskopplung sich nur um weniger als 10 % erhöht. Festzuhalten ist, dass sich in der Praxis bei stabiler Injektionskopplung mindestens eine Ausgangsleistung resultierend aus der Summe des freilaufenden Slavelasers und des Masterlasers einstellt. Ist dies nicht der Fall, wurde der Auskoppelgrad zu niedrig gewählt. Die Optimierung der Auskopplung wird auch für passive Fabry-Perot Resonatoren eingesetzt, die absichtlich überkoppelt werden,



**Abbildung 3.25:** Optimaler Auskoppelgrad für das entwickelte Zweikopf- und Vierkopf-Slavelasersystem jeweils für den freilaufenden und den injektionsgekoppelten Betrieb.

um auf der Resonanz des Resonators einen reflektierten Strahl zu erhalten [Bla98].

### 3.2.3 Pound-Drever-Hall Fehlersignal

Zur Stabilisierung des Slavelasers bzw. dessen Resonators auf die Frequenz des Masterlasers ist die Erzeugung eines frequenzselektiven Fehlersignals notwendig. Eine Aufstellung verschiedener Stabilisierungsverfahren ist in [Kno98] dargestellt. Das Verfahren der Pound-Drever-Hall Laserstabilisierung (PDH) [Dre83] hat sich in den letzten Jahren als zuverlässig durchgesetzt und gilt mittlerweile als Standard für die Laserstabilisierung. Ein Überblick sowie die Grundlagen der PDH-Stabilisierung kann in [Dre83, Bla01] nachgeschlagen werden. Im Folgenden werden insbesondere die Fehlersignal Erzeugung und deren Abhängigkeit vom Slavelaserresonator diskutiert.

Bei der PDH-Stabilisierung erzeugt eine frequenzabhängige Phasenverschiebung ein Fehlersignal zur Stabilisierung des Slaveresonators. Dazu werden der Masterlaserstrahlung mittels Phasenmodulator Seitenbänder der Form  $\phi(t) = \sin(\Omega t)$  bei einer Modulationsfrequenz  $\Omega$  aufmoduliert. Die relative Phase der Seitenbänder zueinander beträgt  $\pi$ , so dass diese gerade gegenphasig schwingen. Das elektrische Feld nach Phasenmodulation kann wie folgt beschrieben werden

$$E_i = E_M e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (3.35)$$

wobei  $\beta$  den Modulationsindex und somit das Verhältnis von Seitenband zu Trägeramplitude beschreibt. In der Praxis wird dieses Verhältnis meistens mit Hilfe der Besselfunktionen nullter und erster Ordnung beschrieben. Hier gilt für den Träger

$$E_{Tr} = E_M J_0^2(\beta) \quad (3.36)$$

und für die Seitenbänder

$$E_{Sb} = E_M J_1^2(\beta).$$

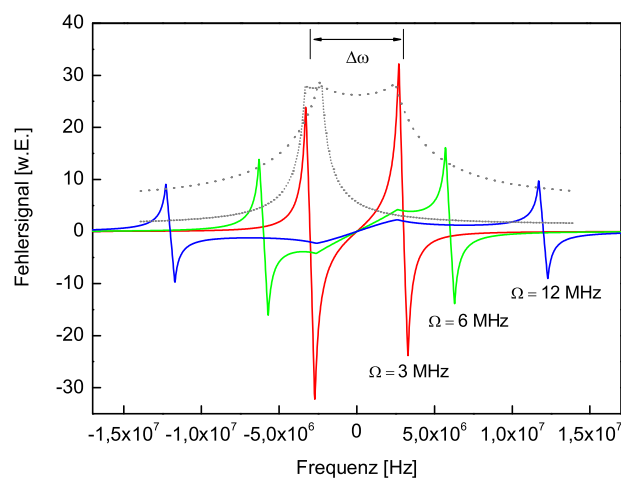
Die Seitenbänder können mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) auf das Trägerfeld aufmoduliert werden. Für den EOM ist eine Halbwellenspannung  $U_\pi$  angegeben, bei der dem Feld gerade eine Phase von  $\pi$  bei der Modulationsfrequenz aufmoduliert wird. Mit Hilfe der angelegten Spannung und den dargestellten Besselfunktionen kann somit das Verhältnis von Träger zu Seitenband bestimmt werden. Wird das mit dem EOM erzeugte Feld nahe der Resonanz des Slaveresonators eingestrahlt, so baut dieses ein resonatorinternes Feld auf. Die Phasenverschiebung dieses Feldes pro Resonatorumlauf ist

$\theta = \omega \cdot L/c$  und somit proportional zur Resonatorlänge. Das bedeutet, dass die Phasenlage der ausgekoppelten Strahlung von der Masterlaserfrequenz und der Resonanzfrequenz des Slavelasers abhängt. Aufgrund der räumlichen Überlagerung zwischen der am Spiegel reflektierten und der ausgekoppelten Strahlung werden Schwebungs- bzw. Beatsignale erzeugt, die sich mit einer Photodiode messen lassen. Mathematisch ergibt sich das Fehlersignal aus der komplexen Reflektionsfunktion,

$$F(\omega) = \frac{E_G}{E_i} \quad (3.37)$$

wobei  $E_G$  das gesamt reflektierte und  $E_i$  das injizierte Feld beschreibt.

Bei der Analyse von Fehlersignalen eines aktiven Resonators, muss dessen Verstärkung, die Lockingbandbreite sowie die Resonatorlinienbreite berücksichtigt werden. Insbesondere die Wahl der Modulationsfrequenz und der Modulationstiefe sind entscheidende Parameter für die Signalerzeugung. Liegt die Modulationsfrequenz in der Nähe der Lockingbandbreite, so beeinflussen sich die erzeugten Felder gegenseitig. Beim Verändern der Resonanz des Slavelaserresonators (Durchstimmen der Resonatorlänge) und einem eingekoppelten Masterlaser mit aufmodulierten Seitenbändern, werden Fehlersignale wie in Abbildung 3.26 erzeugt. Die Fehlersignale wurden für verschiedene Modulationsfrequenzen und einer Modulationstiefe  $\beta = 0,2$  berechnet. In den berechneten Fehlersignalen ist zunächst eine deutliche Abhängigkeit der Signalhöhe von Träger und Seitenbändern als auch eine scheinbare Veränderung der Lockingbandbreite zu erkennen. Unter der Voraussetzung, dass die Resonanz des Trägers in allen Fällen gleich bleibt, ergibt sich demnach

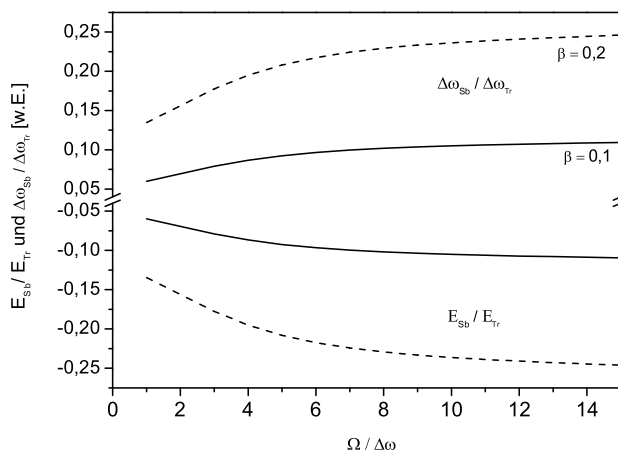


**Abbildung 3.26:** Pound-Drever-Hall Fehlersignale für verschiedene Modulationsfrequenzen der Seitenbänder (farbig) und die Resonanz des Trägerfeldes bzw. des Seitenbandes (grau).

ein Einfluss der Seitenbänder auf die Trägerresonanz. Bei der Modulationsfrequenz von 3 MHz (rot), die in diesem Fall etwa der Lockingbandbreite entspricht, ist eine deutliche Asymmetrie in den erzeugten Fehlersignalen zu erkennen. Die Resonanz des Trägerfeldes ist hier kaum mehr sichtbar, da diese direkt in die Seitenbandresonanzen übergeht. In diesem Fall ist nicht klar, wie die Regelung auf die resultierende Phase und die Überlagerung der Träger- und Seitenbandresonanzen reagiert. Bei Modulationsfrequenzen größer der Lockingbandbreite werden deutlichere und symmetrischere Fehlersignale erzeugt. Auch die Resonanz des Trägers ist hier wieder deutlicher zu erkennen. Die Breite des Fehlersignals ist ein Maß für die Lockingbandbreite des Trägers bzw. Seitenbandes und somit des Leistungsverhältnisses zwischen Träger und Seitenband (siehe auch Abbildung 5.3). Es ist zu erkennen, dass die Lockingbandbreiten für höhere Modulationsfrequenzen scheinbar größer werden. Die Ursache hierfür sind die Seitenbänder, da diese für höhere Modulationsfrequenzen nicht mehr mit dem Träger überlagern und damit die Trägerresonanz nicht mehr beeinflussen. Die Lockingbandbreite der Seitenbänder ist demnach proportional zu den Feldern  $E_{Sb}/E_{Tr}$  und abhängig von der Modulationsfrequenz bzw. Lockingbandbreite des Systems. Die Lockingbandbreite des Trägers hingegen ist konstant, hier ändert sich nur der Abstand zu den Feldern der Seitenbänder, was die Lockingbandbreite bei der Fehlersignalerzeugung breiter erscheinen lässt.

Neben der Lockingbandbreite ist auch die Höhe der Fehlersignale charakteristisch für das gekoppelte System. Für den aktiven Resonator hängen diese von dem Verhältnis der Felder  $E_{Tr}$  und  $E_{Sb}$  zum Slavelaserfeld  $E_t$  ab. In der Abbildung 3.26 sind die reflektierten Felder von Seitenband und Träger (grau hinterlegt) zu erkennen. Das erzeugte Fehlersignal ist ein Beatsignal dieser Felder und ist somit proportional zu dessen Beträgen. Bei resonantem Träger ergibt sich aufgrund der größeren Amplitude des reflektierten Trägerfeldes (im Vergleich zum Seitenband), ein Signal aus  $|E_t + E_{Tr}|$ , welches geringer als das des Seitenbandes  $|E_t + E_{Sb}|$  ist. Veranschaulicht dargestellt, überlagert sich das Feld des Seitenbandes, mit dem des freilaufenden Slavelasers (kleine Lockingbandbreite), ergibt sich ein hohes Fehlersignal. Ein geringeres Signal entsteht indessen bei der Überlagerung des Trägers mit dem freilaufenden Feld (größere Lockingbandbreite). Es ergibt sich daraus ein Verhältnis von Seitenband zu Trägersignalhöhe  $-|E_{Sb}/E_{Tr}|$  welches umgekehrt proportional zur Lockingbandbreite der Felder ist. In der Abbildung 3.27 sind die Verhältnisse über die Modulationstiefe als Funktion der Lockingbandbreite dargestellt. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Felder bei einem geringen Verhältnis von Lockingbandbreite zu Modulationstiefe zu erkennen. Der Einfluss wird bei höheren Modulationsfrequenzen geringer und ab ca. einem 10-fachen der Lockingbandbreite vernachlässigbar. Ein ähnlicher Verlauf ergibt sich auch für höhere Modulationstiefen. Für ein Fehlersignal bei dem sich die Resonanzen des Trägers und der Seitenbänder nicht beeinflussen, sollte demnach

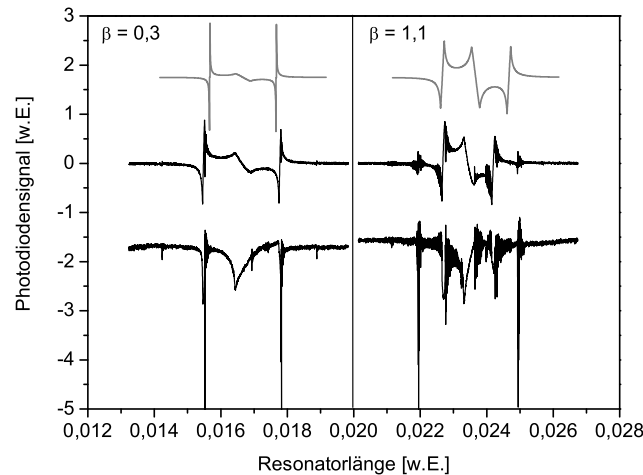
eine Modulationsfrequenz ca. 10 mal größer der Lockingbandbreite gewählt werden. Auf der anderen Seite ist das Verhältnis vom freien Spektralbereich (FSR) des Slaveresonators und der Modulationsfrequenz zu beachten. Die Modulationsfrequenz muss deutlich kleiner als der FSR sein, damit sich die Fehlersignale beim Durchstimmen des Resonators nicht überlagern. Hier gilt mindestens  $\Omega < FSR/3$  einzuhalten.



**Abbildung 3.27:** Abhängigkeiten der Höhe und Breite der Fehlersignale von Seitenband und Träger für verschiedene Modulationsfrequenzen und zwei verschiedene Modulationstiefen.

Zum Vergleich der vorgestellten Theorie mit der Praxis wurden Fehlersignale eines Lasersystems vermessen und mit der Theorie verglichen (Abbildung 3.28). Das Verhältnis von Modulationsfrequenz und Lockingbandbreite beträgt ca. 4 und es sollte wie in Abbildung 3.27 dargestellt eine deutliche Abhängigkeit zu erwarten sein. Das Verhältnis konnte im Experiment aufgrund des verwendeten EOM's mit einer festen Modulationsfrequenz von 12 MHz nicht verändert werden. Stattdessen wurde die Modulationstiefe verändert, um den Einfluss der Träger- bzw. Seitenbandresonanzen aufeinander zu untersuchen. Zunächst wurde eine geringere Modulationstiefe ( $\beta = 0,3$ ) gewählt. Aufgrund der geringen Leistung innerhalb der Seitenbänder sind die Maxima der Seitenbänder deutlich größer im Vergleich zur Trägerresonanz (Abbildung 3.28, links). Die Fehlersignale bestätigen die zuvor dargestellten Verhältnisse. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung des berechneten (grau) und des gemessenen Fehlersignals (schwarz). Das untere Signal in der Abbildung zeigt jeweils den Leistungsverlauf (also das DC Signal) zum zugehörigen Fehlersignal. Bei einer deutlichen Erhöhung der Modulationstiefe ( $\beta = 1,1$ ) sind die Leistungsverhältnisse von Träger und Seitenband etwa gleich, was sich in vergleichbaren Signalhöhen von Träger und Seitenband bemerkbar macht (Abbildung 3.28, rechts). Die Erhöhung der Leistung in den Seitenbändern resultiert in starken Modulationen des DC-Signals des Lasersys-

tems. Es wird deutlich, dass der Modulationsindex zu hoch gewählt wurde, da schon höhere Harmonische der Modulationsfrequenz zu erkennen sind. Aus der noch teilweise vorhandenen Überlagerung der Seitenbänder mit dem Trägerfeld und der hohen Leistung der Seitenbänder resultiert ein deutlich verrauschter Leistungsverlauf. Aufgrund der hohen Leistung in den Seitenbändern ist ansatzweise eine Injektionskopplung zu erkennen. Da die Kopplung auf die Seitenbänder zu starken Störungen führt, muss die Modulationstiefe deutlich geringer gewählt werden. Bei der Modulationstiefe von 0,3 ist das Verhältnis von  $E_{Sb}$  zu  $E_{Tr}$  ca. 0,02 was bedeutet, dass die Lockingbandbreite der Seitenbänder ca. 50 mal kleiner als die des Trägers ist. Dieses Verhältnis sollte demnach ausreichen, um die Kopplung auf die Seitenbänder zu verhindern.



**Abbildung 3.28:** Untersuchung der Fehlersignale für verschiedene Modulationstiefen. Berechnetes (oben) und gemessenes (mitte) Fehlersignal und das zum Fehlersignal zugehörige gemessene DC-Signal (unten).

### 3.3 Stabile Grundmoderesonatoren

Im folgenden Kapitel sollen einige resonatorspezifische Aspekte diskutiert werden, die sowohl für die Entwicklung als auch für die Charakterisierung von Lasersystemen mit hoher Strahlqualität notwendig sind. Hierbei werden neben einer allgemeinen Betrachtung von Grundmoderesonatoren auch die Designkriterien für das entwickelte Hochleistungs Ringresonatordesign dargestellt.

### 3.3.1 Resonatorstabilität

Bei der Entwicklung eines Lasersystems mit hoher Ausgangsleistung ist die thermische Linse des Systems einer der entscheidenden Stabilitätsfaktoren und mitentscheidend für die Strahlqualität des Lasersystems. Für eine möglichst hohe Effizienz des Systems sollte die Modengröße im Laserkristall möglichst groß, jedoch kleiner als die Pumpspotgröße, gewählt werden. Bei einer großen Lasermode zeigt sich jedoch, dass der Resonator empfindlich auf eine Variation der thermischen Linse reagiert. Der Resonator sollte demnach so konzipiert werden, dass die Lasermode möglichst groß aber dennoch eine geringe Variation des Modendurchmessers bei Variation der thermischen Linse aufweist. Ein so konzipierter Resonator wird auch als dynamisch stabil bezeichnet [Mag86]. Hierbei wird der Arbeitspunkt des Lasers so gewählt, dass der Modendurchmesser im Laserkristall nahezu invariant gegenüber Pumpleistungsfluktuationen, die die thermische Linse verändern würden, ist. Für eine gute Strahlqualität des Lasersystems ist es notwendig, einen Verlustmechanismus für die höheren Moden einzubringen, so dass deren Oszillation vollständig unterdrückt wird. In der Praxis ist oft der Laserstab die begrenzende Apertur des Resonators. Die Verluste an einer zirkularen Apertur lassen sich im einfachsten Fall mit [Sie86]

$$V = e^{-2 \cdot \frac{a^2}{\omega^2}} \quad (3.38)$$

mit  $a$  dem Aperturradius und  $\omega$  dem Lasermodenradius beschreiben. Mit der Gleichung kann berechnet werden, dass ab einem Aperturradius von  $a \geq \omega \cdot 2/\pi$  die Verluste an der Apertur unter einem Prozent liegen. Diese Abschätzung gilt nur für den reinen Leistungsverlust hinter der Apertur und berücksichtigt keine Beugungsverluste. Werden Beugungsverluste mit eingerechnet, ergibt sich eine Abhängigkeit von  $a \geq \omega \cdot 2,3$  für die Apertur [Sie86]. Als ein Kriterium für die Auslegung eines Grundmoderesonators kann also der Verlust an der Stabapertur verwendet werden. Da die Stabapertur in einem gegebenen System festgelegt ist, gilt es demnach den Grundmoderadius in dem System so anzupassen, dass die oben genannten Kriterien erfüllt werden.

Die Propagation eines Gaußstrahls innerhalb eines Resonators lässt sich über einen Matrixformalismus, dem sog. ABCD-Gesetz beschreiben. Hierbei werden die Matrizen der einzelnen Elemente des Resonators aufmultipliziert und es ergibt sich die Umlaufmatrix  $M$  für den Resonator. Die einzelnen Matrizen für die optischen Komponenten sowie eine genauere Beschreibung des ABCD-Formalismus kann in diversen Fachbüchern bspw. [Sie86, Iff90, Hod92] nachgeschlagen werden. Bei der Berechnung des Resonators kann in einer beliebigen Ebene gestartet werden, in der sich das Feld nach einem Umlauf reproduzieren muss. Ein Gaußstrahl bleibt bei der Ausbreitung in einem idealen optischen System

ein Gaußstrahl, es ändert sich lediglich seine Amplitude und der charakteristische Strahlparameter  $q$ . Der Strahlparameter kann bei dem Durchlauf durch ein optisches System von einem Punkt 1 zu Punkt 2 beschrieben werden mit

$$q_2 = \frac{A q_1 + B}{C q_1 + D} \quad (3.39)$$

hierbei ist

$$q_1 = i \pi \omega_0^2 / \lambda \quad (3.40)$$

mit  $\omega_0$  dem Strahlradius an der Stelle  $z = 0$ . Somit kann für einen gegebenen Resonator mit der Umlaufmatrix  $M$  der Strahlradius an jeder beliebigen Stelle im Resonator bestimmt werden. Des Weiteren muss das Stabilitätskriterium des Systems erfüllt sein, damit es zu einer Laseroszillation kommen kann. Zur Beschreibung der Stabilität von Resonatoren wird der so genannte G-Parameter verwendet, der aus den Parametern  $g_1$  und  $g_2$  mit  $G = 2 g_1 g_2 - 1$  bzw. aus der Umlaufmatrix [Hod92]

$$M = \begin{bmatrix} 2 g_1 g_2 - 1 & 2 L g_2 \\ \frac{(2 g_1 g_2 - 1)^2 - 1}{2 L g_2} & 2 g_1 g_2 - 1 \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

bestimmt werden kann. Der Resonator gilt als stabil wenn die Bedingung  $0 < G < 1$  erfüllt ist.

Mit Hilfe des dargestellten Formalismus ist es möglich, die Stabilität und die Größe des Grundmode in einem beliebigen Resonator zu berechnen. Aufgrund der thermisch induzierten Doppelbrechung bzw. der daraus resultierenden Bifokussierung ergeben sich bei der Berechnung von Stablasersystemen unterschiedliche Strahlpropagationen für radiale und tangentielle Polarisationskomponenten. Außerhalb der optischen Achse des Laserkristalls sieht ein beliebig linear polarisierter Laserstrahl zunächst einen radialen und tangentialen Anteil der thermischen Linse. Bei der Propagation durch den Kristall ändert sich jedoch aufgrund der Depolarisation punktuell die Polarisationsrichtung, so dass der Laserstrahl nun einen anderen Anteil der beiden Richtungen der thermischen Linse sieht. Eine Berechnung die dies berücksichtigt würde zu weit führen und den eigentlichen Strahlverlauf nur bedingt verändern. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass für die Berechnung von Stablasersystemen mit thermisch induzierter Doppelbrechung, die beiden Polarisationsrichtungen berücksichtigt werden müssen.



### 3.3.2 Lasermoden

Mit der Grundlage zur Berechnung des Grundmode in einem beliebigen Resonator soll im weiteren auf die Feldverteilung der Moden in einem Resonator eingegangen werden. Für eine exakte Beschreibung der Feldverteilung  $E(x, y)$  in einem Laserresonator ist es notwendig dessen stationäre Lösungen zu ermitteln. Hierüber kann anschließend eine Analyse der Anzahl und Ordnung höherer Moden erfolgen. Mathematisch wird die Feldverteilung im Resonator durch eine Eigenlösung der Kirchhoff-Integralgleichung beschrieben [Hod92]. Aufgrund der schon beschriebenen Beugungsverluste an der Stabapertur wurde eine Lösung eines begrenzten Resonators mit Apertur gewählt

$$\gamma E_{pl}(r_2, \phi_2) = -i \frac{e^{ikL}}{2Lg_2\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^a E_{pl}(r_1, \phi_1) e^{\frac{i\pi}{2Lg_2\lambda}(G(r_1^2+r_2^2)-2r_1r_2 \cos(\phi_1-\phi_2))r_1} dr_1 d\phi_1 \quad (3.42)$$

hierbei beschreiben  $p$  und  $l$  die Ordnungszahlen der Gauß-Laguerre Moden,  $G$  und  $g_2$  die Resonatorstabilität,  $L$  die Resonatorlänge und  $\lambda$  die Wellenlänge. Da sich die Feldverteilung bei jedem Umlauf reproduziert, wird die sich ortsabhängig ändernde Amplitude durch den Eigenwert  $\gamma$  berücksichtigt. Wird zunächst ein passiver Resonator angenommen, so entspricht  $\gamma$  dem Verlustfaktor und es gilt

$$V = |\gamma|^2 \quad (3.43)$$

mit  $V = 1$ . Die Integralgleichung für den kreissymmetrischen Fall kann durch Ersetzen des Feldes  $E_{pl}(r, \phi)$  mit  $u_p(r)e^{il\phi}$  und einige Umformungen wie folgt

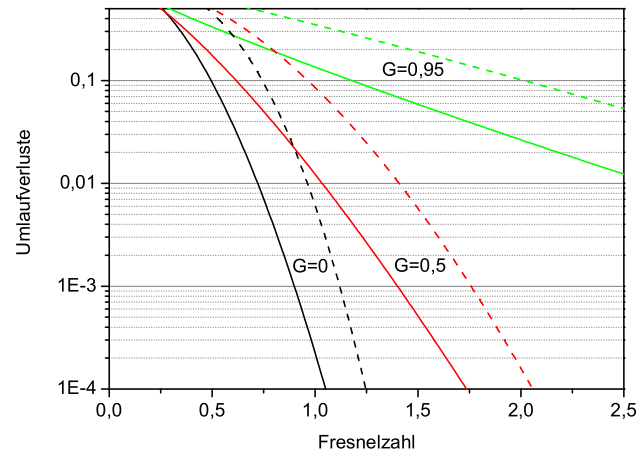
$$\gamma_{pl} u_p(r_2) = (-i)^{l+1} 2\pi N_{eff} e^{ikL} \int_0^1 u_p(r_1) J_l 2\pi N_{eff} r_1 r_2 e^{i\pi N_{eff}[G(r_1^2+r_2^2)]} r_1 dr_1 \quad (3.44)$$

beschrieben werden. Durch die Verluste, die an einer endlichen Blende auftreten ist  $\gamma$  nun ungleich eins. Vielmehr sind wie in der Gleichung 3.44 zu erkennen, die Verluste für die einzelnen Moden von der Resonatorstabilität und der Fresnelzahl

$$N_{eff} = \frac{a^2}{2Lg_2\lambda} \quad (3.45)$$

abhängig. Die Verlustmechanismen für die einzelnen Lasermoden sind von der Größe der Apertur und der Größe der Lasermode an dieser Stelle und somit vom Resonatordesign

abhängig. Die Gleichung 3.44 lässt sich nicht analytisch lösen, womit eine Berechnung der Eigenwerte und somit der Verluste für die höheren Moden nur numerisch möglich ist. Für das Auslegen eines Resonators ist eine numerische Berechnung für eine Vielzahl verschiedener Resonator designs sehr aufwendig, weshalb an dieser Stelle eine Näherung eingeführt werden soll, die die Möglichkeit einer schnellen Abschätzung bietet. Zunächst soll die Abhängigkeit der beiden Parameter  $G$  und  $N_{eff}$  auf die Resonatorverluste dargestellt werden. In der Abbildung 3.29 ist zu erkennen, dass je nach Stabilität des Resonators die Verluste für eine bestimmte Fresnelzahl unterschiedlich hoch sind. Besonders deutlich wird der Effekt am Ende des Stabilitätsbereiches ( $G=0,95$ ).



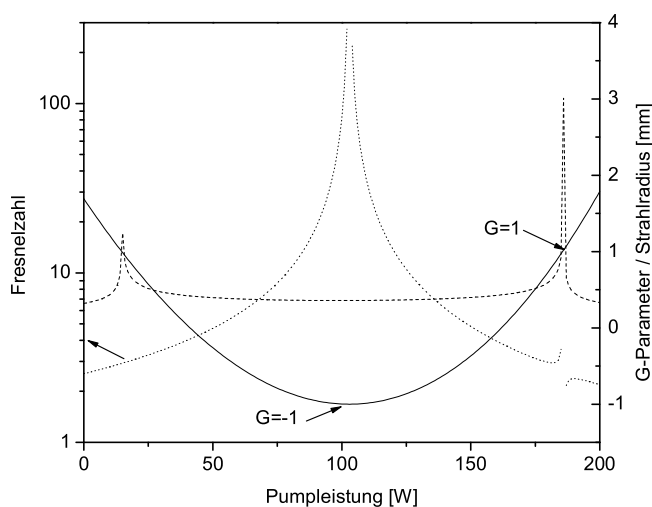
**Abbildung 3.29:** Umlaufverluste im Resonator über die Fresnelzahl und verschiedene  $G$ -Parameter. Die durchgezogene Linie zeigt die  $TEM_{0,0}$ -Mode und die gestrichelte die  $TEM_{0,1}$ -Mode.

Zur Vereinfachung soll der Strahldurchmesser des Lasersystems an den Stabilitätsgrenzen für einen gegebenen Resonator dargestellt werden. Die effektive Fresnelzahl lässt sich nach Umstellung wie folgt beschreiben

$$N_{eff} = \frac{\left(\frac{a}{\omega}\right)^2}{\pi \sqrt{1 - G^2}} . \quad (3.46)$$

Die Abbildung 3.30 zeigt den Verlauf der Fresnelzahl über den Stabilitätsbereich des doppelbrechungskompensierten Zweistabsystems (siehe Kapitel 4.3). Die Fresnelzahl geht gegen unendlich, wenn der Wert von  $G$  gegen  $-1$  geht. Dieser Verlauf wird auch aus der Gleichung 3.46 ersichtlich, da der Wert innerhalb der Wurzel gegen  $0$  geht. Es wird deutlich, dass sich der Resonator an den beiden Stabilitätsgrenzen  $G = 1$  und  $-1$  unterschiedlich verhält. Weiter weist die Fresnelzahl am rechten Stabilitätsrand eine Unterbrechung auf,

an der die Lasermode gegen unendlich geht. Dieser Effekt kann durch den Lasermodenradius, der an der Stelle der Instabilität gegen unendlich geht, erklärt werden, da nun der obere Teil der Gleichung 3.46 gegen unendlich geht. Der Umstand, dass der Strahlradius an dieser Stelle größer ist, als zu Anfang des Stabilitätsbereiches, ist auf die thermische Linse zurückzuführen. Diese ist am Ende des Bereichs deutlich stärker, wodurch das System deutlich empfindlicher wird. Zudem ist die Brechkraft der thermischen Linse nicht proportional zur Pumpleistung. Somit bleibt festzuhalten, dass sich der Resonator am Anfang des Stabilitätsbereiches anders verhält als am Ende.



**Abbildung 3.30:** Verlauf der Fresnelzahl über den Stabilitätsbereich des Zweikopf-Resonators. Die gestrichelte Linie beschreibt den Strahlradius der Lasermode.

Bleiben wir bei der Betrachtung der Moden in einem kreissymmetrischen Resonator und betrachten daher nur Gauß-Laguerre Moden. Der Modenradius der Gauß-Laguerre Moden höherer Ordnung kann mit Hilfe der folgenden Gleichung berechnet werden,

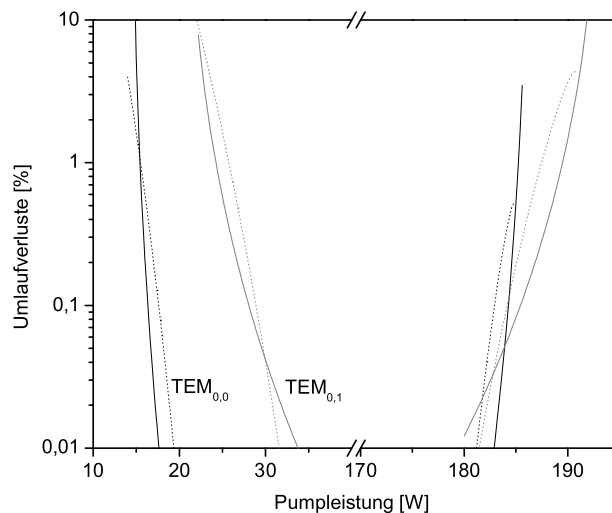
$$\omega_{p,l} = \omega_0 \sqrt{2p + l + 1} \quad (3.47)$$

wobei  $\omega_0$  den Grundmoderadius und  $p, l$  die Ordnungszahl der höheren Moden angibt. Für die exakte Berechnung der höheren Moden in einem System ist es notwendig, die Eigenwerte des Systems nach Gleichung 3.44 zu berechnen. Hier existiert allerdings keine analytische Lösung, so dass diese Berechnung nur numerisch erfolgen kann. Da die numerische Berechnung eines komplexen Resonators relativ aufwendig ist, soll im Folgenden eine vereinfachte Berechnung der Verluste von höheren Moden eingeführt werden. Wie aus der Gleichung 3.44 zu ersehen und in der Abbildung 3.30 dargestellt, sind die

Verluste in einem Resonator in erster Linie von der Fresnelzahl abhängig. Die Fresnelzahl beschreibt dabei anschaulich gesehen nur die Beugungsverluste an einer Apertur bei gegebenem Strahldurchmesser, der durch den G-Parameter bestimmt wird. Ist also der Strahlradius an der Stelle der Apertur bekannt, so sollte es möglich sein die Verluste an dieser Stelle zu berechnen. Durch Erweitern der schon dargestellten Gleichung 3.38 ergibt sich

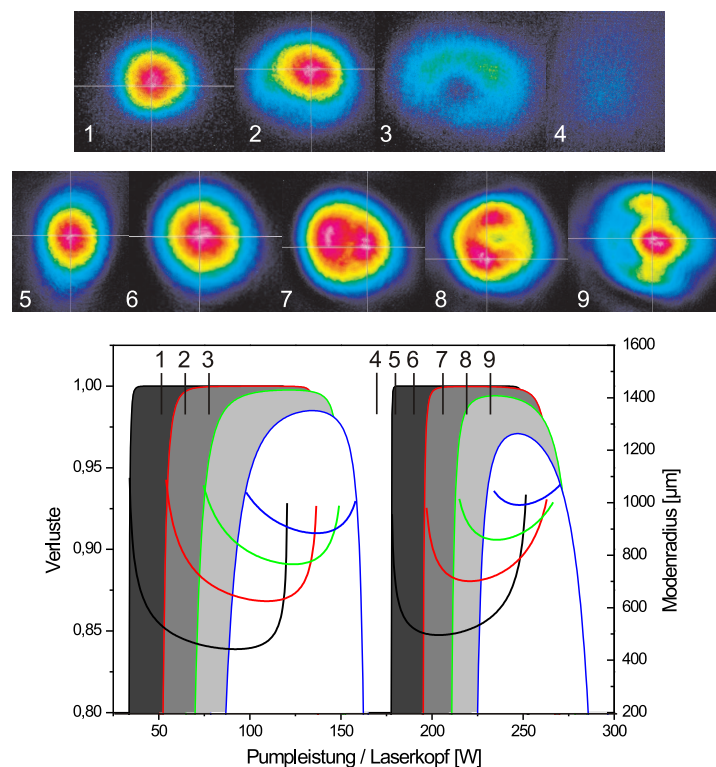
$$V_{p,l} = e^{-2 \frac{a^2}{\omega_{p,l}^2}} . \quad (3.48)$$

Diese Gleichung ermöglicht die Berechnung der Verluste einzelner Moden in einem Lasersystem. Die Abbildung 3.31 zeigt die mit Hilfe der Gleichung berechneten Verluste in dem beschriebenen Resonator für die Grundmode  $TEM_{0,0}$  und die erste höhere Mode  $TEM_{0,1}$ . Um die dargestellte Berechnungsweise zu verifizieren, wurden mit Hilfe einer analytischen Lösung aus [Gro87, Sil87] die Verluste der ersten beiden Moden berechnet. Diese Lösung ist nur für die beiden ersten Moden und einem einfachen, symmetrischen Resonator möglich, weshalb die Berechnung nicht für das weitere Design verwendet werden kann. Es soll an dieser Stelle ein Vergleich zwischen dem in dieser Arbeit entwickelten und dem analytischen Lösungsansatz dargestellt werden. Aus der Abbildung 3.31 wird deutlich, dass die berechneten Werte für den Bereich der Umlaufverluste von 0,01 bis 10 Prozent in guter Übereinstimmung zueinander stehen. Mit der Abbildung können weiter-



**Abbildung 3.31:** Verluste der Grundmode und der ersten höheren Mode über den Stabilitätsbereich des Resonators. Die durchgezogene Linie zeigt die Verluste nach der vorgestellten Berechnungsmethode und die gepunktete, die analytische Lösung nach [Gro87, Sil87].

hin zwei interessante Eigenschaften veranschaulicht werden: Zum einen die unterschiedlichen Stabilitätsbereiche bei geringer Pumpleistung und zum anderen das Zusammenfallen selbiger am Ende des Stabilitätsbereiches. Der Unterschied der beiden Stabilitätsbereiche bei geringeren Pumpleistungen kann durch die thermische Linse erklärt werden. Die thermische Linse eines endgepumpten Systems ist nicht parabolisch, sondern besitzt eine Abhängigkeit von der radialen Position, siehe hierzu auch Gleichung 3.21. Das bedeutet gleichzeitig, dass Moden mit unterschiedlichen Durchmessern auch eine unterschiedliche Brechung bei der Propagation durch die thermische Linse erfahren. Aus diesem Grund ist der Stabilitätsbereich, entgegen der Theorie für ein transversal gepumptes System, für die einzelnen höheren Moden unterschiedlich. Die Abbildung 3.32 zeigt an einem Beispiel die gemessenen Strahlprofile und die dazugehörigen Berechnungen eines asymmetrischen Vierkopf-Ringlasers. Mit Hilfe des ABCD-Formalismus wurde dieser Resonator berechnet und die Strahlradien an den Positionen der Laserkristalle bestimmt. Schließlich wurden die Verluste der höheren Moden mit Hilfe der vorgestellten Theorie bestimmt. Die Strahlprofile des Lasersystems wurden bei verschiedenen Pumpleistungen aufgenommen und sind mit den Kennzahlen 1 bis 9 gekennzeichnet.



**Abbildung 3.32:** Gemessene Strahlprofile des ersten (oben) und zweiten (mitte) Stabilitätsbereiches. Berechnung der Modenradien und Verluste der ersten vier Moden  $TEM_{0,0}$  (schwarz),  $TEM_{0,1}$  (rot),  $TEM_{1,0}$  (grün) und  $TEM_{1,1}$  (blau) (unten).

Zu Anfang des ersten Stabilitätsbereiches ist der Grundmode stabil (1) und besitzt keinerlei Überlapp zu den nächst höheren Moden. Durch Erhöhung der Pumpleistung (2-3) werden auch höhere Moden stabil und das Strahlprofil verschlechtert sich deutlich. Bei (5) ist der Grundmode nicht mehr stabil, und der Laser läuft nur noch mit geringer Leistung auf einigen höheren Moden (siehe hierzu auch Kapitel 4.4). In (5-6) wird nur der Grundmode des Oszillators wieder stabil und es ergibt sich ein reiner  $TEM_{0,0}$  Mode. Durch weitere Erhöhung der Pumpleistung ergeben sich wieder stabile höhere Moden, die das Strahlprofil verschlechtern. Bis schließlich bei (9) eine deutliche Anzahl höherer Moden oszillieren. Die Messungen bestätigen die dargestellten Berechnungen, dass am Anfang der Stabilitätsbereiche des Ringresonators die beste Strahlqualität zu erwarten ist.

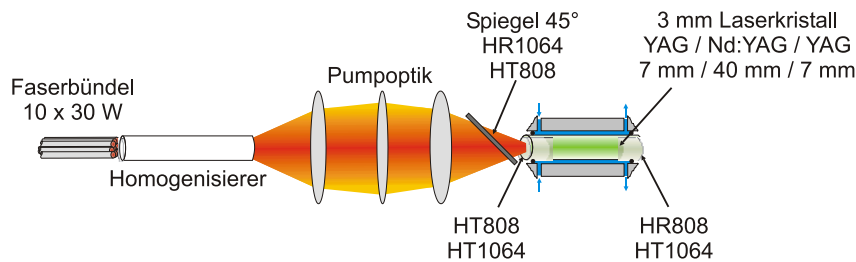
# 4. Endgepumpter Nd:YAG Hochleistungslaser

Im folgenden Kapitel werden die einzelnen Entwicklungsschritte zum Aufbau eines Hochleistungs Ringresonators, bestehend aus vier endgepumpten Laserköpfen, dargestellt. Neben der Entwicklung und dem Aufbau der Einzelkomponenten wird die Charakterisierung eines einzelnen Laserkopfes vorgestellt. Hierbei werden neben der optischen Verstärkung auch thermooptische Effekte, wie die Depolarisation, untersucht. Mit dem entwickelten Laserkopf werden Experimente an einem doppelbrechungskompensierten Zweistabsystem sowie einem Vierkopf-Ringresonator durchgeführt.

## 4.1 Laserkopf

Das optische Pumpen des Laserkristalls erfolgt, wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, in longitudinaler Geometrie. Neben den Lasereigenschaften dieses Pumpkonzeptes sind bei einem Lasersystem für den Einsatz in Gravitationswellen-Observatorien auch technische Aspekte entscheidend. Zu beachten sind hierbei die Wartungsfreundlichkeit und Langzeitstabilität, um Ausfallzeiten des Gravitationswellendetektors zu minimieren. Beim longitudinalen Pumpen ist es möglich, die Pumpleistung auf mehrere fasergekoppelte Pumpdioden zu verteilen, wobei einzelne Dioden im Fall eines Defektes während des Betriebes ausgetauscht werden können. Ein weiterer Vorteil ist die Trennung der Laserdioden vom Laserkopf. Dies ist für den Einsatz in einem Gravitationswellendetektor erforderlich, um alle potentiellen Rauschquellen vom Interferometer zu entkoppeln. Sollte die Wasserkühlung der Laserkristalle zusätzliches Rauschen induzieren, ermöglicht das longitudinale Pumpen prinzipiell eine konduktive Kühlung des Laserkristalls. In den folgenden Unterkapiteln wird der entwickelte Laserkopf vorgestellt und charakterisiert. Der schematische Aufbau der entwickelten Laserköpfe ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Für jeden Laserkopf werden zum Pumpen 10 fasergekoppelte Laserdioden mit einer jeweiligen Ausgangsleistung von 30 W verwendet. Die 10 Fasern werden zu einem Faserbündel zusammengefasst, welches zum Laserkopf führt. Im Anschluss an das Faserbündel befindet sich ein Homogenisierer, der das räumliche Profil der 10 Einzelfasern homogenisiert, und

mit dem beim Ausfall einer Laserdiode ein nahezu unverändertes Pumplichtprofil realisiert werden kann. Mit einer aus drei Linsen bestehenden Pumpoptik wird das Pumplicht in den Laserkristall fokussiert, wo es durch Totalreflexion an der Kristallmantelfläche geführt wird. Der Laserkristall ist an der, der Pumplichteinkopplung entgegengesetzten Seite mit einer hochreflektierenden Beschichtung für die Pumpwellenlänge versehen, durch die ein doppelter Pumplichtdurchgang realisiert wird. Der Laserkristall ist zur Kühlung in einer mit Kühlwasser durchflossenen Pumpkammer gehalten.



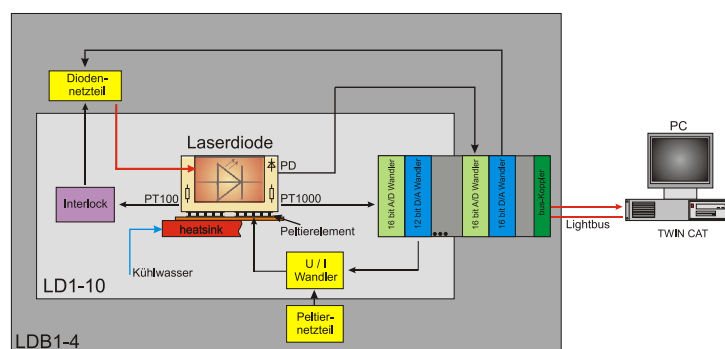
**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des entwickelten Laserkopfes.

### 4.1.1 Pumpquelle

Die Pumpquelle der Laserköpfe besteht aus 10 fasergekoppelten Laserdioden (JOLD-30-CPXF-1L). Der Durchmesser der Einzelfasern beträgt  $600 \mu\text{m}$  und die numerische Apertur 0,22. In der dichtesten Packung der Fasern ergibt sich hieraus ein Faserbündel mit einem maximalen Durchmesser von ca. 2,4 mm. Die 10 Laserdioden werden bei ca. 75 % ihrer Nennleistung betrieben, womit beim Ausfall einer Diode die Gesamtpumpleistung durch Erhöhung der Leistung der verbleibenden 9 Laserdioden angepasst werden kann. Damit kann ein quasi unterbrechungsfreier Laserbetrieb realisiert werden, da die defekte Laserdiode während des Laserbetriebes ausgetauscht werden kann. Jede Laserdiode wird mit einem computergesteuerten Regler in ihrer Temperatur stabilisiert, um die Emissionsspektren der einzelnen Laserdioden zu überlagern und an das Absorptionsspektrum des Laserkristalls anzupassen. Dabei können die Laserdioden mit einem Temperaturkoeffizienten von ca.  $0,3 \text{ nm/K}$  in ihrer Zentralwellenlänge durchgestimmt werden. Die Überlagerung der Spektren der einzelnen Laserdioden ist notwendig, da es dem Hersteller nicht möglich ist, die Laserdioden mit einer besser als um  $\pm 1 \text{ nm}$  schwankenden Zentralwellenlänge auszuliefern. Des Weiteren ist die Temperaturstabilisierung erforderlich, um eine konstante Absorption zu gewährleisten und somit verursachte Leistungsschwankungen des Lasersystems zu verhindern. Für die Temperaturstabilisierung wurde ein Klemmenbussystem (Lightbus) der Fa. Beckhoff und die dazugehörige Software Twin-Cat verwendet. Mit einem 16-bit A/D-Wandler wird der, in der Laserdiode eingebaute

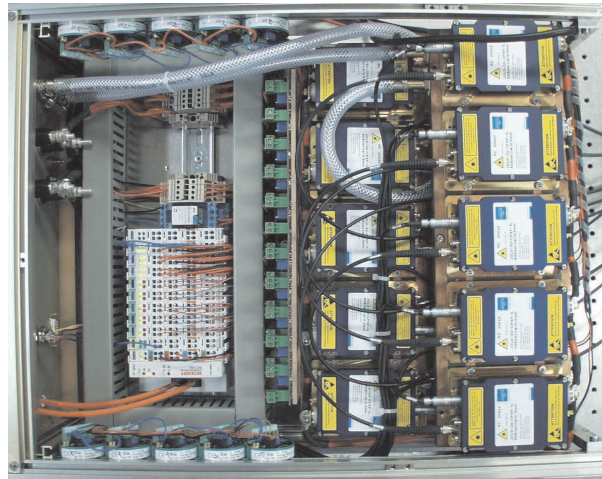


PT1000 mit einer Auflösung von 0,01 K in das System eingelesen. Ein Software basierter PID-Regler kontrolliert die Temperatur und gibt bei einer Abweichung zum Sollwert über einen D/A-Wandler eine mit 12-bit aufgelöste Stellgröße (0-10 V) aus. Diese Spannung wird mit einem Spannung-/Stromwandler in einen Strom umgesetzt, mit dem die, in der Laserdiode eingebauten Peltierelemente angesteuert werden. In der Abbildung 4.2 ist der schematische Aufbau der realisierten Temperaturregelung dargestellt. Mit der dargestellten Regelung konnte eine relative Temperaturstabilität von 30 mK erreicht werden. Mit dieser Temperaturstabilität ist es möglich, die 10 Laserdioden spektral so zu überlagern, dass das Gesamtspektrum nicht breiter als das breiteste Einzelspektrum ist [Gau03]. Jeweils 10 Laserdioden samt Wärmesenke und der beschriebenen Elektronik sind in einer Diodenbox zusammengefasst. Für die vier Diodenboxen konnten die Temperaturen der einzelnen Laserdioden so eingestellt werden, dass sich für alle Diodenboxen eine spektrale Breite der Laseremission von ca. 2,5 nm ergibt. Die Zentralwellenlängen der Diodenboxen können über die Temperatur von ca. 805 nm bis 809 nm durchgestimmt werden.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung zur Ansteuerung bzw. Regelung der Laserdioden.

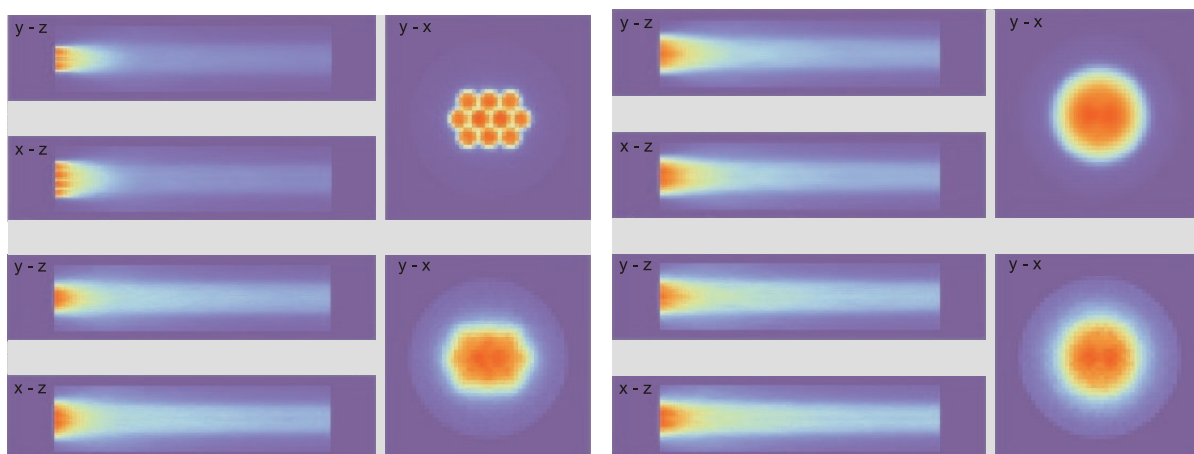
Neben dem digitalen PID-Regler kontrolliert ein weiterer Temperatursensor (Interlock) die maximale Temperatur der Laserdioden, um bei einem Ausfall des Steuerrechners das Netzteil der Laserdioden abzuschalten und diese vor Überhitzung zu schützen. Die Laserdioden einer Diodenbox sind elektrisch in Reihe geschaltet, wodurch nur ein Schalt-netzteil (Delta 35-45) zum Betrieb der Laserdioden nötig ist. Zur Wärmeabfuhr sind jeweils fünf Laserdioden auf einer mit Kühlwasser durchflossenen Wärmesenke montiert. Eine Protokollierung der Laserdiodenleistung kann mit der, in den Laserdioden eingebauten Photodiode die mit einem 16-bit A/D Wandler ausgelesen wird, realisiert werden. Das Auslesen der Photodioden dient dabei nicht zur Leistungsregelung, sondern soll lediglich zur Überwachung der Laserdiodenleistung eingesetzt werden. Die Abbildung 4.3 zeigt ein Foto einer Diodenbox samt Steuerelektronik, die zum Pumpen eines Laserkopfes realisiert wurde.



**Abbildung 4.3:** Foto einer Diodenbox mit 10 Laserdioden und Steuerelektronik.

### 4.1.2 Pumplichthomogenisierung

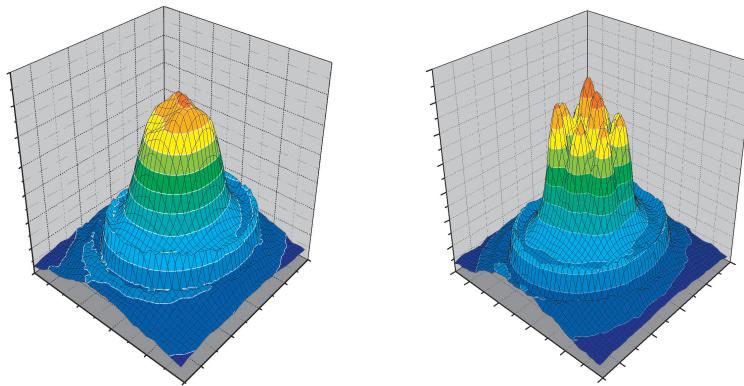
Die zum Pumpen verwendeten 10 fasergekoppelten Laserdioden sind zu einem Faserbündel in der dichtesten Packung der Einzelfasern zusammengefasst. Das Pumplicht am Ende des Faserbündels wird mit einer Pumpoptik in den Laserkristall fokussiert und dort, wie bereits beschrieben, an der Stabmantelfläche per Totalreflexion geführt. Eine vorherige Simulation der Pumplichtverteilung zeigt jedoch, dass die Struktur des Faserbündels über weite Strecken im Laserkristall erhalten bleibt (Abbildung 4.4 (links)). Gerade im Anfangsbereich des Laserkristalls, in dem, bei longitudinal gepumpten Systemen die meiste Leistung absorbiert wird, entstehen Intensitätsmaxima. In einem y-x Schnitt am Anfang des dotierten Bereichs ist deutlich die Struktur des Faserbündels zu erkennen. Wird die Position des Fokus im Laserkristall verschoben, kann der Effekt zwar verringert werden, aber dennoch bleibt die Struktur des Faserbündels teilweise erhalten. Die Intensitätsmaxima können zu einem ungleichmäßigem Verstärkungsprofil und zu Veränderungen des Laserhaltens [Gau03, Zaw03] führen. Für das Pumpen eines Grundmodelasersystems mit guter Strahlqualität ist die direkte Abbildung des Faserbündels demnach nicht geeignet. Um dennoch die Vorteile des fasergekoppelten Pumpens nutzen zu können, wurde eine Pumplichthomogenisierung verwendet. Für die Homogenisierung wurde ein Glasstab aus Quarzglas mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Länge von 100 mm eingesetzt. Das Pumplicht des angekoppelten Faserbündels wird in dem Glasstab durch Totalreflexion geführt und durchmischt. Anschließend wird das Pumplicht mit einer Pumpoptik in den Laserkristall fokussiert. In der Abbildung 4.4 (rechts) ist die berechnete Pumplichtverteilung innerhalb des Laserkristalls mit Homogenisierung dargestellt. Im Vergleich zur Pumplichtverteilung ohne Homogenisierer ist die Struktur des Faserbündels vollständig durchmischt und nicht mehr zu erkennen. Zur experimentellen Verifizierung der Berech-



**Abbildung 4.4:** Berechnete Pumplichtverteilung im Laserstab bei direkter Abbildung des Faserbündels (links) und mit Homogenisierung (rechts). In der oberen Abbildung befindet sich der Fokus jeweils am Anfang des dotierten Bereiches und in der unteren kurz davor. Rechts ist jeweils ein Schnitt des Stabes am Anfang des dotierten Bereiches dargestellt.

nung wurde die aufintegrierte Fluoreszenz der Laserkristalle mit und ohne Homogenisierung vermessen (Abbildung 4.5). Für die Messung wurde eine 4-f Optik verwendet, bei der zwei identische Linsen im doppelten Abstand ihrer Brennweite zueinander positioniert sind. Im Fokus, genau zwischen den beiden Linsen, befindet sich eine Blende. Mit einer kleinen Blendenöffnung wird nur das parallel zur optischen Achse des Laserkristalls propagierende Licht auf eine CCD Kamera abgebildet. Die Fluoreszenzlichtverteilung entspricht somit der, die auch eine Lasermode im Laserkristall verstärken würde. Mit Homogenisierung konnte eine deutlich gleichmäßigere Fluoreszenzlichtverteilung erreicht werden, bei der die Struktur des Faserbündels nicht mehr zu erkennen ist. Des Weiteren wurde die Änderung der Pumplichtverteilung bei dem Ausfall einer Faser untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass sich aufgrund der Durchmischung nur eine geringe Veränderung der radialen Pumplichtverteilung ergibt [Gau03].

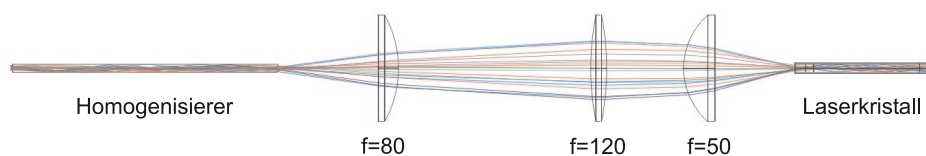
Die Lasereigenschaften mit und ohne Homogenisierung wurden zuerst mit Hilfe eines Stehwellenresonators untersucht. Die Messungen zeigten, dass mit Homogenisierung die Ausgangsleistung um 30 % gesteigert werden konnte [Gau03]. Dies kann zum einen durch eine veränderte thermische Linse und verringerte Aberrationen erklärt werden, wodurch geringere Verluste für die Lasermoden auftreten. Weiterhin ist auch ein besserer räumlicher Überlapp zwischen dem Verstärkungsprofil und den Lasermoden entscheidend für die Leistungssteigerung. Auch in dem in Kapitel 4.3 vorgestellten Zweikopf-Lasersystem konnte mit der Homogenisierung eine effektivere Doppelbrechungskompensation, eine Erhöhung der Ausgangsleistung sowie eine Verbesserung der Strahlqualität demonstriert werden. Weiterführende Untersuchungen zur Abhängigkeit von Pumpprofil und Laserausgangsleistung wurden von [Son97] durchgeführt.



**Abbildung 4.5:** Gemessene, aufintegrierte Fluoreszenzlichtverteilung eines Laserkristalls, mit (links) und ohne (rechts) Homogenisierung.

### 4.1.3 Pumpoptik

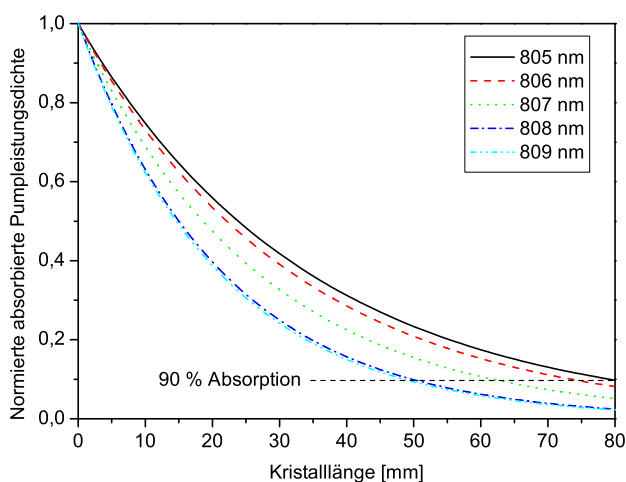
Das homogenisierte Pumplicht wird mit einer aus drei Linsen bestehenden Pumpoptik in den Laserkristall fokussiert. Zwischen der letzten Linse der Pumpoptik und dem Laserkristall befindet sich ein dichroitischer Spiegel, der den Laserstrahl umlenkt und das Pumplicht transmittiert (siehe Abbildung 4.1). Der notwendige Platzbedarf für den Spiegel und dessen Halter ergibt für den Abstand zwischen Linse und Laserkristall ein Mindestmaß von ca. 40 mm. Um den benötigten Arbeitsabstand zum Laserkristall zu erreichen wurden für die Abbildung Linsen mit einem Durchmesser von 50 mm verwendet. Durch die gegebene Strahlqualität der Pumplichtquelle mit einem Durchmesser von 3 mm (nach Homogenisierung) und einer Numerischen Apertur von 0,22 konnte eine einfachere Abbildung nicht realisiert werden. Die Pumpoptik wurde so dimensioniert, dass der Pumpspot mit verschiedenen Linsenabständen von ca. 1,8 mm bis 2,4 mm im Durchmesser variiert werden kann. Die Abbildung 4.6 zeigt einen beispielhaften Strahlengang der verwendeten Pumpoptik mit Homogenisierer und Laserkristall.



**Abbildung 4.6:** Simulation des Strahlengangs der verwendeten Pumpoptik mit Homogenisierer und Laserkristall, durchgeführt mit der Software Zemax.

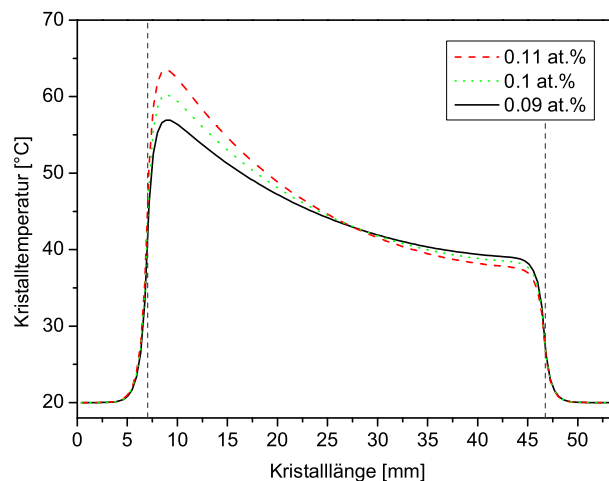
### 4.1.4 Laserkristall

Kriterien für die Auslegung des Laserkristalls eines Grundmodellasersystems wurden bereits in Kapitel 3.1.1 dargestellt und ein Kristalldesign vorgestellt. Unter der Annahme, dass mit dem Vierstabsystem eine Ausgangsleistung von ca. 200 W erreicht werden soll und einer optisch zu optischen Effizienz von ca. 25 % muss in jedem Laserkristall eine Pumpleistung von ca. 200 W absorbiert werden. Hieraus wurde ein Laserkristall mit einer dotierten Länge von 40 mm und einer Dotierung von 0,1 at.%, der im doppelten Pumplichtdurchgang betrieben wird, gewählt. Aufgrund der im Vergleich zu anderen Laserkonzepten langen Absorptionswege in longitudinal gepumpten Laserkristallen ist die Zentralwellenlänge und die spektrale Breite der Pumpquelle entscheidend für den Absorptionsverlauf. Im Kapitel 3.1.2 wurde hierzu bereits der effektive Absorptionskoeffizient beschrieben. In Abbildung 4.7 ist die normierte, absorbierte Pumpleistungsdichte über die Kristalllänge für verschiedene Zentralwellenlängen und einen 0,1 at.% dotierten Laserkristall aufgetragen. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ergibt sich je nach Zentralwellenlänge ein anderer longitudinaler Pumplichtverlauf und eine leicht unterschiedliche Gesamtabsorption. Für die Wahl der geeigneten Zentralwellenlänge sollte die Gesamtabsorption größer als 90 % sein und der longitudinale Pumplichtverlauf möglichst gleichmäßig gewählt werden. Als geeignete Pumplichtwellenlänge wurde 807 nm gewählt, da diese einen Kompromiss zwischen maximaler Absorption und einem gleichmäßigen Pumplichtverlauf darstellt. Die Dotierung des Laserkristalls wurde für diese Berechnungen mit 0,1 at.% angenommen. In der Praxis kann dieser Wert jedoch nicht exakt angege-



**Abbildung 4.7:** Normierte absorbierte Pumpleistungsdichte über die Kristalllänge bei verschiedenen Pumpwellenlängen und einer spektralen Breite der Laserdioden von 2,5 nm FWHM.

ben werden, da die Hersteller die Dotierung nur mit einer Schwankung von  $\pm 0,01$  at.% spezifizieren. Bei einem Kristall mit einer Dotierung von 0,1 at.% entspricht dies einer Variation der Dotierung von  $\pm 10$  %. Diese Variation hat Einfluss auf den Pumplichtverlauf, die daraus resultierende Kristalltemperatur und die thermische Linse. Der Effekt der Dotierungsvariation soll mit den sich daraus ergebenden veränderten Temperaturen des Laserkristalls veranschaulicht werden (Abbildung 4.8). Die Abbildung verdeutlicht die sich durch unterschiedliche Dotierungen ergebenden Temperaturverläufe. Auch wenn die Gesamtabsorption sich nur um einige Prozent ändert, können aufgrund der unterschiedlichen Temperaturverteilung veränderte thermooptische Effekte auftreten, die beim Einsatz verschiedener Laserkristalle berücksichtigt werden müssen. Eine Anpassung auf unterschiedlich dotierte Kristalle kann zum Beispiel durch eine Veränderung der Zentralwellenlänge erfolgen.

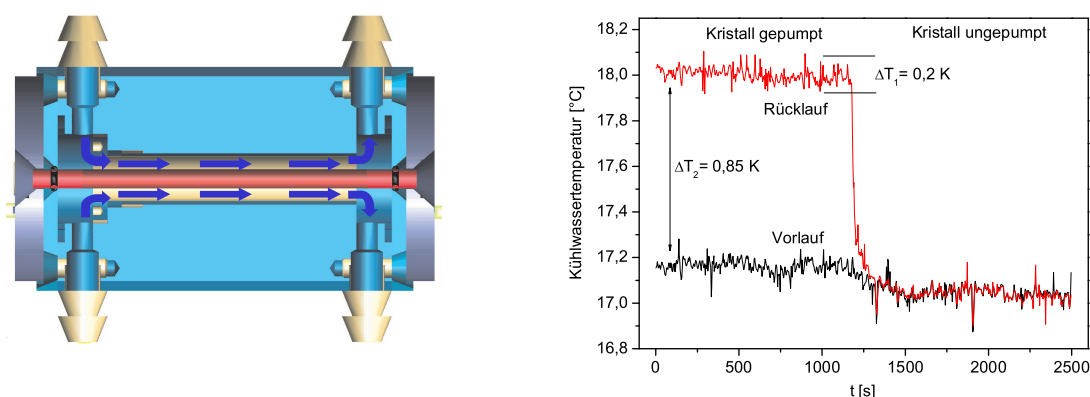


**Abbildung 4.8:** Temperaturverlauf im Laserkristall für verschiedene Dotierungen bei einer Pumpleistung von 200 W. Die gestrichelten Linien zeigen den Übergang dotierter und undotierter Bereiche.

Zur Reduzierung der maximalen Temperatur des Laserkristalls wurde der dotierte Bereich an beiden Enden mit 7 mm langen undotierten Endkappen versehen [Tsu97, Web98, Mac00, Sul02]. Durch die Endkappen wird gewährleistet, dass die Kristallhalterungen außerhalb des dotierten Bereichs liegen und somit der komplette dotierte Bereich gekühlt werden kann. Durch die axiale Wärmeleitung in Richtung der Endkappen (siehe auch Abbildung 4.8) wird die maximale Temperatur herabgesetzt und eine Wölbung der Endfläche kann vernachlässigt werden. Die Temperatur am Anfang des dotierten Bereiches kann bei dem vorgestellten Design durch den Einsatz der Endkappen um ca. 20 % reduziert werden.

### 4.1.5 Kristallhalter

Der Laserkristall ist in einer mit Kühlwasser durchflossenen Pumpkammer gehalten (Abbildung 4.9, links). Aufgrund der undotierten Endkappen des Laserkristalls, kann die Kammer so ausgelegt werden, das sich am Anfang des dotierten Bereiches bereits stabile Strömungsverhältnisse einstellen, womit eine effektive Kühlung des Laserkristalls realisiert wurde.



**Abbildung 4.9:** Mechanisches Design des entwickelten Kristallhalters (links) und gemessene Vor- bzw. Rücklauftemperaturen beim Pumpen des Laserkristalls (rechts).

Durch eine Spülkammer an den Kühlwasser Ein- und Auslässen soll gewährleistet werden, dass sich innerhalb des eigentlichen Strömungsrohrs konstante Strömungsverhältnisse einstellen. Des Weiteren sind die Anschlüsse leicht zur Mitte der Kammer versetzt, um zu verhindern, dass das eintretende Kühlwasser direkt auf den Laserstab trifft. Die bereits berechneten Strömungsverhältnisse der Pumpkammer (Abbildung 3.10) ergaben einen Wärmeübergangskoeffizient von ca.  $1,3 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ .

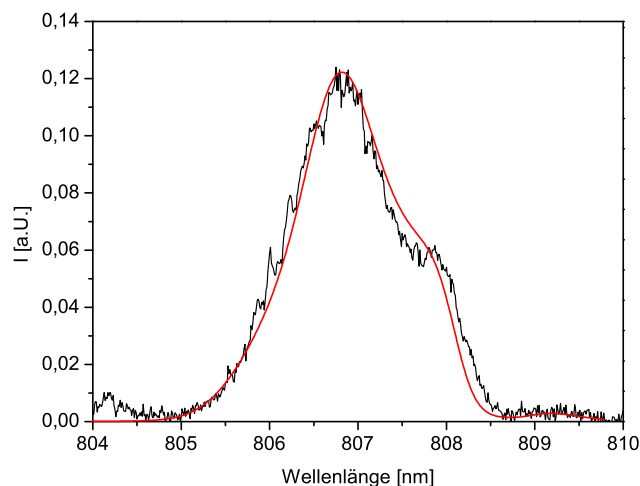
Während des Pumpens des Laserkristalls wurde die Temperatur des Kühlwassers im Vor- bzw. Rücklauf gemessen und eine Temperaturerhöhung von  $0,85 \text{ K}$  bestimmt (Abbildung 4.9, rechts). Diese Temperaturerhöhung kann mit der spezifischen Wärmekapazität von Wasser und dem Durchfluss durch die Pumpkammer einer Wärmeleistung von ca.  $100 \text{ W}$  zugeordnet werden. Dieser Wert liegt über dem der berechneten Heizleistung des Laserkristalls von ca.  $50 \text{ W}$ . Eine Ursache hierfür könnte die Fluoreszenz des Laserstabes sein, welche nicht in den Laserprozess eingeht, sondern in alle Raumrichtungen emittiert wird. Diese wird von den Innenwänden des Kristallhalters absorbiert und erwärmt diese. Die gleichzeitig gemessene Temperaturstabilität des Kühlwassers von  $0,2 \text{ K}$  entspricht den Angaben des verwendeten Wasserkühlers, die mit einer Temperaturstabilität von  $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$  spezifiziert sind.

## 4.2 Charakterisierung des Laserkopfes

Nach der Vorstellung und Auslegung der Komponenten des Laserkopfes soll dieser im folgenden Kapitel charakterisiert werden. Hierzu wird zunächst die absorbierte Pumpleistung bestimmt und in Abhängigkeit der Pumpspotgröße die Verstärkung untersucht. Schließlich soll die thermische Linse des Systems zur Auslegung der Resonatoren bestimmt werden.

### 4.2.1 Absorbierte Pumpleistung

Zur Bestimmung der im Laserkristall absorbierten Pumpleistung wurde das durch die Absorption im Laserkristall veränderte Anregungsspektrum verwendet. Da der Laserkristall auf der, der Einkopplung entgegengesetzten Endfläche für die Pumpwellenlänge verspiegelt ist, ist eine direkte Messung der austretenden Restpumpleistung nicht möglich. Da die Verspiegelung jedoch nicht perfekt ist, reicht das Restpumplicht für eine spektrale Messung des Pumplichts. Die Messung setzt voraus, dass die Beschichtung des Laserkristalls für den dargestellten Bereich von einigen Nanometern eine konstante Reflektion besitzt. Mit Hilfe der in Kapitel 3.10 vorgestellten Berechnung zur effektiven Absorption kann somit die Absorption über den Laserkristall bestimmt werden. Als Eingangsparameter ist das ein-, und das am Stabende ausgekoppelte Spektrum notwendig. Die Abbildung 4.10 stellt das gemessene Spektrum hinter dem Laserkristall und das mit dem gemessenen Eingangsspektrum berechnete Ausgangsspektrum dar. Die Abbildung veranschaulicht

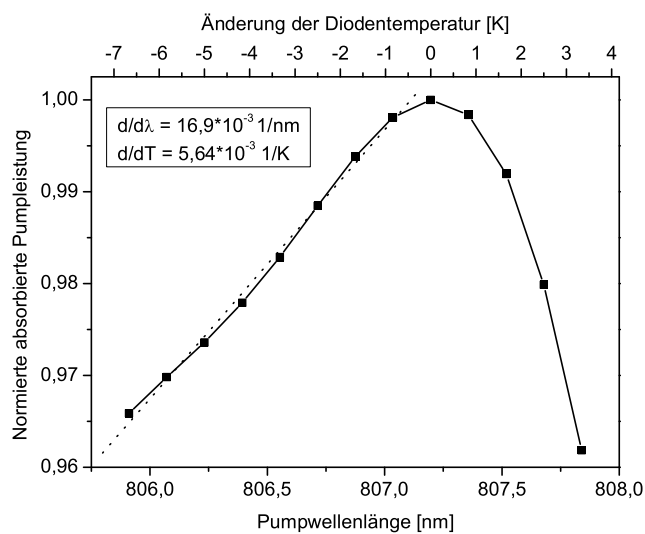


**Abbildung 4.10:** Die schwarze Kurve zeigt die gemessene und die rote die berechnete Kurve der spektralen Pumplichtverteilung hinter dem Laserkristall.



eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Spektren, so dass die Berechnung des Absorptionsverlaufes über den Laserkristall mit Hilfe der vorgestellten Rechnung möglich ist. Die Messung des Pumplichtspektrums hinter dem Laserkristall und die daraus folgenden Berechnungen der Absorption entsprechen den aus Abbildung 4.7 berechneten Werten. Die Messung bestätigt, dass je nach Pumpwellenlänge (806,5 - 807,5 nm) 90 bis 95 % der Pumpleistung im Laserkristall absorbiert werden. Sowohl die Messungen, als auch die zuvor dargestellten Berechnungen zeigen jedoch auch, dass die Absorption von der Pumpwellenlänge und somit letztlich von der Diodentemperatur abhängt. Im Folgenden werden die sich eventuell daraus ergebenden Einflüsse auf die Leistungsstabilität des Lasersystems diskutiert.

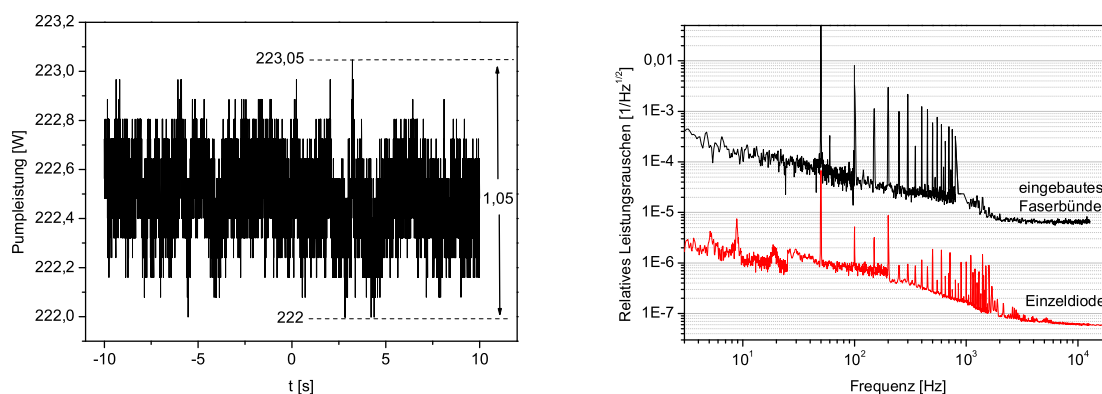
Die Abbildung 4.11 zeigt die relative Änderung der Absorption in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge, bzw. der Diodentemperaturen. In dem gewählten Bereich der Pumpwellenlänge (< 807 nm) ist eine nahezu lineare Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung von der Pumpwellenlänge und somit der Diodentemperatur zu erkennen. Die relative Änderung der absorbierten Pumpleistung über die Pumpwellenlänge beträgt  $dP/d\lambda = 16,9 \cdot 10^{-3} \text{ 1/nm}$  und mit einer Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Diodentemperatur von 0,3 nm/K ergibt sich die Änderung der Absorption über die Diodentemperatur zu  $dP_{abs}/dT_{diode} = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ . Mit der gemessenen Temperaturstabilität der Laserdioden von 30 mK und einer Pumpleistung von 200 W ergibt sich aus den ermittelten Werten eine vernachlässigbare Schwankung der absorbierten Pumpleistung von ca. 33 mW.



**Abbildung 4.11:** Berechnete, normierte Absorption als Funktion der Pumpwellenlänge bzw. der Diodentemperatur.

Das Leistungsrauschen der Pumpdioden ist eine weitere Störquelle, die direkt die absorbierte Pumpleistung beeinflusst. Die Abbildung 4.12 (links) zeigt eine Messung des Pumpleistungsrauschens über 20 Sekunden. Für die Messung wurde am Pumpspiegel reflektiertes Licht auf eine Photodiode fokussiert, um das Rauschen der Laserdioden im eingebauten Zustand zu messen. Somit sind auch eventuelle Rückreflexe und nicht absorbiertes Pumplicht, welches vielleicht teilweise in die Pumpdioden zurückgelangt und zusätzliches Rauschen induzieren könnte, mit berücksichtigt. Die Abbildung zeigt die umgerechnete Pumpleistung am Pumpspiegel. Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass die Pumpleistungsfuktuationen ca. 0,5 % betragen bzw. dass das Pumplicht bei der Nennpumpleistung von ca. 200 W um ca. 1 W schwankt. Unter der Annahme, dass das Pumplicht zu mehr als 90 % absorbiert wird, ergibt sich demnach die Schwankung der absorbieren Leistung aufgrund der Leistungsschwankungen der Pumpdioden zu ca. 0,9 W. Dieser Wert ist demnach um ein Vielfaches höher als der Wert, der sich aus der Temperaturstabilität der Dioden ergeben hat und ist somit als dominierend anzusehen.

Zur vollständigen Charakterisierung der Pumplichtquelle wurde eine frequenzabhängige Messung des Pumpleistungsrauschens durchgeführt. Die spektrale Rauschdichte der Leistungsfuktuationen der Pumplichtquelle wird später bei der Charakterisierung des Leistungsrauschens des Hochleistungslasers wichtig, da das Pumpleistungsrauschen hier direkt einkoppelt. Die Abbildung 4.12 (rechts) zeigt das relative Leistungsrauschen der Pumplichtquelle. Die Messung wurde wie schon zuvor mit einer Photodiode und einem Reflex am Pumpspiegel durchgeführt. Des Weiteren wurde zum Vergleich die Messung einer einzelnen Laserdiode eingefügt. Werden die Laserdioden im Faserbündel als unabhängig voneinander betrachtet, kann das Rauschen des Faserbündels aus dem Rauschen einer ein-

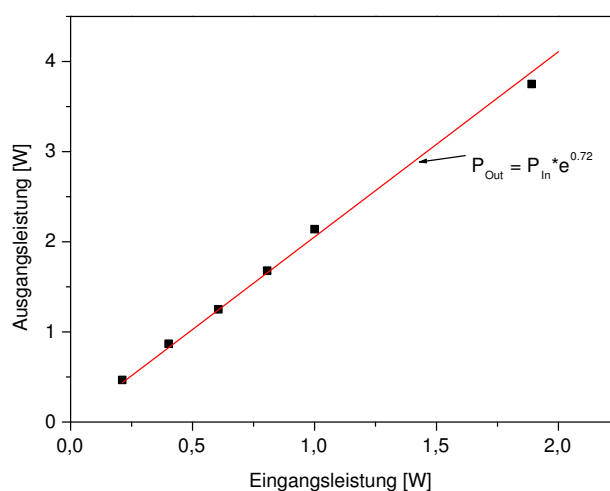


**Abbildung 4.12:** Gemessenes Leistungsrauschen der Pumpquelle, DC-Rauschen (links) und frequenzabhängiges relatives Leistungsrauschen einer einzelnen Laserdiode und das des Faserbündels aus 10 Laserdioden (rechts).

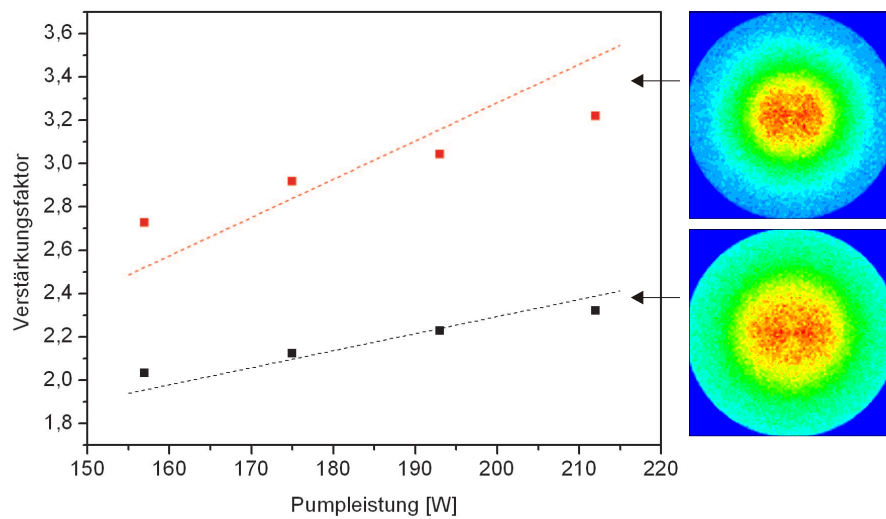
zelenen Laserdiode durch Multiplikation des Faktor  $\sqrt{10}$  berechnet werden. Das relative Leistungsrauschen müsste damit um  $1/\sqrt{10}$  fallen. In der Messung liegt jedoch das Leistungsrauschen des Faserbündels mehr als eine Größenordnung über dem der Einzeldiode. Es ist somit davon auszugehen, dass das Rauschen der Laserdioden durch den Einbau bzw. durch Rückreflexe an den Komponenten des Laserkopfes erhöht wird.

### 4.2.2 Verstärkung

Im folgenden Kapitel wird der Laserkopf bezüglich seiner optischen Verstärkung charakterisiert und optimiert. Die optische Verstärkung des Laserkopfes ist abhängig von der Größe des Pumpspots, deshalb wird dieser für die folgende Untersuchung variiert. Als Pumpspotdurchmesser wird hierbei der, über den Laserstab gemittelte, gemessene Pumpspotdurchmesser bezeichnet. Zur Optimierung wurde die optische Verstärkung des Laserkristalls im einfachen Durchgang für verschiedene Pumpspotdurchmesser untersucht. Als Laserquelle wurde ein NPRO verwendet, dessen Strahldurchmesser im Laserkristall auf einen Durchmesser von ca. 1,1 mm eingestellt wurde. Um Sättigungseffekte auszuschließen, wurde vor der Optimierung der Pumpspotgröße die Leistung des Seedlasers variiert und die Ausgangsleistung gemessen. (Abbildung 4.13). Aus dem linearen Verlauf der Ausgangsleistung gegenüber der Eingangsleistung wird ersichtlich, dass für die verwendeten Parameter keine Sättigung auftritt. Der berechnete Wert für die Sättigungsleistung der angegebenen Parameter liegt bei ca. 13 W und bestätigt die dargestellte Messung (siehe Kapitel 3.1.3).



**Abbildung 4.13:** Verstärkte Ausgangsleistung als Funktion der Eingangsleistung bei einer Pumpleistung von 200 W.



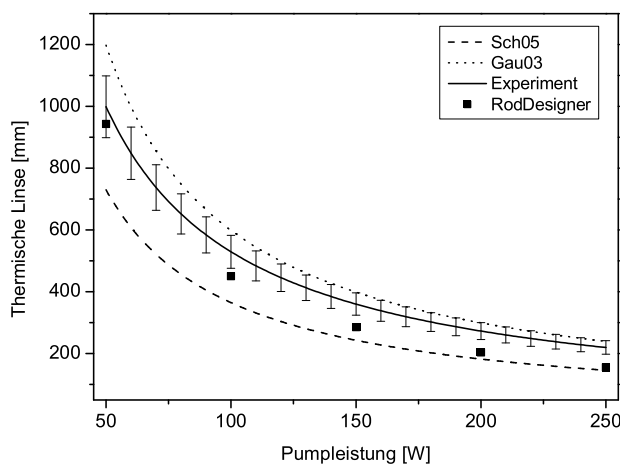
**Abbildung 4.14:** Verstärkung eines Laserkopfes als Funktion der Pumpleistung für zwei verschiedene Pumpspotdurchmesser. Die gestrichelten Linien geben die berechneten Werte der Verstärkung wieder. Auf der rechten Seite sind die zur Messung zugehörigen Fluoreszenzlichtaufnahmen abgebildet.

Für die Optimierung der Pumpspotgröße wurde die Verstärkung im einfachen Durchgang als Funktion der Pumpleistung für verschiedene Linsenpositionen untersucht. In der Abbildung 4.14 ist die Verstärkung im einfachen Durchgang für zwei Pumpspotgrößen von 1,9 mm und 2,3 mm Durchmesser dargestellt. Für den Pumpspot mit einem Durchmesser von 1,9 mm und einer Pumpleistung von 215 W wurde eine Verstärkung von 3,2 erreicht. Die in der Abbildung eingezeichneten, gestrichelten Linien geben die berechneten Werte mit den in Kapitel 3.1.2 dargestellten Gleichungen wieder. Für den kleineren Pumpspotdurchmesser zeigt sich eine größere Differenz zu den berechneten Werten als beim größeren Pumpspotdurchmesser. Die Differenz zu den theoretischen Werten ist voraussichtlich durch die fehlerhafte Annahme, dass die Pumpspotgröße über den Kristall als konstant angenommen wurde, zu erklären. Während bei dem größeren Pumpspot eine gute Übereinstimmung erzielt wurde, ist bei einem kleineren Pumpspot durch die höhere Divergenz eine geringere Überlagerung von Pump- und Laservolumen vorhanden. In dem Bereich um 200 W liegt jedoch auch bei dem kleineren Pumpspot die Differenz zur theoretischen Berechnung unter 10 %.

### 4.2.3 Thermische Linse

Die Bestimmung der thermischen Linse des Laserkristalls ist notwendig für die Auslegung des Resonators. Da es keine Standardmessung zur Bestimmung der thermischen

Linse gibt, sollen hier verschiedene Verfahren verglichen werden. Zum einen, die Ermittlung der thermischen Linse über die Stabilitätsbereiche eines einfachen Resonators und zum anderen die Bestimmung unter Verwendung eines Probestrahls. Beide Messungen werden sowohl mit den theoretisch berechneten Werten als auch mit den Ergebnissen des Vierkopf-Ringlasers verglichen. Für die erste Untersuchung wird in einem einfachen Stehwellenresonator der Abstand zwischen einem Spiegel und dem Laserkristall so lange vergrößert, bis der Resonator instabil wird und die Laseroszillation erlischt. Aus den Abständen des Resonators und der Pumpleistung lässt sich an diesem Punkt die thermische Linse bestimmen [Iff90, Sch05]. Bei dieser Methode wird nicht der tatsächliche Wert der thermischen Brechkraft sondern viel mehr eine auf den Resonator wirkende Linse bestimmt. Aufgrund zahlreicher Abhängigkeiten, wie z.B. der Modengröße im Laserkristall und deren Überlapp mit dem Verstärkungsprofil oder auch des Resonatordesigns selbst kann mit dieser Methode lediglich eine erste Abschätzung erfolgen. Eine genauere Messung der thermischen Linse kann mit einem Probestrahl, der hinter dem Laserkristall vermessen wird, erfolgen. Hierbei propagiert ein kollimierter Strahl durch die thermische Linse des Laserkristalls und wird dabei fokussiert. Der Abstand des Probestrahlfokus vom Laserkristall ergibt die Brennweite der thermischen Linse [Gau03]. Diese Methode wird ungenauer, je geringer die thermische Brechkraft ist, da der Fokuspunkt nicht mehr eindeutig bestimmt werden kann. Schließlich wurde die thermische Linse mit der Software *RodDesigner* berechnet. Die Ergebnisse der verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung der thermischen Linse des Laserkristalls für einen Pumpspotdurchmesser von ca. 2 mm, sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

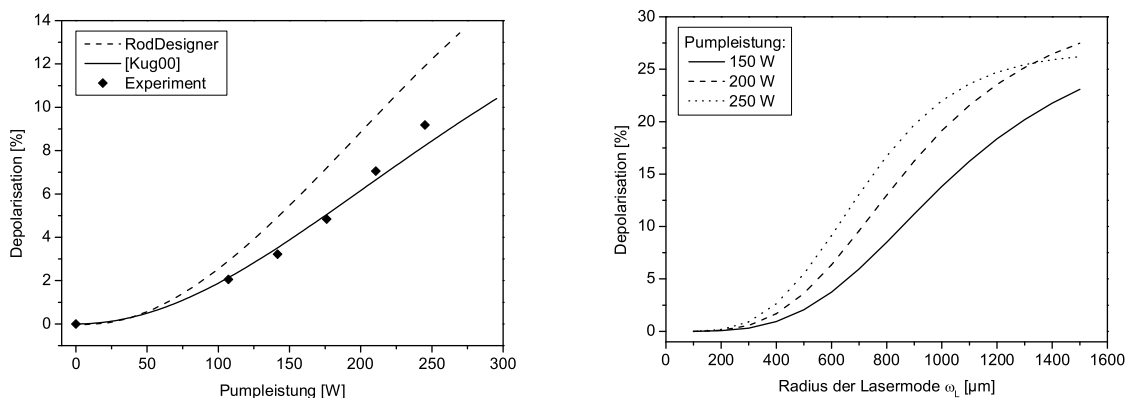


**Abbildung 4.15:** Experimentelle und theoretische Werte der thermischen Linse des Laserkristalls bei einem Pumpspotdurchmesser von ca. 2 mm.

Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste thermische Linse, wie sie zur Berechnung der experimentell ermittelten Stabilitätsbereiche des Vierkopf-Ringresonators verwendet wurde. Die eingezeichneten Balken geben eine Schwankung von  $\pm 10\%$  von dieser Linse an. Die beste Übereinstimmung zu den zuvor durchgeführten Experimenten ist für die Methode des Probestrahls zu erkennen und auch die theoretischen Werte geben eine gute erste Abschätzung der thermischen Linse wieder. Im Experiment zeigt sich, dass eine vorherige Bestimmung der thermischen Linse um  $\pm 10\%$  ausreichend ist, da bei der Entwicklung von Hochleistungslasern noch weitere thermische Effekte in anderen Komponenten und auch Materialtoleranzen eine Rolle spielen.

#### 4.2.4 Depolarisation

Die Depolarisation, die aus der thermisch induzierten Doppelbrechung des Laserkristalls resultiert, erzeugt beim Aufbau eines linear polarisierten Lasers die größten Verluste für die Lasermode. Zur Charakterisierung der Depolarisation wurde diese an dem entwickelten Laserkopf untersucht. Hierzu wurde ein linear polarisierter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einem Durchmesser von 1,3 mm auf der optischen Achse durch den Laserkristall justiert. Hinter dem Laserkristall befindet sich ein Polarisationsstrahlteiler, der die Polarisationsrichtungen trennt und somit die durch den Laserkristall beim Pumpen erzeugte Depolarisation messbar macht. Als Depolarisation gilt dabei das Leistungsverhältnis der beiden Polarisationsanteile. Die Abbildung 4.16 zeigt die Messung der Depolarisation mit verschiedenen Pumpleistungen des Laserkristalls. Der Pumpspotdurchmesser beträgt ca. 2 mm. Die durchgezogene Linie zeigt die Berechnung, nach der in

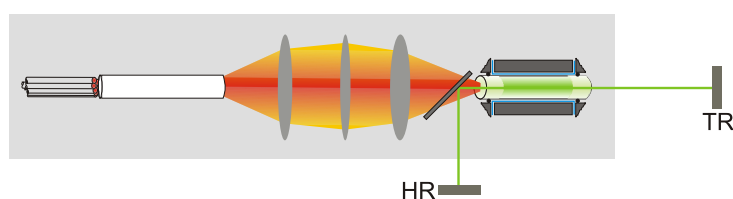


**Abbildung 4.16:** (links): Messung der Depolarisation des aufgebauten Laserkopfes (Rauten); Durchgezogene Linie Berechnung nach [Kug00] und gestrichelte Linie Berechnung mit *RodDesigner*. (rechts): Berechnete Depolarisation für verschiedene Pumpleistungen als Funktion der Lasermodengröße.

Kapitel 3.1.4 dargestellten Gleichung der Depolarisation. Als variabler Parameter wurde hierbei lediglich der Heizwirkungsgrad angepasst, da die dargestellte Theorie für einen homogen gepumpten Laserkristall entwickelt wurde, der eine geringere Pumpleistungsdichte als im vorliegenden Fall aufweist [Kug00]. Die gestrichelte Line zeigt die mit der Software *RodDesigner* berechnete Depolarisation. Obwohl die berechnete Kurve leicht über der des Experimentes liegt, ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Die geringen Abweichungen können zum Beispiel aus einer Abweichung des Probestrahldurchmessers im Laserkristall resultieren. Um die deutliche Abhängigkeit vom Probestrahldurchmesser, bzw. dem späteren Lasermodendurchmesser zu demonstrieren wurde die Depolarisation für verschiedene Pumpleistungen über den Lasermodenradius berechnet. Die Abbildung 4.16 (rechts) zeigt diese Abhängigkeiten. Wie schon in der theoretischen Beschreibung dargestellt, steigt die Depolarisation mit einer größer werdenden Lasermode. Auf der anderen Seite soll die Lasermode möglichst groß gewählt werden um zum einen, einen stabilen Grundmodebetrieb und zum anderen eine möglichst hohe räumliche Überlagerung zum Pumplicht zu realisieren. Im Experiment ist deshalb eine Abstimmung der Lasermodengröße erforderlich.

#### 4.2.5 Laserbetrieb

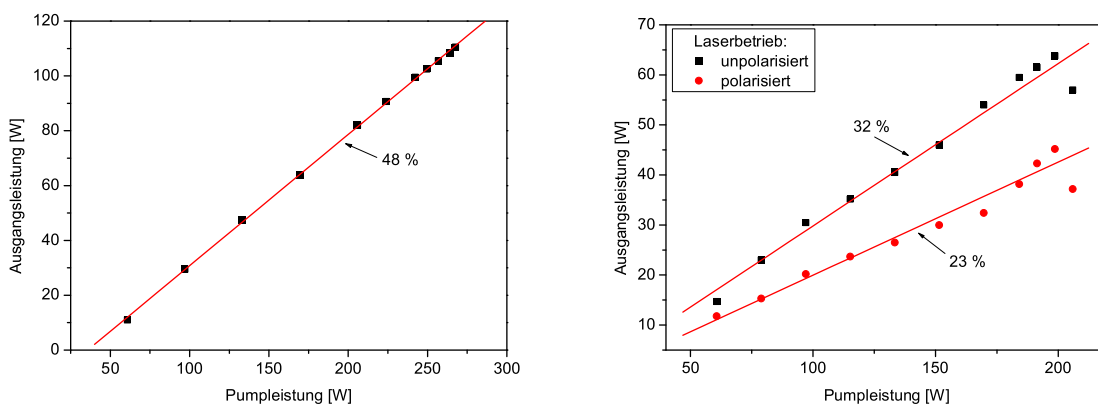
Nach der im vorherigen Kapitel dargestellten Charakterisierung des Laserkopfes wird im folgenden Kapitel der Laserbetrieb untersucht. Zur Bestimmung der maximalen Leistungsextraktion des Laserkopfes wurde für die ersten Untersuchungen ein kurzer Stehwellenresonator gewählt (Abbildung 4.17).



**Abbildung 4.17:** Schematischer Aufbau des Stehwellenresonators, HR: Hochreflektierender Spiegel und TR: Teilreflektierender Spiegel.

Die Ausgangsleistung des ca. 18 cm langen Stehwellenresonators mit einem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels (TR) von 25 % ist in Abbildung 4.18, links dargestellt. Die Gerade beschreibt den differentiellen Wirkungsgrad der durch die Steigung von Ausgangsleistung zu Pumpleistung bestimmt wird. Der Wirkungsgrad beträgt 48 % und liegt damit absolut ca. 10 % über den Werten für transversal gepumpte Lasersysteme. Für weitere Untersuchungen des Laserkopfes wurde der Resonator auf ca. 62 cm verlängert, womit ein Grundmode ähnlicher Laserbetrieb realisiert wurde. Die Abbildung 4.18 (rechts) zeigt, die

mit diesem Lasersystem erreichten Ausgangsleistungen für den polarisierten und unpolarisierten Laserbetrieb. Im unpolarisierten Betrieb wird bereits deutlich, dass sowohl die Ausgangsleistung als auch der differenzielle Wirkungsgrad geringer ausfallen als bei dem Experiment des Multimoderesonators. Durch die Verlängerung des Resonators und der damit verbundenen Vergrößerung der Modendurchmesser, bei gleichzeitiger Reduzierung der Anzahl höherer Moden, kann die geringere Ausgangsleistung erklärt werden. Durch die Vergrößerung der Lasermoden im Laserkristall erfahren diese höhere Verluste an der Apertur des Laserstabes und sind somit nicht mehr stabil. Die Überlagerung der noch oszillierenden Moden geringerer Ordnung mit dem Verstärkungsprofil ist jedoch geringer, deshalb fällt auch die Ausgangsleistung geringer aus. Bei der Verlängerung des Resonators ist der Einfluss der thermischen Linse zu erkennen, die die maximale Ausgangsleistung begrenzt, da der Resonator bei einer Pumpleistung größer 200 W instabil wird. Wird der Laser mit einer resonatorinternen Brewsterplatte polarisiert, sinkt die Ausgangsleistung aufgrund der Depolarisationsverluste deutlich ab. Es ist zu erkennen, dass die maximale Ausgangsleistung bei ca. 45 W liegt und der differenzielle Wirkungsgrad auf 23 % gesunken ist. Es zeigt sich deutlich der Effekt der Depolarisation, der in diesem Fall die maximale Ausgangsleistung um fast 20 W reduziert. Die Ergebnisse bestätigen die schon beschriebene Theorie, dass die maximale Ausgangsleistung eines linear polarisierten Einstablasersystems auf ca. 50 W begrenzt ist. Weiterhin veranschaulichen die Ergebnisse die notwendige Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung für das zu entwickelnde 200 W Lasersystem.



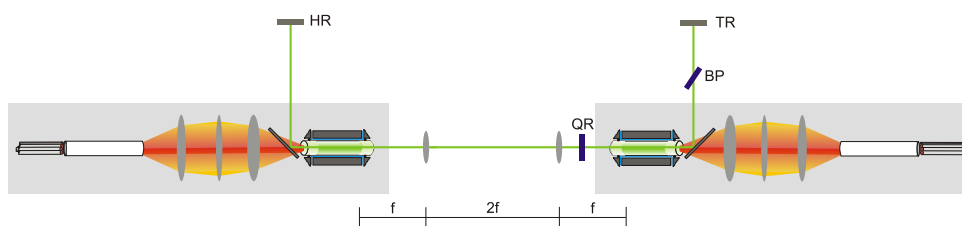
**Abbildung 4.18:** Ausgangsleistung des aufgebauten Stehwellenresonators aus Abbildung 4.17 im Multimodebetrieb (links) und polarisierten bzw. unpolarisierten, näherungsweise Grundmodebetrieb (rechts).



### 4.3 Zweikopf-Stehwellenresonator

Für das im Konzept vorgestellte linear polarisierte Grundmodelasersystem wurde eine Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung der Laserkristalle vorgesehen. Die Ergebnisse des vorangegangenen Kapitels bestätigten die Notwendigkeit einer Doppelbrechungskompensation (DBK) zum Erreichen der notwendigen Ausgangsleistung von 200 W. Im folgenden Kapitel soll ein doppelbrechungskompensiertes Zweistab-Lasersystem vorgestellt und charakterisiert werden.

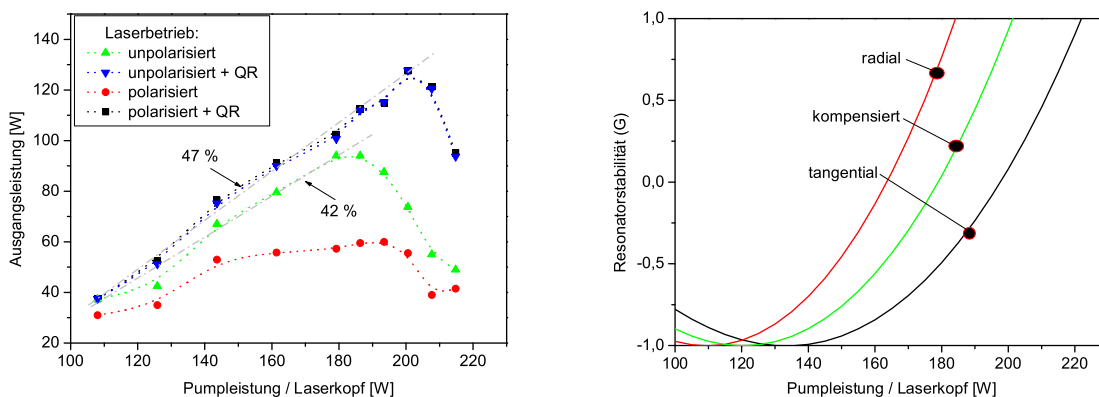
Aus der in Kapitel 3.1.4 vorgestellten theoretischen Beschreibung der thermisch induzierten Doppelbrechung geht hervor, dass die aus der Temperaturverteilung im Kristall entstehende Spannungsverteilung verschiedene Brechungsindizes für radial und tangentiale Polarisation hervorruft. Die daraus resultierende örtliche Polarisationsdrehung führt zu einer Depolarisation und somit zu einer Reduktion der Laserausgangsleistung, wie auch im vorherigen Kapitel am Einkopf-Experiment demonstriert wurde. Da die Polarisationsdrehung sowohl räumlich als auch in ihrem Betrag von den Temperaturen und somit von der Pumpleistung im Kristall abhängt (siehe hierzu auch Abbildung 4.16), ist es nicht möglich, diese mit einer einfachen Phasenplatte zu korrigieren. Einfacher ist es hingegen, die Polarisationsdrehung umzukehren. Dies kann erreicht werden, indem ein zweiter identisch gepumpter Laserkristall mit dem um  $90^\circ$  in der Polarisation gedrehtem Licht des ersten Kristalls durchlaufen wird. Durch die  $90^\circ$  Drehung werden beim Durchlauf durch den zweiten Kristall radiale und tangentiale Richtungen vertauscht und somit die Depolarisation aufgehoben (siehe hierzu auch Kapitel 3.1.4). Für die Optimierung der Doppelbrechungskompensation wurde der in der Abbildung 4.19 dargestellte Zweikopf-Stehwellenresonator aufgebaut und untersucht. Mit dem aufgebauten Lasersystem wurde zunächst die Laserausgangsleistung im unpolarisierten Betrieb und ohne DBK (ohne QR) aufgenommen (Abbildung 4.20, links, grüne Kurve). Der Resonator wurde hierfür bereits auf ein Grundmode ähnliches Strahlprofil ausgelegt. Die Messung der Laserausgangsleistung zeigt, dass diese bis zu einer Pumpleistung von ca. 180 W linear ansteigt und darüber hinaus abfällt. Dieser Effekt kann durch die schon angesprochene Bifokussierung erklärt



**Abbildung 4.19:** Schematischer Aufbau des Doppelbrechungskompensierten Zweikopf-Stehwellenresonators; HR: Hochreflektierender Spiegel und TR: Teilreflektierender Spiegel, QR: Quarzrotator, BP: Brewster-Platte

werden, da der unkompenzierte Resonator zwei Stabilitätsbereiche aufweist. Die radialen Spannungen im Laserkristall haben hierbei einen größeren Einfluss, deshalb sorgt zunächst der radiale Anteil der thermischen Linse für eine Instabilität des Resonators. In Abbildung 4.20, rechts sind die Stabilitätsbereiche für die radialen und tangentialen Polarisationsanteile sowie für den kompensierten Resonator berechnet. In dem Stabilitätsdiagramm ist zu erkennen, dass der radiale Anteil bei ca. 180 W Pumpleistung instabil wird, was die Reduzierung der Ausgangsleistung erklärt. Um diesen Effekt zu kompensieren, wurde ein  $90^\circ$  Quarzrotator (QR) in das System integriert. Die Messung der Laserausgangsleistung des kompensierten, unpolarisierten Resonators (blaue Kurve) zeigt eine deutliche Steigerung der Ausgangsleistung auf ca. 120 W. Weiterhin wurde der Stabilitätsbereich vergrößert und der Einbruch der Ausgangsleistung erfolgt erst bei einer Pumpleistung von ca. 200 W (Stabilitätsbereich Ende des kompensierten Resonators). Die Ergebnisse zeigen, dass die Bifokussierung mit dem vorgestellten System effektiv kompensiert werden kann.

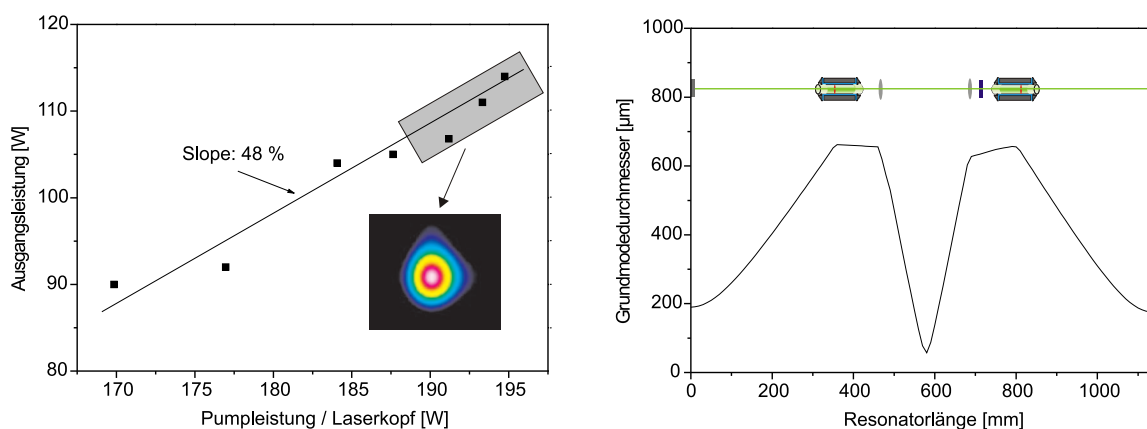
Für die Leistungsskalierung des Systems ist jedoch nicht die Bifokussierung, sondern die Depolarisation der limitierende Effekt. Um diese genauer zu untersuchen, wurde in das Lasersystem eine Brewster-Plate (BP) eingebaut, um einen linear polarisierten Betrieb zu realisieren. Zunächst soll der Effekt der Depolarisation untersucht werden. Hierzu wurde die Ausgangsleistung ohne QR, das heißt ohne DBK gemessen. Die rote Kurve zeigt die Ausgangsleistung für den polarisierten Betrieb ohne DBK. Die Leistungskurve verläuft deutlich flacher im Vergleich zu den vorherigen Experimenten und die Ausgangsleistung konnte nicht über 60 W gesteigert werden. Im Vergleich zum unpolarisierten Betrieb ist dies eine Verringerung der maximalen Ausgangsleistung um mehr als 50 %. Durch Einsetzen des QR kann gezeigt werden, dass auch die Depolarisation effektiv kompensiert werden



**Abbildung 4.20:** Ausgangsleistung des Zweikopf-Resonators für verschiedene Betriebsmodi (links) und das dazugehörige Stabilitätsdiagramm des Resonators für die radial und tangentialen Anteile als auch das des DBK Resonators (rechts).

kann (schwarze Kurve). Die linear polarisierte Ausgangsleistung zeigt im kompensierten Betrieb nahezu identische Werte zur unpolarisierten Ausgangsleistung. Die Experimente zeigen, dass die thermisch induzierte Doppelbrechung mit dem beschriebenen Aufbau zu 100 % kompensiert wurde.

Neben der Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung soll das Lasersystem für den Grundmodebetrieb optimiert werden. Hierzu wurde der Resonator verlängert, um in den Laserkristallen den Grundmodedurchmesser zu erhöhen. Da der Grundmode als auch die höheren Moden mit steigender Pumpleistung immer größer werden, erfahren die höheren Moden zunehmende Verluste an der Kristallapertur. Bei einer Pumpleistung von ca. 190 W beträgt der Grundmoderadius ca.  $650 \mu\text{m}$  (siehe Abbildung 4.21, rechts).



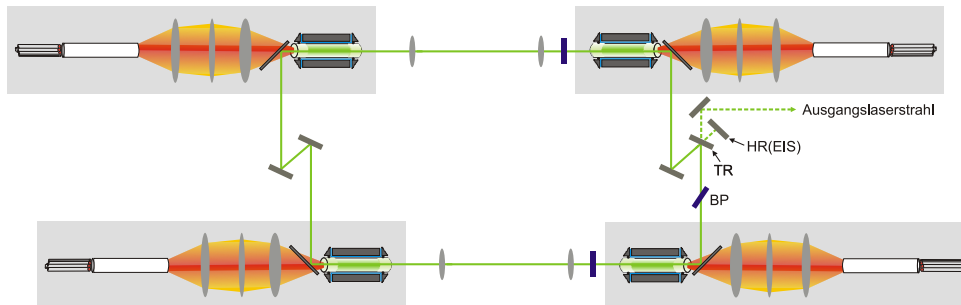
**Abbildung 4.21:** (links): Ausgangsleistung des für den Grundmodebetrieb optimierten Zweikopf-Resonator. Bei den oben markierten Werten wurde ein stabiler Grundmodebetrieb mit einer Strahlqualität  $M^2 < 1,1$  erreicht. (rechts): Berechnete Modendurchmesser des Grundmoderesonators.

Der berechnete Pumpspotdurchmesser am Anfang des Laserkristalls beträgt ca. 1,8 mm. Das Verhältnis von Pumpspot zu Lasermode entspricht somit etwa dem in der Theorie (Kapitel 3.1.1) beschriebenen optimalen Verhältnis von ca. 70 %. Die Abbildung 4.21, links zeigt die für den optimierten Resonator und einem Auskoppelgrad von 30 % erreichte Ausgangsleistung. Bei einer Pumpleistung von ca. 190 W sind die Verluste der höheren Moden groß genug und deren Überlapp zum Verstärkungsprofil gering, so dass die höheren Moden erlöschen. Die Strahlqualität an den grau hinterlegten Punkten beträgt  $M^2 < 1,1$  bei einer maximalen Ausgangsleistung von 114 W. Die Strahlqualität wurde mit einem Strahlanalysesystem (*Beam Map*) der Fa. *Dataray* vermessen.

Mit den vorgestellten Ergebnissen konnte demonstriert werden, dass sowohl die DBK als auch ein stabiler, linear polarisierter Grundmodebetrieb mit einer Ausgangsleistung von mehr als 100 W mit dem vorgestellten Konzept realisiert werden können.

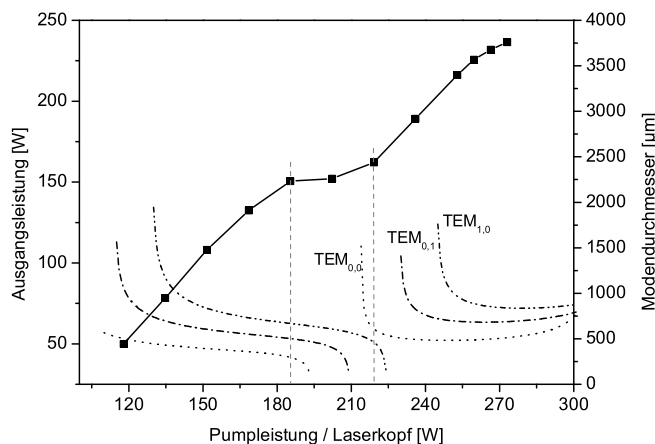
## 4.4 Vierkopf-Ringresonator

Im vorangegangenen Kapitel konnte sowohl der effektive Einsatz der Doppelbrechungskompensation im Zweikopf-Lasersystem als auch eine Grundmodeausgangsleistung von mehr als 100 W demonstriert werden. Im Folgenden soll der bereits vorgestellte Hochleistungs Ringlaser verifiziert werden. Für die Realisierung des Vierkopf-Ringresonators wurde das Laserdesign aus Abbildung 4.19 verdoppelt. Vorteil dieses Skalierungskonzeptes ist es, dass die thermooptischen Effekte bereits bekannt und kompensiert sind. Die Abbildung 4.22 zeigt den schematischen Aufbau des Ringresonators. Da der Ringresonator freilaufend in beide Umlaufrichtungen oszilliert, wurde an einem der beiden Ausgangsstrahlen ein Spiegel eingesetzt, um das Laserlicht in sich zurück zu reflektieren. Bei einer exakten Justage dieses Spiegels wird ausreichend Licht zurück in den Resonator gekoppelt, so dass der Laser nur noch in eine Richtung oszilliert. Das System zeigt ähnliches Verhalten wie bei der Injektionskopplung, weshalb das Einsetzen des Rückkoppelspiegels auch als Eigeninjektionskopplung (EI) beschrieben wird. Die im Folgenden beschriebenen Ergebnisse wurden, sofern nicht anders angegeben, im eigeninjektionsgekoppelten Betrieb durchgeführt.



**Abbildung 4.22:** Schematischer Aufbau des Vierkopf-Ringresonators, die sich außerhalb des Resonators befindlichen Strahlen sind gestrichelt dargestellt. HR(EI): Hochreflektierender Spiegel zur Eigeninjektionskopplung.

Für die Untersuchungen zur Leistungsskalierung des Lasersystems wurde mit einem kurzen Resonator begonnen und dieser anschließend für den Grundmodebetrieb optimiert. Mit einem Abstand zwischen dem oberen und unterem DBK-Zweikopfsystem von ca. 470 mm wurden die in der Abbildung 4.23 dargestellten Ausgangsleistungen erreicht. Aufgrund der größeren Gesamtverstärkung im Vergleich zum Zweikopfsystem wurde hier ein optimaler Auskoppelgrad von 40 % bestimmt. Die Steigung der Ausgangsleistungskurve nimmt bei einer Pumpleistung von ca. 185 W pro Laserkopf ab und steigt bei einer Pumpleistung von ca. 200 W wieder an. In diesem Bereich ist der  $TEM_{0,0}$ -Mode des Resonators nicht mehr stabil, wie an den berechneten, eingezeichneten Modendurchmessern zu erkennen.

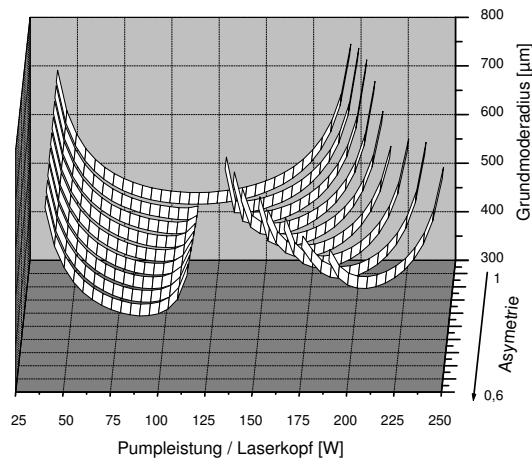


**Abbildung 4.23:** Ausgangsleistung des Vierkopf-Ringresonators mit einer Länge zwischen den jeweils doppelbrechungskompensierten Laserköpfen von ca. 470 mm. Die gestrichelten Linien geben den Größenverlauf der ersten drei Lasermoden innerhalb des Laserkristalls mit der größten Mode an.

Der Laseroszillation erlischt dennoch nicht vollständig, da die nächst höheren Moden des Resonators noch stabil sind. Die Verschiebung der Stabilitätsbereiche ist auf die aberrierte thermische Linse zurückzuführen und bestätigt die in der Theorie dargestellten Berechnungen (Kapitel 3.3.2). Bei höheren Pumpleistungen befindet sich das Lasersystem im zweiten Stabilitätsbereich und die Laserausgangsleistung steigt weiter bis auf ein Maximum von 242 W an. Der Modenradius der Grundmode beträgt hier etwa  $500 \mu\text{m}$ , deshalb können weitere höhere Moden anschwingen und der Laser oszilliert auf mehreren transversalen Moden.

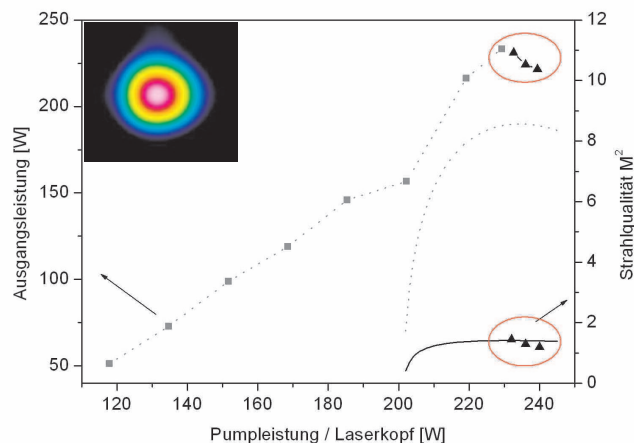
Die Existenz von zwei anstatt einem Stabilitätsbereich kann durch eine leichte Asymmetrie beim Aufbau des Resonators erklärt werden. Eine Berechnung der Grundmoderadien (die gleichbedeutend mit den Stabilitätsbereichen sind) in einem der vier Laserkristalle verdeutlicht die Auswirkungen der Asymmetrie des Resonators (Abbildung 4.24). Hierbei bezeichnet die Asymmetrie den Quotienten aus rechter und linker Resonatorlänge. Es ist zu erkennen, dass sich schon bei geringer Asymmetrie der Stabilitätsbereich teilt und sich der zweite Stabilitätsbereich weiter nach rechts (zu höheren Pumpleistungen) verschiebt. Zur Einstellung des optimalen Arbeitspunktes des Resonators kann somit der bevorzugte Arbeitsbereich (Anfang des zweiten Stabilitätsbereiches) bei entsprechender Pumpleistung gewählt werden.

Zur Verbesserung der Strahlqualität wurde der Resonator verlängert, um somit den  $TEM_{0,0}$ -Mode in den Laserkristallen zu vergrößern. Die Abbildung 4.25 zeigt die mit verlängertem Resonator erreichten Ausgangsleistungen. Die Ausgangsleistungen sind zwar



**Abbildung 4.24:** Berechnung der Grundmoderadien für verschieden asymmetrische Resonatoren.

nahezu identisch zum vorherigen Experiment, doch wurden diese jetzt schon bei ca. 20 W weniger Pumpleistung pro Laserkopf erzielt. Die Abbildung zeigt die berechnete Strahlqualität für den zweiten Stabilitätsbereich des Resonators (grau gestrichelt). Diese Werte liegen noch deutlich über den geforderten Werten. Um die Verluste der höheren Moden zu erhöhen, wurde eine Blende in den Resonator eingesetzt, um somit die Strahlqualität zu verbessern. Die durchgezogene, schwarze Linie zeigt die berechneten Werte der Strahlqualität mit einer Blende von ca. 350  $\mu\text{m}$  Durchmesser zwischen der unteren 4f-Abbildung. Die markierten Dreiecke kennzeichnen die experimentell erreichten Werte. Mit dem dar-



**Abbildung 4.25:** Ausgangsleistung des Vierkopf-Ringresonators mit einer Länge zwischen den Laserköpfen von ca. 520 mm. (grau): Laserausgangsleistung und Strahlqualität mit (schwarz) und ohne (grau) resonatorinterne Blende. Oben links Aufnahme des Strahlprofils mit einer Strahlqualität  $M^2 = 1,15$ .

gestellten Resonator und der internen Blende konnte eine maximale, linear polarisierte Ausgangsleistung von 233 W mit einer Strahlqualität  $M^2$  ca. 1,15 demonstriert werden. Die dargestellten Experimente zeigen, dass mit dem entwickelten Vierkopf-Ringlaser und einer resonatorinternen Blende die geforderten Spezifikationen erreicht werden können. Die eingesetzte Blende erwies sich in den Experimenten als sehr instabil, da sich diese aufgrund starker Erwärmung in ihrer Position verschob und somit nachjustiert werden musste. Um auf die Blende verzichten zu können und um die Effizienz des Systems zu steigern, wurden weitere Experimente durchgeführt. Hierzu wurde, wie schon zuvor dargestellt, der Resonator schrittweise verlängert um so den optimalen Arbeitspunkt zu finden. Weitere Optimierungen zeigen, dass in einem Pumpleistungsbereich von ca. 200 W bis 230 W pro Laserkopf und Längen zwischen den Laserköpfen von 500-600 mm Ausgangsleistungen von 180 bis 195 W mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität erreicht werden können.

Eine Möglichkeit zur eventuellen Optimierung der Strahlqualität kann mit dem schon dargestellten asymmetrischen Resonatordesign erreicht werden. So sollte die beste Strahlqualität zu Anfang des zweiten Stabilitätsbereiches vorliegen, da hier kein Überlapp der höheren Moden mit dem Grundmode vorliegt (siehe Kapitel 3.3.2). Der Verlauf der gemessenen Ausgangsleistung (Abbildung 4.23) kann bspw. mit dieser Theorie erklärt werden.



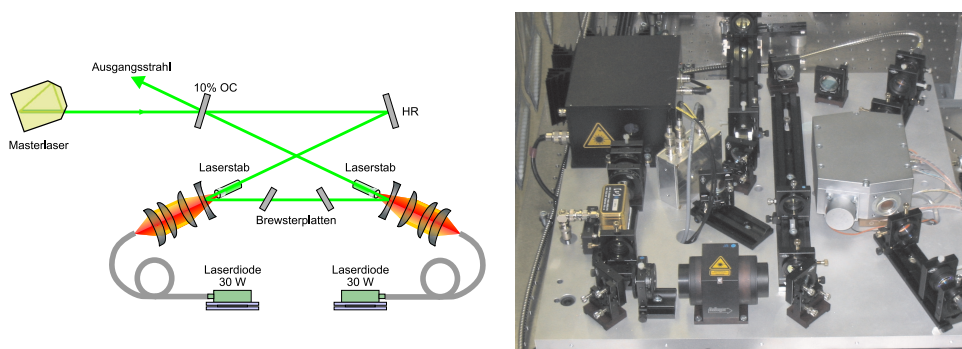


# 5. Einfrequente Hochleistungslaser

Im folgenden Kapitel wird das injektionsgekoppelte Hochleistungslasersystem vorgestellt. Zur Validierung des vorgestellten Konzeptes eines doppelbrechungskompensierten Lasersystems wurde das in Kapitel 4.3 vorgestellte Lasersystem in ein Ringresonatordesign überführt und injektionsgekoppelt. Mit dem Zweikopf-Laserdesign wurden erste Untersuchungen durchgeführt, mit denen die LIGO Scientific Collaboration (LSC) das vorgestellte Konzept als *Conceptual Design* für den Advanced LIGO Laser ausgewählt hat [Dos03]. Nach dem Zweikopfsystem wird dann das im Konzept vorgestellte Vierkopfsystem beschrieben und charakterisiert.

## 5.1 Masterlaser

Als Masterlaser zur Injektionskopplung des Hochleistungs Slavelasers wird ein Lasersystem mit einer Ausgangsleistung von 12 W, das wiederum mittels Injektionskopplung an einen 0,8 W NPRO gekoppelt ist, verwendet (Abbildung 5.1). Dieses Lasersystem wird im Folgenden als Front-End bezeichnet. Das Front-End wird eingesetzt, um die Lockingbandbreite für das Gesamtsystem zu erhöhen (siehe auch Kapitel 3.2). Das Lasersystem besteht aus einem endgepumpten Zweistab-Lasersystem in einer Bow-Tie Anordnung und wurde als Lasersystem für den Gravitationswellendetektor GEO 600 entwickelt [Zaw03, Zaw02]. Zur Gewährleistung einer hohen Resonatorstabilität ist der Resonator

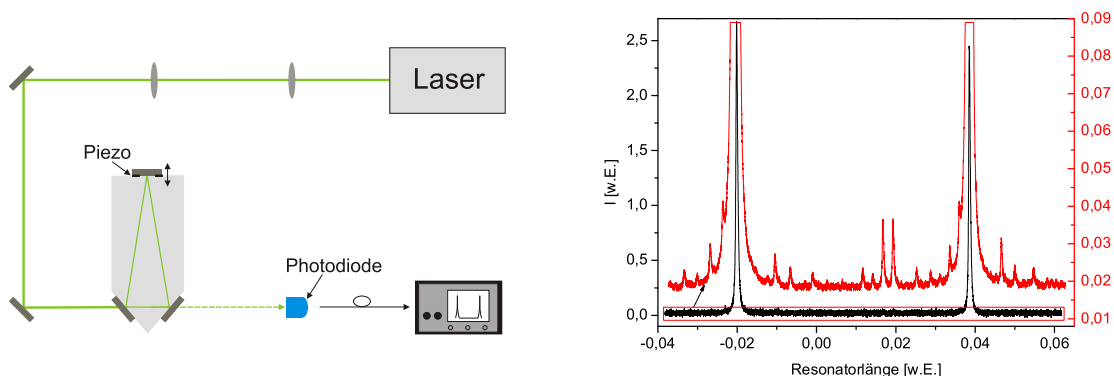


**Abbildung 5.1:** Schematischer Aufbau (links) und Foto (rechts) des injektionsgekoppelten 12 W Front-End.

aus einem monolithischen Invarstahlgehäuse gefertigt, bei dem die Resonatorspiegel direkt auf dem Gehäuse angebracht sind. Mit dieser Aufbautechnik wurde ein stabiles Lasersystem realisiert, mit dem in den letzten zwei Jahren ein störungsfreier Betrieb bei GEO600 demonstriert wurde. Im folgenden Kapitel wird die Charakterisierung des Master-Lasersystems vorgestellt.

### Strahlqualität

Für die Analyse der Strahlqualität wird ein Modenanalyse-Resonator verwendet [Wil98, Kwe05]. Der passive Resonator besteht aus einer Drei-Spiegel-Anordnung, bei der einer der drei Spiegel auf ein Piezoelement aufgebracht ist (Abbildung 5.2, links). Durch die Ansteuerung des Piezoelementes mit einer Sägezahn-Spannung kann die Resonatorlänge über einen freien Spektralbereich (FSR) durchgestimmt werden. Wird ein Laserstrahl in diesen Resonator eingekoppelt, kann beim Scannen des FSR eine Modenanalyse des eingekoppelten Laserstrahls durchgeführt werden. Damit ist es zum einen möglich, den genauen Anteil der Laserleistung innerhalb der  $TEM_{0,0}$ -Mode zu bestimmen, und zum anderen eventuell noch vorhandene höhere Moden zu identifizieren. Zur Analyse des Masterlasers wurde ein Teil des Ausgangslaserstrahls (ca. 100 mW) in den Modenanalyse-Resonator eingekoppelt und der Resonator durchgestimmt (Abbildung 5.2, rechts). Beim Durchstimmen des FSR des Resonators werden mit einem Oszilloskop die Signale der Photodiode aufgezeichnet. Der Scan zeichnet sich durch zwei Maxima, die dem  $TEM_{0,0}$ -Mode entsprechen, aus. Weitere Peaks, die zwischen diesen beiden Maxima liegen, entsprechen höheren Moden. Durch Bestimmung des Frequenzabstandes der höheren Moden zur Grundmode können die Wertigkeiten der höheren Moden bestimmt

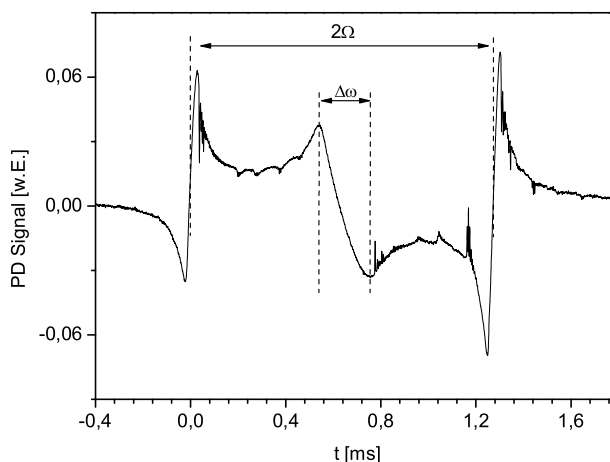


**Abbildung 5.2:** Vermessung der Strahlqualität des Masterlasers mit einem Modenanalyse-Resonator. (links): Schematischer Aufbau der Messapparatur mit Analyseresonator. (rechts): Gemessener Scan des über einen FSR des Analyseresonators, einfacher (schwarz) und 30fach vergrößerter (rot) Scan.

werden [Kwe05]. In der Abbildung ist zu erkennen, dass beim einfachen Durchstimmen kaum höhere Moden detektiert werden können (schwarze Linie). Erst durch Vergrößern der Empfindlichkeit können höhere Moden identifiziert werden (rote Linie). Durch einen Vergleich der Amplitude der  $TEM_{0,0}$ -Mode mit der der höheren Moden kann der Anteil der Leistung im  $TEM_{0,0}$ -Mode bestimmt werden. Als Beispiel, die höhere Mode mit der höchsten Amplitude hat einen Anteil von 1,5 % verglichen mit dem  $TEM_{0,0}$ -Mode. Eine genaue Analyse der einzelnen höheren Moden ergibt, dass sich ca. 10 % der Laserleistung in höheren Moden befindet bzw. dass sich 90 % in der  $TEM_{0,0}$ -Mode befindet. Der Strahlqualitätsfaktor  $M^2$  ist kleiner als 1,1 [Zaw03].

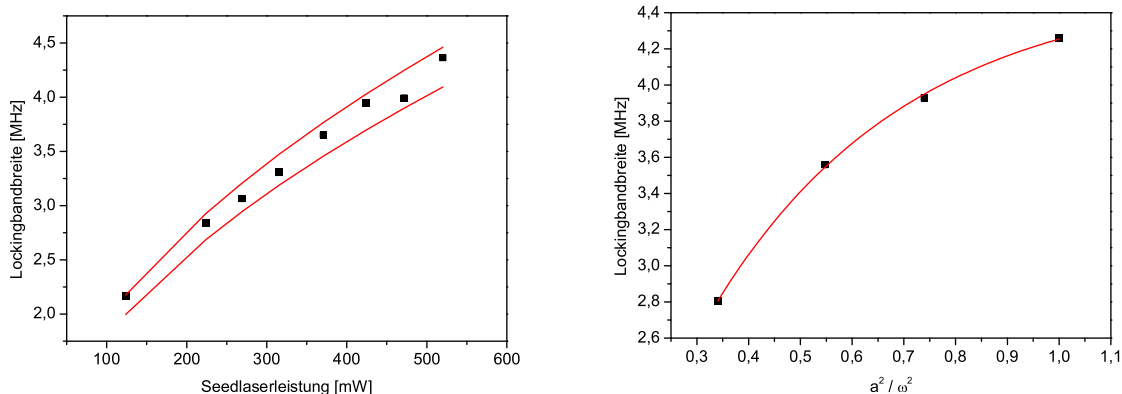
### Lockingbandbreite

Die Lockingbandbreite ist ein Maß für die stabile Ankopplung eines Slavelasers an einen Masterlaser, siehe hierzu auch Kapitel 3.2. Neben dem Leistungsverhältnis der beiden zu koppelnden Laser und der Güte des Slavelaserresonators, hängt die Lockingbandbreite auch von der räumlichen Überlagerung der beiden Laserstrahlen ab. Zur Charakterisierung der Lockingbandbreite des Masterlasers wird das Pound-Drever-Hall Fehlersignal verwendet. Die Abbildung 5.3 zeigt einen der vermessenen Signalverläufe des Fehlersignals. Zur Bestimmung der Lockingbandbreite wurde der Abstand zwischen den beiden Seitenbändern vermessen, welcher der doppelten Modulationsfrequenz entspricht ( $2\Omega$ ). Aus diesem Abstand kann ein Frequenzmaßstab für die Vermessung der Lockingbandbreite bestimmt werden. Die Lockingbandbreite kann dann aus der Breite der in der Mitte



**Abbildung 5.3:** Gemessenes Fehlersignal des Masterlasers, eingezeichnet sind die Lockingbandbreite  $\Delta\omega$  und die zur Frequenzkalibrierung verwendete Modulationsfrequenz  $2\Omega$ .

des Signals abfallenden Resonanz ermittelt werden ( $\Delta\omega$ ). In der Abbildung 5.4, links sind zunächst die Lockingbandbreiten für verschiedene NPRO-Laser Leistungen aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen der berechneten Lockingbandbreite nach Gleichung 3.33 für angenommene resonatorinterne Verluste von 2 % bzw. 3 %. Die gemessene Lockingbandbreite stimmt gut mit den berechneten Werten überein. Des Weiteren wurde der Einfluss der räumlichen Überlagerung der Strahlen des NPRO auf den 12 W Laser untersucht. Mit Hilfe einer Blende wurde die Größe des NPRO Laserstrahls variiert, ohne dass es zu einer Fehlanpassung durch veränderte thermische Linsen oder sonstige Effekte kommt. Somit kann sowohl eine Fehlanpassung der Modengröße als auch der Position der Strahltaile simuliert werden. Die Aperturgröße wurde mit Hilfe einer Leistungsmessung hinter der Apertur vermessen und mit der schon angegebenen Gleichung zur Berechnung der Verluste an einer Apertur umgerechnet. Die Untersuchung (Abbildung 5.4, rechts) zeigt die Lockingbandbreite für verschiedene fehlangepasste Strahldurchmesser. Wie schon aus der zur Berechnung herangezogenen Gleichung ersichtlich, ergibt sich hierbei ein exponentieller Zusammenhang zwischen Strahldurchmesservariation und Lockingbandbreite.



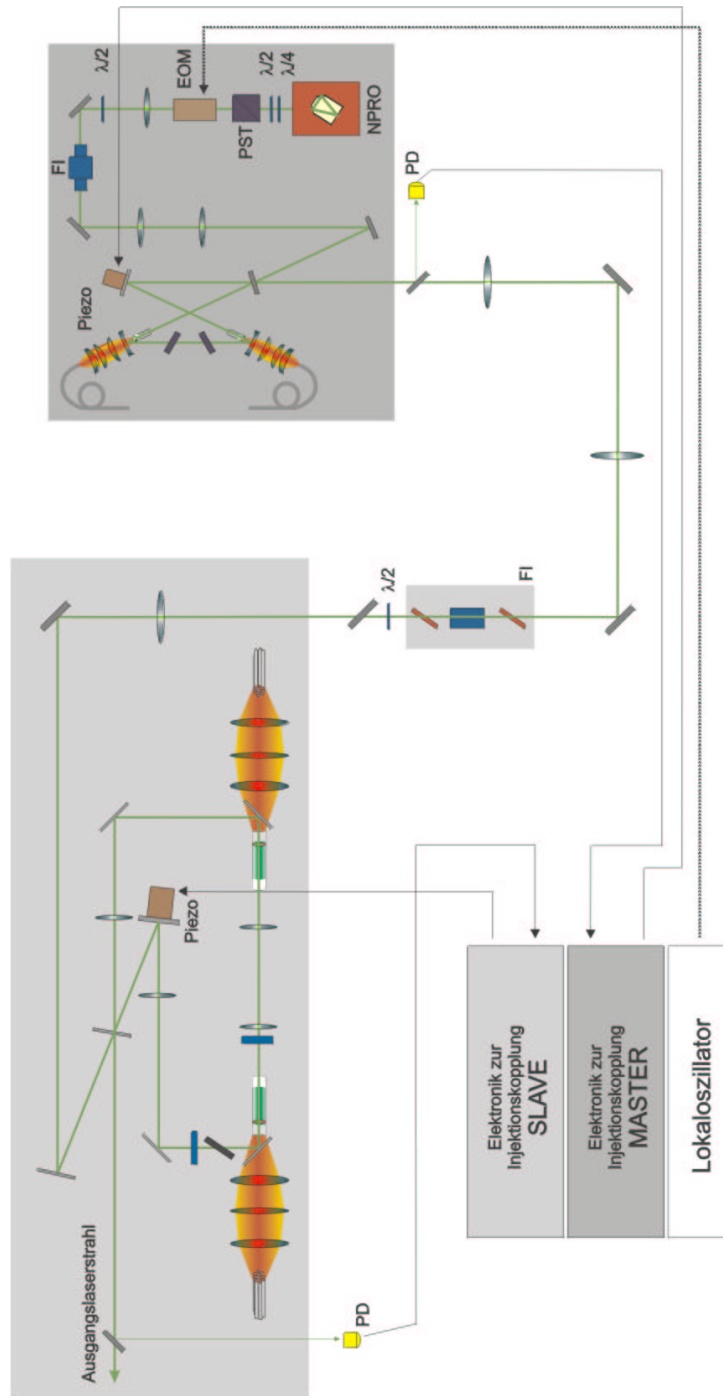
**Abbildung 5.4:** Untersuchung der Lockingbandbreite des Masterlasers. (links): als Funktion der NPRO Leistung und (rechts): als Funktion des Modenüberlapp. Die durchgezogenen Linien geben jeweils die theoretischen Berechnungen wieder.

Weitere Charakterisierungen des Masterlasers wie Frequenz- und Leistungsrauschen sind bereit publiziert worden [Zaw02, Zaw03] und werden teilweise im nächsten Kapitel bei der Charakterisierung des Gesamtsystems dargestellt.

## 5.2 Zweikopf-Lasersystem

Während der Entwicklung des Lasersystems sollte von der LSC das Conceptual Design des Advanced LIGO Lasers festgelegt werden. Hierzu wurde zunächst ein Teil des geplanten Laserkonzeptes in einen injektionsgekoppelten Laser überführt und zusammen mit der LSC charakterisiert. Aufgrund der erzielten Ergebnisse, wurde das vorgestellte Laserkonzept schließlich als Conceptual Design des Advanced LIGO Lasers ausgewählt [Dos03]. Im folgenden Kapitel wird dieses Lasersystem vorgestellt und charakterisiert.

Abbildung 5.5 zeigt die schematische Darstellung des aufgebauten Lasersystems. Beginnend mit einem 0,8 W NPRO wird dessen leicht elliptische polarisierte Strahlung mit einer  $\lambda/4$ -Platte linearisiert und mit einer darauf folgenden  $\lambda/2$ -Platte die Polarisationsrichtung parallel zum optischen Tisch eingestellt. Es folgt ein Polarisationsstrahlteiler (PST), der eine linear polarisierte Laserstrahlung gewährleistet. Der elektrooptische Modulator (EOM) moduliert die, für die Pound-Drever-Hall Stabilisierung benötigten Seitenbänder auf den Laserstrahl auf. Ein Faraday-Isolator (FI) schützt den NPRO vor dem zurücklaufenden Licht des 12 W Lasers, da dieser im nicht gekoppelten Zustand in beide Richtungen oszilliert und somit ca. 6 W Laserleistung in Richtung des NPRO emittiert werden. Der FI, der die Polarisation um  $45^\circ$  dreht, ist so eingebaut, dass nach dem Durchlauf durch den FI die Polarisationsrichtung wieder parallel zum optischen Tisch ist. Die Polarisationsrichtung wird deshalb vor dem FI mit einer weiteren  $\lambda/2$ -Platte angepasst. Die Linsen zwischen dem NPRO und dem 12 W Laser dienen zur Anpassung der Lasermoden beider Systeme aneinander. Die Ankopplung an den Hochleistungs Slavelaser erfolgt in gleicher Weise. Auch hier werden mit einigen Linsen, die Lasermoden beider Systeme einander angepasst. Ein Isolator sorgt wiederum für die Isolation zwischen beiden Systemen. Als Isolator wurde hier anfänglich ein herkömmlicher Standard Isolator verwendet. Bei den ersten Experimenten zur Injektionskopplung des Systems ergaben sich jedoch Probleme bei der Langzeitstabilität der Injektionskopplung. Es stellt sich heraus, dass in dem Faraday-Isolator im freilaufenden Betrieb eine thermische Linse durch das zurücklaufende Laserlicht des Slavelasers induziert wird. Diese Linse wirkt sich negativ auf die räumliche Überlagerung der beiden Lasermoden aus. Werden die beiden Lasersysteme im Betrieb aufeinander angepasst, sieht der Isolator das zurücklaufende Licht des Slavelasers welches die thermische Linse induziert. Ist der Slave-Laser gekoppelt, läuft alles Licht in die Vorwärtsrichtung und nicht mehr zurück in den Isolator, die Ursache der thermischen Linse entfällt somit. Ohne die thermische Linse des Isolators bedeutet dies jedoch, dass die Moden der beiden Laser nun nicht mehr optimal überlagert sind, und das System aus diesem Grund schlechter injektionsgekoppelt. Der Laser fällt aus der Injektionskopplung und es baut sich wieder eine thermische Linse im Isolator auf, die für eine erneute Anpas-



**Abbildung 5.5:** Schematische Zeichnung des Gesamtaufbaus zur Injektionskopplung. PST: Polarisationsstrahlteiler, EOM: Elektrooptischer Modulator, FI: Faraday Isolator und PD: Photodiode.

sung der Lasermoden aneinander sorgt. Das Slavelasersystem kann somit wieder gekoppelt werden, und die Prozedur wiederholt sich. Für den Aufbau von Lasersystemen mit höheren Ausgangsleistungen ist somit ein Isolator zu verwenden, in dem aufgrund geringerer Absorption im Isolator kristall eine geringere thermische Linse induziert wird. Aufgrund

einer verbleibenden Restabsorption der, in den Isolatoren verwendeten TGG-Kristalle, ist eine Kompensation der thermischen Linse bspw. mit FK51-Gläsern zu bevorzugen [Kha04]. Eine Photodiode (PD) am Ausgang des Masterlasers dient zur Detektion der Signale zur Pound-Drever-Hall Stabilisierung. Das AC-Signal der PD wird zusammen mit dem Signal des Lokaloszillators auf eine Demodulationselektronik gegeben. Wird durch die Elektronik eine Sägezahnspannung an den Piezospiegel des 12 W Lasers angelegt, entsteht hinter der Demodulationselektronik das in Abbildung 5.4 dargestellte typische Pound-Drever-Hall Fehlersignal. Dieses Signal ist später entscheidend für die Stabilisierung, da sich daraus die Längenänderungen des Resonators ergeben. Das DC-Signal der PD wird direkt auf die Elektronik zur Injektionskopplung gegeben. Mit dem DC-Signal erkennt die Elektronik, an welcher Stelle die Stabilisierung für die Resonatorlänge einsetzen muss. Wird der Resonator durch die Längenänderung des Piezospiegels in die Nähe der Frequenz des NPRO-Lasers gebracht, koppelt dieser und oszilliert dann nur noch in eine, anstatt in beide Richtungen. An dieser Stelle verdoppelt sich die Leistung an der Photodiode und die Stabilisierung setzt ein. Genau der gleiche Ablauf wird zur Kopplung des Zweikopf-Ringlasers wiederholt, so dass beide Systeme an den NPRO gekoppelt sind. Der verwendete Zweikopf-Ringresonator wurde bei dem vorgestellten Aufbau direkt mit dem Faserbündel, d.h. ohne Homogenisierung gepumpt. Die vorgestellte Homogenisierung wurde erst zu einem späteren Zeitpunkt in das Lasersystem integriert.

### 5.2.1 Charakterisierung

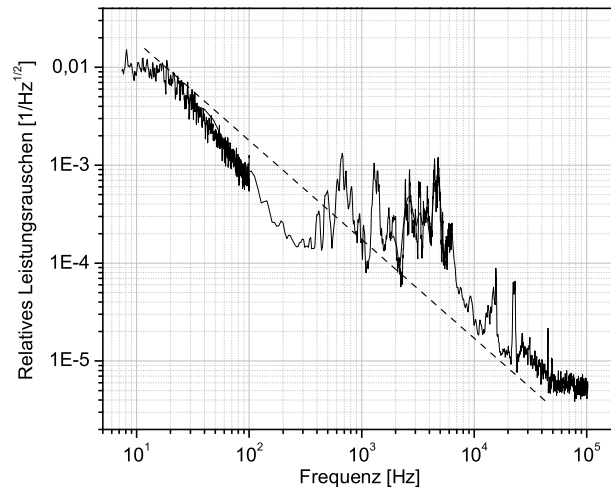
Im Folgenden sollen die Charakterisierungen des vorgestellten Lasersystems dargestellt werden. Hierzu wurde die Ausgangsleistung und sowohl das Leistungsrauschen als auch die Strahlqualität untersucht.

#### **Ausgangsleistung und Leistungsrauschen**

Für die Untersuchungen zur Injektionskopplung des zu entwickelnden Stablasersystems wurde der Zweikopf-Ringlaser an das Front-End gekoppelt. Mit dem injektionsgekoppelten System konnte eine einfrequente Ausgangsleistung von ca. 90 W demonstriert werden. Der Einfrequenzbetrieb wurde hierbei mit einem elektrischen Spektrumsanalysator und einer schnellen Photodiode überprüft. Im freilaufenden Betrieb des Lasersystems "beaten" die einzelnen longitudinalen Moden des Grundmode miteinander. Wird ein Teil des Laserstrahls auf eine Photodiode gegeben, so ergeben sich bei einer Messung mit einem elektrischen Spektrumsanalysator Signale, im Abstand des FSR des Resonators. Nach erfolgreicher Injektionskopplung konnten keine Signale mehr gemessen werden, da nur noch eine longitudinale Mode im Lasersystem oszilliert. Mit diesem System konnte somit

erstmalig ein injektionsgekoppelter Betrieb eines Lasersystems mit einer Ausgangsleistung größer 20 W demonstriert werden.

Neben der einfrequenten Ausgangsleistung wurde das Leistungsrauschen des Systems untersucht (Abbildung 5.6). Das Leistungsrauschen liegt im gesamten Frequenzbereich über dem Rauschen der Laserdioden und dem des Masterlasers (siehe auch Abbildung 5.13). Obwohl der Abfall des Rauschens über die Frequenz teilweise einem  $1/f$  Abfall folgt (gestrichelte Linie), befinden sich im mittleren Frequenzbereich (einige kHz) zusätzliche Rauschquellen, die das Leistungsrauschen erhöhen. Diese Rauschquellen sind bspw. akustische Kopplungen der verwendeten optomechanischen Komponenten. Spätere Experimente mit den optimierten Laserköpfen zeigen, gerade im mittleren Frequenzbereich, eine Reduzierung des Leistungsrauschens um ca. eine Größenordnung (Vergleich Abbildung 5.13).



**Abbildung 5.6:** Gemessenes relatives Leistungsrauschen des injektionsgekoppelten Lasersystems.

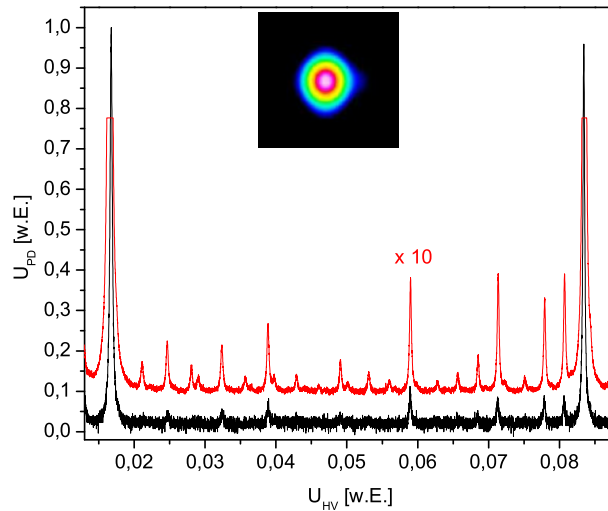
### Strahlqualität

Die Strahlqualität des Lasersystems wurde, wie zuvor auch beim Masterlaser, mit Hilfe des Modenanalyse-Resonators bestimmt (Abbildung 5.7). Es ist der Scan des Analyse-Resonators über einen freien Spektralbereich dargestellt. Es sind einige höhere Moden zu erkennen, die durch eine Skalierung ( $\times 10$ ) weiter veranschaulicht werden. Die Auswertung der Leistungsverhältnisse von  $TEM_{0,0}$  zu den höheren Moden ergibt einen Wert von 84 % im  $TEM_{0,0}$ -Mode, bei einer Ausgangsleistung von 85 W. Der Strahlqualitätsfaktor  $M^2$  wurde mit dem *BeamMap* auf ca. 1,1 bestimmt, das Strahlprofil ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

Das vorgestellte Zweikopf-Lasersystem wurde zusammen mit der LIGO Scientific Collaboration charakterisiert. Nach einem Vergleich mit weiteren Lasersystemen [Wil03] wurde



das vorgestellte Laserkonzept als *Conceptual Design* des Advanced LIGO Lasers ausgewählt [Dos03].



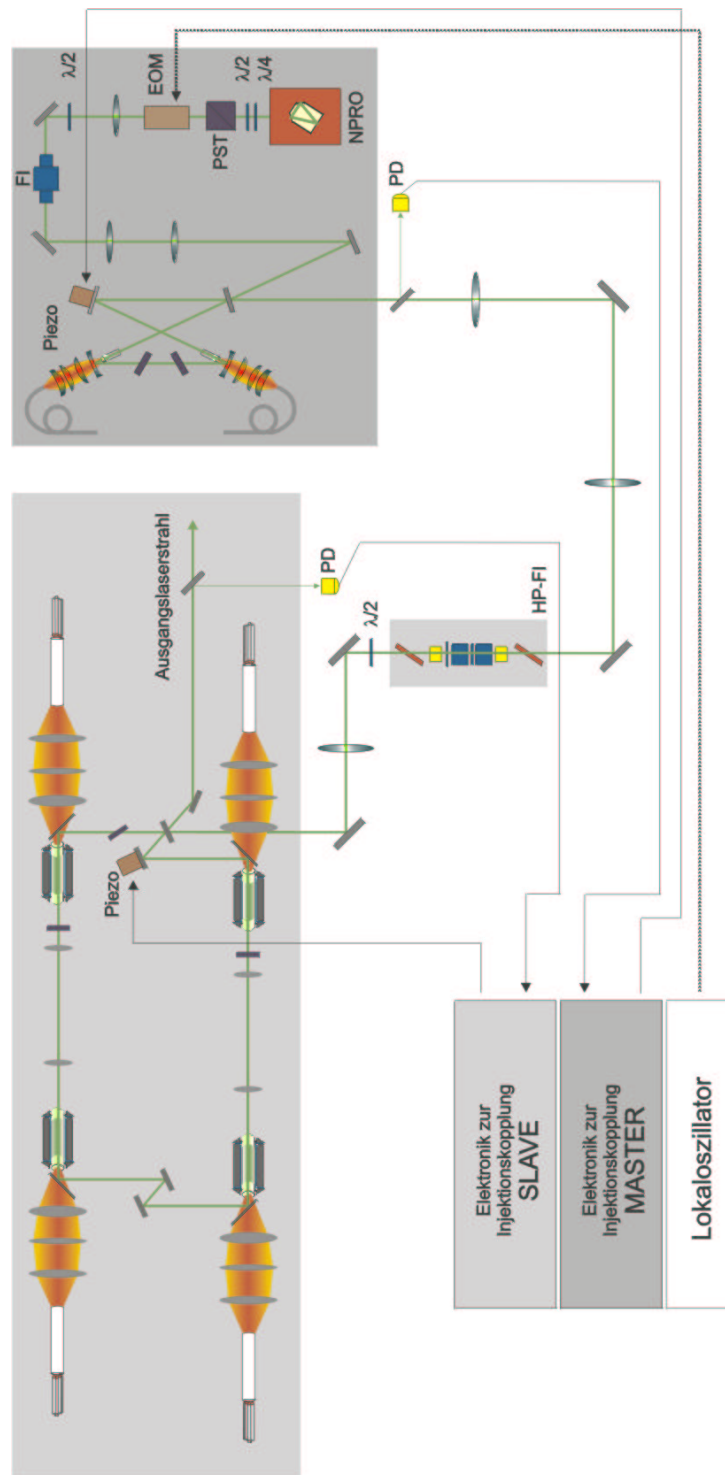
**Abbildung 5.7:** Strahlqualität des injektionsgekoppelten Lasersystems. (links): Messung mit dem Strahlanalyse Resonator bei einer Ausgangsleistung von 85 W.

## 5.3 Vierkopf-Lasersystem

Im folgenden Kapitel soll das im Konzept vorgestellte Vierkopf-Lasersystem dargestellt und charakterisiert werden. Hierzu wurde der in Kapitel 4.4 vorgestellte Vierkopf-Ringresonator an das Front-End injektionsgekoppelt. In Abbildung 5.8 ist der schematische Aufbau des Gesamtsystems dargestellt. Der Aufbau der Injektionskopplung ist vergleichbar mit dem im vorherigen Kapitel dargestellten Zweistabsystem. Aufgrund der beschriebenen Störungen der Injektionskopplung durch die thermische Linse des Faraday-Isolators wurde für dieses System ein kompensierter FI verwendet [Kha04]. Der verwendete Isolator ist sowohl bezüglich der Doppelbrechung als auch der thermisch induzierten Linse kompensiert und zeigte bei den Experimenten keinerlei störende thermische Effekte.

### 5.3.1 Charakterisierung

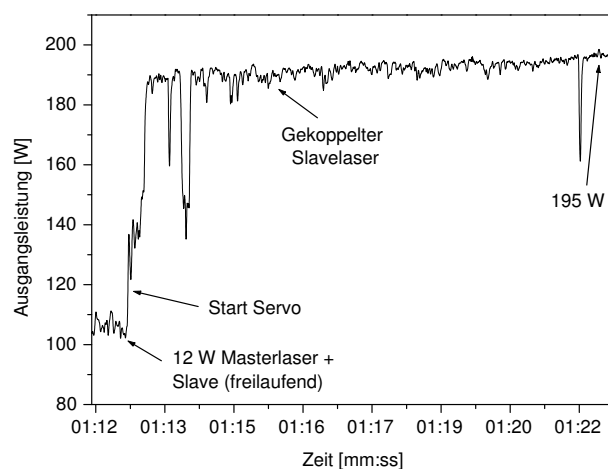
Im folgenden Kapitel wird die Charakterisierung des injektionsgekoppelten Lasersystems vorgestellt. Es werden die für den Advanced LIGO Laser geforderten Spezifikationen wie die Ausgangsleistung, das Leistungsrauschen sowie die Strahlqualität des Lasersystems vermessen.



**Abbildung 5.8:** Schematische Zeichnung des Gesamtaufbaus zur Injektionskopplung. PST: Polarisationsstrahlteiler, EOM: Elektrooptischer Modulator, FI: Faraday Isolator, PD: Photodiode, HP-FI: Hochleistungs Faraday Isolator.

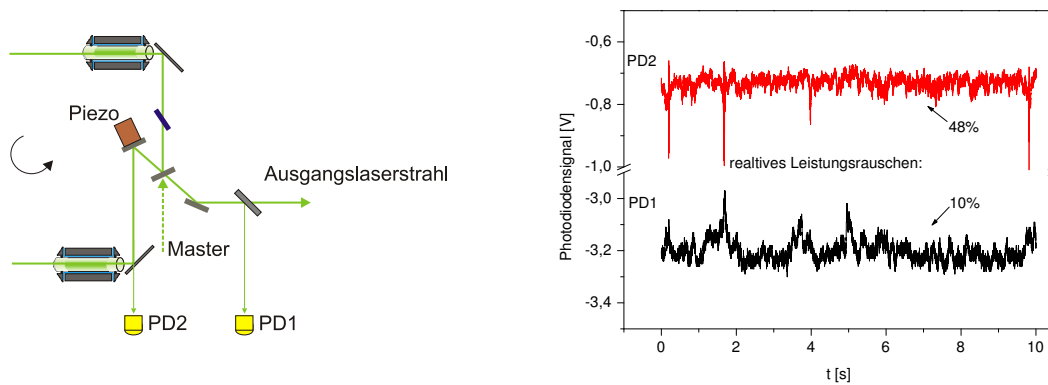
### Ausgangsleistung und Leistungsrauschen

Bei den Experimenten zur Injektionskopplung wurde das Lasersystem auf einen stabilen Einfrequenzbetrieb optimiert. Abbildung 5.9 zeigt anschaulich die ersten Versuche zur Injektionskopplung. Zunächst wird das Front-End in den Vierkopf-Ringlaser eingekoppelt. Es ergibt sich aus der Überlagerung der beiden Systeme eine Ausgangsleistung von ca. 105 W. Wird, wie in der Abbildung veranschaulicht, die Elektronik zur Injektionskopplung (Servo) eingeschaltet, wird der Slavelaser zunächst nur teilweise und anschließend vollständig gekoppelt. Die Laserausgangsleistung erhöht sich auf 190 W und steigt anschließend weiter bis auf 195 W an. Der leichte Anstieg der Ausgangsleistung lässt sich durch thermisches Driften der verwendeten Laserkomponenten erklären. Die Leistungsschwankungen zeigen auch, dass der Slavelaser noch nicht stabil an den Masterlaser gekoppelt ist. Für eine genauere Analyse des injektionsgekoppelten Laserbetriebs wurden beide möglichen Umlaufrichtungen des Resonators mit einer Photodiode vermessen. Die linke Abbildung 5.10 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Der Pfeil in der Abbildung deutet die Umlaufrichtung des Resonators im injektionsgekoppelten Betrieb an. Ist das Lasersystem vollständig gekoppelt, sollte demnach auf der Photodiode (PD2) kein Signal detektiert werden. Die rechte Abbildung 5.10 zeigt die gemessenen Signalverläufe der beiden Photodioden. Es ist deutlich zu erkennen, dass in der rückwärtigen Richtung ein stark rauschendes Signal existiert und Laserlicht in beide Richtungen umläuft. Die Leistung des rücklaufenden Strahls wird zwar als deutlich geringer eingeschätzt, dennoch kann davon ausgegangen werden, dass es aufgrund des rücklaufenden Lichtes auch zu einem erhöhten



**Abbildung 5.9:** Anschauliche Darstellung des Leistungsverlaufes während der Injektionskopplung bei den ersten Kopplungsversuchen des Vierkopf-Ringresonators.

Leistungsrauschen in der Vorwärtsrichtung kommt. Da in dem Leistungsrauschen der beiden Richtungen keine direkte Korrelation zu erkennen ist, kann zurücklaufendes Licht aufgrund von Reflexen an den Laserkomponenten ausgeschlossen werden. Vielmehr können jedoch diese Reflexe eine Oszillation oder Verstärkung in der Gegenrichtung verursachen, die nach kurzer Zeit aufgrund von Instabilitäten wieder erlischt. Dieses könnte das um fast 50 % in der Amplitude schwankende Licht in rücklaufender Richtung erklären.

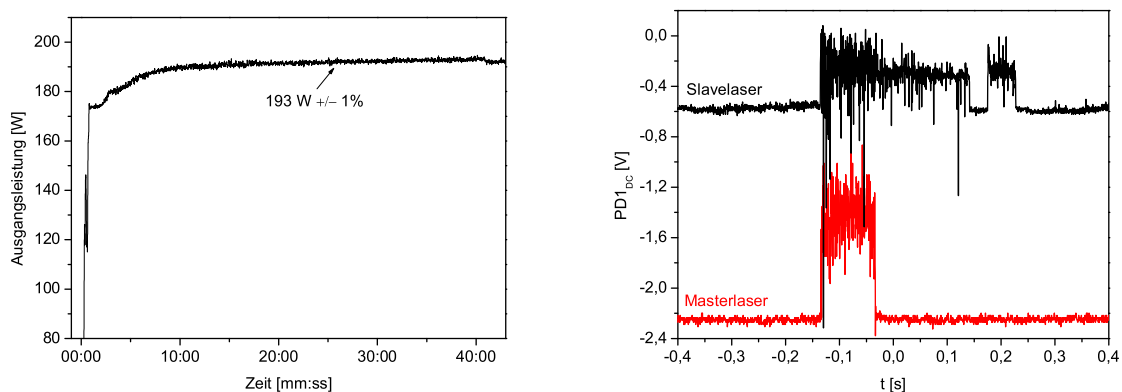


**Abbildung 5.10:** Analyse der Injektionskopplung durch Messung der beiden Oszillationsrichtungen des Resonators. (links): Verwendeter Messaufbau, (rechts): gemessene Signale der beiden Photodioden PD1 und PD2.

Für eine weitere Analyse der Injektionskopplung werden die erzeugten Fehlersignale der Photodioden zur Injektionskopplung ausgewertet. Die linke Abbildung 5.12 zeigt das Pound-Drever-Hall Fehlersignal und die dazugehörige DC-Spannung der Photodiode (PD1). Die Auswertung der Lockingbandbreite des Systems ergibt eine Übereinstimmung von ca. 60 % im Vergleich zu dem theoretisch berechneten Wert. Die zuvor ausgewerteten Signale des Masterlasers hingegen zeigen eine Übereinstimmung von mehr als 90 %. Durch Anpassen der räumlichen Strahlüberlagerung der beiden Lasersysteme im Laserbetrieb wurde die Lockingbandbreite vergrößert und ein stabiler Kopplungsbetrieb erreicht. Die linke Abbildung 5.11 zeigt exemplarisch die Ausgangsleistung des optimierten Lasersystems über eine Zeitdauer von ca. 30 Minuten. Die erreichte Ausgangsleistung von 193 W schwankt in dieser Zeit um nur  $\pm 1\%$ . Auch ein längerer, kontinuierlicher Betrieb des Lasersystems von ca. 8 Stunden zeigt nur geringe Schwankungen der Ausgangsleistung. Der Einfrequenzbetrieb wurde durch Messung der Beatsignale des Lasers mit einer schnellen Photodiode und einem elektrischen Spektrumsanalysator verifiziert. Im freilaufenden, ungekoppelten Betrieb können die longitudinalen Moden des Lasers untereinander beaten (siehe hierzu auch Abbildung 5.14, rechts). Nach der Injektionskopplung ist nur noch eine longitudinale Mode vorhanden und die Beatsignale verschwinden. Somit kann

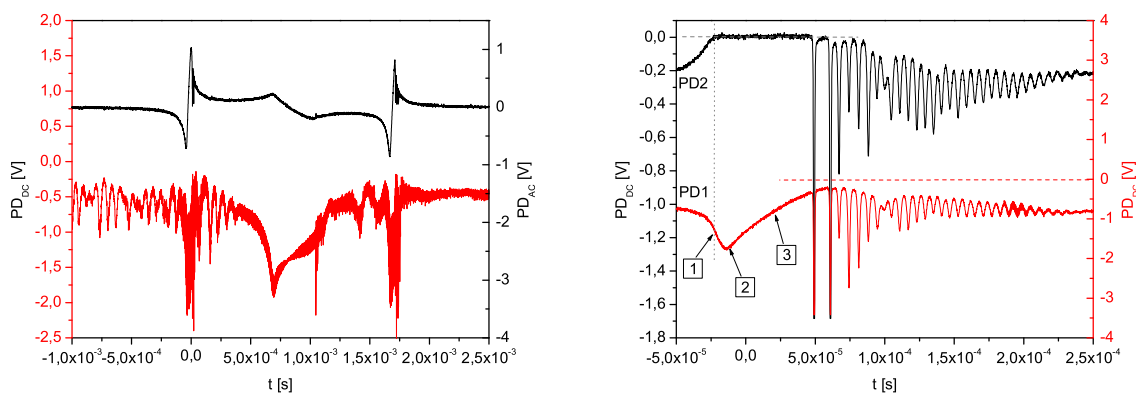
der Einfrequenzbetrieb des Systems verifiziert werden.

Sowohl die Güte der Injektionskopplung des Lasersystems als auch die Qualität der Einstellung der Elektronik lassen sich am Verhalten des Lasers beim sog. "relock" erkennen. Hierbei wird das Lasersystem absichtlich, zum Beispiel durch eine Erschütterung des optischen Tisch, aus der Injektionskopplung gebracht. Die Elektronik registriert die geringere Ausgangsleistung und der Piezospiegel wird angesteuert, um wieder ein Fehlersignal zu finden, auf das der Laser gekoppelt werden kann. Sobald ein Fehlersignal gefunden wurde -die Zeit ist hierbei abhängig von der eingestellten Frequenz für die Rampe des Piezospiegels und des Resonators- wird das System gekoppelt. Der Ablauf dieser Kopplung für beide Lasersysteme ist in Abbildung 5.11, rechts, dargestellt. Zunächst wird der Masterlaser und anschließend der Slavelaser gekoppelt. Die Zeiten hierfür lassen auf ein gut optimiertes System zurückschließen, da der Master bereits nach ca. 100 ms und der Slave nach ca. 350 ms wieder stabil gekoppelt sind. Eine Umrechnung dieser Zeiten mit den Rampenfrequenzen, mit denen die Piezospiegel angesteuert werden zeigt, dass die "relock" Zeiten gerade im Bereich eines FSR für den Master- bzw. zwei FSR für den Slavelaser liegen. Das bedeutet, dass die Systeme bereits beim ersten, bzw. zweiten Fehlersignal wieder stabil locken. Bei der Untersuchung der Fehlersignale bzw. des Leistungsverlaufes des Lasersystems während der Injektionskopplung fallen die auftretenden schnellen Oszillationen im DC-Signal auf (Abbildung 5.12, links). Zur genaueren Analyse zeigt die rechte Abbildung 5.12 die gemessenen DC-Signale der Photodioden PD1 und PD2 beim kontinuierlichen Durchstimmen der Slavelaserresonanz. Wie erwartet, setzt innerhalb der Lockingbandbreite die Injektionskopplung ein und die Laserleistung auf PD1 verdoppelt sich (Punkt 2). An diesem Punkt ist das System injektionsgekoppelt und emittiert nur



**Abbildung 5.11:** Ausgangsleistung des optimierten Lasersystems (links) und "relock" Vorgang des Gesamtlasersystems (rechts).

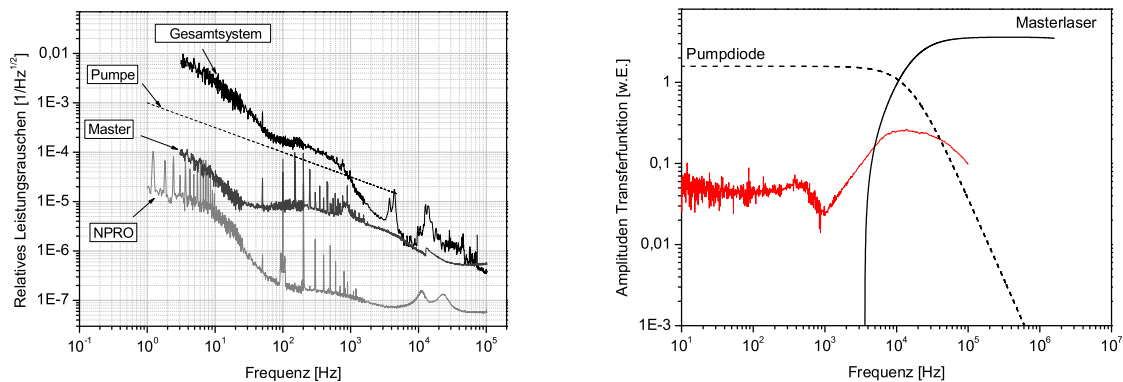
noch in eine Richtung, anstatt frei zu oszillieren. Interessant ist hierbei, dass bereits am Punkt 1 die Oszillation des rückwärtigen Strahls vollständig erlischt, jedoch erst ca.  $10 \mu\text{s}$  später (Punkt 2) die maximale Leistung in der Vorwärtsrichtung erreicht wird. Diese weist darauf hin, dass der Resonator einige Zeit benötigt, um einen stabilen injektionsgekoppelten Betrieb aufzubauen. Beim Verlassen der Lockingbandbreite sinkt die Laserleistung unter die des freilaufenden Systems (Punkt 3). Da die frei oszillierenden Moden des Slavelasers vollständig erloschen sind und der Resonator nicht mehr in Resonanz mit dem Masterlaser ist, sinkt die Laserleistung weiter ab. Erst ab dem Zeitpunkt, an dem der Masterlaser keinerlei Einfluss mehr auf den Slavelaser hat, beginnt der Slavelaser wieder frei zu oszillieren, wie an dem Einschwingvorgang zu erkennen ist. Der gleiche Effekt kann beobachtet werden, wenn die zur Pound-Drever-Hall Fehlersignalerzeugung verwendeten Seitenbänder durch die Slavelaserresonanz gestimmt werden (siehe Abbildung 5.12).



**Abbildung 5.12:** Gemessenes Fehlersignal während des Durchstimmens der Slavelaserresonanz. (links): oben, Pound-Drever-Hall Fehlersignal und unten, zugehöriges DC Signal der Photodiode. (rechts): Auswertung des Leistungsverlaufes der beiden Oszillationsrichtungen während und nach der Resonanz, gemessen mit PD1 und PD2.

In der dargestellten Messung ist die Spitzenleistung der Maxima ca. 8 mal höher als die der stationären Laserausgangsleistung. Diese Spitzenleistung wird weiter erhöht, wenn der Laser erst später wieder anläuft. Die Speicherzeit bzw. Fluoreszenzlebensdauer von Nd:YAG beträgt  $260 \mu\text{s}$  bei 0,1 a.t.% dotierten Kristallen. In der dargestellten Messung wird in nur ca. einem Zehntel dieser Zeit Pumplicht gespeichert. Bei späterem Anschwingen kann es also zu einem gütegeschalteten Laserpuls mit Spitzenleistungen, die einige zehn mal über der stationären Laserausgangsleistung liegen, kommen. Der Effekt ist zu beachten und weiter zu untersuchen, da dies eine hohe Zerstörungsgefahr für die verwendeten Komponenten mit sich bringt. Eine Möglichkeit zur Reduzierung des Einschwingvorganges wird im Anhang diskutiert.

Neben der Ausgangsleistung des injektionsgekoppelten Lasersystems wurde das relative Leistungsrauschen gemessen. Hierzu werden mit einer Photodiode und einem elektrischen Spektrumanalysator das frequenzabhängige Rauschen des Lasersystems untersucht und auf das relative Leistungsrauschen umgerechnet. In der linken Abbildung 5.13 sind zum Vergleich die gemessenen Spektren des relativen Leistungsrauschens des NPRO, des Front-End und des gekoppelten Gesamtsystems dargestellt.



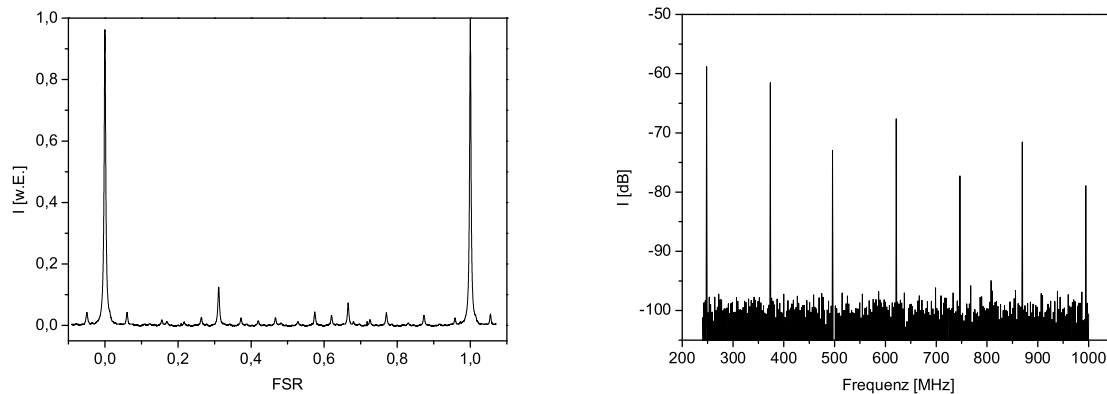
**Abbildung 5.13:** (links:) Gemessenes relatives Leistungsrauschen der einzelnen Lasersysteme. (rechts:) Berechnete Einflüsse des Pumpleistungs- und Masterlaserrauschens auf das Slavelasersystem. Zum Vergleich eine Messung der Transferfunktion von Master- auf Slavelaser.

Das Rauschspektrum im niederfrequenten Bereich des Gesamtsystems liegt deutlich über dem des injizierten Masterlasers. Die Rauschquelle im niederfrequenten Bereich ist typischerweise durch das Pumpleistungsrauschen (gestrichelte Linie) vorgegeben. Es ist jedoch zu erkennen, dass die Kurve des gelockten Gesamtsystems noch überhalb der der Pumpleistung liegt. Hier kommen demnach noch weitere niederfrequente Rauscheinflüsse hinzu. Eine mögliche Kopplung anderer Einflüsse wird in Kapitel 5.3.2 untersucht. Eine Berechnung der Rauscheinflüsse des Masterlasers und der Pumpleistung, nach [Ral96, Kno98], bestätigen, dass im niederfrequenten Bereich bis ca. 10 kHz die Rauscheinflüsse der Pumpdioden dominieren sollten (Abbildung 5.13, rechts). Neben den Berechnungen ist eine Messung der Transferfunktion von Master- auf Slavelasereinfluss dargestellt. Im niederfrequenten Bereich hat der Masterlaser keinerlei Einfluss auf das Rauschen des Slavelasers, wie sowohl die Berechnung, als auch die Messung, zeigt. Im höheren Frequenzbereich ist jedoch der Masterlaser ausschlaggebend. Während bei der Messung auch der Einfluss des Masterlasers ab ca. 100 kHz geringer wird, konnte dies in der Theorie nicht bestätigt werden. Die Messungen und Berechnungen zeigen jedoch, dass ab einer Frequenz von ca. 10 bis 20 kHz das Leistungsrauschen des Gesamtlasersystems von zunächst Pumpleistung dominierend, zu Masterlaser dominierend wechselt. Im

gemessenen Leistungsrauschen ist dieses der Punkt, an dem sich das Leistungsrauschen des Gesamtsystems dem des Masterlasers annähert.

### Strahlqualität

Für die Anwendung der Gravitationswellendetektion ist die Strahlqualität des Systems ein entscheidender Parameter. Die Untersuchung der Strahlqualität wird wie zuvor auch für die anderen Lasersysteme mit dem Modenanalyse-Resonator durchgeführt. Das Ergebnis zeigt, dass beim untersuchten Laserstrahl noch deutliche Maxima von höheren Moden zu erkennen sind (5.14, links).



**Abbildung 5.14:** Strahlqualität des injektionsgekoppelten Lasers bei einer Ausgangsleistung von 195 W. (links): Messung mit dem Strahlanalyse Resonator und (rechts): Beatsignale des freilaufenden Lasersystems.

Die Auswertung der Modenanalyse (Anteil der  $TEM_{0,0}$ -Mode zu höheren Moden) ergibt, dass sich ca. 65 % der Laserleistung in der  $TEM_{0,0}$ -Mode befinden. Die höhere Mode mit dem größten Anteil (bei 0,3 FSR) erscheint in der Analyse als eine Überlagerung der Laguerre-Moden  $LG_{0,2}^S$  und  $LG_{0,2}^C$  und ist wahrscheinlich auf eine nicht optimierte Modenanpassung zurückzuführen. Weiterhin können diese Moden durch einen aberrierten, elliptischen Strahl erzeugt werden. Die zweit höchste Mode (ca. 0,65 FSR) ist die Laguerre-Mode  $LG_{0,1}^C$  und kann auf eine Dejustage oder Strahllagefluktuationen der eigentlichen Grundmode zurückgeführt werden. Die Anteile der Moden ergeben in der Summe mehr als 20 % und es ist davon auszugehen, dass ein Teil dieser Leistung durch eine verbesserte Justage bzw. eine optimierte räumliche Überlagerung (bspw. durch Einsatz von Zylinderlinsen) in den Grundmode überführt werden kann.

Eine Messung des Lasers mit Eigeninjektionskopplung bestätigt den Grundmodebetrieb des Lasersystems, da bei der Messung der Beatsignale keine höheren Moden detektiert werden konnten, (Abbildung 5.14, rechts) und eine Messung der Strahlqualität einen Wert

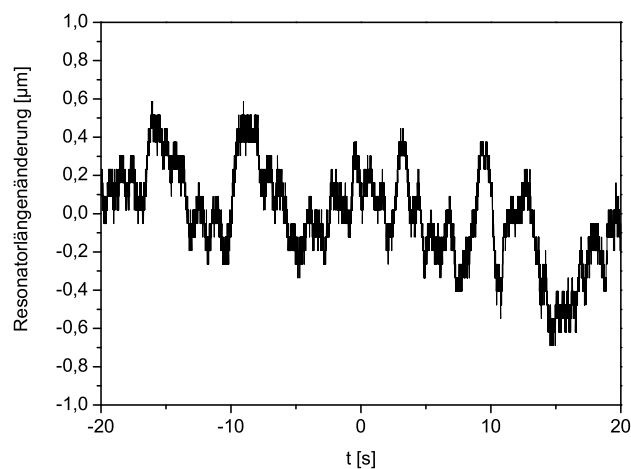


von ca.  $M^2 = 1,2$  ergab. Dieser Wert verschlechterte sich, nach der Injektionskopplung auf ca.  $M^2 = 1,45$ . Es ist demnach möglich, dass eine Fehlanpassung der Moden des Master- bzw. Slavelasers diese Verschlechterung der Strahlqualität hervorruft oder, dass es während der ersten Kopplungsversuche zu dem schon beschriebenen leistungsüberhöhten Laserpuls kam und diese einige Laserkomponenten beschädigt haben. Bei einem späteren Umbau des Lasersystems konnten einige defekte Komponenten identifiziert werden. In aktuellen Experimenten wurde in vorläufigen Messungen der Wert der Strahlqualität mit 84 % in der  $TEM_{0,0}$ -Mode bestimmt.

### 5.3.2 Rauscheigenschaften des Slavelasers

In dem folgenden Kapitel sollen Rauscheigenschaften, die auf die Frequenz des Vierkopf-Ringlasers koppeln, beschrieben werden. Hierbei handelt es sich um Kopplungen, die direkt von den verwendeten Laserköpfen und den Umgebungsbedingungen ausgehen. Neben Effekten wie z.B. dem Pumpleistungsrauschen, welches sowohl auf die Frequenz als auch auf die Amplitude koppeln kann, sollen auch Kühlwasser und atmosphärische Störungen betrachtet werden. Die hier vorgestellten Untersuchungen dienen der Optimierung und späteren Stabilisierung des Lasersystems.

Ist der Slavelaser im injektionsgekoppelten, einrequenten Betrieb, wird die Resonatorlänge des Slavelasers durch die Pound-Drever-Hall Regelung an die Frequenz des Masterlasers angepasst. Durch Aufzeichnung der Spannung am Piezospiegel und Umrechnung auf den resultierenden Weg des Piezo, kann somit auf die Längenänderung des Slavelaserresonators zurück geschlossen werden (Abbildung 5.15). Die Längenänderungen

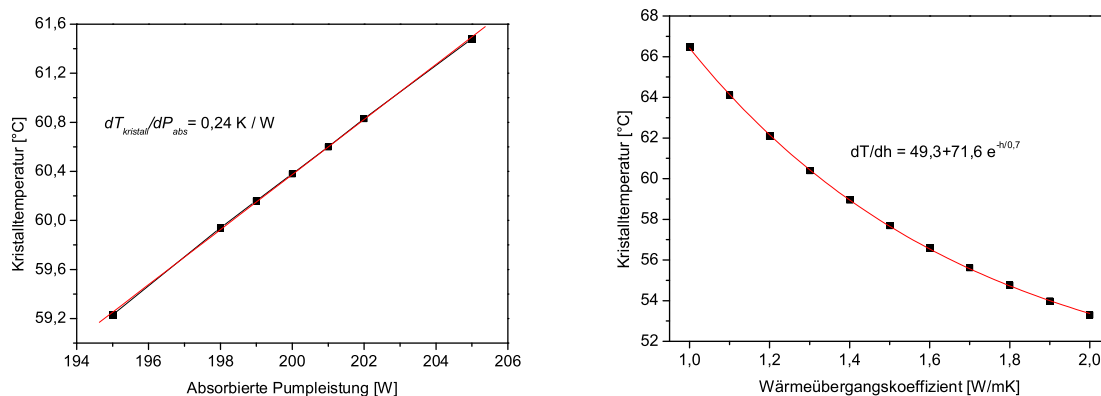


**Abbildung 5.15:** Anhand der Piezospannung ausgewertete Längenänderung des Slavelaserresonators im injektionsgekoppelten Betrieb.

des Slavelaserresonators liegen im Bereich von ca.  $1 \mu\text{m}$ , was ungefähr einem FSR des Resonators entspricht. Diese Längenänderungen können mit dem eingesetzten Piezospiegel ausgeregelt werden, was durch die stabile Injektionskopplung gezeigt wurde. Im Folgenden sollen die Ursachen der Resonatorlängenänderung dargestellt werden, wobei zwischen schnellen und langsamen Änderungen der Resonatorlänge zu unterscheiden ist. Die Kristallwassertemperatur, Pumpleistungsfluktuationen und auch lokale Luftverwirbelungen die den Luftdruck ändern, koppeln sofort in die Resonatorlänge ein. Eine Veränderung der Raumtemperatur hingegen, liegt auf der Zeitskala von mehreren Minuten bis Stunden.

### Änderung der Kristalllänge

Aufgrund von Temperaturänderungen im Laserkristall und der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex ergibt sich bei Temperaturschwankungen des Laserkristalls eine optische Weglängendifferenz. Diese Weglängendifferenz verändert die Resonatorlänge und somit die Frequenz des Lasersystems. Kopplungsmechanismen auf die Kristalltemperatur sind die absorbierte Pumpleistung und die Kühlung des Laserkristalls. Die Kopplung der absorbierten Pumpleistung in Abhängigkeit der Diodentemperatur wurde bereits in Kapitel 4.2.1 bestimmt und ergab einen Wert von  $dP_{abs}/dT_{diode} = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ . Die Fluktuationen der Pumpleistung und deren Kopplung auf die absorbierte Pumpleistung wurden ebenfalls in dem Kapitel mit einem absolut Wert von  $0,9 \text{ W}$  bei  $200 \text{ W}$  Pumpleistung =  $dP_{abs}/dP_{pumpe} = 4,5 \cdot 10^{-3}$  ermittelt. Aus beiden Abhängigkeiten lassen sich die Fluktuationen der absorbierten Pumpleistung bestimmen. Um die Kopplung der absorbierten Pumpleistung auf eine Brechungsindexdifferenz der Laserkristalle zurückzuführen, wurde mit der Software *RodDesigner* die Temperaturvariation im Arbeitsbe-

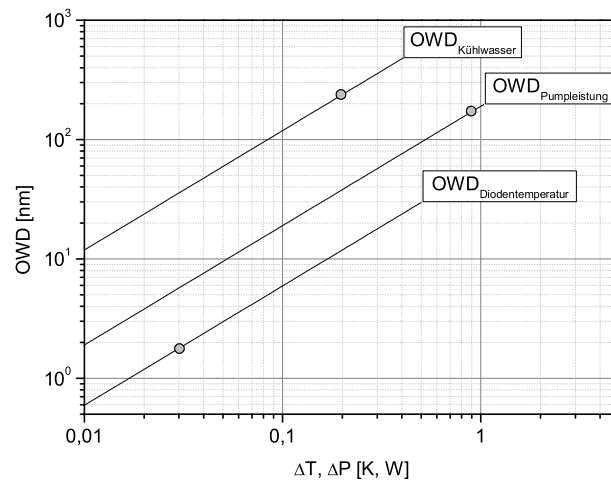


**Abbildung 5.16:** Kopplung auf die maximale Kristalltemperatur von der absorbierten Pumpleistung (links) und des Wärmeübergangskoeffizienten (rechts).

reich (ca. 200 W) berechnet (Abbildung 5.16, links). Für diesen Arbeitspunkt ergibt sich ein Kopplungskoeffizient  $dT_{kristall}/dP_{abs} = 0,24$ . Weitere Kopplungsmechanismen, die direkt die Kristalltemperatur beeinflussen, sind der Wärmeübergangskoeffizient und die Kühlwassertemperatur. Die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Durchfluss durch die Pumpkammer wurde bereits in Abbildung 3.10 dargestellt. Hier ergibt sich ein Koeffizient von  $dh/dF = 0,574 \text{ W/cm}^2\text{K}$ . Die Kopplung des Wärmeübergangskoeffizienten auf die Temperatur ist in der Abbildung 5.16, rechts dargestellt. Mit Hilfe der beiden Koeffizienten kann die Schwankung der OWD aufgrund von Strömungsschwankungen berechnet werden. Ein weiterer Einfluss ergibt sich aus den Temperaturfluktuationen des Kühlwassers, welche hier als direkt proportional zur Kristalltemperatur angenommen werden. Zusammenfassend, ergeben sich folgende Abhängigkeiten der Kristalltemperatur und somit einer Änderung der optischen Weglängendifferenz des Laserkristalls zu

$$\begin{aligned}
 OWD_{Kristall} = & \left( \frac{dP_{abs}}{dT_{Diode}} \Delta T_{Diode} + \frac{dP_{abs}}{dP_{Pumpe}} \Delta P_{Pumpe} \right) \frac{dT_{Kristall}}{dP_{abs}} \cdot \frac{dn(T)}{dT} L_{dot} \\
 & + \left[ \frac{dh}{dF} \cdot \frac{dT_{Kristall}}{dh} \cdot \Delta F \right] \cdot \frac{dn(T)}{dT} L_{dot} \\
 & + \left[ \frac{dT_{Kristall}}{dT_{Kuehlwasser}} \Delta T_{Kuehlwasser} \right] \cdot \frac{dn(T)}{dT} L_{Kristall} \quad . \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

Die Kopplung der einzelnen Effekte auf die Längenänderung des Resonators und somit auf eine Frequenzänderung sind teilweise nicht unabhängig voneinander zu messen. In Kapitel 4.2 sind messbare Größen wie die Wassertemperatur und Diodentemperaturen untersucht worden, um deren Effekte auf eventuelle Frequenzfluktuationen abschätzen zu können. Mit diesen Werten und der dargestellten Gleichung kann die optische Weglängendifferenz der Kristalle berechnet werden (Abbildung 5.17). Für die Berechnung wurde davon ausgegangen, dass die optischen Weglängendifferenzen der einzelnen Kristalle unabhängig voneinander sind. Die Frequenzänderung, die sich aus der OWD ergibt, kann abgeschätzt werden über den freien Spektralbereich (FSR) des Lasers, der einer Wellenlänge des Lasers entspricht. Für das realisierte Lasersystem mit einer Resonatorlänge von ca. 2 m ergibt sich ein FSR von ca. 150 MHz, was umgerechnet einer Weglänge von 1064 nm entspricht. Der größte Einfluss auf die optische Weglänge ist durch das Kühlwasser gegeben, welches bei einer Schwankung von  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  (siehe Kapitel 4.1.5) zu einer Resonatorlängenänderung von  $\pm 0,2 \mu\text{m}$  führt. Diese Längenänderungen lassen sich problemlos mit der Pound-Drever-Hall Stabilisierung ausregeln, wie das injektionsgekoppelte System zeigt. Die Kopplung des Wärmeübergangskoeffizienten konnte nicht bestimmt werden, da



**Abbildung 5.17:** Optische Weglängendifferenz der Laserkristalle aufgrund der beschriebenen Kopplungsmechanismen der Kühlwassertemperatur, der Pumpleistungsfluktuationen und der Diodentemperatur, die Punkte kennzeichnen die gemessenen Werte.

kein Messgerät mit genügend hoher Auflösung zur Bestimmung des Durchflusses durch den Kristallhalter zur Verfügung stand.

Mit den dargestellten Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die gemessenen Änderungen der Slavelaserresonatorlänge teilweise auf Fluktuationen der Pumpleistung und der Kristallwassertemperatur zurückzuführen sind.

### Atmosphärische Störungen

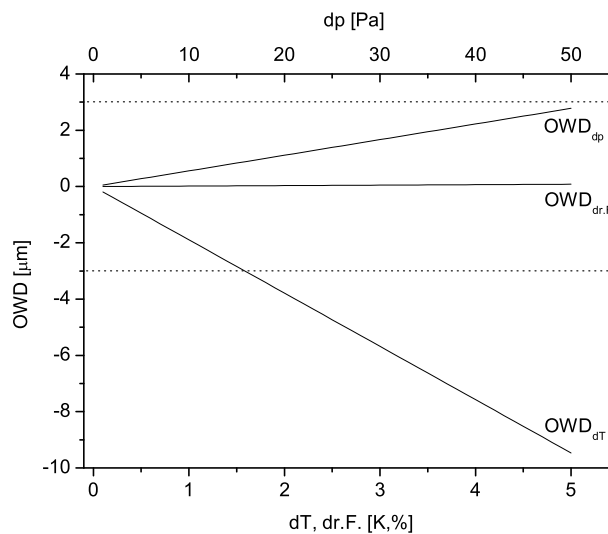
Änderungen der Umgebungsbedingungen wie Temperatur, Druck und Luftfeuchtigkeit ändern den Brechungsindex der Luft, welches eine Änderung der Resonatorlänge zur Folge hat. Diese Brechungsindexvariation kann mit Hilfe der Edlén Gleichung [Edl66] berechnet werden und sind in Tabelle 5.1 dargestellt [Bir88].

Für den entwickelten Ringresonator ergibt sich daraus eine optische Weglängendifferenz (OWD) in Abhängigkeit der Umgebungsbedingungen, dargestellt in Abbildung 5.18. Die Lufttemperatur und der Luftdruck zeigen hierbei die größten Einflüsse, während die relative Feuchte vernachlässigbar scheint. Aufgrund der deutlichen Abhängigkeit der Resona-

$\frac{dn}{dT}$	$-9.47 * 10^{-7}$ [1/K]
$\frac{dn}{dp}$	$2.78 * 10^{-9}$ [1/Pa]
$\frac{dn}{dr.F.}$	$8.23 * 10^{-9}$ [1/%]

**Tabelle 5.1:** Koeffizienten für den Brechungsindex von Luft, wobei die Temperatur in Kelvin, der Druck in Pascal und die relative Feuchte  $f$  in Prozent angegeben ist.

torlänge vom Luftdruck können hiermit auch schnelle Längenänderungen, wie sie bspw. durch Luftverwirbelungen auf dem optischen Tisch entstehen, erklärt werden. Ein weiterer Punkt ist die Auswirkung von langsamen Änderungen der Umgebung auf die Langzeitstabilität. Der eingesetzte Piezospiegel verfügt über einen maximalen Hub von ca.  $8 \mu\text{m}$ . Vorausgesetzt, dass der Laser in der Mitte der Rampe koppelt, hat der Piezo also einen Range von ca.  $3\text{--}4 \mu\text{m}$  um äußere Störungen auszugleichen. In der Abbildung 5.18 sind für eine OWD von  $\pm 3 \mu\text{m}$  Änderungen der Umgebung angegeben, in derer der Laser demnach stabil gekoppelt bleibt. Insbesondere die Lufttemperatur- und Druck zeigen deutlichen Einflüsse auf die Resonatorlänge. Bei einer Änderung des Luftdrucks von ca.  $50 \text{ Pa}$  oder einer Temperaturänderung von  $2 \text{ K}$  könnte der Piezo die Längenänderungen nicht mehr ausregeln und der Slavelaser würde zumindest kurzzeitig aus der Injektionskopplung fallen. Um dieses zu verhindern, kann neben der direkten Änderung der Resonatorlänge über eine indirekte Regelung bspw. über den Luftdruck eine Resonatorlängenänderung erfolgen. Mit einem druckdichten Resonatoraufbau, könnte somit eine langsame Regelung realisiert werden, mit der größere Temperaturunterschiede kompensiert werden können.



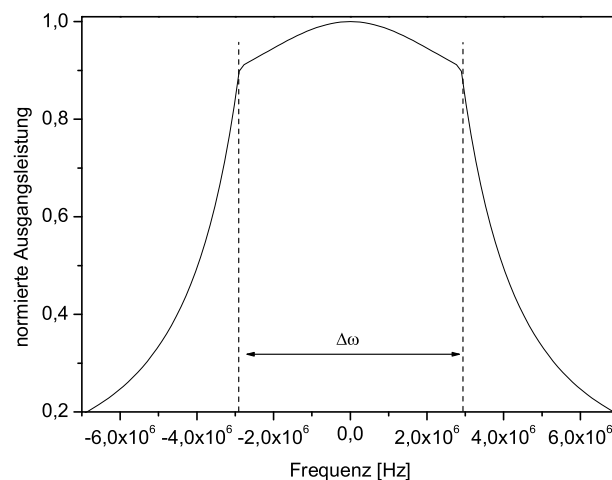
**Abbildung 5.18:** Optische Weglängendifferenz für atmosphärische Störungen wie Temperatur, Druck und relative Feuchte.

### Kopplung von Frequenz auf Amplitude

Wie in den vorherigen Unterkapiteln dargestellt, gibt es einige Rauschquellen, die die Resonatorlänge und somit die Frequenz des Vierkopf-Ringlasers beeinflussen. Die betrachteten Rauschquellen liegen wahrscheinlich im niedrigen Frequenzbereich unter einem Kiloherz. Diese Annahme wird bestätigt, da der Einfluss der Rauschquellen nicht über der Bandbreite der Kopplungs-Elektronik lag, die einige kHz betrug, da ansonsten keine stabile

Injektionskopplung des Lasersystems möglich gewesen wäre. Die gemessenen Frequenzschwankungen liegen jedoch deutlich im Bereich von einigen hundert Megahertz, welches die Lockingbandbreite um ein Vielfaches überschreitet. Das bedeutet, dass die Frequenzschwankungen "langsam" genug sind und von der Elektronik ausgeglet werden. Im Folgenden soll das Verhalten der Frequenzschwankungen auf die Amplitude des Lasersystems diskutiert werden.

Die in Abbildung 3.23 dargestellten Felder eines injektionsgekoppelten Resonators zeigen eine Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Frequenz des gekoppelten Slavelasers. Je näher die Masterlaserfrequenz an der Frequenz des Slaveresonators liegt, desto mehr Licht wird in den Resonator eingekoppelt. Die geringere Ausgangsleistung ergibt sich dann theoretisch durch die Sättigung des Slavelasers aufgrund der zusätzlich eingekoppelten Leistung. In dem Kapitel zur Injektionskopplung wurde gezeigt, dass dieser Effekt durch eine Anpassung des Auskoppelgrades kompensiert werden kann. Dies gilt jedoch nur für konstante Werte der injizierten Leistung, der Frequenz und des Auskoppelgrades. Der Resonator verhält sich wie ein passiver Resonator, bei dem die eingekoppelte Leistung von der Frequenz des Masterlasers und der Resonatorlänge abhängig ist, vergleichbar mit einem injektionsgekoppelten Slavelaser innerhalb der Lockingbandbreite. Zur Verdeutlichung wurde das Feld des optimierten Resonators ( $E_{opt}$  aus Abbildung 3.23) in eine normierte Ausgangsleistung umgerechnet und über den Bereich der Lockingbandbreite dargestellt (Abbildung 5.19). Unter der Annahme, dass der Vierkopf-Ringlaser innerhalb der Lockingbandbreite in seiner Frequenz schwankt, ergibt sich somit eine maximale Modula-



**Abbildung 5.19:** Normierte Ausgangsleistung des injektionsgekoppelten Vierkopf-Ringlasers im Bereich der Lockingbandbreite.

tion der Ausgangsleistung von 0 bis 10 %. Das bedeutet, dass die Frequenzschwankungen des Slavelaserresonators innerhalb der Lockingbandbreite ein relatives Leistungsrauschen von ca.  $10^{-2}$  verursachen können. Wie bereits bei der Charakterisierung des gekoppelten Vierkopf-Ringlasers dargestellt, liegt das relative Leistungsrauschen gerade im Frequenzbereich unter 1 kHz über den erwarteten Werten. Bei Frequenzen unter einigen hundert Herz ergab sich hier ein Wert von  $10^{-2}$ . Die Überlegungen zur Kopplung der Frequenzschwankungen in Leistungsschwankungen zeigen, dass hiermit das gemessene, erhöhte relative Leistungsrauschen erklärt werden kann.





# 6. Ausblick

Im folgenden Kapitel sollen sowohl einige Anregungen und Ideen zur Weiterentwicklung des vorgestellten Lasersystems als auch zur eventuellen Leistungsskalierung für Gravitationswellen-Observatorien der übernächsten Generation vorgestellt werden.

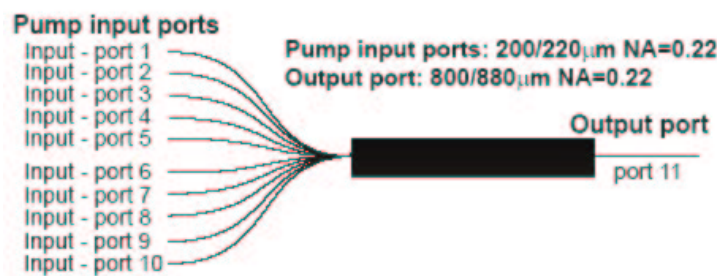
## 6.1 Laserkopfdesign

### 6.1.1 Pumplichtquellen

Zu Beginn der Entwicklung des Lasersystems standen fasergekoppelte Pumplichtquellen nur im Leistungsbereich von ca. 30 W zur Verfügung. Des Weiteren sollte durch die Verteilung der Pumpleistung auf mehrere Dioden eine erhöhte Ausfallsicherheit gewährleistet werden. Aufgrund von Laserdioden mit höherer Brightness und verbesserten Kopplungstechniken sind mittlerweile Laserdioden verfügbar, bei denen bis zu 8 Einzeldiodenbarren mit einer Leistung von jeweils 30 W in eine einzelne Faser mit 300  $\mu\text{m}$  Durchmesser gekoppelt werden. Somit können Ausgangsleistungen von über 210 W am Faserende erreicht werden [Opt05]. Aufgrund der deutlichen Verbesserung der Strahlqualität der Pumpdioden sollte auch eine deutlich effizientere und einfachere Pumplichteinkopplungen in den Laserstab zu realisieren sein. Verglichen mit der zum Pumpen verwendeten Strahlqualität, die durch den Homogenisierer mit einem Durchmesser von 3 mm gegeben ist, verbessert sich die Brightness um den Faktor 10. Dies bedeutet auch, dass eine deutliche Verbesserung der Pumplichtführung ermöglicht werden kann (siehe auch Kapitel 3.1.1). Durch die verbesserte Strahlqualität ist es beispielsweise möglich, den Pumpspot so in den Kristall zu fokussieren, dass es zu keinerlei Reflexion an der Stabmantelfläche mehr kommt. Wird dieses kombiniert mit einem einfachen Pumplichtdurchgang so sollte ein verbesserter Überlapp mit der Lasermode realisiert werden können. Die Berechnungen zur Auslegung des Laserstabes zeigen zwar, dass eine so gute Strahlqualität nicht erforderlich ist und die höheren Aberrationen eventuell für eine Verschlechterung der Strahlqualität sorgen, dennoch kann mit der erhöhten Brightness der Pumplichtquelle ein beliebiger Pumpspot eingestellt und somit das Lasersystem weiter optimiert werden. Ein weiterer, eher technischer Vorteil wäre, dass pro Laserkopf nur eine anstatt zehn Fasern verwendet werden

müssen. Des Weiteren entfällt der Homogenisierer, da die Faser bereits eine ausreichende Homogenisierung gewährleistet.

Eine Möglichkeit bei dem Konzept der einzelnen Laserdioden zu bleiben und dennoch nur eine Faser zu verwenden, wäre die Verwendung von Faserkombinern. Mit ihnen ist es möglich zehn einzelne Fasern direkt in eine Faser zu koppeln (Abbildung 6.1). Bei diesem Konzept ist weiterhin der wartungsfreundliche Zugang zu jeder Laserdiode gewährleistet und dennoch wird nur noch eine einzelne Faser zum Laserkopf geführt.



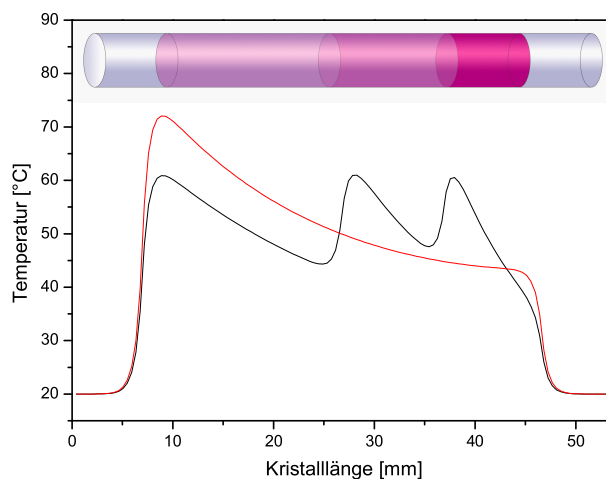
**Abbildung 6.1:** Beispiel eines Faserkombiners mit zehn Eingangsfasern und einer Ausgangsfaser [Comb].

Die schon angesprochenen Aberrationen, die durch das Pumpen mit deutlich verbesserter Brightness entstehen könnten, sind zum einen vom dem Verhältnis Pumpspotdurchmesser zu Lasermodendurchmesser und zum anderen von der maximalen Temperatur im Laserkristall abhängig und ergeben sich aus der Temperaturabhängigkeit vieler Kristallparameter. Eine Reduzierung der maximalen Temperatur sollte demnach auch die Aberrationen reduzieren. Die Temperaturverteilung innerhalb des Laserkristalls ist abhängig von der Pumplichtverteilung und der Wärmeleitungseigenschaften des Laserkristalls (siehe auch Kapitel 3.1). Der Anteil der eingebrachten Wärme und somit der maximalen Temperatur entspricht bei gering dotierten Laserkristallen dem Quantendefekt, d.h. der Differenz zwischen Pump- und Laserwellenlänge. Durch Verringerung des Quantendefektes kann demnach direkt die eingebrachte Wärme im Laserkristall verringert werden. In Nd:YAG ist dies möglich, indem mit 885 nm anstatt der üblichen 808 nm gepumpt wird. Hierbei wird direkt das obere Laserniveau angeregt und somit der Quantendefekt und damit auch die eingebrachte Wärme um 30 % reduziert. Neben bereits bekannten Veröffentlichungen im Leistungsbereich von einigen Watt [Lav99, Lav01] konnte mit den mittlerweile zur Verfügung stehenden Hochleistungs Laserdioden bei 885 nm auch eine Ausgangsleistung von 250 W mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 76 % demonstriert werden [Fre06]. Bei allen vorgestellten Möglichkeiten zur Optimierung longitudinal gepumpter Laserkristalle bleibt jedoch die maximale Temperatur des Laserkristalls immer am Anfang des dotierten Bereiches. Somit limitiert dieser Temperaturanstieg nach wie vor die maximal

zuführbare Pumpleistung. Mit Hilfe von longitudinal segmentierten Laserkristallen kann dieser Effekt jedoch deutlich reduziert werden.

### 6.1.2 Laserkristall Design

Segmentierte Laserstäbe bestehen aus mehreren durch diffusions-bonding verbundene Einzelkristalle verschiedener Dotierung. Mit Hilfe dieser Kristalle kann das Temperaturmaximum am Anfang des Laserkristalls auf mehrere Maxima, abhängig von der Anzahl der dotierten Teilstücke, verteilt werden [Wil05]. Die Abbildung 6.2 zeigt als Beispiel einen dreifach segmentierten Laserstab und die dazugehörige Temperaturrechnung. Die Abbildung zeigt deutlich die Reduzierung des ersten Temperaturmaximum und die Verteilung auf die weiteren Segmente. Zum Vergleich ist die Temperaturverteilung eines homogen dotierten Laserstabes mit gleichem Pumpspotdurchmesser und vergleichbarer absorbierter Pumpleistung dargestellt. Durch die Segmentierung lässt sich somit ein deutlich homogener, longitudinaler Temperaturverlauf realisieren. Das Potential segmentierter Laserstäbe konnte bereits mit einem dreifach-segmentierten Laserkristall (ähnlich wie in der Abbildung dargestellt), mit dem eine Ausgangsleistung von mehr als 400 W erreicht wurde, demonstriert werden [Kra05].

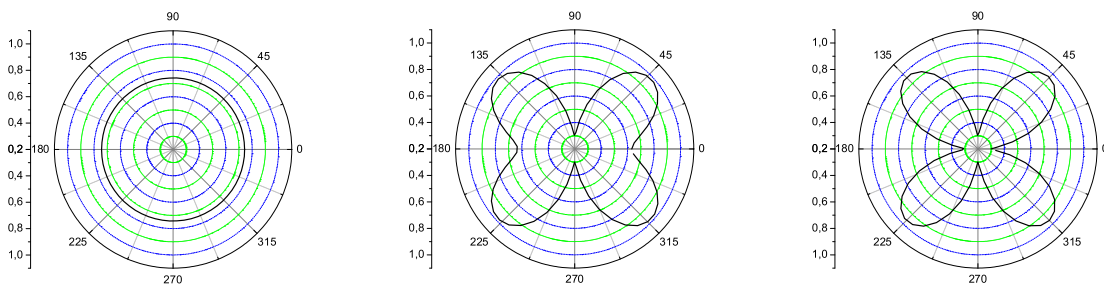


**Abbildung 6.2:** Temperaturverteilung eines segmentierten, im Vergleich zu einem homogen dotierten Laserstab.

Neben der Optimierung des longitudinalen Gradienten gibt es weiterhin die Möglichkeit, den Laserkristall transversal zu optimieren. Mit einem kerndotierten Laserkristall beispielsweise, kann ein perfektes modenselektives Pumpen nachgebildet werden, da nur in dem dotierten Kern des Kristalls das Pumplicht absorbiert wird. Hiermit kann die La-

sermode an den dotierten Kern angepasst werden und außerhalb dieses Bereiches steht keine Verstärkung für höhere Moden zur Verfügung. In ersten Experimenten konnte mit einem solchen Kristalldesign bei einer Pumpleistung von 226 W eine Ausgangsleistung von 144 W [Kra06] und nach Optimierung der Strahlqualität  $M^2 < 4$  eine Ausgangsleistung von 80 W erreicht werden.

Alle bisher angesprochenen möglichen Optimierungen des Laserkristalls sind auf die Reduzierung bzw. Homogenisierung der Temperatur im Laserkristall ausgelegt. Wie bereits in Kapitel 3.1.4 dargestellt, ist jedoch die thermisch induzierte Doppelbrechung eine der Limitierungen für die Leistungsskalierung von linear polarisierten Grundmodelasersystemen. Der Effekt der Depolarisation wurde bisher nur mit dem verwendeten Laserkristall in (111) Schnitt betrachtet. Ein standard Nd:YAG Laserkristall ist in der (111) Richtung gewachsen und deshalb auch am häufigsten verbreitet. In der Berechnung von Köchner [Koe99] wird die Depolarisation als konstant, auch für verschiedene Kristallschnitte beschrieben. Andere Veröffentlichungen beschreiben jedoch eine Abhängigkeit der Depolarisation vom jeweiligen Kristallschnitt (100) bzw. (110) [Sho02]. Experimentelle Verifizierungen sind hierzu bisher nicht erfolgt. Im Folgenden wird eine Berechnung der Depolarisation für verschiedene Kristallschnitte dargestellt [Sho02]. Die Depolarisation ist demnach abhängig vom Kristallschnitt und dem Winkel zwischen der Eingangspolarisation und der Kristallachse (Abbildung 6.3). Die Berechnungen zeigen, dass die unterschied-



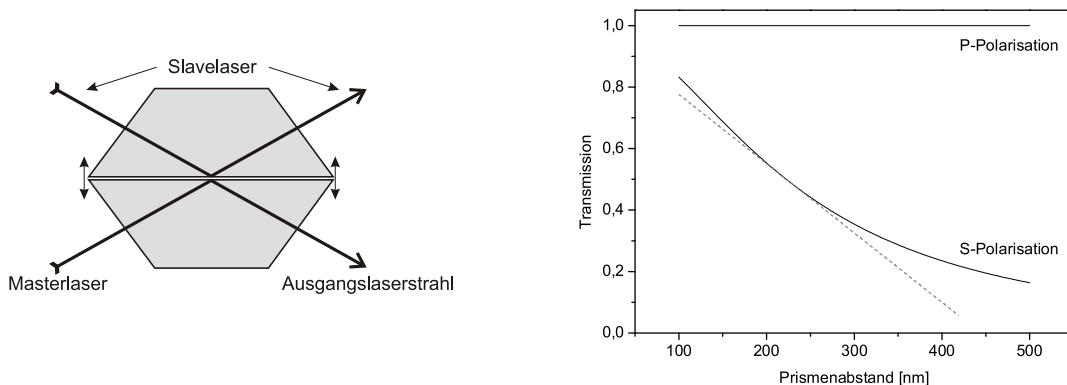
**Abbildung 6.3:** Depolarisation für verschiedene Kristallschnitte von Nd:YAG in Abhängigkeit der Eingangspolarisation; Kristallschnitte (111), (110), (100) (von links nach rechts).

lichen Kristallschnitte (110) und (100) eine deutliche Abhängigkeit der Depolarisation zeigen. Der (111) Schnitt hingegen zeigt die erwartete Unabhängigkeit der Depolarisation von der Eingangspolarisation. Für die Berechnungen wurde der verwendete Laserkristall und ein Lasermodenradius von  $650 \mu\text{m}$  angenommen. Die Berechnungen verdeutlichen, dass mit der Verwendung eines anderen Kristallschnittes eine deutliche Verringerung der Depolarisation erreicht werden kann.

## 6.2 Injektionskopplung

### 6.2.1 Variabler Auskoppelspiegel

Bei der Injektionskopplung ist der Auskoppelgrad für das injektionsgekoppelte Lasersystem für die durch den Masterlaser zusätzlich injizierte Laserleistung anzupassen (siehe Kapitel 3.2.2). In der Praxis bedeutet dies, dass der Auskoppelgrad für das Injektionsgekoppelte Lasersystem größer gewählt werden muss, als für den freilaufenden Laser. Die Optimierung des Auskoppelgrades ist dabei abhängig von den Slavelasereigenschaften und der Leistung des Masterlasers. Mit einem variablen Auskoppelgrad könnte das System demnach optimal angekoppelt werden. Die Realisierung einer variablen Auskopplung kann bspw. mit zwei Prismen unter Ausnutzung der frustrierten Totalreflexion umgesetzt werden. Hierbei werden zwei Prismen nahe genug aneinander gebracht, so dass das evaneszente Feld des Laserstrahls in das zweite Prisma koppelt (Abbildung 6.4, rechts). Der Anteil des Feldes, der in das zweite Prisma koppelt, oder vereinfacht die Transmission, kann nach [Bed03] berechnet werden und ist in Abbildung 6.4, links dargestellt.



**Abbildung 6.4:** Variabler Auskoppler mit Totalreflexionsprisma, rechts: Aufbau der Prismen und links: Transmission für senkrecht- und parallel polarisierte Strahlung.

Im Bereich der Transmission von ca. 50 % ergibt sich eine Steigung von  $\frac{dT}{dx} = -2,25 \cdot 10^6$  für senkrecht polarisierte Strahlung. Die parallel polarisierte Strahlung wird aufgrund des Brewsterwinkels nahezu komplett transmittiert. Mit der Positioniergenauigkeit von Piezo-Positioniersystemen im Bereich von Sub-Nanometern sollte ein variabler Auskoppelgrad realisiert werden können. Des Weiteren ist auf die Planität der Prismenoberfläche zu achten. Die Politur sollte hierbei auf mindestens  $\lambda/50$  spezifiziert sein. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung eines variablen Auskopplers, ist die mögliche Unterdrückung der schon angesprochenen Relaxationsoszillationen (siehe hierzu auch Abbildung 5.12). Die Oszillationen treten immer im Bereich der Slavelaserresonanz auf. Hier erhöht sich

das resonatorinterne Feld schlagartig und nach Überschreiten der Resonanz treten die beobachteten Relaxationsoszillationen auf. Würde in diesem Fall der Auskoppelgrad des Slavelasers deutlich erhöht, könnte das oszillierende, resonatorinterne Feld deutlich verringert werden. Erst nachdem der Slavelaser injektionsgekoppelt ist, könnte wieder die optimale Transmission eingestellt werden. Hiermit könnten hochintensive Laserpulse verhindert und somit eine Zerstörung der Komponenten vermieden werden.

### 6.3 Stand von Faserlasern

Der Faserlaser bietet den Vorteil, dass im Vergleich zu anderen Lasersystemen der Lasermodus durch die Faserparameter vorgegeben ist. Der laseraktive Kern misst je nach Faserdesign typischerweise nur einige Mikrometer im Durchmesser und emittiert somit im Grundmode der Faser. Der geringe Kerndurchmesser und die Faserlängen von einigen zehn Metern bieten dabei den Vorteil eines großen Volumen- zu Oberflächenverhältnisses, welches erst bei Pumpleistungen von mehreren hundert Watt eine aktive Kühlung erfordert. Aufgrund der geringen Größe des Faserkerns und den damit verbundenen hohen Intensitäten treten bei der Leistungsskalierung von Faserlasern jedoch Nichtlinearitäten wie stimulierte Raman- und Brillouin-Streuung auf. Die großen Wechselwirkungslängen verstärken diese Prozesse. Die stimulierte Brillouin-Streuung tritt vornehmlich bei der Verwendung von schmalbandigen Signalen auf und stellt damit einen limitierenden Prozess bei der Verstärkung solcher Signale dar [Lie03]. Die Gleichung 6.1 beschreibt die Leistungsschwellen für die Brillouin Streuung, mit  $A_{eff}$  und  $L_{eff}$  der effektiven Fläche des Kerns und der Länge der Faser und  $g_B$  der Brillouin Verstärkung [Agr95].

$$P_{th} = 21 \cdot \frac{A_{eff}}{L_{eff} \cdot g_B} \quad (6.1)$$

Zur Leistungsskalierung von Faserlasern muss demnach der Kerndurchmesser vergrößert und die Wechselwirkungslänge verkürzt werden. Die Vergrößerung des Kerns bringt jedoch gleichzeitig mit sich, dass die Faser nicht mehr grundmodig emittiert. Zur Abhilfe kann die Faser eng aufgewickelt werden, da höhere transversale Moden höhere Biegeverluste erfahren und somit unterdrückt werden können [Kop00]. Mit neu entwickelten Photonischen-Kristallfasern (PCF) werden die Wellenleitereigenschaften mit einer photonischen Bandlücke realisiert. Hiermit ist es möglich, die Wellenleitereigenschaften der Fasern so zu modifizieren, dass auch mit Faserkernen von bis zu  $65 \mu m$  Durchmesser ein Grundmode ähnlicher Betrieb erreicht werden kann.

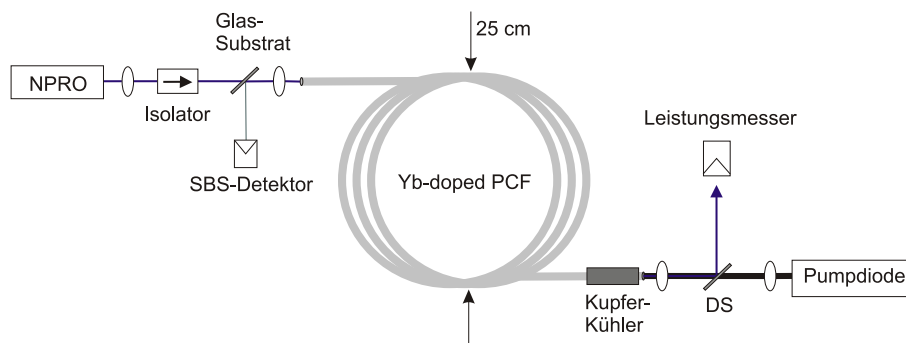
Die Wechselwirkungslänge kann mit Hilfe von hoch dotierten Fasern verringert werden. Ab einem gewissen Dotierungsgrad treten jedoch parasitäre Effekte, wie das so genannte

Photodarkening auf, das schon nach einigen Minuten Laserbetrieb die Faser zerstören kann [Kop06]. Weitere Neuerungen sind so genannte *Rod-Type*-Fasern, die Längen von nur einigen 10 Zentimetern bei einem Außendurchmesser im Millimeter Bereich aufweisen.

Die Laserlinienbreite von Hochleistungs Faserlasern liegt aufgrund der breiten spektralen Emission der Ytterbium dotierten Gläser im Bereich von einigen Nanometern. Faserlaser für den Einsatz in Gravitationswellen-Observatorien können somit nur im Verstärkerbetrieb verwendet werden. Die schmale Linienbreite des NPRO erhöht bei Faserverstärkern jedoch gleichzeitig die Verstärkung der stimulierten Brillouin-Streuung und reduziert somit die maximale Ausgangsleistung [Lic87]. Die Abhängigkeit der Verstärkung der Brillouin-Streuung  $g_B$  von den Laser- und Brillouin-Bandbreiten  $(\Delta\nu_l, \Delta\nu_{sbs})$  wird über die Gleichung 6.2 beschrieben. Hierbei stellt  $g_0$  den maximalen Brillouin-Verstärkungsfaktor dar und liegt für Silikat-Gläser im Bereich von  $5 \cdot 10^{-11} m/W$  [Agr95].

$$g_B = g_0 \frac{1}{1 + \frac{\Delta\nu_l}{\Delta\nu_{sbs}}} \quad (6.2)$$

Die dargestellten Eigenschaften von Faserlasern zeigen die Möglichkeit auf, Ausgangsleistungen im Bereich von einigen hundert Watt mit grundmodeähnlicher Strahlqualität zu erzeugen. Mit Verstärkerexperimenten und schmalbandigen Laserquellen konnten linear polarisierte Ausgangsleistungen von 148 W und 264 W demonstriert werden [Hil06, Jeo05]. Die Abbildung 6.5 zeigt den Aufbau eines PCF-Faserverstärkers, der mit einem NPRO geseeded wurde und dessen Strahlqualität mit einem Modenanalyse-Resonator bestimmt wurde. Durch Wickeln der Faser wurde der Grundmodebetrieb sichergestellt. Der Anteil in der  $TEM_{0,0}$ -Mode wurde bei einer Ausgangsleistung von 148 W mit ca. 93 % bestimmt. Das Polarisationsverhältnis betrug ca. 200:1.



**Abbildung 6.5:** Setup eines PCF-Faserverstärkers mit NPRO als Seedquelle [Hil06]

Faserlaser bieten demnach nach heutigen Gesichtspunkten die Möglichkeit in Gravitationswellen-Observatorien der Zukunft eingesetzt zu werden. Zu klären sind hierbei jedoch noch Effekte wie der Einfluss der Laserlinienbreite, auf die Brillouin Streuung, da die Laserlinienbreite für die Gravitationswellen-Observatorien auf mHz stabilisiert werden muss. Weiterhin bleibt die Langzeitstabilität von Faserlasern zu überprüfen, da hier aufgrund der relativ neuen Technologie bislang kaum Ergebnisse vorliegen.



## 7. Zusammenfassung

Die Steigerung der Empfindlichkeit von erdgebundenen Gravitationswellen-Observatorien und die damit mögliche direkte Bestätigung der von Albert Einstein vorhergesagten Existenz von Gravitationswellen, erfordert eine brillante Laserquelle mit einer Ausgangsleistung im Bereich von einigen hundert Watt. Auch wenn die bisher im Betrieb befindlichen Gravitationswellen-Observatorien bereits höchste Empfindlichkeiten erreicht haben, kann wohl erst mit der nächsten Generation von Observatorien die Gravitationswellenastronomie ermöglicht werden. Der Blick in das Weltall über eine Entfernung von bis zu 500 Millionen Lichtjahren ist hierbei das Ziel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasersystem vorgestellt, welches den Anforderungen der nächsten Generation von Gravitationswellen-Observatorien genügt und als Laserstrahlquelle für das Advanced LIGO Projekt eingesetzt werden soll.

Zu Beginn dieser Arbeit wurden die notwendigen Eigenschaften eines Lasersystems für zukünftige Gravitationswellen-Observatorien anhand der Funktionsweise moderner Michelson Interferometer ermittelt.

Zur Auslegung des benötigten Lasersystems wurden im dritten Kapitel theoretische Grundlagen und notwendige Designkriterien eines longitudinal gepumpten Stablasersystems hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität beschrieben. Die Aberrationen der thermisch induzierten Linse wurden dabei als entscheidend für die Strahlqualität longitudinal gepumpter Laserstäbe identifiziert. Mit einem Modell wurde ein bestehendes Grundmodellasersystem analysiert und die experimentell ermittelten Daten verifiziert. Die Analyse der thermischen Linse longitudinal gepumpter Laserstäbe diente unter anderem der Auslegung stabiler Grundmoderesonatoren. Hier wurden mit einem analytischen Modell die Verluste der ersten Gauß-Laguerre Moden bestimmt, um so den Grundmodebetrieb zu optimieren. Für die Injektionskopplung des Systems wurden praktische Aspekte der Pound-Drever-Hall Laserstabilisierung betrachtet, um die Injektionskopplung zu analysieren und zu optimieren. Weiterhin wurden Designrichtlinien für die Injektionskopplung von Hochleistungslasern erstellt.

Für die experimentelle Realisierung wurde ein Vierkopf-Hochleistungslasersystem mit endgepumpten Laserstäben aufgebaut. Jeder der Laserstäbe wurde mit einem Bündel von

zehn fasergekoppelten Laserdioden gepumpt. Das Pumpen mit einem Faserbündel und somit einer Aufteilung der Pumpleistung auf mehrere Dioden ermöglichte ein redundantes Pumpen und eine hohe Langzeitstabilität. Die Limitierung der linear polarisierten Ausgangsleistung von Stablasern aufgrund der thermisch induzierten Doppelbrechung konnte mit einer Doppelbrechungskompensation überwunden werden. Mit dieser Kompensation, konnte die linear polarisierte Ausgangsleistung eines Zweistab-Lasersystems verdoppelt und so mehr als 110 W erreicht werden. Somit wurde im polarisierten Laserbetrieb im Vergleich zum unpolarisierten Laserbetrieb die gleiche Ausgangsleistung erzielt.

Bei der Überführung in ein Ringresonatordesign wurde zunächst ein Zweikopf- und im Anschluss ein Vierkopf-Lasersystem realisiert und injektionsgekoppelt. Der stabile Einfrequenzbetrieb der Ringlaser wurde durch Injektionskopplung an einen 12 W Laser, der wiederum an einen NPRO gekoppelt war, realisiert. Mit dem Zweikopf-Design konnte hierbei eine linear polarisierte Ausgangsleistung von 90 W und mit dem Vierkopf-Design sogar 195 W erzielt werden. Der Strahlqualitätsfaktor  $M^2$  lag dabei in beiden Fällen bei ca. 1,1. Eine genauere Untersuchung der Strahlqualität mit Hilfe eines Modenanalyse-Resonators ergab für beide Systeme einen Anteil der Leistung in der  $TEM_{0,0}$ -Mode von ca. 85 %. Mit diesen Ergebnissen konnte die real in der  $TEM_{0,0}$ -Mode vorhandene Laserleistung im Vergleich zu bestehen Lasersystemen um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Bei der Messung des relativen Amplitudenrauschens wurde festgestellt, dass dieses im niedrigen Frequenzbereich über den erwarteten Ergebnissen lag. Nach genauerer Analyse und einer Messung des Frequenzrauschens, konnte eine mögliche Kopplung des Frequenzrauschens auf die Amplitude dargestellt werden. Somit wurden die potentiellen Rauschquellen identifiziert und können bei der Stabilisierung des Lasersystems berücksichtigt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein Lasersystem realisiert werden, welches bei einer linear polarisierten und einfrequenten Ausgangsleistung von 195 W einen nahezu idealen Grundmode-Ausgangsstrahl zur Verfügung stellt. Dieses Lasersystem wurde von der LIGO Scientific Collaboration für den Einsatz in der nächsten Generation von Gravitationswellen-Observatorien, dem Advanced LIGO Detektor, ausgewählt.

Im Ausblick dieser Arbeit werden schließlich Wege aufgezeigt, die Ausgangsleistung weiter zu steigern, um auch für weitere Generationen von Gravitationswellen-Observatorien und der damit verbundenen Gravitationswellenastronomie exzellente Laserstrahlquellen zur Verfügung zu stellen.

# 8. Anhang

## Für die Berechnungen verwendete Materialparameter

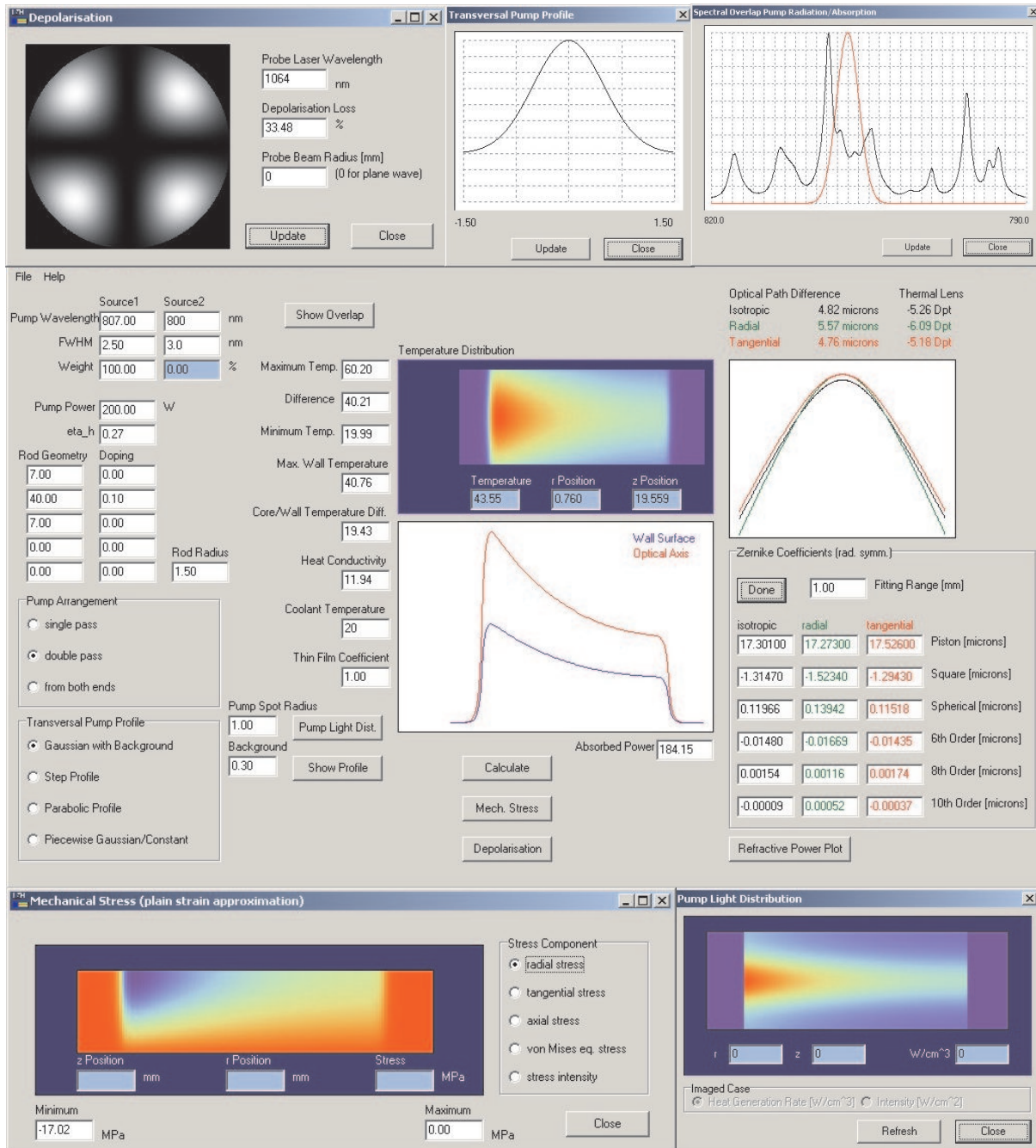
Parameter:

---

Heizwirkungsgrad $\eta_H$	0.24 - 0.28
Wärmeleitung $k(T)$	$\left[10,9 \cdot \left(\frac{204}{T-95}\right)^{0,63}\right] W/mK$
Wärmeübergangskoeffizient $h$	$1 - 2 W/cm^2K$
Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$	$-1,78 \cdot 10^{-6} + 3,3 \cdot 10^{-8} m/K$
Emissionslinienbreite	4.5 Å
Temperaturabhängigkeit der Emission $\frac{d\lambda}{dT}$	0.00353 nm/K
Fluoreszenzlebensdauer	260 $\mu s$
Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex $\frac{dn}{dT}(T)$	$-2,59 \cdot 10^{-6} + 2,61 \cdot 10^{-8} \cdot T + 6,02 \cdot 10^{-11} \cdot T^2$

**Tabelle 8.1:** Literatur bzw. im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Materialparameter von Nd:YAG.

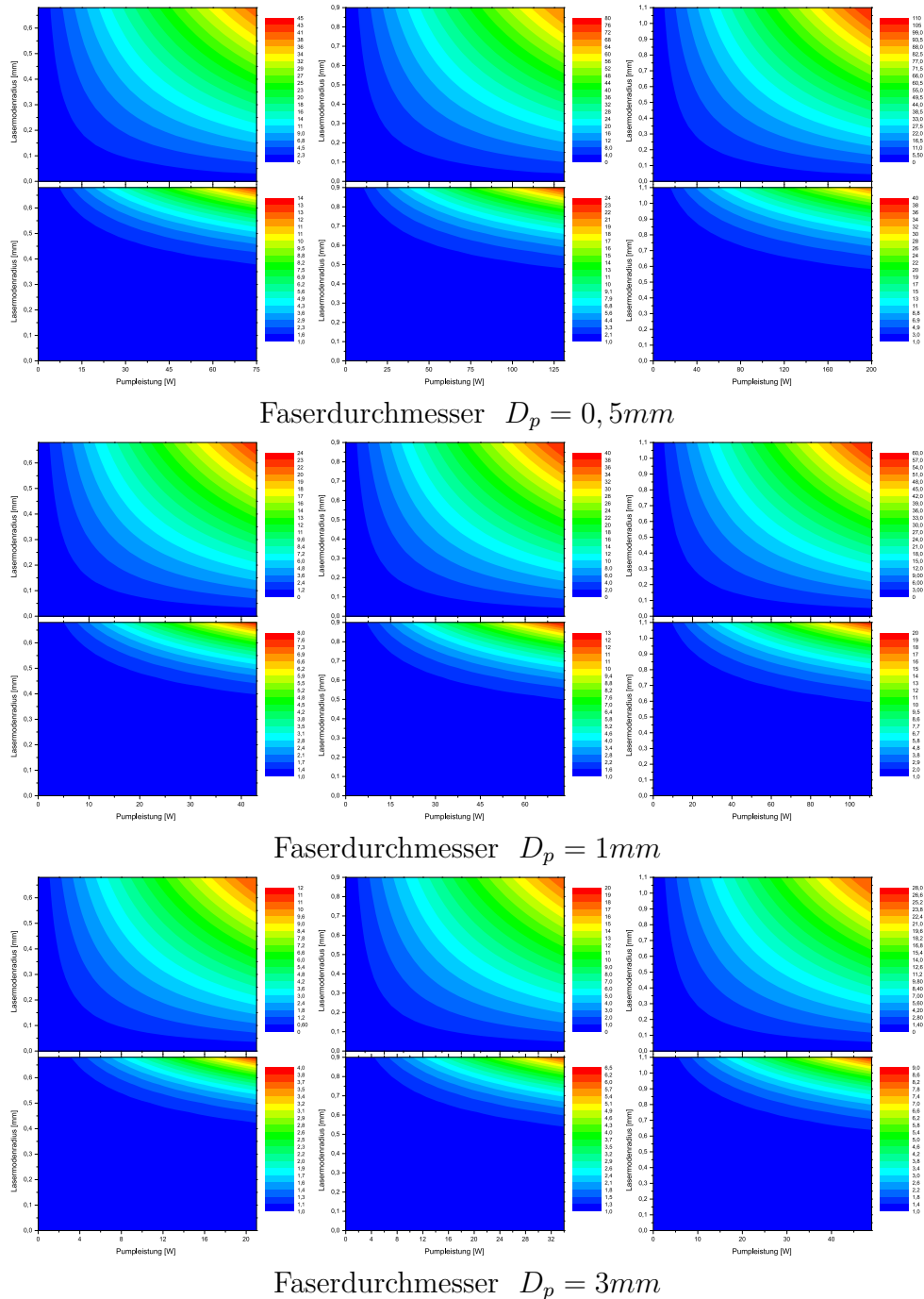
## Berechnungssoftware RodDesigner



**Abbildung 8.1:** Übersicht der Software *RodDesigner* zur Berechnung endgepumpter Laserkristalle. v.l.O: Depolarisation, Transversales Pumplichtprofil, Spektrale Überlagerung von Pumpdiode und Nd:YAG Absorptionsspektrum, Haupteingabefenster, mechanische Eigenschaften und Pumplichtverteilung.

## Modenselektives Pumpen

Berechnete Parameter der Strahlqualität  $M^2$  und Ausgangsleistung nach der in Kapitel 3.1.1 dargestellten Theorie.



**Abbildung 8.2:** Laserausgangsleistung und Strahlqualität  $M^2$  für verschiedene Laserkristalldurchmesser  $D_k = 3, 4, 5\text{mm}$  (von links nach rechts) und verschiedene Durchmesser der Pumpfasern.



# Literaturverzeichnis

- [Ace06] F. ACERNESE UND ET AL. *The Virgo Status*. Classical Quantum Gravity **23**, S. 635–642, 2006.
- [Agr95] G. P. AGRAWAL. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic, San Diego, 1995.
- [Bar90] N. P. BARNES, M. E. STROM, P. L. CROSS UND M. W. SKOLAUT. *Efficiency of Nd Laser Materials with Laser Diode Pumping*. IEEE Journal of Quantum Electronics **26** (3), S. 558–569, March 1990.
- [Bed03] D. C. S. BEDDOWS, B. C. GRIFFITHS, O. SAMEK UND H. H. TELLE. *Application of Frustrated Total Internal Reflection Devices to Analytical Laser Spectroscopy*. Applied Optics **42**, S. 6006–6015, 2003.
- [Ber88] J. BERGER, D. F. WELCH, W. STREIFER UND D. R. SCIFRES. *Fiber-Bundle Coupled, Diode End-Pumped Nd:YAG Laser*. Optics Letters **13**, S. 306–308, 1988.
- [Bir88] K. P. BIRCH UND M. J. DOWNS. *The Results of a Comparison Between Calculated and Measured Values of the Refractive Index of Air*. Journal of Physics E: Scientific Instruments **21**, S. 694–695, 1988.
- [Bla98] ERIC BLACK. *Notes on the Pound-Drever-Hall Technique*. Technischer Bericht LIGO-T980045-00-D, LIGO Science Collaboration, 1998.
- [Bla01] ERIC D. BLACK. *An Introduction to Pound-Drever-Hall Laser Frequency Stabilization*. American Journal of Physics **69**, S. 79–87, 2001.
- [Bon02] F. BONDU, A. BRILLET, F. CLEVA, H. HEITMANN, M. LOUPIAS, C. N. MAN UND H. TRINQUET. *The VIRGO Injection System*. Classical Quantum Gravity **19**, S. 1829–1833, 2002.
- [Bro98] DAVID C. BROWN. *Heat, Fluorescence, and Stimulated-Emission Power Densities and Fractions in Nd:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **34**, S. 560–572, 1998.

- [Buc73] C.J. BUCZEK, R.J. FREIBERG UND M.L. SKOLNICK. *Laser Injection Locking*. IEEE Journal of Quantum Electronics **61** (10), S. 1411–1431, October 1973.
- [Cer93] G. CERULLO, S. DE SILVESTRI, V. MAGNI UND O. SVELTO. *Output Power Limitations in CW Single Transverse Mode Nd:YAG Lasers with a Rod of Large Cross-Section*. IEEE Journal of Quantum Electronics **25**, S. 489–500, 1993.
- [Che96] Y. F. CHEN, T. S. LIAO, C. F. KAO, T. M. HUANG, K. H. LIN UND S. C. WANG. *Optimization of Fiber-Coupled Laser-Diode End-Pumped Lasers: Influence of Pump-Beam Quality*. IEEE Journal of Quantum Electronics **32**, S. 2010–2016, 1996.
- [Che97] Y. F. CHEN, C. F. KAO, T. M. HUANG, C. L. WANG UND S. C. WANG. *Influence of Thermal Effects on Output Power Optimization in Fiber-Coupled Laser-Diode End-Pumped Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **3**, S. 29–34, 1997.
- [Che00] YUNG-FU CHEN. *Pump-to-Mode Size Ratio Dependence of Thermal Loading in Diode-End-Pumped Solid-State Lasers*. Journal of the Optical Society of America B **17**, S. 1835–1840, 2000.
- [Cla01] W.A. CLARKSON. *Thermal Effects and their Mitigation in End-Pumped Solid-State Lasers*. Applied Physics **34**, S. 2381–2395, 2001.
- [Coma] CRYSTAL FIBRE COMPANY. *Crystal Fiber Tutorial*. [www.crystal-fibre.com](http://www.crystal-fibre.com).
- [Comb] ITF COMPANY. *Multimode Combiners*. [www.itfoptical.com](http://www.itfoptical.com).
- [Con99] K. CONTAG, M. KARSZEWSKI, C. STEWEN, A. GIESEN UND H. HÜGEL. *Theoretical Modelling and Experimental Investigations of the Diode-Pumped Thin-Disk Yb:YAG Laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29**, S. 697–703, 1999.
- [Cou92] ANANADA K. COUSINS. *Temperature and Thermal Stress Scaling In Finite-Length End-Pumped Laser Rods*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, S. 1057–1069, 1992.
- [Cre89] O. CREGUT, C.N. MAN, D. SHOEMAKER, A. BRILLET, A. MENHERT, P. PEUSER, N.P. SCHMITT, P. ZELLER UND K. WALLMEROOTH. *18 W Single-Frequency Operation of an Injection-Locked, CW, Nd:YAG Laser*. Physics Letters A **140**, S. 294–298, 1989.



- [Dos03] *MEMO on the Selection of a Laser System for the Conceptual Design Phase of the AdvLIGO*. Technischer Bericht T030065-00R, LIGO Science Collaboration, 2003.
- [Dre83] R.W. DREVER, J.L. HALL, F.V. KOWALSKI, J. HOUGH, G.M. FORD, A.J. MUNLEY UND H. WARD. *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*. Applied Physics B **31**, S. 97–105, 1983.
- [Edl66] B. EDLÉN. *The Refractive Index of Air*. Metrologia 2 **2**, S. 71–80, 1966.
- [Fan93] T.Y. FAN. *Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29**, S. 1457–1459, 1993.
- [Fan98] TSO YEE FAN UND JOHN L. DANEU. *Thermal coefficients of the optical path length and refractive index in YAG*. Applied Optics **37**, S. 1635–1637, 1998.
- [Fos70] J.D. FOSTER UND L.M. OSTERING. *Thermal Effects in a Nd:YAG Laser*. Journal of Applied Physics **41**, S. 3656–3663, 1970.
- [Fra92] J. FRAUCHINGER, P. ALBERS UND H.P. WEBER. *Modeling of Thermal Lensing and Higher Order Ring Mode Oscillation in End-Pumped CW Nd:YAG Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, S. 1046–1056, 1992.
- [Fre05] M. FREDE, P. KING(ED.), R. SAVAGE, R. WILHELM UND B. WILKE. *Advanced LIGO Pre-Stabilized Laser Conceptual Design Document*. Technischer Bericht T050035-01-D, LIGO Science Collaboration, 2005.
- [Fre06] M. FREDE, R. WILHELM UND D. KRACHT. *250 W End-Pumped Nd:YAG Laser with Direct Pumping Into the Upper Laser Level*. Optics Letters **24**, S. 3618–3619, 2006.
- [Fri01] P. FRITSCHEL. *Advanced LIGO Systems Design*. Technischer Bericht T010075-00-D, LIGO Science Collaboration, 2001.
- [Gau03] RENÉ GAU. *Entwicklung und Charakterisierung Eines Pumplichtsystems Für Endgepumpte, Doppelbrechungskompensierte Nd:YAG-Hochleistungs-Laser Hoher Strahlqualität*. Diplomarbeit, Universität Hannover, 2003.
- [Gol96] D. GOLLA, M. BODE, S. KNOKE, W. SCHÖNE UND A. TÜNNERMANN. *62-W CW TEM<sub>00</sub> Nd:YAG Laser Side-Pumped by Fiber-Coupled Diode Lasers*. Optics Letters **21**, S. 210–212, 1996.

- [Gol02] ALEKSANDAR GOLOBOVIC, SLOBODANKA NIKOLIC, RADOS GAJIC, STEVAN DURIC UND ANDREJA VALCIC. *The growth of Nd:YAG single crystals*. Journal of the Serbian Chemical Society **67**, S. 291–300, 2002.
- [Gro] TAMA. GROUP. *Optical System*.  
<http://tamago.mtk.nao.ac.jp/tama/optsys/optsys.html>.
- [Gro87] A.N. GROMOV UND S.I. TRASHKEEV. *Simple Loss Formulas for Symetric Stable Spherical-Mirror Resonators*. Optics and Spectroscopy **62**, S. 618–620, 1987.
- [Hil06] M. HILDEBRANDT, M. FREDE, P. KWEE, B. WILLKE UND D. KRACHT. *Single-Frequency Master-Oscillator Photonic Crystal Fiber Amplifier with 148 W Output Power*. Optics Letters **14**, S. 11071–11076, 2006.
- [Hir99] Y. HIRANO, Y. KOYATA, S. YAMAMOTO, K. KASAHARA UND T. TAJIME. *208-W TEM<sub>00</sub> Operation of a Diode-Pumped Nd:YAG Rod Laser*. Optics Letters **24** (10), S. 679–681, May 1999.
- [Hod92] N. HODGSON UND H. WEBER. *Optische Resonatoren*. Springer-Verlag, 1992.
- [Hod93] N. HODGSON UND H. WEBER. *Influence of Spherical Aberration of the Active Medium on the Performance of Nd:YAG Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29**, S. 2497–2507, 1993.
- [Hsu63] S. T. HSU. *Engineering Heat Transfer*. Van Nostrand, 1963.
- [Iff90] REINHARD IFFLÄNDER. *Festkörperlaser zur Materialbearbeitung*. Springer-Verlag, 1990.
- [Jeo05] Y. JEONG UND ET AL. *Single-Frequency, Single-Mode, Plane-Polarized Ytterbium-Doped Fiber Master Oscillator Power Amplifier Source with 264 W of Output Power*. Optics Letters **30**, S. 459–461, 2005.
- [Joh00] I. JOHNSON. *Nd:YAG Thin Disk Laser*. Nummer TuB7-1. OSA, 2000.
- [Kan85] T.J. KANE UND R.L. BYER. *Monolithic, Unidirectional Single-Mode Nd:YAG Ring Laser*. Optics Letters **10** (2), S. 65–67, February 1985.
- [Kan92] YUSHI KANEDA, MICHIO OKA, HISASHI MASUDA UND SHIGEO KUBOTA. *7.6 W of Continuous-Wave Radiation in a TEM<sub>0,0</sub> Mode from a Laser-Diode End-Pumped Nd:YAG Laser*. Optics Letters **17**, S. 1003–1005, 1992.

- [Kar71] M.A. KARR. *Nd:YAG Laser Cavity Loss Due to an Internal Brewster Polarizer*. Applied Optics **10**, S. 893–895, 1971.
- [Kar98] M. KARSZEWSKI, U. BRAUCH, K. CONTAG, S. ERHARD, A. GIESEN, I. JOHANNSEN, C. STEWEN UND A. VOSS. *100 W TEM<sub>00</sub> Operation of Yb:YAG Thin Disc Laser with High Efficiency*. OSA Tops, ASSP **19**, S. 296–299, 1998.
- [Kha04] E. KHAZANOV UND ET AL. *Compensation of Thermally Induced Modal Distortions in Faraday Isolators*. IEEE Journal of Quantum Electronics S. 1500–1510, 2004.
- [Kno98] S. KNOKE. *Einfrequenzbetrieb von Diodengepumpten Nd:YAG-Hochleistungslasern in Stab- und Slabgeometrie*. Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [Koe70] WALTER KOECHNER UND DENNIS K. RICE. *Effect of Birefringence on the Performance of Linearly Polarized YAG:Nd Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **QE-6**, S. 557–566, 1970.
- [Koe99] W. KOECHNER. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Verlag, 1999.
- [Kop00] J. P. KOPLOW, L. GOLDBERG, R. P. MOELLER UND D. A. V. KLINER. *Single-Mode Operation of a Coiled Multimode Fiber*. Optics Letters **25**, S. 442–444, 2000.
- [Kop06] J. J. KOPONEN, M. J. SÖDERLUND, H. J. HOFFMAN UND S. K. T. TAMMELA. *Measuring Photodarkening from Single-Mode Ytterbium Doped Silica Fibers*. Optics Express **14**, S. 11539–11544, 2006.
- [Kra05] D. KRACHT, R. WILHELM, M. FREDE, K-DUPRE UND L. ACKERMANN. *407 W End-Pumped Multi-Segmented Nd:YAG Laser*. Optics Express **13**, S. 10140–10144, 2005.
- [Kra06] D. KRACHT, D. FREIBURG, R. WILHELM, M. FREDE UND C. FALLNICH. *Core-Doped Ceramic Nd:YAG Laser*. Optics Express **14**, S. 2690–2694, 2006.
- [Kug97] N. KUGLER, S. DONG, Q. LÜ UND H. WEBER. *Investigation of the Misalignment Sensitivity of a Birefringence-Compensated Two-Rod Nd:YAG Laser System*. Applied Optics **36**, S. 9259–9366, 1997.

- [Kug00] NICOLAS KUGLER. *Doppelbrechungskompensierte und Doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- [Kwe05] PATRICK KWEE. *Charakterisierung von Lasersystemen für Gravitationswellendetektoren*. Diplomarbeit, Universität Hannover, 2005.
- [Lap91] PAOLO LAPORTA UND MARCELLO BRUSSARD. *Design Criteria for Mode Size Optimization in Diode-Pumped Solid-State Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **27**, S. 2319–2326, 1991.
- [Lav99] R. LAVI, S. JACKEL, Y. TZUK, M. WINIK, E. LEBIUSH, M. KATZ UND I. PAISS. *Efficient Pumping Scheme for Neodymium-Doped Materials by Direct Excitation of the Upper Lasing Level*. Applied Optics **38**, S. 7382–7385, 1999.
- [Lav01] R. LAVI, S. JACKEL, A. TAL, E. LEBIUSH, Y. TZUK UND S. GOLDRING. *885 nm High-Power Diodes End-Pumped Nd:YAG Laser*. Optics Communication **195**, S. 427–430, 2001.
- [Lic87] E. LICHTMAN UND A. A. FRIESEM. *Stimulated Brillouin Scattering Excited by a Multimode Laser in Single-Mode Optical Fibers*. Optics Communications **64**, S. 544–548, 1987.
- [Lie03] A. LIEM, J. LIMPert, H. ZELLMER UND A. TÜNNERMANN. *100-W Single-Frequency Master-Oscillator Fiber Power Amplifier*. Optics Letters **28**, S. 1537–1539, 2003.
- [Lig99] *LIGO II Conceptual Project Book*. Technischer Bericht LIGO M990288-A-M, LIGO Science Collaboration, 1999.
- [LSC06a] SAMUEL J WALDMAN (FOR THE LIGO SCIENCE COLLABORATION). *Status of LIGO at the Start of the Fifth Science Run*. Classical Quantum Gravity **23**, S. 653–660, 2006.
- [LSC06b] S. HILD (FOR THE LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION ). *The Status of GEO 600*. Classical Quantum Gravity **23**, S. 643–651, 2006.
- [Lü96] Q. LÜ, N. KUGLER, H. WEBER, S. DONG, N. MÜLLER UND U. WITTRÖCK. *A Novel Approach for Compensation of Birefringence in Cylindrical Nd:YAG Rods*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, S. 57–69, 1996.
- [Mac00] M.P. MACDONALD, TH. GRAF, J.E. BALMER UND H.P. WEBER. *Reducing thermal lensing in diode-pumped laser rods*. Optics Communications **178**, S. 383–393, 2000.

- [Mag86] VITTORIO MAGNI. *Resonators for Solid-State Lasers with Large-Volume Fundamental Mode and High Alignment Stability*. Applied Optics **25**, S. 107–117, 1986.
- [Mud00] D. MUDGE, M. OSTERMEYER, P.J. VEITCH, J. MUNCH, MEMBER IEEE B. MIDDLEMISS, D.J. OTTAWAY UND M.W. HAMILTON. *Power Scalable TEM<sub>0,0</sub> CW Nd:YAG Laser with Thermal Lens Compensation*. IEEE Journal of Quantum Electronics **6** (4), S. 643–649, July/August 2000.
- [Mül03] GUIDO MÜLLER, TOM DELKER, DAVID B. TANNER UND DAVID REITZE. *Dual-Recycled Cavity-Enhanced Michelson Interferometer for Gravitational-Wave Detection*. Applied Optics **42**, S. 1257–1268, 2003.
- [Mur96] M.P. MURDOUGH UND C.A. DENMAN. *Mode-Volume and Pump-Power Limitations in Injection-Locked TEM<sub>0,0</sub> Nd:YAG Rod Lasers*. Applied Optics **35** (30), S. 5925–5934, October 1996.
- [Opt05] PRESSEINFORMATION OPTOTOOLS. *Optotools Erweitert Produktspektrum um Weitere Leistungsstaffelungen -Fasergekoppelte Module bis 420 Watt-Ausgangsleistung aus 300-µm-Faser*, Laser 2005. Demonstration Optotools.
- [Ott98] D.J. OTTAWAY, P.J. VEITCH, M.W. HAMILTON, C. HOLLITT, D. MUDGE UND J. MUNCH MEMBER IEEE. *A Compact Injection-Locked Nd:YAG Laser for Gravitational Wave Detection*. IEEE Journal of Quantum Electronics **34** (10), S. 2006–2009, October 1998.
- [Pav00] N. PAVEL, Y.HIRANO, S. YAMAMOTO, Y.KOYA UND T.TAJIME. *Improved Pump-Beam Distribution in a Diode Side-Pumped Solid-State Laser with a Highly Diffuse, Cross-Axis Beam Delivery System*. Applied Optics **39** (6), S. 986–992, February 2000.
- [Pol98] M. POLLNAU, P.J. HARDMAN, M.A. KERN, W.A. CLARKSON UND D.C. HANNA. *Upconversion-Induced Heat Generation and Thermal Lensing in Nd:YLF and Nd:YAG*. Physical Review B **58**, S. 16076–16092, 1998.
- [Psl05] *Pre-Stabilized Laser Design Requirements*. Technischer Bericht T050036-00-D, LIGO Science Collaboration, 2005.
- [Ral96] T. C. RALPH, C. C. HARB UND HANS-A. BACHOR. *Intensity Noise of Injection-Locked Lasers: Quantum Theory Using a Linearized Input-Output Method*. Physical Review A **54**, S. 4359–4369, 1996.

- [Rot98] U. ROTH, T. GRAF, E. ROCHAT, K. HAROUD, J. E. BALMER UND H. P. WEBER. *Saturation, Gain, and Noise Properties of a Multipass Diode-Laser-Pumped Nd:YAG CW Amplifier*. IEEE Journal of Quantum Electronics **34**, S. 1987–1991, 1998.
- [Rut00] T.S. RUTHERFORD, W.M. TULLOCH, E.K. GUSTAFSON UND R.L. BYER. *Edge-Pumped Quasi-Three-Level Slab Lasers: Design and Power Scaling*. IEEE Journal of Quantum Electronics **36** (2), S. 205–219, February 2000.
- [San98] F. SANCHEZ, M. BRUNEL UND K. AYT-AMEUR. *Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers*. Journal of the Optical Society of America B **15**, S. 2390–2394, 1998.
- [Sar05] SHAILENDHAR SARAF. *Power Scaling and Quantum Noise Measurements in Nd:YAG Slab Laser Amplifiers*. Dissertation, Stanford University, 2005.
- [Sat04] YOICHI SATO UND TAKUNORI TAIRA. *Saturation Factors of Pump Absorption in Solid-State Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **40**, S. 270–280, 2004.
- [Sau94] PETER R. SAULSON. *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. World Scientific, 1994.
- [Sav98] R. L. SAVAGE, P. J. KING JR. UND S. U. SEEL. *A Highly-Stabilized 10-Watt Nd:YAG Laser for the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)*. Technischer Bericht LIGO-P980002-00-D, LIGO Science Collaboration, 1998.
- [Sch98] W. SCHÖNE. *Theoretische und Experimentelle Untersuchung Thermischer Effekte in Diodengepumpten Hochleistungs-Nd:YAG-Stablasern*. Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [Sch05] TILL SCHOLZ. *Entwicklung Einer Methodik Zur Untersuchung Thermooptischer Effekte in Nd:YAG-Kristallen und Keramiken*. Diplomarbeit, Universität Hannover, 2005.
- [Sco71] W.C. SCOTT UND M. DE WIT. *Birefringence Compensation and TEM<sub>0,0</sub> Mode Enhancement in a Nd:YAG Laser*. Applied Physics Letters **18**, S. 3–4, 1971.
- [She98] JAMES SHERMAN. *Thermal compensation of a cw-pumped Nd:YAG laser*. Applied Optics **37**, S. 7789–7796, 1998.

- [Shi95] R.J. SHINE, JR. A.J. ALFREY UND R.L. BYER. *40-W Cw, TEM<sub>0,0</sub>-Mode, Diode-Laser-Pumped, Nd:YAG Miniature-Slab Laser*. Optics Letters **20** (5), S. 459–461, March 1995.
- [Sho02] ICHIRO SHOJI UND TAKUNORI 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*. Applied Physics Letters **80**, S. 3048–3050, 2002.
- [Sie86] ANTHONY E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [Sie93] A.E. SIEGMAN. *Analysis of Laser Beam Quality Degradation Caused by Quadratic Phase Aberrations*. Applied Optics **32**, S. 5893–5901, 1993.
- [Sil87] O.O. SILICHEV. *Analytic Calculation of the Lowest Mode of a Stable Resonator*. Soviet Journal of Quantum Electronics **14**, S. 842–844, 1987.
- [Son97] JIE SONG, ANPING LIU, KAZUNORI OKINO UND KEN-ICHI UEDA. *Control of the Thermal Lensing Effect with Different Pump Light Distributions*. Applied Optics **36**, S. 8051–8055, 1997.
- [Ste00] CHRISTIAN STEWEN, KARSTEN CONTAG, MIKHAIL LARIONOV, ADOLF GIESEN UND HELMUT HÜGEL. *A 1-kW CW Thin Disc Laser*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **6**, S. 650–657, 2000.
- [Sul02] JAN SULC, HELENA JELINKOVA, VACLAV KUBECEK, KAREL NEJEZCHLEB UND KAREL BLAZEK. *Comparison of Different Composite Nd:YAG Rods Thermal Properties under Diode Pumping*. Proceedings of SPIE **4630**, S. 128–134, 2002.
- [Tak05] KOHEI TAKENO, TAKAFUMI OZEKI, SHIGENORI MORIWAKI UND NORIKATSU MIO. *100 W, Single-Frequency Operation of an Injection-Locked Nd:YAG Laser*. Optics Letters **30**, S. 2110–2112, 2005.
- [Tho93] GEORGE THOMPSON. *The Effect of Thermally Induced Gain Gradients in Solid State Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29**, S. 2225–2228, 1993.
- [Tid92] STEVE C. TIDWELL, JONATHAN F. SEAMANS, MARK S. BOWERS UND ANANDA K. COUSINS. *Scaling CW Diode-End-Pumped Nd:YAG Lasers to High Average Powers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, S. 997–1009, 1992.

- [Tid93] S.C. TIDWELL, J.F. SEAMANS UND M.S. BOWERS. *Highly Efficient 60-W TEM<sub>0,0</sub> Cw Diode-End-Pumped Nd:YAG Laser*. Optics Letters **18** (2), S. 116–118, 1993.
- [Tsu97] MASAKI TSUNEKANE, NOBORU TAGUCHI, TADASHI KASAMATSU UND HUMIO INABA FELLOW IEEE. *Analytical and Experimental Studies on the Characteristics of Composite Solid-State Laser Rods in Diode-End-Pumped Geometry*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3**, S. 9–18, 1997.
- [Tul99] W.M. TULLOCH, T.S. RUTHERFORD, E.K. GUSTAFSON UND R.L. BYER. *A Cw, High-Power, Conduction-Cooled, Edge-Pumped Slab Laser*. In *Part of the SPIE Conference on Solide State Laser VIII*. SPIE, 1999.
- [Web98] R. WEBER, B. NEUENSCHWANDNER, M. MAC DONALD, M.B. ROOS UND HEINZ P. WEBER. *Cooling Schemes for Longitudinally Diode Laser-Pumped Nd:YAG Rods*. IEEE Journal of Quantum Electronics **34**, S. 1046–1053, 1998.
- [Wil] R. WILHELM. *Software RodDesigner*. Im LZH entwickelte Software zur Berechnung longitudinal gepumpter Laserstäbe.
- [Wil98] B. WILLKE, N. UEHARA, E. K. GUSTAFSON, R. L. BYER, P. J. KING, S. U. SEEL UND R. L. SAVAGE. *Spatial and Temporal Filtering of a 10-W Nd:YAG Laser with a Fabry-Perot Ring-Cavity Premode Cleaner*. Optics Letters **23**, S. 1704–1706, 1998.
- [Wil03] B. WILLKE. *Test of High Power Lasers for AdvLIGO*. Technischer Bericht G030102-00-RD, LIGO Science Collaboration, 2003.
- [Wil05] R. WILHELM, D. FREIBURG, M. FREDE, D. KRACHT UND C. FALLNICH. *Power Scaling of Diode End-Pumped Nd:YAG Lasers Via Multi-Segmented Rods*. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science*. Optical Society of America, 2005.
- [Wyn99] ROSALIND WYNNE, JOHN L. DANEU UND TSO YEE FAN. *Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG*. Applied Optics **38**, S. 3282–3284, 1999.
- [Xie01] WENJIE XIE, SIU-CHUNG TAM, YEE-LOY LAM, KIN SENG LAI, RUIFEN WU, YUAN LIANG LIM UND ERNEST LAU. *Analysis of A Dynamical Procedure on Diode-End-Pumped Solid-State Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **37**, S. 1368–1372, 2001.



- 
- [Xio03] Z. XIONG, ZHIGANG G. LI, NICHOLAS MOORE, W. L. HUANG UND G. C. LIM. *Detailed Investigation of Thermal Effects in Longitudinally Diode-Pumped Nd : YVO<sub>4</sub> Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **39**, S. 979–986, 2003.
- [Zaw99] I. ZAWISCHA, K. PLAMANN, C. FALLNICH, H. WELLING, H. ZELLMER UND A. TÜNNERMANN. *All-Solid-State Neodymium-Based Single-Frequency Master-Oscillator Fiber Power-Amplifier System Emitting 5.5 W of Radiation at 1064 Nm*. Optics Letters **24**, S. 469–471, 1999.
- [Zaw02] I. ZAWISCHA, M. BRENDDEL, K. DANZMANN, C. FALLNICH, M. HEURS, S. NAGANO, V. QUETSCHKE, H. WELLING UND B. WILLKE. *The GEO 600 Laser System*. Classical Quantum Gravity **19**, S. 1775–1781, 2002.
- [Zaw03] I. ZAWISCHA. *Injektionsgekoppelte Diodengepumpte Nd:YAG- und Nd : YVO<sub>4</sub>- Laser Für Interferometrische Gravitationswellendetektoren*. Dissertation, Universität Hannover, 2003.



## Veröffentlichungen in internationalen Fachzeitschriften und auf Konferenzen

### Fachzeitschriften

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Rene Gau, Martina Brendel, Ivo Zawischa, Carsten Fallnich, Frank Seifert and Benno Willke, "High-power single-frequency Nd:YAG laser for gravitational wave detection," *Classical and Quantum Gravity* 21, 895-901 (2004)

M. Frede, R. Wilhelm, M. Brendel, C. Fallnich, F. Seifert, B. Willke and K. Danzmann, "High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation," *Optics Express* 12, 3581-3589 (2004)

D. Kracht, R. Wilhelm, M. Frede, K. Dupré, and L. Ackermann, "407 W End-pumped Multi-segmented Nd:YAG Laser," *Optics Express* 13, 10140-10144 (2005)

M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, and C. Fallnich, "Nd:YAG ring laser with 213 W linearly polarized fundamental mode output power," *Optics Express* 13, 7516-7519 (2005)

D. Kracht, M. Frede, R. Wilhelm, and C. Fallnich, "Comparison of crystalline and ceramic composite Nd:YAG for high power diode end-pumping," *Optics Express* 13, 6212-6216 (2005)

B. Willke, K. Danzmann, C. Fallnich, M. Frede, M. Heurs, P. King, D. Kracht, P. Kwee, R. Savage, F. Seifert and R. Wilhelm, "Stabilized High Power Laser for Advanced Gravitational Wave Detectors," *Journal of Physics: Conference Series* 32 270-275 (2006)

D. Kracht, D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede, and C. Fallnich, "Core-doped Ceramic Nd:YAG Laser," *Optics Express* 14, 2690-2694 (2006)

M. Frede, R. Wilhelm, and D. Kracht, "250 W end-pumped Nd:YAG laser with direct pumping into the upper laser level," *Optics Letters* 31, 3618-3619 (2006)

M. Hildebrandt, M. Frede, P. Kwee, B. Willke, and D. Kracht, "Single-frequency master-oscillator photonic crystal fiber amplifier with 148 W output power," *Optics Express* 14, 11071-11076 (2006)

Maik Frede, Dietmar Kracht, Martin Engelbrecht, Carsten Fallnich, "Compact high-power end-pumped Nd:YAG laser," *Optics and Laser Technology*, 38, 183-185 (2006)

M. Frede, B. Schulz, R. Wilhelm, F. Seifert, P. Kwee, B. Willke, D. Kracht "Fundamental mode, single-frequency laser amplifier for gravitational wave detectors," *Optics Express* 15, p. 459-465 (2007)

M. Hildebrandt, M. Frede, D. Kracht, "Single-frequency Yb:YAG non-planar ring oscillator fiber amplifier source at 1030 nm," *Optics Communications* 273, 260-262 (2007)

### Konferenzen

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Martina Brendel, Carsten Fallnich, Frank Seifert, Benno Willke, "High-power injection-locked single-frequency laser for the next generation of ground-based gravitational wave detectors," in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 94, Advanced Solid State Photonics (ASSP)*, Technical Digest, (Optical Society of America, Washington, DC, 2004), WD5

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Carsten Fallnich, Benno Willke, Karsten Danzmann, "213 W linearly polarized fundamental mode Nd:YAG ring laser," in OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 96, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington, DC, 2004), CPDA2

D. Kracht, M. Frede, R. Wilhelm, C. Fallnich, "High power end-pumped composite ceramic Nd:YAG laser," in OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 96, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Technical Digest, (Optical Society of America, Washington, DC, 2004), CTuT4

Dietmar Kracht, Maik Frede, Denis Freiburg, Ralf Wilhelm, Carsten Fallnich, "High-Power Core-doped Ceramic Nd:YAG Laser," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications, Systems and Technologies 2005 (Optical Society of America, Washington, DC, 2005), CTuZ1

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Dietmar Kracht, Carsten Fallnich, "195 W Injection-Locked Single-Frequency Laser System," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications, Systems and Technologies 2005 (Optical Society of America, Washington, DC, 2005), CMA1

Ralf Wilhelm, Denis Freiburg, Maik Frede, Dietmar Kracht, Carsten Fallnich, "Power Scaling of Diode End-Pumped Nd:YAG Lasers via Multi-Segmented Rods," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications, Systems and Technologies 2005 (Optical Society of America, Washington, DC, 2005), CMJ6

Dietmar Kracht, Maik Frede, Denis Freiburg, Ralf Wilhelm, Carsten Fallnich, "Diode End-pumped Core-doped Ceramic Nd:YAG Laser," in Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MA5

Denis Freiburg, Maik Frede, Ralf Wilhelm, Dietmar Kracht, Carsten Fallnich, "High-Power End-Pumped Multi-Segmented Nd:YAG Laser," in Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MF49

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Dietmar Kracht, Carsten Fallnich, Frank Seifert, Benno Willke, "High-Power Fundamental Mode Single-Frequency Laser," in Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MC2

R. Wilhelm, M. Frede, D. Freiburg, D. Kracht, and C. Fallnich, "Thermal Design of Segmented Rod Laser Crystals," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2005), MB46

Maik Frede, Ralf Wilhelm, Carsten Fallnich, Dietmar Kracht, Frank Seifert, Benno Willke, "High-Power-Laser System for Gravitational Wave Detection," in Topical Problems of Nonlinear Wave Physics, Proceeding (St. Petersburg, 2005)

Dietmar Kracht, Sven Hahn, Rafael Huß, Jörg Neumann, Ralf Wilhelm, Maik Frede, Peter Peuser, "High efficiency passively Q-switched Nd:YAG MOPA for spaceborne laser-altimetry," Proc. SPIE Vol. 6100, p. 548-555, Solid State Lasers XV: Technology and Devices; Hanna J. Hoffman, Ramesh K. Shori; Eds. Publication Feb. (2006)

- M. Hildebrandt, M. Frede, D. Kracht, I. Freitag, and P. Weßels, "Single-Frequency Fiber Amplifier Emitting 7.8 W at 1030 nm," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), MB6
- S. Hahn, R. Huß, J. Neumann, R. Wilhelm, M. Frede, D. Kracht, and P. Peuser, "Compact, High Efficiency, Passively Q-Switched Nd:YAG MOPA for Spaceborne Laser-Altometry," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), TuB14
- B. Schulz, M. Frede, R. Wilhelm, and D. Kracht, "High Power End-Pumped Nd:YVO<sub>4</sub> Amplifier," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), WB15
- D. Kracht, R. Wilhelm, M. Frede, C. Fallnich, F. Seifert, B. Willke, and K. Danzmann, "High Power Single-Frequency Laser for Gravitational Wave Detection," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), WE1
- D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede, D. Kracht, K. Dupré, and L. Ackermann, "End-Pumped Nd:YAG Laser Applying a Novel Laser Crystal with Longitudinal Hyperbolic Dopant Distribution," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), WE6
- M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, K. Dupre, and L. Ackermann, "High-Power Multi-Segmented End-Pumped Nd:YAG Laser," in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), WE7
- J. Neumann, S. Hahn, R. Huß, R. Wilhelm, M. Frede, D. Kracht, and P. Peuser, "Compact, Highly Efficient, Passively Q-Switched Nd:YAG MOPA for Spaceborne Bepi Colombo Laser-Altimeter," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), CWF1
- D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede, D. Kracht, K. Dupre, and L. Ackermann, "Power Scaling of Diode End-Pumped Nd:YAG Lasers by Applying Dopant Concentration Profiles," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), CWF4
- R. Wilhelm, D. Freiburg, M. Frede, and D. Kracht, "Optimized Multi-Segmented Crystal Geometries for Power Scaling of End-Pumped Lasers," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), JThC38
- J. Neumann, S. Hahn, R. Huß, D. Freiburg, M. Frede, D. Kracht, "Passively Q-switched Nd:YAG MOPA for Spaceborne Altometry," Proceedings of the International Conference on High Power Laser Beams (HPLB-2006), Russian Academy of Sciences, Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod (RUS), pp. 82-83 (2006)
- Neumann J., S. Hahn, R. Huß, D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede, D. Kracht, "Passively Q-Switched Nd:YAG Laser System for Spaceborne Altometry," EOS Topical Meeting on Photonic Devices in Space, EOS Annual Meeting 2006, European Optical Society, ISBN-10: 3-00-019531-9, pp. 58-59 (2006)

D. Kracht, R. Wilhelm, M. Frede, " *High power lasers with multi-segmented crystals*," Proceeding of 2nd EPS-QEOD Europhoton Conference, ThA2 (2006)

M. Frede, B. Schulz, R. Wilhelm, D. Kracht, F. Seifert, P. Kwee, B. Willke, " *Single-Frequency Amplifier for the use in Gravitational Wave Detectors*," Proceeding of 2nd EPS-QEOD Europhoton Conference, FrB5 (2006)

M. Frede, D. Freiburg, R. Wilhelm, D. Kracht, " *High-power 885nm end-pumped Nd:YAG laser*", Proc. SPIE Vol. 6451, 64510G, Solid State Lasers XVI: Technology and Devices; Hanna J. Hoffman, Ramesh K. Shori, Norman Hodgson; Eds. Publication Mar. (2007)

M. Hildebrandt, M. Frede, R. Wilhelm, P. Kwee, B. Willke, D. Kracht, " *Single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 148-W output power*", Proc. SPIE Vol. 6453, 64531J, Fiber Lasers IV: Technology, Systems, and Applications; Donald J. Harter, Andreas Tünnermann, Jes Broeng, Clifford Headley III; Eds. Publication Mar. (2007)

Ralf Wilhelm, Maik Frede, Dietmar Kracht, " *Power Scaling of End-Pumped Nd:YAG Rod Lasers into the Kilowatt Region*," in Advanced Solid-State Photonics 2007 Technical Digest (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007), MB19.

Benno Willke, Patrick Kwee, Frank Seifert, Maik Frede, " *Characterization and Stabilization of High-Power Solid-State Lasers*," in Advanced Solid-State Photonics 2007 Technical Digest (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007), MA5.

Maik Frede, Denis Freiburg, Ralf Wilhelm, Dietmar Kracht, " *High-power, direct upper laser level compared to traditionally Nd:YAG pumping*," in Advanced Solid-State Photonics 2007 Technical Digest (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007), MB20.

M. Hildebrandt, M. Frede, D. Kracht, " *Tunable single-frequency external-cavity diode laser ytterbium-doped fiber amplifier system*," in Advanced Solid-State Photonics 2007 Technical Digest (The Optical Society of America, Washington, DC, 2007), ME6.

# Lebenslauf

## Persönliche Angaben

---

Name: Maik Frede  
Geburtsdatum: 17.04.1973  
Geburtsort: Emsdetten

## Schulbildung

---

1979 - 1990 Allgemeinbildende Schulen Emsdetten  
1990 - 1994 Berufsschule Technische Schule Steinfurt  
1994 - 1995 Fachoberschule: Technische Schule Steinfurt

## Berufsausbildung

---

08/1990 - 01/1994 Berufsausbildung zum Energieelektroniker  
Fachrichtung: Betriebstechnik

## Berufspraxis

---

02/1994 - 08/1994 Facharbeiter im Steuerungsbau  
Tätigkeit : Prozessautomatisierung

## Hochschule

---

10/1995 - 09/2000 Fachhochschulstudium an der Fachhochschule Münster  
Fachbereich: Physikalische Technik  
Studienrichtung: Biomedizin Technik  
Diplomprüfung: Gesamtnote: gut  
Titel der Diplomarbeit: Aufbau eines Bestrahlungs- und Detektionssystems zur Untersuchung Laserinduzierter Mikroeffekte  
Ausgezeichnet mit dem Rektoratspreis der Fachhochschule Münster

## Wissenschaftliche Tätigkeit

---

03/1998 - 07/2000 Medizinisches Laserzentrum Lübeck  
Praxissemester und Diplomarbeit  
seit 02/2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e.V.

## Danksagung

*”Der Effekt der Raumstauchung ist so klein, dass man Gravitationswellen wohl nie beobachten wird”, Albert Einsteins Kommentar zu den von Ihm vorhergesagten Gravitationswellen.*

Das ehrgeizige Ziel Albert Einsteins Theorie dennoch zu bestätigen und Gravitationswellen nachzuweisen ist der unermüdlichen Arbeit von Herrn Prof. K. Danzmann und Herrn Prof. H. Welling zu verdanken. Ich danke meinen beiden Referenten für diesen Einsatz, die somit das interessante Feld der Gravitationswellen-Observation erst ermöglicht haben. Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. K. Danzmann möchte ich zusätzlich für das in mich gesetzte Vertrauen und seine stete Hilfsbereitschaft danken.

Für die Möglichkeit meinen eigenen Weg zu beschreiten und mich zu entwickeln danke ich Herrn Prof. Dr. C. Fallnich als Leiter der Laserentwicklung und Herrn Dr. D. Kracht, der mir im Weiteren das gleiche Vertrauen entgegenbrachte und mich tatkräftig bei der Finalisierung der Arbeit unterstützte.

Ich danke Herrn Dr. B. Willke für die stets konstruktiven und bereichernden Diskussionen und den freundschaftlichen Umgang, sowie seinem Team am Albert Einstein Institut für Gravitationswellenphysik für die Unterstützung bei der Injektionskopplung und Charakterisierung der Lasersysteme.

Den Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen der Arbeitsgruppe Solid-State Photonics danke ich für deren Unterstützung und insbesondere den Kollegen Herrn Dr. I. Zawischa und R. Wilhelm für Ihre immer offene Diskussionsbereitschaft.

Für die immer währende Unterstützung und Stärkung insbesondere bei meinen ersten Schritten in die Welt der Physik möchte ich mich herzlich bei meinen Eltern bedanken.

Schließlich möchte ich allen hier nicht persönlich genannten Menschen danken, die mich sowohl im privaten und beruflichen Bereich stets unterstützt haben, mir den Rücken frei gehalten haben und mich entbehren mussten, doch somit zum Erfolg dieser Arbeit maßgeblich beigetragen haben.

*...und so wird vielleicht doch in naher Zukunft ein völlig neuer ”Blick” ins Universum möglich...*