

Einfrequenzbetrieb von diodengepumpten
Nd:YAG-Hochleistungslasern in
Stab- und Slabgeometrie

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Stefan Knoke

geboren am 29.10.1966

in Neustadt a. Rbge.

1998

Referent: Prof. Dr. H. Welling
Koreferent: Prof. Dr. K. Danzmann
Tag der Promotion: 17.12.1998

Zusammenfassung

Stefan Knoke

Einfrequenzbetrieb von diodengepumpten
Nd:YAG-Hochleistungslasern in Stab- und Slabgeometrie

Schlagworte: Dioden-Pumpen, Nd:YAG-Laser, Einfrequenz-Betrieb

Laserstrahlung mit hoher Kohärenz und beugungsbegrenzter Strahlqualität erschließt eine Vielzahl von Anwendungsgebieten in der optischen Meßtechnik, in der Grundlagenforschung und im Bereich der nichtlinearen Frequenzkonversion. So werden einfrequente leistungsstarke Strahlungsquellen in Michelson Interferometern mit Armlängen von 300m bis 4km zum Nachweis von Gravitationswellen eingesetzt. Für spektroskopische Anwendungen sind kontinuierlich arbeitende, breitbandig abstimmbare Lichtquellen auf der Basis von optisch-parametrischen Prozessen von Interesse. Ihre effiziente Anregung wird erst durch einfrequente Pumpstrahlung ermöglicht, die es erlaubt, hohe räumliche und spektrale Leistungsdichten in nichtlinearen Materialien zu erzeugen.

Laserstrahlquellen mit Ausgangsleistungen jenseits von 10Watt bei Oszillation nur einer einzigen transversalen und longitudinalen Resonatormode stellen dabei eine besondere Herausforderung in der Laserentwicklung dar. Ziel dieser Arbeit war es, neue Konzepte für Nd:YAG-Laser zu erarbeiten, die hohe Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb erlauben und die prinzipiellen Leistungsgrenzen dieser Systeme aufzuzeigen. Zur Realisierung des Einfrequenzbetriebs von Nd:YAG-Hochleistungslasern wurde die Technik des Injection Locking angewendet. Dadurch war es möglich, die spektralen Eigenschaften eines leistungsschwächeren, hochstabilen Masterlasers auf Hochleistungslaser zu übertragen. Fasergekoppelte Diodenlaser ermöglichten eine sehr homogene Anregung der Nd:YAG-Laserkristalle. Da die Ausgangsleistung von Nd:YAG-Lasern in einer einzigen transversalen Mode durch Aberrationen der im Lasermedium thermisch induzierten Linse begrenzt wird, wurden Möglichkeit untersucht, thermooptische Effekte durch die Geometrie des Laserkristall und die Resonatorkonfiguration zu kompensieren. Neben der konventionellen zylindrischen Stabgeometrie wurden hierzu Slablaserkristalle mit quadratischem Querschnitt und einer internen Strahlführung auf einem Zick-Zack-Weg eingesetzt. Basierend auf den Untersuchungsergebnissen konnte die Ausgangsleistung von Nd:YAG-Lasern sowohl in Stab- wie auch in Slabgeometrie erstmalig auf über 20W im Einfrequenzbetrieb skaliert werden. Eine maximale einfrequente Ausgangsleistung von 45W wurde mit einem Nd:YAG-Stablaser-System demonstriert. Hierauf aufbauend konnten prinzipielle Leistungsgrenzen der Lasersysteme aufgezeigt werden.

Abstract

Stefan Knoke

Single-frequency operation of diode-pumped Nd:YAG high-power lasers
in rod and slab geometry

Key words: Diode-Pumping, Single-Frequency Operation, Nd:YAG Laser

Laser radiation of high coherence and with diffraction limited beam quality opens up many opportunities for applications in optic metrology, fundamental physics and nonlinear frequency conversion. Light sources with high single-frequency output powers are employed in large Michelson-type interferometers with arm lengths of 300 meters to 4 kilometers for the detection of gravitational waves. For spectroscopic applications broadband tunable continuous-wave light sources based on optical parametric processes are of interest. An efficient, narrow-band excitation of suitable solid-state materials is realized by single-frequency pump radiation, which allow for the generation of high spectral and spatial power densities in nonlinear crystals.

Laser light sources with output powers of more than 10 watts, oscillating in only one transversal and longitudinal mode are a great challenge in laser development. The scope of this work was therefore to develop new concepts for Nd:YAG-lasers, that can deliver high output powers in single-frequency operation and to show principal limits of these systems. The technique of injection locking was applied to realize single-frequency operation of Nd:YAG high-power lasers. In this way the spectral properties of a stable master laser of a lower output power could be transferred to high power lasers. Fiber-coupled diode lasers were chosen to achieve a homogeneous excitation of the Nd:YAG crystals. Due to the fact, that the output power in a single transverse and longitudinal mode is reduced by aberrations of the thermal lens, investigations in the compensation of the thermo-optical effects by the laser crystal geometry and the resonator configuration were performed. In addition to the conventional cylindrical rod geometry slab laser crystals with a square cross-section and an internal zig-zag-pass were investigated. Based on the results, the output power of Nd:YAG lasers both in rod and slab geometry could be scaled to more than 20W in single-frequency operation for the first time. A maximum output power of up to 45W was demonstrated with a Nd:YAG rod laser system. Finally principal power limitations of these laser systems could be determined.

Inhalt

| | |
|---|-----------|
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Grundlagen zum Einfrequenzbetrieb von Hochleistungslasern | 4 |
| 2.1 Diodengepumpte Nd:YAG-Hochleistungslaser | 5 |
| 2.1.1 Lasermedium | 5 |
| 2.1.2 Geometrien bei der Anregung mit Diodenlasern | 7 |
| 2.1.3 Spezifische thermooptische Eigenschaften | 9 |
| 2.1.4 Slab-Geometrie zur Kompensation thermooptischer Effekte | 14 |
| 2.2 Einfrequenzbetrieb durch Anwendung von Injection Locking | 20 |
| 2.2.1 Methoden zur Realisierung des Einfrequenzbetriebs | 20 |
| 2.2.2 Grundlagen des Injection Locking | 23 |
| 2.2.3 Theoretische Beschreibung | 24 |
| 2.2.4 Lasereigenschaften unter Injection Locking | 26 |
| 2.3 Frequenzstabilisierung von Hochleistungslasern | 29 |
| 2.3.1 Stabilisierungsverfahren..... | 29 |
| 2.3.2 Anwendung der Pound-Drever-Seitenbandtechnik..... | 31 |
| 2.3.3 Anforderungen an eine Rückkoppelelektronik | 37 |
| 2.4 Quellen des Intensitätsrauschens von Hochleistungslasern | 42 |
| 2.4.1 Quantenrauschen | 42 |
| 2.4.2 Quellen technischen Rauschens bei Hochleistungslasern..... | 43 |
| 2.4.3 Relaxationsozillationen | 45 |
| 2.4.4 Übertragung des Intensitätsrauschens beim Injection Locking | 47 |
| 2.4.5 Meßmethoden des Intensitätsrauschens | 53 |
| 3 Aufbau und Charakterisierung diodengepumpter Nd:YAG-Einfrequenzlaser | 56 |
| 3.1 Monolithischer Ringlaser als Masterszillator..... | 56 |
| 3.1.1 Grundlagen monolithischer Ringlaser und Laserkenndaten | 57 |
| 3.1.2 Rauscheigenschaften und Frequenzstabilität | 59 |
| 3.1.3 Aufbau zur Ankopplung eines Hochleistungslasers | 61 |

| | |
|--|------------|
| 3.2 Voruntersuchungen zum Injection Locking | 64 |
| 3.2.1 Anregung durch fasergekoppelte Diodenlaser | 64 |
| 3.2.2 Diodengepumpter Nd:YAG-Stablaser | 65 |
| 3.2.3 Anwendung dynamisch stabiler Ringresonatoren..... | 66 |
| 3.2.4 Einfrequenzbetrieb | 67 |
| 3.2.5 Schlußfolgerungen | 68 |
| 3.3 Aufbau diodengepumpter Nd:YAG-Slablaser | 69 |
| 3.3.1 Konzeptionierung und Aufbau von Pumpkavitäten für Nd:YAG-Slablaser..... | 70 |
| 3.3.2 Pumplichtverteilungen in den Slabkristallen | 72 |
| 3.3.3 Vergleich der Slabs im Hochleistungslaserbetrieb | 74 |
| 3.4 Injection Locking eines Slablasers mit gebrewstertem Kristall | 75 |
| 3.4.1 Untersuchung thermooptischer Eigenschaften..... | 75 |
| 3.4.2 Konzeption von Ringresonatoren..... | 81 |
| 3.4.3 Betrieb unter Injection Locking | 83 |
| 3.5 Injection Locking eines Slablasers mit quaderförmigem Kristall..... | 84 |
| 3.5.1 Untersuchung thermooptischer Eigenschaften..... | 85 |
| 3.5.2 Konzeption von Ringresonatoren..... | 87 |
| 3.5.3 Ergebnisse unter Injection Locking | 88 |
| 3.5.4 Vergleich und Bewertung der Slablaser-Konzepte..... | 88 |
| 3.6 Lasereigenschaften unter Injection Locking | 89 |
| 3.6.1 Einflüsse auf die Lockingbandbreite..... | 89 |
| 3.6.2 Frequenzdrift von Hochleistungslasern..... | 91 |
| 3.6.3 Intensitätsrauschen | 92 |
| 3.7 Experimentelle Leistungsskalierung eines Nd:YAG-Stablasersystems im Einfrequenzbetrieb | 94 |
| 3.7.1 Grenzen der Leistungsskalierung | 96 |
| 4 Zusammenfassung..... | 99 |
| 5 Anhang..... | 101 |
| 6 Literatur..... | 104 |

1 Einleitung

Die Lasermeßtechnik zeigte in den vergangenen Jahren eine stürmische Entwicklung. Zu vielen Fragestellungen in Forschung und Industrie stehen heute leistungsfähige Lasermeßverfahren zur Verfügung, deren Vorteile in einer berührungslosen und instantanen Messung liegen. Die überwiegende Zahl der Meß- und Prüfverfahren wie die Interferometrie, die Holographie oder die Speckle-Meßtechnik beruhen dabei auf dem Einsatz spektral schmalbandiger Laserstrahlung, die eine ausreichende räumliche oder zeitliche Kohärenz zeigt [DON93]. Diese läßt sich durch Laserstrahlquellen erzeugen, die im Einfrequenzbetrieb arbeiten.

Eine besondere meßtechnische Herausforderung in der Grundlagenforschung stellt der interferometrische Nachweis von Gravitationswellen dar. Dieser stellt höchste Anforderungen an eine einrequent arbeitende hochstabile Strahlquelle. In den derzeit weltweit im Aufbau befindlichen Gravitationswellendetektoren auf der Basis von Michelson-Interferometern mit Armlängen von 300 Metern bis 4 Kilometern werden Laserstrahlquellen eingesetzt, die im Einfrequenzbetrieb bei Ausgangsleistungen um 10W arbeiten. Um die Meßempfindlichkeit in zukünftigen Generationen von Gravitationswellendetektoren weiter erhöhen zu können, ist es notwendig Strahlquellen mit höheren Ausgangsleistungen zu entwickeln [LIG96]. Hierfür müssen heute die Grundlagen geschaffen und prinzipielle Leistungsgrenzen von Hochleistungslasern im Einfrequenzbetrieb erforscht werden.

Einfrequente Laserstrahlung mit beugungsbegrenzter Strahlqualität zeichnet sich zudem durch die Möglichkeit aus, höchste räumliche und spektrale Leistungsdichten zu erzeugen, so daß nichtlineare und parametrische Prozesse zur Konversion der Strahlung in andere Wellenlängenbereiche genutzt werden können. Auf der Basis eines im Einfrequenzbetrieb arbeitenden Nd:YAG-Lasers läßt sich somit eine schmalbandige, leistungsstarke und hochstabile Strahlquelle im sichtbaren Spektralbereich zur Verfügung stellen.

Jüngste Fortschritte bei der Entwicklung von quasi-phasenangepaßten Materialien ermöglichen es, die Anwendung nichtlinearer Prozesse zur Frequenzkonversion deutlich einfacher und effizienter zu gestalten. Für mit diesen Materialien aufgebaute „optische Synthesizer“ - dies sind sehr breitbandig abstimmbare, kontinuierlich arbeitende optisch-parametrische Oszillatoren - werden Pump Laser im Einfrequenzbetrieb benötigt [SCH97]. Eine hoher Wirkungsgrad dieser kontinuierlich arbeitenden Systeme wird durch eine resonante Leistungsüberhöhungen der optischen Pump- und Signalwelle erreicht.

Hohe Ausgangsleistungen mit einer schmalen Emissionslinienbreite sind dabei vornehmlich aus Lasern auf der Basis von Festkörpermaterialien zu erwarten. Festkörperlaser zeichnen sich gegenüber anderen Lasertypen wie Gaslasern oder Farbstofflasern durch eine hohe Verstärkung und eine intrinsisch hohe Stabilität aus, da eine Eigendynamik des Lasermediums vermieden wird.

Eine hohe Leistungsstabilität von Festkörperlasern wird wesentlich durch den Einsatz einer rauscharmen Anregungslichtquelle begünstigt. Hierfür stehen seit einigen Jahren leistungsstarke und effiziente Diodenlaser zur Verfügung. Da das Emissionsspektrum von Diodenlasern im Gegensatz zu dem von konventionell eingesetzten Entladungslampen sehr viel schmalbandiger ist und sich für eine effiziente Anregung in der Wellenlänge abstimmen läßt, wird der Wärmeeintrag ins Lasermedium minimiert. Die vergleichsweise geringeren thermischen Effekte diodengepumpter Festkörperlaser erlauben damit potentiell höhere Ausgangsleistungen sowohl im transversalen Grundmode- wie auch im Einfrequenzbetrieb.

Das Lasermaterial Nd:YAG zeichnet sich aufgrund seiner laserphysikalischen Eigenschaften wie beispielsweise die gute Wärmeleitung des Wirtmediums, eine hohe Verstärkung mit homogen verbreitertem Profil und eine hohe Pumpeffizienz besonders für hohe Ausgangsleistungen im kontinuierlichen Laserbetrieb aus. Die Ausnutzung eines Vier-Niveau-Schemas bei der Laserwellenlänge 1064nm ermöglicht dabei geringe Schwellpumpleistungen und einen temperaturunabhängigen Wirkungsgrad, was für einen Hochleistungs-Laserbetrieb von besonderer Bedeutung ist.

Nd:YAG-Lasersysteme mit einfrequenter Emission im Leistungsbereich von bis zu zwei Watt sind kommerziell erhältlich [INN98]. Um höhere Ausgangsleistungen mit vergleichbaren spektralen Strahleigenschaften zu erzeugen, muß die Technik des Injection Lockings angewendet werden. Dabei wird Laserstrahlung eines hochstabilen, schmalbandigen Systems geringer Ausgangsleistung in den Ringresonator eines in der transversalen Grundmode arbeitenden Hochleistungslasers injiziert. Die dann auftretende Ankopplung führt zu einer Übertragung der spektralen Eigenschaften auf den Hochleistungslaser, so daß durch diesen die prinzipiellen Leistungsgrenzen bestimmt werden.

Zu Beginn dieser Arbeit existierten Nd:YAG-Stablasers, die eine kontinuierliche Ausgangsleistung von bis zu 20W im Einfrequenzbetrieb lieferten.

Starke thermooptischen Effekte verhinderten bei diesen Systemen jedoch, daß das Potential von Festkörperlasern zur Erzeugung einfrequenter Laserstrahlung voll genutzt werden konnte. Unter dem Einfluß hoher Pumpleistungen zeigten die Laserstäbe starke thermische Brechkräfte, so daß die Stabilitätsgrenze der Grundmode-Resonatoren erreicht wurde. Zudem mußte bei diesen Systemen die Pumpstrahlung jedes einzelnen Diodenlasers mittels einer justierempfindlichen Koppeloptik in den Laserkristall abgebildet werden, wodurch Abweichungen von einer homogenen Anregung und somit nachteilige Abbildungsfehler der thermischen Linse unvermeidbar waren. Diese kurz-brennweitige, aberrative Linsenwirkung war schließlich für eine Limitierung der Ausgangsleistung und Stabilität der Lasersysteme bei Oszillation in einer einzigen transversalen und longitudinalen Mode verantwortlich.

Unabhängig hiervon hatten experimentelle und theoretische Arbeiten gezeigt, daß es einen maximalen förderlichen Modenradius im Stabkristall gibt, der im Einfrequenzbetrieb nicht überschritten werden kann [MUR89]. Eine Vergrößerung des Stabdurchmessers ist somit zwar prinzipiell geeignet, die thermische Brechkraft des Laserstabs bei vergleichbarer Pumpleistung zu

reduzieren, stellt jedoch keinen Lösungsansatz für eine Skalierung dar. Durch die Obergrenze des Modenradius kann das zur Verfügung stehende Inversionsvolumen bei großen Stabdurchmessern dann nur unzureichend genutzt werden.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es somit, neue Lösungen für die Anregung und die Geometrie von Nd:YAG-Lasern zu finden, die sowohl die Brechkraft wie auch die Abbildungsfehler der induzierten thermischen Linse des Laserkristalls minimieren und durch Anwendung optimierter Resonatorkonzepte eine Skalierung der Ausgangsleistung von stabilen Nd:YAG-Lasern im Einfrequenzbetrieb ermöglichen.

Eine wichtige Aufgabe besteht dabei zunächst darin, eine perfekt homogene Anregung der Laserkristalle zu realisieren. Dies läßt sich nur durch den Einsatz fasergekoppelter Diodenlaser erreichen, die eine sehr symmetrische Pumplichtemission aufweisen. Für die exakte Festlegung der Pumpanordnungen ist es dabei jeweils notwendig, vorab detaillierte theoretische Simulationen der transversalen Anregung durchzuführen und die realisierten Pumplichtverteilungen im Experiment zu überprüfen.

Basierend auf der Möglichkeit, die Nd:YAG-Laserkristalle homogen anregen zu können, sollen erstmals die grundlegenden Vor- und Nachteile unterschiedlicher Kristallgeometrien für die Erzeugung hoher Einfrequenzleistungen geklärt werden. Dazu werden aussichtsreiche Konzepte sowohl in der zylindrischen Stabgeometrie wie auch der quaderförmigen Slabgeometrie unter Beachtung der spezifischen thermooptischen Effekte entwickelt und systematisch optimiert.

Die Slabgeometrie ermöglicht eine Kompensation der thermischen Linsenwirkung durch einen Zick-Zack-Strahlengang durch den Kristall, wenn Vorgaben für die thermischen Randbedingung der Kristalle eingehalten werden. Hierfür müssen spezielle Pumpkammern entwickelt und die Realisierung der Vorgaben verifiziert werden. Um den Beitrag von Endeffekten zu den thermooptischen Eigenschaften von gebrewsterten Slabs zu klären, ist es zudem notwendig, Kristalle mit und ohne Brewsterendflächen unter identischen Bedingungen miteinander zu vergleichen.

Bei Nd:YAG-Laser in Stabgeometrie können die Abbildungsfehler der thermischen Linse durch eine vollständig rotationssymmetrische Anregung sowie die Optimierung der Dotierungskonzentration des Kristall minimiert werden. Für einen stabilen Einfrequenzbetrieb unter dem Einfluß vergleichsweise hoher pumpleistungsabhängiger Brechkräfte müssen zudem Ringresonatoren mit dynamisch stabilen Eigenschaften berechnet und eingesetzt werden.

Durch die Umsetzung und Optimierung dieser Konzepte sollten die Parameter für einen optimalen Einfrequenz-Laserbetrieb von Nd:YAG-Hochleistungslasern charakterisiert werden können und erstmalig Ausgangsleistungen von deutlich über 20W erreichbar sein.

Als ein interessanter Teilaspekt kann an diesen Systemen die Übertragung charakteristischer Lasereigenschaften beim Injection Locking im Hochleistungsbetrieb untersucht werden.

Auf der Basis der erarbeiteten Ergebnisse können abschließend Möglichkeiten zu einer weiteren Leistungsskalierung von Nd:YAG-Lasern im Einfrequenzbetrieb eruiert und prinzipielle Leistungsgrenzen aufgezeigt werden.

2 Grundlagen zum Einfrequenzbetrieb von Hochleistungslasern

Für den Einfrequenzbetrieb mit hohen kontinuierlichen Laserausgangsleistungen wird ein Lasermedium mit hoher effektiver Verstärkung bei geringer spektrale Bandbreite benötigt. Festkörperlaser auf der Basis aktiver Ionen der Seltenen Erden bieten aufgrund ihrer scharfen Übergänge und metastabilen oberen Laserniveaus ideale Eigenschaften. Für die vorliegende Arbeit wurde aus dieser Gruppe das Lasermaterial Nd:YAG ausgewählt, das eine homogene Linienverbreiterung und ein Vier-Niveau-Schema für den stärksten Übergang bei einer Wellenlänge von 1064nm aufweist. Der Laserbetrieb auf dieser dominierenden Linie ermöglicht hohe Effizienzen, insbesondere wenn zur Anregung schmalbandig emittierende Diodenlaser eingesetzt werden. In Festkörper-Lasermaterialien induziert der Pumpprozess stets thermische Effekte, deren optische Auswirkungen auf den Laserbetrieb eine entscheidende Bedeutung zukommt. Aus diesem Grund war es zunächst notwendig, thermooptische Effekte, wie sie in Laserstäben auftreten, theoretisch zu analysieren. Als eine Alternative zur Stabgeometrie des Laserkristall verspricht die rechteckige Slabgeometrie kompensatorische Eigenschaften bezüglich thermooptischer Effekte, die diskutiert werden. Der Einfrequenzbetrieb eines Lasersystems läßt sich erzwingen, indem Verfahren angewendet werden, die Oszillationen auf mehreren Moden verhindern. Während es stets notwendig ist, höhere transversale Moden durch Verluste zu unterdrücken, gibt es verschiedene Möglichkeiten, den Laserbetrieb auf nur einer longitudinalen Mode zu realisieren. Die Anwendung des Injection Lockings bietet gegenüber anderen Verfahren den Vorteil, einen Einfrequenzbetrieb höchster Effizienz zu realisieren, ohne durch zusätzliche Resonatorelemente höhere Verluste einführen zu müssen. Es zeichnet sich zudem durch die Möglichkeit aus, hervorragende spektrale Eigenschaften, wie sie hochstabile monolithische Nd:YAG-Laser mit geringeren Ausgangsleistungen bieten, auf einen Hochleistungslaser zu übertragen. Dabei wird für eine stabile Ankopplung an die Referenz ein Regelungssystem zur aktiven Frequenzkontrolle benötigt, das den starken Frequenzfluktuationen des Lasers unter dem Einfluß hoher Pumpleistungen durch eine Nachführung der Resonatorlänge entgegenwirkt. Es muß also zunächst ein Stabilisierungsverfahren ausgewählt werden, das unempfindlich gegenüber Leistungsfluktuationen und einer Depolarisation der Laserstrahlung im Hochleistungs-Resonator reagiert. Die Analyse der auftretenden Störgrößen und der Eigenschaften einsetzbarer Stellelemente ermöglicht es, eine hierauf abgestimmte Rückkoppelelektronik zu konzipieren, die eine schnelle und zuverlässige Kontrolle der Laserfrequenz mittels Piezo-Spiegeltranslatoren ermöglicht. Die Leistungsstabilität eines frei oszillierenden Festkörperlaser wird u.a. durch das Quantenrauschen, durch technische Rauschquellen und sogenannte resonante Relaxationsoszillationen geprägt. Beim Injection Locking tritt zusätzlich eine Abhängigkeit von den Rauscheigenschaften der in den Hochleistungslaser eingekoppelten Referenzstrahlung auf. Eine theoretische Analyse der Übertragung einzelner Rauschkomponenten ermöglicht es dabei, Aufschluß über die laserphysikalischen Prozesse beim Ankoppelvorgang zu bekommen. Auf der Basis dieser

Grundlagen können anschließend experimentelle Untersuchungen zum Einfrequenzbetrieb von Nd:YAG-Hochleistungslasern auf der Basis unterschiedlicher Kristallgeometrien durchgeführt werden.

2.1 Diodengepumpte Nd:YAG-Hochleistungslaser

Festkörperlaser auf der Basis des Materials Nd:YAG zeichnen sich durch besonders günstige thermische und optische Eigenschaften aus. Zudem existieren Konzepte sowohl für hochstabile monolithische Systeme mit geringen bis mittleren Ausgangsleistungen, wie sie für meßtechnische Anwendungen interessant sind [CZA95], wie auch für Hochleistungssysteme mit Ausgangsleistungen im Bereich mehrerer hundert Watt [SCH98], so daß Aufbauten von Hochleistungslasern mit einfrequenter Emission unter Ausnutzung der Technik des Injection Lockings möglich werden. Jüngere Entwicklungen bei den Hochleistungsdiodenlasern ermöglichen inzwischen die Substitution von Entladungslampen als Anregungsquelle auch in Hochleistungssystemen. Aufgrund der effizienteren Anregung können so negative thermische Effekte im Lasermaterial reduziert und damit die bisherigen Leistungsgrenzen konventionell angeregter Systeme im transversalen Grundmode- und Einmoden-Betrieb übertroffen werden .

2.1.1 Lasermedium

Der Neodymium-dotierte Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) stellt das heute meistverwendete Festkörperlasermaterial dar. Die Kombination einer Vielzahl günstiger laserphysikalischer Eigenschaften dieses Materials, die im folgenden angesprochen werden, ist dafür verantwortlich, daß Nd:YAG-Laser einen weitreichenden Einsatz in Wissenschaft und Industrie gefunden haben. Erstmals wurde die Laseraktivität des Materials 1964 von J.E. Geusic und Mitarbeitern beobachtet [GEU64]. Seitdem wurde kontinuierlich daran gearbeitet, die Ausgangsleistung, Effizienz und Strahlqualität von Nd:YAG-Lasern zu verbessern, wobei insbesondere die Bereitstellung von Hochleistungsdiodenlasern als Anregungsquelle neue Aspekte der Laserentwicklung aufgeworfen hat. Der Wirtskristall Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) ist ein optisch isotroper, im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich (bis zu Wellenlängen von etwa $4\mu\text{m}$) transparenter Kristall kubischer Struktur mit hoher mechanischer Härte. Die Herstellung erfolgt meist nach dem durch Czochralski eingeführten Verfahren durch das Ziehen eines zylinderförmigen Einkristalls („Boule“) in Richtung der [111]-Kristallachse aus der Schmelze, da so höchste Aufwachsrate erzielt werden. Jüngere Entwicklungen konnten zeigen, daß das Aufwachsen der Kristalle in Richtung der [100]-Achse nach der sogenannten „flat interface“-Technologie Vorteile in Bezug auf eine geringe Phasenfrontdeformation der entlang dieser Achse propagierenden Laserstrahlung haben kann. Nach diesem Verfahren hergestellte Stabkristalle sind damit für die Erzeugung hoher Grundmodeleistungen von besonderem Interesse. Langjährige Erfahrungen und gute Beherrschung des Kristallwachstumsprozesses ermöglichen heute die Herstellung optisch sehr hochwertiger Einkristalle mit

geringer Streuzentrendichte und damit intrinsischen Verlusten. Eine hohe mechanische Härte erlaubt die Ausführung von hochwertigsten Polituren der Laseroberflächen.

Die vergleichsweise hohe und zudem in den Kristallrichtungen isotrope Wärmeleitfähigkeit prädestiniert diesen Wirtskristall für die Anwendungen in Lasern mit hohen Ausgangsleistungen gerade im kontinuierlichen Betrieb. Bei der Dotierung von YAG mit Neodym erfolgt eine Substitution eines Teils der Y^{3+} -Ionen im kubischen Kristallgitter durch die im Radius um etwa 3% größeren Nd^{3+} -Ionen. Dieser Größenunterschied limitiert die für den Laserbetrieb förderliche Dotierungskonzentration. Es kommt zu konzentrationsabhängigen Spannungen im Kristallgitter, die oberhalb von etwa 1,5% die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus merklich reduzieren und Energie-Relaxationen zwischen benachbarten Ionen verursachen. Neodym gehört als aktives Ion zu der Gruppe der Lanthanoide und hat die Elektronenkonfiguration $[Kr] 4d^{10} 4f^3 5s^2 5p^6$, somit finden alle für die Lasertätigkeit relevanten Übergänge zwischen Niveaus der 4f-Schale statt, die durch die 5s- und 5p-Orbitale teilweise abgeschirmt sind. Eine Restwechselwirkung mit den Kristallfeldern durchbricht allerdings das Paritätsverbot einzelner Dipolübergänge und bedingt damit das für eine einfache Inversionserzeugung günstige Auftreten von metastabilen Energieniveaus. Die Gesamtheit der Energierterme ergibt sich durch die Russel-Saunders-Kopplung des Gesamtdrehimpulses L mit dem Gesamtspin S und die weitere Aufspaltung der Drehimpulsterme durch die Kristallfelder in $(J+1/2)$ zweifach entartete Stark-Niveaus. J bezeichnet hierbei den Gesamtdrehimpuls. Eine Übersicht zeigt das Energiediagramm in Abb. 2.1.1.

Eine effiziente Anregung des Materials mit einem geringen Quantendefekt kann im Wellenlängenbereich um 800nm erfolgen, wobei eine Absorption der Pumpstrahlung in den $^4F_{5/2}$ - und $^4H_{9/2}$ -Niveaus und eine schnelle Relaxation innerhalb von wenigen Nanosekunden ins metastabile obere Laserniveau $^4F_{3/2}$ erfolgt. Die Quanteneffizienz für diesen Prozeß liegt bei 99,5%. Da hier schmalbandige, abstimmbare GaAlAs-Diodenlaser zur Verfügung stehen, lassen sich hohe

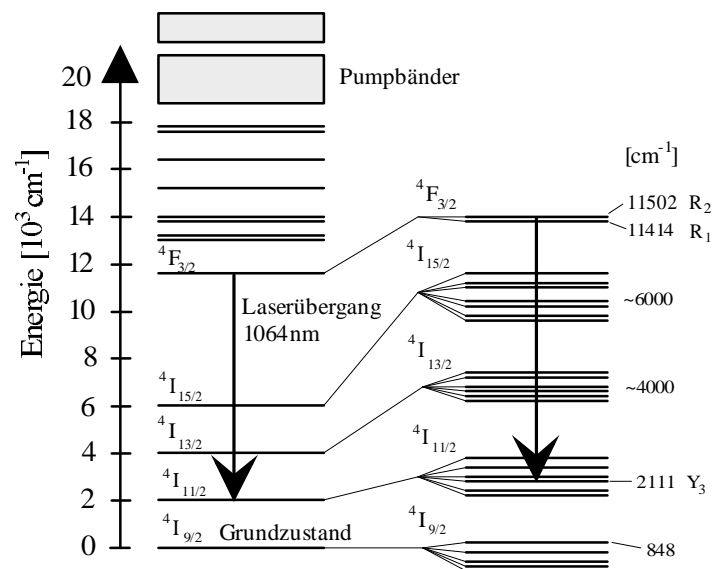


Abb. 2.1.1: Energiediagramm von Nd:YAG

Absorptionskoeffizienten mit charakteristischen Absorptionslängen von wenigen Millimetern erzielen. Der bei Raumtemperatur dominierende Laserübergang bei einer Wellenlänge von 1064,2nm führt vom $^4F_{3/2}$ -Niveau (R_2 -Komponente) zum $^4I_{11/2}$ -Niveau (Y_3 -Komponente), von wo die Besetzung schnell strahlungslos in den Grundzustand relaxiert. Der energetische Abstand des unteren Laserniveaus zum Grundzustand beträgt 2111cm^{-1} , so daß im Laserbetrieb, bei dem die Temperatur auf Werte unterhalb von 100°C beschränkt bleibt, keine merkliche Besetzung auftritt. Der Vorteil dieses echten Vier-Niveau-Systems liegt somit bei

geringen Schwellpumpleistungen und geringen Abhängigkeiten der laserrelevanten Parameter von der Temperatur.

Neben dem dominierenden Übergang zum $^4I_{11/2}$ -Niveau(Y_3) wurde Laseroszillation zu nahezu allen übrigen Unterniveaus der $^4I_{9/2}$ -, $^4I_{11/2}$ - und $^4I_{13/2}$ -Multipletts im Wellenlängenbereich von 870nm bis 1440nm realisiert. Aufgrund der höchsten Effizienz beschränken sich die Untersuchungen in dieser Arbeit auf den Übergang bei 1064,2nm. Eine Tabelle mit den relevanten physikalischen Eigenschaften und den Kenndaten des dominierenden Laserübergangs befindet sich im Anhang.

2.1.2 Geometrien bei der Anregung mit Diodenlasern

Der Einsatz von Hochleistungsdiodenlasern auf der Basis des Halbleitermaterials GaAlAs ermöglicht eine sehr schmalbandige und auf die stärkste Absorptionslinie von Nd:YAG bei 808 nm abgestimmte Anregung. Damit sind hohe Absorptionskoeffizienten von $> 3 \text{ cm}^{-1}$ möglich, die geringe Abmessungen des Laserkristalls erfordern und somit kompakte Laseraufbauten ermöglichen. Im Vergleich zu der spektral breitbandigen Anregung mit Edelgas-Entladungslampen wird der Wärmeeintrag ins Lasermedium reduziert, da nur eine Absorptionslinie mit vergleichsweise geringem Quantendefekt und hoher Quanteneffizienz gepumpt wird (s.o.). Für den Aufbau von diodengepumpten Nd:YAG-Lasern lassen sich prinzipiell die folgenden Anregungsgeometrien unterscheiden:

- longitudinale, modenselektive Anregung für Systeme mit geringen bis mittleren Leistungen
- longitudinale Anregung mit einer internen Wellenleitung der Pumpstrahlung im Kristall für Systeme höherer Leistung
- transversale Anregung für Systeme höherer Leistung

Im folgenden werden die Vor- und Nachteile der einzelnen Konzepte bei der Erzeugung von Grundmode-Strahlung hoher Leistung kurz dargelegt und die Wahl der transversalen Anregungsgeometrie für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Hochleistungssysteme erläutert.

Bei der longitudinalen Anregung wird entlang der Propagationsrichtung der Laserstrahlung gepumpt. Es besteht hier die Möglichkeit, gezielt in das Volumen der im Laserbetrieb gewünschten (zentralen) Resonatormode zu pumpen, um diese durch die selektiv erzeugte Inversionsverteilung im Lasermedium zu begünstigen. Ein stabiler Grundmodebetrieb läßt sich so ohne zusätzliche Resonatoraperturen erreichen. Die modenselektive Anregung setzt aufgrund der vergleichsweise höheren Divergenz der Diodenlaserstrahlung kurze Absorptionslängen im Medium voraus, um das anzuregende Modenvolumen nicht zu verlassen. Da somit die eingebrachte Pumpleistung in einem vergleichsweise kleinen Volumen nahe der Endfläche des Laserkristalls absorbiert wird, tritt hier eine hohe thermische Belastung auf, die die maximale Leistung begrenzt. Theoretischen Berechnungen zufolge ist die Pumpleistung pro Endfläche eines Nd:YAG-Stabes auf etwa 50W limitiert [TID92].

Sollen höhere Pumpleistungen eingesetzt werden, so ist also keine modenselektive Anregung mehr möglich und für die Absorption der Diodenlaserstrahlung wird nahezu das gesamte Kristallvolumen genutzt.

Ein erst in den letzten Jahren verfolgtes Konzept in ebenfalls longitudinaler Anregungsgeometrie nutzt die Wellenleitereigenschaft des Laserkristalls aus [BEA93]. Die Pumpstrahlung wird durch eine Endfläche eingekoppelt und dann aufgrund von Totalreflexionen an der polierten Mantelfläche im Kristall geführt. Durch eine geeignete Wahl der Dotierungskonzentration und Pumpwellenlänge („wing pumping“) läßt sich die Absorptionslänge so einstellen, daß sie die Größenordnung der Kristalllänge erreicht und so die lokale thermische Belastung im Bereich der Endfläche reduziert. Das Konzept erlaubt prinzipiell eine über den Kristallquerschnitt sehr homogene Anregung. Die Anordnung der Pumpoptik nahe einer Kristallendfläche wirkt sich jedoch einschränkend auf die möglichen Resonatorkonfigurationen aus. Werden zur Realisierung des Einfrequenzbetrieb des Festkörperlasers Ringresonatoren eingesetzt, die das Spatial Hole Burning (vgl. nächstes Kapitel) im Lasermedium vermeiden, so führt diese Pumpgeometrie prinzipbedingt zu komplexeren Aufbauten.

Einfachere Resonatorkonfigurationen und geringere Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpquelle sind Vorteile der transversalen Anregungsgeometrie. Die weitreichende Leistungskalierung des Lasersystems zu sehr hohen Pumpleistungen ist über die Kristalllänge möglich. Diese Eigenschaften zeichnen die transversale Anregungsgeometrie für den Aufbau von Lasersysteme mit hohen Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb aus, wie sie im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurden. Eine entscheidende Bedeutung bekommt dabei die gezielte Einstellung eines homogenen Absorptionsprofils im Kristall zur Reduktion thermisch induzierter Effekte bei hohen Anregungsleistungen. Die Anwendung von Pumplichtreflektoren erlaubt eine weitere Steigerung der Homogenität und Effizienz der Anregung durch die Absorption der Diodenlaserstrahlung in einem mehrfachen Kristalldurchgang. Bei der transversalen Anregungsgeometrie läßt sich ein effizienter TEM₀₀-Laserbetriebs realisieren, wenn der Modendurchmessers an den Querschnitt des Kristalls angepaßt wird. Moden höherer Ordnung werden dann durch große Beugungsverluste zuverlässig unterdrückt.

Bei der Auswahl der Anregungsquelle wurden fasergekoppelte Diodenlaser gegenüber einer direkten Anwendung von Diodenlasern bevorzugt, da sie eine höhere Anregungsdichte und eine in weiten Grenzen freie Modellierung des Pumplichtprofils erlauben. Die geringeren Abmessungen der Pumpfasern gegenüber den Diodenlaserwärmesenken bei einer direkten Anregung ermöglichen geometrisch höhere Packungsdichten bei der Pumplichtquelle. Ein gewünschtes Pumplichtprofil läßt sich in einfacher Weise im voraus berechnen und gezielt einstellen, da alle eingesetzten fasergekoppelten Diodenlaser über ein identisches, sehr symmetrisches Strahlprofil verfügen. Damit sind diese Aufbauten besonders geeignet thermooptische Effekte in Nd:YAG-Kristallen bei hohen Anregungsdichten gezielt zu reduzieren, um hohe Ausgangsleistungen im transversalen Grundmodebetrieb realisieren zu können.

2.1.3 Spezifische thermooptische Eigenschaften

2.1.3.1 Wärmeeintrag ins Lasermedium

Bei der optischen Anregung des Lasermaterials führt stets ein Teil der absorbierten Pumpleistung zu einer Aufheizung des Kristalls. Dieser Anteil wird zusammenfassend als Heizwirkungsgrad bezeichnet und hängt von materialspezifischen Eigenschaften und vom Spektrum der Anregungsquelle ab. Bei Nd:YAG-Lasern, die durch spektral schmalbandige Diodenlaser auf ihrer Hauptabsorptionslinie bei 808nm angeregt werden, liegt der Heizwirkungsgrad je nach den konkreten Randbedingungen bei 25-40% [FAN93]. Im wesentlichen tragen drei Effekte zur Erwärmung des Materials bei:

- Stokes- oder Quantendefekt zwischen Pump- und Laserübergang
- Strahlungslose Übergänge aus dem oberen Laserniveau
- Bypass-Relaxationen in den Grundzustand

Den wichtigsten Beitrag liefert mit einem Anteil von 24% der Stokes-Defekt, also die energetische Differenz zwischen Pump- und Laserphoton. Dabei führt die Relaxation vom oberen Pumpniveau ins obere Laserniveau bzw. vom unteren Laserniveau in den Grundzustand zu einem Energieübertrag an das Kristallgitter. Weitere Beiträge liefern strahlungslose Übergänge, die das obere Laserniveau unter direkter Energieabgabe an das Gitter entvölkern. Ihre Wahrscheinlichkeit ist durch die Dotierungskonzentration und die Fehlstellendichte im Kristall bestimmt. Da der Anregungswirkungsgrad von Nd:YAG mit 99,5% sehr hoch ist, können sogenannte Bypass-Relaxationen, die ohne eine Besetzung des oberen Laserzustands direkt in den Grundzustand führen, bei den Beiträgen zur Kristallaufheizung praktisch vernachlässigt werden.

2.1.3.2 Thermische Effekte

Die optische Anregung des Festkörperlasermaterials erzeugt nach den obigen Betrachtungen stets Wärme im Volumen des Laserkristalls. Da eine Kühlung nur an der Oberfläche des Kristalls erfolgen kann, stellt sich ein Wärmestrom ein, der für den Abtransport der thermischen Energie aus dem Volumen sorgt. Bei einer zeitlich konstanten Anregung und Kühlung führt dies zu einem stationären Temperaturprofil, wobei maximale Temperaturen im Kristallinnern erreicht werden. Die Ausbildung dieses Profils wird durch die stationäre Wärmeleitungsgleichung

$$\nabla(k(T) \cdot \nabla T(x, y, z)) = - Q(x, y, z) \quad \text{Gl. 2.1.1}$$

beschrieben, wobei der lokale Wärmeeintrag $Q(x, y, z)$ und die Wärmeleitfähigkeit $k(T)$ des Lasermediums eingehen. Für YAG zeigt die Wärmeleitfähigkeit eine geringe Temperaturabhängigkeit in der Form $k(T) = (3900 / T) \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [HOD93], für typische Kristalltemperaturen um 25°C kann k durch den festen Wert $13 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ genähert werden. Die Kühlung der Oberfläche O gibt eine thermische Randbedingung vor und wird durch Newtons Wärmetransportgleichung beschrieben:

$$k \left. \frac{\partial T}{\partial \hat{n}} \right|_o = \lambda_K (T_K - T|_o) \quad \text{Gl. 2.1.2}$$

Darin bezeichnet T_K die Kühlmitteltemperatur, λ_K ist ein Wärmeübergangskoeffizient. Für die Kühlung durch eine turbulent strömende Flüssigkeit läßt sich λ_K nach Referenz [HSU63] aus den geometrischen Abmessungen des Kristalls sowie der Reynolds- und Prandl-Zahl der Flüssigkeitsströmung abschätzen und liegt für typische Bedingungen der Kühlung von Laserkristallen mit Wasser in der Größenordnung $\lambda_K \approx 1 \text{ Wcm}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

Mit Hilfe der obigen Gleichungen ist es allgemein möglich, die Temperaturverteilung in Nd:YAG-Laserkristallen zu bestimmen. Für den idealisierten Fall einer homogenen Anregung und fester Wärmeleitfähigkeit findet man hierfür analytische Lösungen. Allerdings muß in allgemeineren Fällen die Temperaturverteilung numerisch bestimmt werden. Inhomogenitäten der Anregung führen im allgemeinen zu stärkeren thermisch induzierten Effekten im Laserkristall (vgl. den nächsten Abschnitt) und die erzeugten Aberrationen begrenzen die Ausgangsleistung des Lasers insbesondere im transversalen Grundmode- bzw. im Einmoden-Betrieb. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit versucht, eine weitestgehend homogene Anregung zu realisieren, so daß die analytischen Lösungen der Wärmeleitungsgleichung eine gute Abschätzung darstellen. Konkret gilt für die Temperaturverteilung in Kristallen mit zylindrischer Stabgeometrie und dem Radius r_S [KOE92]:

$$T_{\text{hom}}(r) = T_K + \frac{Q r_S}{2\lambda_K} + \frac{Q}{4k} (r_S^2 - r^2) \quad \text{Gl. 2.1.3}$$

Aus Symmetriegründen verschwindet eine azimutale Abhängigkeit und die Temperatur hängt in quadratischer Weise nur von der Radialkoordinate ab. Es folgt somit ein **parabolisches Temperaturprofil**. Die auftretenden Temperaturgradienten haben eine unterschiedliche Ausdehnung der zentralen und oberflächennahen Volumenbereiche eines Kristalls zur Folge. Die hierdurch induzierten mechanischen Spannungen im Laserkristall können durch eine allgemeine Form des Hookschen Gesetzes aus der Temperaturverteilung erhalten werden. Dabei genügt bei der transversalen Anregung im allgemeinen eine zweidimensionale Beschreibung unter Vernachlässigung von axialen Scherspannungen, da diese keinen nennenswerten Beitrag zur Spannungsverteilung liefern. Für die Berechnung der Spannungen erweist es sich als günstig, eine sogenannte Airy-Potentialfunktion $\phi(x,y)$ einzuführen [EGG84], die die folgenden Zusammenhänge mit den Komponenten des Spannungstensors σ erfüllt:

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \quad \text{Gl. 2.1.4}$$

Die Lösungen der Spannungsverteilung lassen sich mit Hilfe der biharmonischen Gleichung finden, welche die Funktion $\phi(x,y)$ mit der Temperaturverteilung $T(x,y)$ verknüpft:

$$\left(\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right) \phi(x,y) + \frac{E \alpha_T}{(1-\nu)} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) T(x,y) = 0 \quad \text{Gl. 2.1.5}$$

E , ν und α_T bezeichnen das Elastizitätsmodul, die Poisson-Zahl und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Lasermediums, sind also Materialkonstanten.

Liegt in einem Laserstab die in Gl. 2.1.3 angegebene parabolische Temperaturverteilung vor, so folgen aus Gl. 2.1.5 für die Hauptspannungs-Komponenten die analytischen Lösungen in zylindrischen Koordinaten:

$$\sigma_{rr}(r) = \frac{Q}{16M_S} (r^2 - r_S^2) \quad \text{Gl. 2.1.6}$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r) = \frac{Q}{16M_S} (3r^2 - r_S^2) \quad \text{Gl. 2.1.7}$$

$$\sigma_{zz}(r) = \frac{Q}{8M_S} (2r^2 - r_S^2) \quad \text{Gl. 2.1.8}$$

$$\sigma_{r\varphi} = 0, \quad M_S = \frac{(1-\nu)k}{E\alpha_T} \quad \text{Gl. 2.1.9}$$

Es zeigt sich also, daß bei zylindrischer Stabgeometrie nur Hauptspannungen mit ebenfalls parabolischem Verlauf auftreten. Die Unterschiede in der radialen und azimutalen Richtung bilden die Ursache der transversal doppelbrechenden Eigenschaft von Laserkristallen in Stabgeometrie.

2.1.3.3 Thermooptische Auswirkungen

Wie in Kapitel 2.1.1 dargelegt wurde, ist der Wirtskristall YAG ohne äußere Einwirkungen optisch homogen und isotrop. Temperaturgradienten aufgrund einer Wärmebelastung führen jedoch zu Volumenausdehnungen und mechanischen Spannungen im Kristall, die die Isotropie zerstören. Durch die Abhängigkeiten des Brechungsindex von der Temperatur und von Spannungen führt die inhomogene Temperaturverteilung zu einem räumlich variierenden Brechungsindexprofil. Strahlung erfährt somit beim Durchtritt durch den Laserkristall eine unterschiedliche Phasenverzögerung, die vom genauen Weg durch den Kristall und ihrem Polarisationszustand abhängt. Die Phasenfronten der Strahlung werden dadurch zusätzlich gekrümmt, was der Wirkung einer optischen Linse entspricht. Man kann diese **thermische Linsenwirkung** auch anschaulich als optische

Weglängendifferenz („optical path difference“, OPD) zwischen Referenzstrahlen auf verschiedenen Wegen durch den Kristall beschreiben. Für die reine Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex gilt:

$$n(\vec{r}) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(\vec{r}) - T_0) \quad \text{Gl. 2.1.10}$$

Unter der Voraussetzung einer homogenen Anregung kann man aus dem in Gl. 2.1.3 angegebenen radial parabolischen Temperaturprofil das resultierende Brechungsindexprofil ableiten:

$$n^{\text{hom}}(r) = n_0 - \frac{Q}{4k} \frac{\partial n}{\partial T} r^2 \quad \text{Gl. 2.1.11}$$

Die quadratische Abhängigkeit des Brechungsindex vom Radius entspricht gerade einer Gradientenindexlinse, deren Brechkraft als negative zweifache Ableitung des optischen Weges $OPD = n L_p$ definiert ist, wenn L_p ihre Länge angibt.

$$\text{Thermische Brechkraft} \quad D^{\text{hom}} = -\frac{d^2}{dr^2} OPD^{\text{hom}} = \frac{Q}{2k} \frac{\partial n}{\partial T} L_p \quad \text{Gl. 2.1.12}$$

Abweichungen des Brechungsindexprofils vom radial parabolischen Verlauf, wie sie durch eine inhomogene Anregung hervorgerufen werden können, führen zu Variationen der Brechkraft über den Radius und haben somit Linsenfehler („sphärische Aberrationen“) zur Folge. Beeinträchtigungen des Laserbetriebs im transversalen Grundmode-Betrieb durch Phasenstörungen sind dann zu erwarten, wenn sich über den Gaußschen Radius des Modes deutliche Abweichungen vom parabolischen Profil ergeben. Die Beugungsverluste für einen Gaußschen Strahl durch sphärische Aberrationen lassen sich dann mit Hilfe des „Strehl-Intensitäts-Faktors“ berechnen [BOR64, CHE97].

Zusätzlich zu der bereits betrachteten Variation des Brechungsindex mit der Temperatur existiert eine weitere Abhängigkeit von den induzierten mechanischen Spannungen. Da sich bei der Stabgeometrie die Spannungen in radialer und azimuthaler Richtung unterscheiden, tritt für diese Polarisationskomponenten der Strahlung beim Durchtritt eine unterschiedliche Phasenfrontkrümmung und damit Brechkraft auf. Diesen Effekt bezeichnet man als **Bifokussierung**. Bei Laserstäben mit rotationssymmetrischer Anregung lautet die vollständige Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur und den Spannungen damit:

$$n_r(r) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r) - T_0) - \frac{n_0^3}{2} (\pi_{11} \sigma_{rr}(r) + \pi_{12} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad \text{Gl. 2.1.13}$$

$$n_\varphi(r) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r) - T_0) - \frac{n_0^3}{2} (\pi_{12} \sigma_{rr}(r) + \pi_{11} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad \text{Gl. 2.1.14}$$

Die Konstanten π_j bezeichnen hierin die Komponenten des piezooptischen Tensors (s. Anhang). Konkret folgt im analytisch lösbaeren Fall homogener Anregung für die radial bzw. azimutal polarisierte Komponente der Laserstrahlung die Brechkraft

$$\text{radiale Brechkraft} \quad D_r^{\text{hom}} = \frac{Q}{2k} L_p \left(\frac{\partial n}{\partial T} + n_0^3 \frac{E\alpha_T}{8(1-\nu)} (\pi_{11} + 3\pi_{12} + 4\pi_{13}) \right) \quad \text{Gl. 2.1.15}$$

$$\text{azimutale Brechkraft} \quad D_\phi^{\text{hom}} = \frac{Q}{2k} L_p \left(\frac{\partial n}{\partial T} + n_0^3 \frac{E\alpha_T}{8(1-\nu)} (\pi_{12} + 3\pi_{11} + 4\pi_{13}) \right) \quad \text{Gl. 2.1.16}$$

$$\text{biaxiale Brechkraft} \quad \Delta D_{\text{bifokus}} = D_\phi^{\text{hom}} - D_r^{\text{hom}} = \frac{Q}{k} L_p n_0^3 \frac{E\alpha_T}{8(1-\nu)} (\pi_{11} - \pi_{12}) \quad \text{Gl. 2.1.17}$$

Gl. 2.1.17 zeigt, daß die Differenz der Brechkräfte für beide Polarisationskomponenten linear mit der Wärmeleistungsdichte Q ansteigt. Da Laserstrahlung der transversalen Grundmode über den Modenquerschnitt einen einheitlichen Polarisationszustand aufweist, treten stets gleichermaßen radiale und azimutale Anteile auf. Der Effekt der Bifokussierung führt somit in Resonatoren zu unterschiedlichen transversalen Modenverläufen der beiden Polarisationskomponenten. Zunächst kommt es dadurch zu erhöhten Beugungsverlusten an Aperturen in Grundmode-Resonatoren. Wird der Überlapp der Stabilitätsbereiche beider Polarisationskomponenten durch eine Steigerung der Wärmeleistungsdichte weiter reduziert, so führt dies schließlich zur Instabilität des Resonators [EGG84]. Die Bifokussierung stellt damit eine wichtige Leistungsgrenze für Grundmode-Systeme in der Stabgeometrie dar.

Eine weitere thermooptische Wirkung der Spannungsdoppelbrechung ist die Depolarisation von Laserstrahlung in thermisch belasteten Stabkristallen. Da Laserstrahlung, wie zuvor erläutert, i.a. nicht nur radial oder azimutal polarisiert ist, tritt zwischen beiden Komponenten beim Passieren des Stabes eine Phasenverzögerung auf, die zu einer über die Querschnittfläche des Stabes variierenden Änderung des Polarisationszustands führt. Der Anteil der Strahlung, der depolarisiert wird, steigt bei kleinen Pumpleistungen schnell mit der Wärmeleistungsdichte an. Da jedoch Phasenverzögerungen um π , 2π , 3π u.s.w. wieder dem ursprünglichen Polarisationszustand der Strahlung entsprechen, sättigt der Anteil der Strahlung, die beim Durchgang depolarisiert wird. Der erreichte Maximalwert des Depolarisationsanteils ist dabei vom Verhältnis des Modendurchmessers zum Stabdurchmesser abhängig. Wird der Stabquerschnitt voll ausgeleuchtet, so werden bei hohen Pumpleistungen 25% der Strahlung depolarisiert. Bei Lasersystemen, in denen resonatorintern polarisierende Elemente eingesetzt werden, um linear polarisierte Ausgangsstrahlung zu erzeugen, treten somit erhebliche Verluste auf. Vergleichende Berechnung einerseits für Multimode-Systeme mit einer nahezu vollständigen Ausleuchtung des Stabquerschnitts, andererseits für Grundmode-Systeme mit einer teilweisen Ausleuchtung hat Koechner durchgeführt [KOE92].

Die beschriebenen thermooptischen Auswirkungen limitieren die Ausgangsleistung von Stablaser-Systemen im transversalen Grundmode- und Einfrequenzbetrieb durch einen verkleinerten Stabilitätsbereichs des Resonators und erhöhte Resonatorverluste. Aufgrund theoretischer Vorhersagen lassen sich die unerwünschte starke thermische Linsenwirkung und die spannungsinduzierte Depolarisation jedoch reduzieren, wenn man statt zylindrischer Laserstäbe Kristalle mit einer rechteckigen Geometrie („Slabs“) einsetzt. Mit der Zielsetzung der Realisierung von Lasersystemen mit höchster Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb sollen deshalb beide Kristallgeometrien miteinander verglichen werden. Die Grundlagen der rechteckigen Slabgeometrie werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.1.4 Slab-Geometrie zur Kompensation thermooptischer Effekte

Die Slabgeometrie ermöglicht unter den Randbedingungen einer homogenen Anregung zweier Seitenflächen und einer ausschließlichen Kühlung dieser beiden Pumpseiten die Erzeugung eines von der Kristalllänge und -breite unabhängigen, also lediglich eindimensionalen Temperaturprofils. Führt man, wie in Abb. 2.1.2 dargestellt, einen Zick-Zack-Weg der Laserstrahlung durch den Kristall unter Ausnutzung mehrerer Totalreflexionen ein, so erfolgt eine Mittelung über die Bereiche unterschiedlicher Temperatur und optische Weglängenunterschiede werden kompensiert. Im Idealfall entfällt damit die bei Laserstäben auftretende thermisch induzierte Linsenwirkung. Aufgrund des rechteckigen Querschnitts mit eindimensionalem Temperaturprofil treten mechanische Spannungen nur parallel zu den Seitenflächen des Slabkristalls auf. Laserstrahlung, die einen linearen Polarisationszustand mit Ausrichtung parallel zu diesen Spannungen aufweist, erfährt somit keine Depolarisation beim Durchtritt durch den Slab-Kristall. Im folgenden sollen geometrische Bedingungen für Slabkristalle aus Nd:YAG vorgestellt werden, die neben der Führung der Laserstrahlung auf einem Zick-Zack-Weg mit einer Kompensation thermooptischer Wirkungen eine

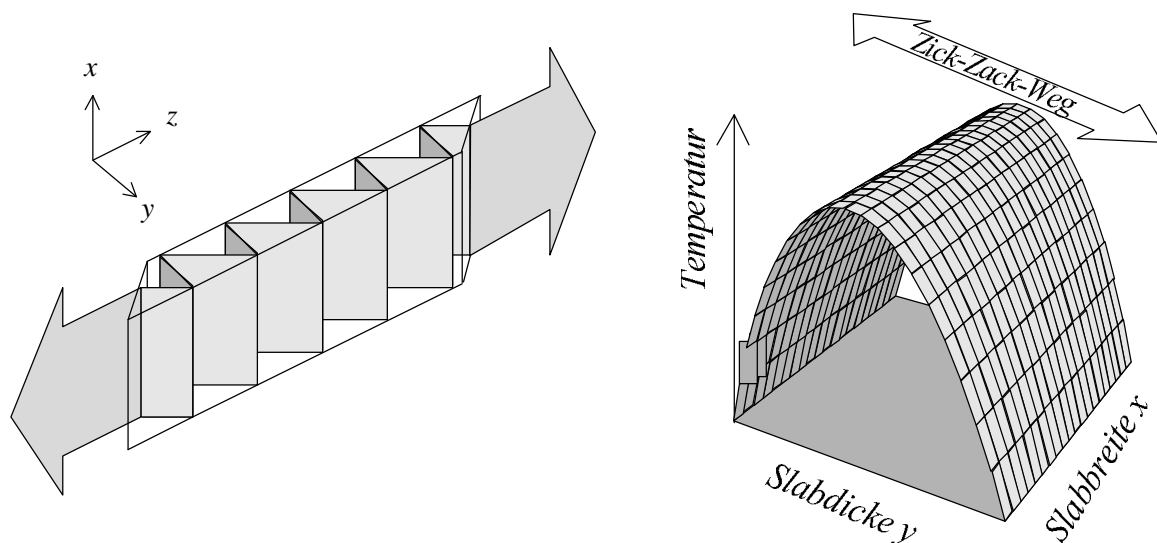


Abb. 2.1.2: Konzept von Slablaser - Zick-Zack-Strahlverlauf im Kristall und Temperaturprofil

hohe Effizienz durch eine gute Extraktion gestatten. Neben einer häufig für Slab-Laser verwendeten Geometrie mit dem Strahleintritt im Brewsterwinkel wird hier auch eine Geometrie mit nahezu senkrechten Endflächen zur Vermeidung von Endeffekten vorgeschlagen. Nachfolgend werden die Grundlagen thermooptischer Effekte von Slablasern dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß das vollständige Verschwinden der Wirkung thermooptischer Effekte bei Slabkristallen nur in idealisierten Systemen erreicht wird. In realen Systemen treten stets Abweichungen von der homogenen Anregung und einer perfekten thermischen Isolierung auf, die minimiert werden müssen.

2.1.4.1 Kristallgeometrien

Die Herstellung von Slab-Laserkristallen ist aufgrund der im Vergleich mit Stäben komplexeren Geometrie deutlich aufwendiger. Aufgrund des Zick-Zack-Weges der Laserstrahlung mit mehrfachen Totalreflexionen an den Seitenflächen des Laserkristalls müssen diese hohe Anforderungen bezüglich Politurqualität, Parallelität und Ebenheit erfüllen, wie sie vergleichbar für Resonatorspiegel gelten. So führen Parallelitätsabweichungen zu einem Strahlversatz im Kristall, wodurch nicht das gesamte Kristallvolumen genutzt werden kann. Abweichungen von der Ebenheit der totalreflektierenden Flächen und eine schlechte Oberflächenqualität gehen direkt in Phasenfrontstörungen der Laserstrahlung ein. Beim Design von Slab-Laserkristallen für den Einsatz in Grundmodelasern wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei unterschiedliche Konzepte verfolgt. Die jeweils zu berücksichtigenden Geometrie-Parameter werden nachfolgend diskutiert:

(1) Design von Slabkristallen mit Strahleintritt nahe dem Brewsterwinkel:

Das Design von Slabkristallen, deren Endflächen den Ein- und Austritt der Laserstrahlung nahe dem Brewsterwinkel gestatten, unterliegen strengen geometrischen und optischen Bedingungen, die T.J. Kane umfassend beschreibt [KAN86]. In dieser Arbeit wurden optimale Designparameter speziell für das Lasermaterial Nd:YAG bestimmt, die hier erläutert werden. Die dabei benutzten Bezeichnungen der relevanten geometrischen Größen gehen aus Abb. 2.1.3 hervor.

Ein Eintritt der Laserstrahlung nahe dem Brewsterwinkel (bei Nd:YAG $61,2^\circ$) ermöglicht die Minimierung der Reflexions-

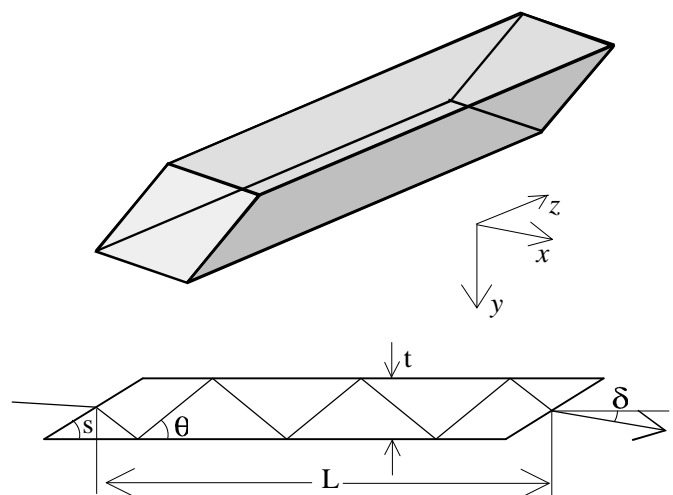


Abb. 2.1.3: Slabkristall mit Brewsterenden

verluste für p-polarisierte Strahlung. Günstig ist also die Wahl des spitzen Kristallwinkels s nahe einem Winkel von $28,8^\circ$. Für den Winkel θ , gemessen zwischen dem internen Strahlverlauf und der

totalreflektierenden Seitenfläche, gilt aufgrund der Bedingung für die interne Totalreflexion der Laserstrahlung im Slabkristall die Relation:

$$\cos \{\theta\} > \frac{n_u}{n} \quad \text{Gl. 2.1.18}$$

Beim Einsatz einer direkten Wasserkühlung ($n_u = 1,33$) des Nd:YAG-Slabs werden Strahlen mit Winkeln $\theta < 43^\circ$ geführt. Um Phasenstörungen der Laserstrahlung über evaneszente Wellen, die in den Wasserstrom hineinreichen, zu vermeiden und die Absorption von Strahlung in Dichtungen, die mit dem Kristall in direktem Kontakt stehenden, auszuschließen, ist es vorteilhaft eine Quarzbeschichtung ($n_u = 1,46$) auf die Seitenflächen aufzubringen. Eine Abschätzung zeigt, daß eine Schichtdicke von $2\mu\text{m}$ ausreichend ist, um evaneszente Wellen um 99% abklingen zu lassen [BOR64]. Der Maximalwinkel, bei dem Strahlung noch durch Totalreflexion geführt wird, reduziert sich für diesen Fall auf 36° . An der Eintrittsfläche folgt nach dem Brechungsgesetz der Zusammenhang zwischen dem Kristallwinkel s und dem Winkel θ

$$\cos \{s + \delta\} = n \cdot \cos \{s + \theta\} \quad \text{Gl. 2.1.19}$$

Aus geometrischen Gründen gilt, daß für $\theta > s$ nicht die volle Apertur des Kristalls genutzt werden kann. Hinzu kommt, daß beim Material Nd:YAG aufgrund des hohen Brechungsindex kein Eintritt im Brewsterwinkel möglich ist. Für die Wahl $\theta < s$ kann die Apertur vollständig genutzt werden, allerdings wird, wie in Abb. 2.1.4 dargestellt, dann nicht das gesamte Kristallvolumen durch die eintretende Strahlung überdeckt, so daß im Laserbetrieb ein Teil der Inversion ungenutzt bleibt.

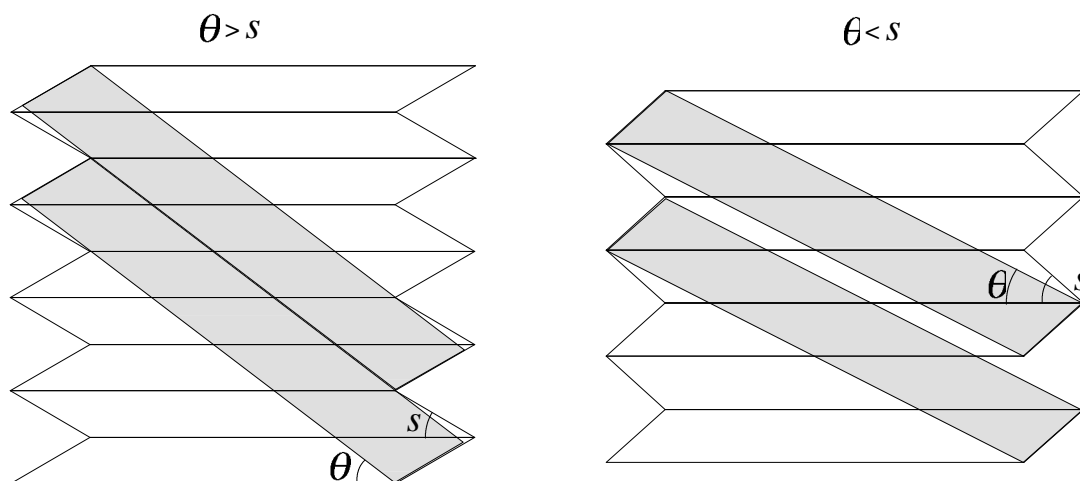


Abb. 2.1.4: Veranschaulichung der Füllung des Kristallvolumens durch die Laserstrahlung (hier grau dargestellt) und der Nutzung der Kristallapertur bei Slabkristallen (die Darstellung der Totalreflexionen erfolgt analog zur Linsenleitung mit mehrfach gespiegelten Kristallquerschnitten)

Für Nd:YAG-Slabs ist deshalb die Wahl $\theta = s = 30,94^\circ$ optimal, wobei die Reflexionsverluste für p-polarisierte Strahlung durch die nur geringen Abweichung vom Brewsterwinkel bei 0,1% liegen.

Für Slabkristalle gilt allgemein zu beachten, daß sie das Auftreten **parasitärer Moden** aufgrund der großen polierten Seitenflächen begünstigen. Diese unerwünschten Oszillationen bilden sich aus, wenn im Kristall geschlossene Strahlwege unter Ausnutzung interner Totalreflexionen existieren, so daß die Verluste pro Umlauf nicht deutlich höher sind, als die Resonatorverluste der gewünschten Laseroszillation mit externer Rückkopplung [BRO87]. Parasitäre Moden führen im Überlappbereich mit der externen Resonatormode zu einer Reduktion der Inversion im Medium und verringern so die Effizienz des Lasers. Aus diesem Grund ist besondere Sorgfalt beim Design der Kristallgeometrien von Slabs auf die Unterdrückung von parasitären Moden zu legen. Die Slabgeometrie mit Strahleintritt nahe dem Brewsterwinkel unterdrückt parasitäre Moden erster Ordnung (nur vollständige interne Totalreflexionen) und zweiter Ordnung (neben Totalreflexionen eine partielle Fresnelreflexion). Für alternative Slabgeometrien mit vom Brewsterwinkel deutlich abweichendem Strahleintritt gilt dies im allgemeinen nicht.

(2) Design von Slabkristalle mit senkrechten Endflächen:

Die Vorteile von Kristallen ohne spitzwinklige Endflächen (quaderförmige Kristalle), die hier vorgeschlagen werden, liegen in ihren günstigeren thermooptischen Eigenschaften mit verschwindenden Endeffekten. Die Kristallsitzen der zuvor beschriebenen Kristalle mit Strahleintritt nahe dem Brewsterwinkel können prinzipbedingt nicht wassergekühlt werden, so daß bereits kleine Wärmeeinträge in diesem Bereich (Reabsorption von Laserstrahlung, Wärmekontakt mit Dichtungen und Halterung) zu einer Aufheizung des Materials beitragen können. Die Folge einer ungleichförmigen Ausdehnung sind Verformungen der Kristallsitzen und damit leistungsabhängig ein Versatz und eine Depolarisation der Laserstrahlung. Quaderkristalle mit nahezu senkrechten Endflächen können ähnlich zylindrischen Laserstäben bis nahe an die Endflächen gekühlt werden. Soll bei ihnen kristallintern ein Zick-Zack-Strahlengang realisiert werden, so gilt stets $\theta < s \approx 90^\circ$ und die eintretende Strahlung kann bei einem Kristalldurchgang wie in Abb. 2.1.5 dargestellt, nur ein Teil des Kristallvolumens erreichen.

Die Nutzung des gesamten Inversionsvolumens ist jedoch möglich, wenn die Strahlung an der zweiten Endfläche durch

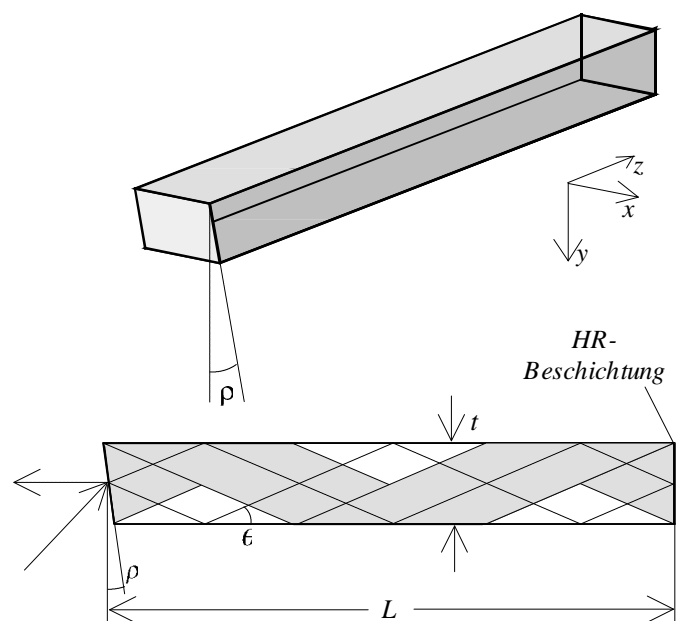


Abb. 2.1.5: Slabkristall mit senkrechter bzw. um Winkel ρ zur Senkrechten geneigter Endfläche

eine hochreflektierende Beschichtung vollständig reflektiert wird, so daß die Strahlung nun gerade die zuvor ungenutzten Bereiche des Kristalls passiert. Auf diese Weise erreicht man eine genau zweifache Überdeckung des Kristallvolumens durch die Strahlung mit guter Extraktion. Aus geometrischen Gründen folgt für die Kristalllänge in Abhängigkeit vom internen Reflexionswinkel θ und der Kristalldicke t :

$$L = \frac{N \cdot t}{\tan\{\theta\}} \quad \text{Gl. 2.1.20}$$

Die ganze Zahl N bezeichnet hier die Anzahl der Totalreflexionen bei einmaligem Durchlaufen der Kristalllänge. Eine quaderförmige Geometrie des Slabkristall mit zwei senkrechten Endflächen führt jedoch zu keiner Unterdrückung der oben bereits erläuterten parasitären Moden, so daß die genannten negativen Auswirkungen im Laserbetrieb zu erwarten sind. Aus diesem Grund ist es vorteilhaft die Endfläche, an der die Strahlung ein- und austritt, gegenüber einer zur Kristallachse senkrechten Ebene zu neigen. Für einen Neigungswinkel $\rho = 10^\circ$ wird erreicht, daß parasitäre Moden erster Ordnung vollständig unterdrückt werden und die Transmissionsverluste für parasitäre Moden zweiter Ordnung auf über 80% erhöht werden.

2.1.4.2 Thermische Effekte in idealen Slablasern

Die Slabgeometrie erlaubt, wie oben dargestellt, eine Kompensation nachteiliger thermischer Effekte, wenn die Laserstrahlung auf einem Zick-Zack-Weg durch den Kristall geführt wird [KOE92]. Diese idealen Eigenschaften werden jedoch nur realisiert, wenn die folgenden Randbedingungen erfüllt sind:

- Der Kristall wird homogen angeregt. Die Pumpleistungsdichte ist also ortsunabhängig.
- Die Breite w und Länge L des Kristalls sind groß gegen seine Dicke t bzw. der Kristall ist an den ihn in Breite und Länge begrenzenden Flächen thermisch perfekt isoliert.

Für einen Slabkristall, der durch die totalreflektierenden Seiten homogen angeregt und nur an diesen - als Pumpseiten bezeichneten - Flächen gekühlt wird, wird der Wärmestrom eindimensional, Temperaturgradienten treten lediglich in y -Richtung auf. Analog zu Gl. 2.1.3 folgt als Lösung der stationären Wärmeleitungsgleichung (Gl. 2.1.1)

$$\text{Temperaturprofil im Slab} \quad T(y) = T_K + \frac{Qt}{2\lambda_K} + \frac{Q}{2k} \left(\left(\frac{t}{2} \right)^2 - \left(y - \frac{t}{2} \right)^2 \right) \quad \text{Gl. 2.1.21}$$

Wird die Laserstrahlung auf einem Zick-Zack-Weg in der y - z -Ebene durch den Kristall geführt, so wird mehrfach über das thermisch induzierte Brechungsindexprofil gemittelt, optische Weglängenunterschiede über den Querschnitt der Lasermode verschwinden und damit tritt keine thermisch induzierte Fokussierung der Strahlung auf. Die Temperaturgradienten in y -Richtung bewirken

jedoch eine ungleichförmige Ausdehnung des Kristalls, so daß mechanische Spannungen induziert werden. Für die Komponenten des Spannungstensors ergeben sich parabolische Verläufe:

$$\sigma_{xx} = \frac{Q\alpha_T E}{3k(1-\nu)} \left(y - \frac{t}{2} \right)^2, \quad \sigma_{zz} = \sigma_{xx}, \quad \sigma_{yy} = 0 \quad \text{Gl. 2.1.22}$$

Maximale Zugspannungen treten an der Slaboberfläche auf, während im mittleren Bereich Kompression auftritt. Man erkennt die doppelbrechende Eigenschaft des Kristalls in Gl. 2.1.22 aufgrund der endlichen Spannungen in x- und verschwindenden Spannungen in y-Richtung. Die Jones-Matrizen, welche den Polarisationszustand von Laserstrahlung charakterisieren, die durch den Kristall tritt, sind aufgrund der zu den Seitenflächen parallelen Spannungen im gesamten Kristallvolumen diagonal. Somit wird die Laserstrahlung nicht depolarisiert, wenn sie linear in Richtung oder senkrecht zu den Kristallachsen polarisiert ist. Dies trifft insbesondere auch dann noch zu, wenn das Koordinatensystem um die x-Achse gedreht ist, um die Propagation auf einem Zick-Zack-Weg zu beschreiben.

Bei realen Slablaser sind die hier angenommenen idealisierten Randbedingungen der Anregung und Kühlung im allgemeinen nur in guter Näherung erreichbar. Dies führt dazu, daß die angesprochenen thermisch induzierten Effekte nicht vollständig kompensiert, im Vergleich mit Laserstäben jedoch stark reduziert werden. Diese Eigenschaften prädestinieren Slablaser speziell für Anwendungen, bei denen linear polarisierte Strahlung benötigt wird oder bei denen nur geringe Änderungen der räumlichen Strahleigenschaften bei einer Variation der Pumpleistung des Lasers akzeptiert werden können.

2.2 Einfrequenzbetrieb durch Anwendung von Injection Locking

2.2.1 Methoden zur Realisierung des Einfrequenzbetriebs

Für die meisten Laseroszillatoren gilt, daß das Verstärkungsprofil des Lasermediums den Frequenzbereich vieler Moden des verwendeten Resonators überdeckt. Speziell ist dies für Nd:YAG-Laser hoher Ausgangsleistung der Fall. Um unter diesen Umständen einen stabilen Einfrequenzbetrieb des Lasers zu realisieren, muß eine einzige transversale und axiale Resonatormode so begünstigt werden, daß nur diese die Schwellbedingung für Laseroszillation erreicht und gleichzeitig alle übrigen Moden unterdrückt werden („Monomodbetrieb“).

Hierfür kommen im wesentlichen zwei Verfahren im Betracht, auf die nachfolgend näher eingegangen wird:

- Die Verluste für alle unerwünschten Moden werden selektive erhöht.
- Strahlung bei einer Resonanzfrequenz des Resoantors wird von extern eingekoppelt, um eine einzige Mode gegenüber allen anderen zu begünstigen.

In beiden Fällen kann kontinuierlicher Einfrequenzbetrieb jedoch nur auftreten, wenn die durch die Inversionsverteilung im Lasermedium zur Verfügung stehende Verstärkung durch eine einzige oszillierende Mode spektral und räumlich in ausreichender Weise gesättigt wird und somit die Schwelle der Laseroszillation von weiteren Moden nicht erreicht wird. Die sich hieraus ergebenden Forderungen an das Lasermedium und den Resonator sollen zunächst diskutiert werden.

2.2.1.1 Verstärkungssättigung in Lasermedien

Die Möglichkeit einer spektralen Verstärkungssättigung wird entscheidend durch den Verbreiterungsmechanismus des Laserübergangs bestimmt. In inhomogen verbreiterten Lasermedien kann jeweils nur eine „spektrale Klasse“ von Atomen mit der schmalbandigen Laserstrahlung einer einzigen Lasermode wechselwirken. Dadurch wird die Verstärkung für weitere Moden mit abweichenden Resonanzfrequenzen nicht ausreichend gesättigt und diese können ebenfalls anschwingen. Bei einem homogen verbreiterten Verstärkungsprofil können jedoch alle invertierten Laseratome zur Verstärkung schmalbandiger Strahlung beitragen. Die Verstärkung kann dann durch einfrequente Strahlung vollständig gesättigt werden. Aufgrund dieser Eigenschaft wurde als Lasermedium Nd:YAG mit homogen verbreitertem Profil ausgewählt.

Neben den spektralen Eigenschaften des Festkörperlasermaterials bestimmt die räumliche Sättigung der Verstärkung im aktiven Medium welche axialen und transversalen Resonatormoden die Laserschwelle erreichen. In Lasern mit Stehwellen-Resonatoren kommt es im Monomodbetrieb

zum **Spatial Hole Burning**, also einer in axialer Richtung unvollständigen Sättigung der Inversion im Bereich der Schwingungsknoten des Strahlungsfeldes. Dies hat zur Folge, daß weitere longitudinale Lasermoden, die durch ihre unterschiedliche Frequenz eine axial andere Feldverteilung aufweisen, Verstärkung erfahren. Dies läßt sich durch die Verwendung von Wanderwellen- oder Ringresonatoren vermeiden, bei denen durch die optische Umlauflänge lediglich die Frequenz, nicht jedoch die Phase der elektromagnetischen Feldverteilung an jedem Ort im Resonator festgelegt ist.

Aus den vorangegangenen Betrachtungen folgt also, daß sich sowohl ein spektrales als auch räumliches Lochbrennen in der Inversionsverteilung bei einer einzigen oszillierenden Lasermode durch die Wahl eines Lasermediums mit rein homogener Linienverbreiterung wie Nd:YAG und die Verwendung eines Wanderwellenresonators vermeiden läßt. Es soll nun im folgenden näher auf die Möglichkeiten zur Modenselektion und der Begünstigung einer Mode durch Injektion von resonanter Strahlung eingegangen werden.

2.2.1.2 Transversale Modenselektion

Allgemein beruhen die Verfahren der Modenselektion auf der Erzeugung von höheren Resonatorverlusten für unerwünschte Lasermoden. Eine notwendige Voraussetzung zur Erlangung des Einfrequenzbetriebs ist, daß der Laser zunächst in nur einer transversalen Mode, im allgemeinen der Grundmode TEM_{00} , oszilliert. Höhere transversale Moden TEM_{lm} mit $l,m > 0$ zeichnen sich gegenüber der Grundmode durch eine transversal größere Ausdehnung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes aus. Somit treten an Aperturen innerhalb des Resonators durch Beugung höhere Verluste auf als für die Grundmode [Li 65]. Das Einbringen von Lochblenden in den Resonator ermöglicht es also stets, die Beugungsverluste gerade so weit zu vergrößern, daß alle höheren transversalen Moden unterdrückt werden. Um jedoch gleichzeitig einen Laserbetrieb hoher Effizienz zu erreichen, ist es notwendig, das durch den Resonator bestimmte Volumen der Grundmode möglichst gut an das zur Verfügung stehende Inversionsvolumen des gepumpten aktiven Mediums anzupassen. In transversal gepumpten Festkörperlasern, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, kann der Laserkristall hierbei direkt als Apertur zur transversalen Modenkontrolle wirken. Das Einbringen zusätzlicher Blenden kann dann entfallen. Zu beachten ist in diesem Fall, daß Laser mit großen Modenradien im allgemeinen eine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber Schwankungen der thermischen Linse des Lasermediums zeigen. Die Anwendung von Resonatoren mit hoher **dynamischer Stabilität** oder Maßnahmen zur Reduzierung der thermischen Linsenwirkung durch die Kristallgeometrie sind hierbei von Vorteil.

2.2.1.3 Longitudinale Modenselektion

Wird transversaler Grundmodebetrieb erreicht, so kann der Laser unabhängig davon noch auf zahlreichen longitudinalen Moden oszillieren. Da sich die Moden nur in ihrer Frequenz, nicht jedoch

in ihrem Feldquerschnitt unterscheiden, ist die Realisierung des Monomodenbetriebs entsprechend aufwendiger. Die Möglichkeiten hierfür werden im folgenden aufgezeigt und bewertet:

- Reduktion der Resonatorlänge, so daß nur eine longitudinale Mode innerhalb des Verstärkungsprofils liegt
- Einführung frequenzabhängiger Verluste durch Interferometer oder Etalons im Resonator
- Anwendung des **Injection Locking**, d.h. Injektion von einfrequenter Laserstrahlung in den Resonator und Begünstigung einer Lasermode gegenüber allen übrigen

Die erste hier genannte Möglichkeit der Reduktion der Resonatorlänge ist aufgrund einer Abschätzung für einen Hochleistungslaser nicht praktikabel. Geht man für das verwendete Lasermedium Nd:YAG bei der Wellenlänge 1064nm von einer Verstärkungsbandbreite von etwa 0.4nm aus, so müßte die Resonatorlänge auf wenige Millimeter reduziert werden, um einen ausreichend großen longitudinalen Modenabstand zu erreichen.

Bei der Einführung von Etalons im Resonator ist deren Dicke so zu wählen, daß der Frequenzabstand zwischen zwei Transmissionsmaxima mindestens der Linienbreite des verstärkenden Übergangs entspricht. Die gesamten Resonatorverluste sind dann sowohl durch die Transmissionsfunktion des Interferometers oder Etalons als auch des Laserresonators bestimmt. Hieraus ergeben sich jedoch auch gerade Probleme dieses Verfahrens beim Einsatz in Hochleistungslasern. Um für die mit dem Etalon selektierte Mode die Verluste klein zu halten, müssen die Resonanzfrequenz des Etalons und des Resonators stets gut aufeinander abgestimmt sein. Durch das gepumpte Festkörpermedium im Resonator werden jedoch stets Frequenzfluktuationen induziert, die dann Variationen der Verluste und Ausgangsleistung des Lasers oder gar Modensprünge zur Folge haben können.

Aufgrund der genannten Probleme der oben beschriebenen Verfahren zur frequenzabhängigen Erhöhung von Resonatorverlusten wurde für die Realisierung des Einfrequenzbetriebs von Nd:YAG-Hochleistungslasern in dieser Arbeit die Technik des Injection Locking ausgewählt. Durch das Injizieren von einfrequenter Strahlung wird eine longitudinale Mode im Resonator neu vorgegeben und gegenüber allen anderen begünstigt. Die Verstärkungssättigung sorgt dann dafür, daß weitere Moden nicht anschwingen, wenn spektrales und räumliches Lochbrennen im Verstärkungsprofil durch geeignete Maßnahmen ausgeschlossen wurde (vgl. Abschnitt 2.2.1.1). Sorgt man durch eine aktive Regelung der Resonatorlänge dafür, daß die Resonanzbedingung innerhalb einer gewissen Bandbreite erhalten bleibt, so tritt eine feste Frequenzkopplung (Locking) des Hochleistungslasers an das externe Signal auf.

Ein besonderer Vorteil des Injection Locking, dessen Grundlagen Thema des folgenden Abschnitts ist, liegt in der Übertragung der Frequenzstabilität eines hochstabilen Laseroszillators auf den Hochleistungslaser.

2.2.2 Grundlagen des Injection Locking

Als Injection Locking bezeichnet man allgemein das Auftreten einer Frequenz-Synchronisation eines frei schwingenden Oszillators bei der Anregung durch ein schwaches, einfrequentes Signal, dessen Schwingungsfrequenz nahe der Resonanzfrequenz des Oszillators liegt. Auf diese Weise ist die Kontrolle eines leistungsstarken Oszillators in einigen seiner Eigenschaften durch ein vergleichsweise schwaches injiziertes Signal möglich. Das Auftreten von Injection Locking ist dabei nicht auf eine bestimmte Art von Oszillator beschränkt, sondern wird in prinzipiell gleicher Weise bei mechanischen, elektrischen und Laser-Oszillatoren beobachtet und ausgenutzt.

Vermutlich durch Zufall wurde dieses Phänomen von dem niederländischen Physiker Christiaan Huygens bereits im Jahre 1665 beobachtet und schriftlich festgehalten. Es fiel ihm auf, daß die Pendel zweier Wanduhren sich selbständig zu synchronisieren schienen, wenn die Uhren nur genügend dicht benachbart aufgehängt waren, so daß erzeugte Vibrationen über die Wand übertragen werden konnten.

Eine technische Anwendung begann in den vierziger Jahren dieses Jahrhunderts. Injection Locking wurde zur Synchronisation von Mikrowellenoszillatoren und damit zur Verbesserung der Frequenzstabilität durch ein extern eingespeistes Signal eingesetzt. Eine theoretische Beschreibung auf der Basis elektrischer Schwingkreise erfolgte durch R. Adler 1946 [ADL46]. Spätere technische Umsetzungen der Technik hatten dann auch das Ziel, die begrenzte Leistung verfügbarer Mikrowellenquellen durch die Kopplung mehrerer Oszillatoren und anschließende kohärente Überlagerung der Ausgangssignale zu erhöhen. Nach der Entwicklung der ersten Laser erfolgte in den sechziger Jahren eine Übertragung der Erkenntnisse zum Injection Locking auf Laseroszillatoren. Von besonderem Interesse war dabei die Möglichkeit, einen leistungsstarken Hochleistungslaser an einen sehr stabilen einfrequenzen Laseroszillator geringer Ausgangsleistung anzukoppeln, da die Frequenz und Phasenlage dann nahezu vollständig von dem injizierten Signal bestimmt sind und sich so die Frequenzstabilität übertragen läßt. Eine erste Demonstration des Injection Lockings von Laseroszillatoren gelang H.L. Stover und W.H. Steier [STO66] durch die Kopplung zweier gleichartiger frequenzstabiler Helium-Neon Laser mittels Strahlungsinjektion. Die Übertragung des Verfahrens gelang auf nahezu alle Lasertypen wie verschiedene Gaslaser, Farbstofflaser, Festkörperlaser bis hin zu Halbleiterlasern. C.J. Buczek und Mitarbeiter demonstrierten die Anwendung des Injection Locking bei CO₂-Lasern sowohl im kontinuierlichen wie auch im quasi-kontinuierlichen und gütegeschalteten Laserbetrieb (man spricht hierbei üblicherweise von „Injection Seeding“) [BUC73]. Eine theoretische Beschreibung des Verhaltens von Laseroszillatoren unter Injection Locking wurde in Analogie zur Beschreibung elektrischer Oszillatoren zunächst auf der Basis eines semiklassischen Formalismus entwickelt und wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. Ein rein quantenmechanisches Modell, wie es von M.B. Spencer und W.E. Lamb Jr. aufgestellt wurde, führt zu nahezu identischen Ergebnissen [SCU67].

2.2.3 Theoretische Beschreibung

Um die Ankopplung eines Hochleistungslasers (Slave) an einen stabilen Laseroszillator (Master) und die Lasereigenschaften des angekoppelten aktiven Resonators genauer beschreiben und analysieren zu können, soll im folgenden eine theoretische Ableitung der Injection Locking Gleichungen erfolgen. Ausgangspunkt der Beschreibung sind die Maxwell'schen Gleichungen sowie die aus ihnen ableitbare allgemeine Wellengleichung. Die elektrische Feldverteilung in einem Resonator zunächst ohne eine externe Kopplung läßt sich nach orthogonalen und normierten Resonator-Eigenmoden $\bar{u}_n(\bar{r})$ entwickeln, die Lösungen der Laplace-Gleichung $(\Delta + k_n^2)\bar{u}_n(\bar{r}) = 0$ zu den Eigenwerten $k_n = \omega_n / c$ darstellen. Für jede Eigenmode des Resonators bekommt die zu lösende Wellengleichung dann die spezielle Form:

$$\frac{d^2 E_n(t)}{dt^2} + \gamma_{in} \frac{dE_n(t)}{dt} + \omega_n^2 E_n(t) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{d^2 P_n(t)}{dt^2} \quad \text{Gl. 2.2.1}$$

Darin bezeichnet γ_{in} die Energiezerfallsrate durch resonatorinterne Verluste, ω_n die diskreten Resonanzfrequenzen und ϵ die Dielektrizitätskonstante. Die P_n sind durch das Überlappintegral zwischen den Resonatormoden $\bar{u}_n(\bar{r})$ und der atomaren Polarisation gegeben. Eine Kopplung mehrerer simultan schwingender Moden erfolgt ebenfalls durch diesen Polarisationsterm. Bei der nun folgenden Konkretisierung der Beschreibung auf den Resonator des Slavelasers kann man sich auf den Fall beschränken, daß nur eine Resonatormode angeregt wird, ein Index n in der Bezeichnung kann also entfallen. Zusätzlich wird eine externe Kopplung des Resonators durch einen Spiegel mit der Reflektivität $R < 1$ zugelassen, so daß die Energie-Zerfallsrate γ_R durch zusätzliche (externe) Verluste vergrößert wird.

$$\gamma_R = \gamma_i + \gamma_e \quad \text{mit} \quad \gamma_e = \frac{1}{T_{um}} \ln(1/R) \quad \text{Gl. 2.2.2}$$

T_{um} bezeichnet hier die Resonatorumlaufzeit. Wird nun als ein externes Feld die Strahlung des Masteroszillators in den Resonator des Slavelasers eingekoppelt, so wird eine zusätzliche atomare Polarisation erzeugt, die das Feld innerhalb des Slavelasers verändert. Dies wird durch einen weiteren Term auf der rechten Seite von Gl. 2.2.1 berücksichtigt.

$$\frac{d^2 E(t)}{dt^2} + \gamma_R \frac{dE(t)}{dt} + \omega_s^2 E(t) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{d^2 P'(t)}{dt^2} + \sqrt{\frac{8\gamma_e}{\epsilon V_{Mode}}} \frac{d\mathbf{E}_M}{dt} \quad \text{Gl. 2.2.3}$$

P' bezeichnet die atomare Polarisation und V_{Mode} das Modenvolumen. \mathbf{E}_M ist der Anteil des externen Feldes, der räumlich an die betrachtete Resonatormode des Slavelasers angepaßt wurde und somit an diese ankoppeln kann (transversale Modenanpassung). Ebenso wird in dieser Betrachtung

davon ausgegangen, daß der Polarisationszustand des Masterfeldes optimal an den Slavelaser angepaßt wurde. Das Master-Feld läßt sich als einfrequentes Signal bei ω_M in der Form der „Slowly-Varying-Envelope-Approximation“ darstellen.

$$\mathbf{E}_M = E_M(t) e^{i[\omega_M t + \Phi_M(t)]} \quad \text{Gl. 2.2.4}$$

Zu berücksichtigende Zerfallsraten und endlichen Linienbreiten werden dabei in der im Vergleich zur optischen Frequenz langsamen Variationen der Amplitude $E(t)$ und Phase $\Phi(t)$ berücksichtigt. Für die nachfolgende Betrachtungen ist es günstig, auch das Feld des Slavelasers in adäquater Weise bei der „Trägerfrequenz“ ω_M anzugeben. Das Feld innerhalb des Resonators läßt sich also schreiben als

$$\mathbf{E}_R = E_R(t) e^{i[\omega_M t + \Phi_S(t)]} \quad \text{Gl. 2.2.5}$$

Da für diese Betrachtung nur geringe Frequenzunterschiede zwischen der Frequenz des Masters (ω_M) und der des Slave (ω_S) im freilaufenden Laserbetrieb vorausgesetzt werden können, soll die Frequenzdifferenz ebenfalls in der Zeitabhängigkeit der Phase $\Phi_S(t)$ enthalten sein. Um die Slave-Feldamplitude außerhalb des Resonators $E_S(t)$ in gleichen Dimensionen wie die Master-Amplitude $E_M(t)$ angeben zu können, muß noch der folgende Zusammenhang berücksichtigt werden:

$$E_S(t) = \sqrt{\frac{\gamma_e \epsilon V_{Mode}}{2}} E_R(t). \quad \text{Gl. 2.2.6}$$

Die resonatorexternen Feldamplituden E_M und E_S erfüllen damit die folgenden Normierungen bezüglich der Laserleistungen:

$$P_M = E_M^2(t) \quad \text{Gl. 2.2.7}$$

$$P_S = E_S^2(t) \quad \text{Gl. 2.2.8}$$

Der Zusammenhang zwischen der atomaren Polarisation P' im invertierten Lasermedium des Slave und dem Resonatorfeld soll in der üblichen Weise durch die sättigbare lineare Suszeptibilität χ gegeben sein, so daß sich mit dem Imaginärteil χ_{Im} eine Gewinnrate γ_G definieren läßt, die die Verstärkung und ggf. Absorption im aktiven Medium berücksichtigt.

$$P'(t) = (\chi_{\text{Re}} + i \chi_{\text{Im}}) \epsilon E_R(t) \quad \text{Gl. 2.2.9}$$

$$\gamma_G = \omega_S \chi_{\text{Im}} \quad \text{Gl. 2.2.10}$$

Auf der Basis der obigen Definitionen und Näherungen läßt sich nun das Amplituden- und Phasenverhalten des Slavelasers mit eingekoppeltem externen Feld des Masterlasers in Form der „**Injection Locking Gleichungen**“ vollständig beschreiben:

$$\frac{dE_S(t)}{dt} + \frac{1}{2}(\gamma_R - \gamma_G)E_S(t) = \gamma_e E_M(t) \cos[\Phi_S(t) - \Phi_M(t)] \quad \text{Gl. 2.2.11}$$

$$\frac{d\Phi_S(t)}{dt} + \omega_M - \omega_S = -\gamma_e \frac{E_M(t)}{E_S(t)} \sin[\Phi_S(t) - \Phi_M(t)] \quad \text{Gl. 2.2.12}$$

2.2.4 Lasereigenschaften unter Injection Locking

Lösungen der Injection Locking-Gleichungen, die das Verhalten des Slavelasers im angekoppelten Zustand charakterisieren, werden unter der Voraussetzung bestimmt, daß ein stationäres Feld des Masterlasers eingekoppelt wird. Die Feldamplitude $E_M = \text{const.}$ soll dabei klein gegen die Amplitude des freilaufenden Slave E_{S0} sein, so daß sich diese im angekoppelten Zustand nicht merklich ändert, d.h. es gilt $E_S \approx E_{S0}$. Die Phase des Masterfeldes wird willkürlich als $\Phi_M = 0$ festgesetzt. Eine entscheidende Bedeutung kommt dann dem Phasenverhalten des Slave beim Injection Locking zu. Mit den genannten Näherungen folgt aus Gl 2.2.12:

$$\frac{d\Phi_S}{dt} + \omega_M - \omega_S = -\gamma_e \frac{E_M}{E_{S0}} \sin\{\Phi_S(t)\} \quad \text{Gl. 2.2.13}$$

Dieser Zusammenhang wird als **Adler-Gleichung** bezeichnet. Er vereinfacht sich im stationären Fall der Ankoppelung des Slave-Resonators $d\Phi(t) / dt = 0$ weiter zu

$$\omega_M - \omega_S = -\Delta_L \sin\{\Phi_S\} \quad \text{Gl. 2.2.14}$$

$$\text{mit } \Delta_L = \gamma_e \frac{E_M}{E_{S0}} \quad \text{Gl. 2.2.15}$$

Unter Berücksichtigung des möglichen Wertebereichs der Sinusfunktion $-1 \leq \sin\{\Phi\} \leq 1$ folgt daraus als Bedingung für die Frequenz der Masterstrahlung:

$$|\omega_M - \omega_S| \leq \Delta_L \quad \text{Gl. 2.2.16}$$

Als ein wichtiger Zusammenhang folgt also, daß Injection Locking nur erfolgen kann, wenn die Frequenz des Masterlasers ω_S sich in einem Bereich der Breite Δ_L beidseits der Resonanzfrequenz des Slavelasers ω_S befindet. Die Bezeichnung „**Locking-Bandbreite**“ wird meist für den gesamten Frequenzbereich $\Delta\omega_{lock} = 2 \Delta_L$ verwendet, in dem stationäre Lösungen möglich sind.

$$\Delta\omega_{lock} = 2 \gamma_e \sqrt{\frac{P_M}{P_{S0}}} \quad \text{Locking Bandbreite} \quad \text{Gl. 2.2.17...}$$

Aus Gl. 2.2.14 läßt sich weiterhin das Phasenverhalten des angekoppelten Slavefeldes ablesen, wenn sich die Masterfrequenz innerhalb des Lockingbereichs bewegt. Durchläuft die Frequenz des Masters, wie in Abb. 2.2.1 dargestellt, die gesamte Locking-Bandbreite von $\omega_S - \Delta_L$ nach $\omega_S + \Delta_L$, so ändert sich die relative Phase der ausgekoppelten Strahlung in Bezug auf die eingekoppelte Masterstrahlung um 180° . Konkret folgt:

$$\Phi_S(\omega_M) = \arcsin\left\{\frac{\omega_S - \omega_M}{\Delta_L}\right\} \quad \text{Gl. 2.2.18}$$

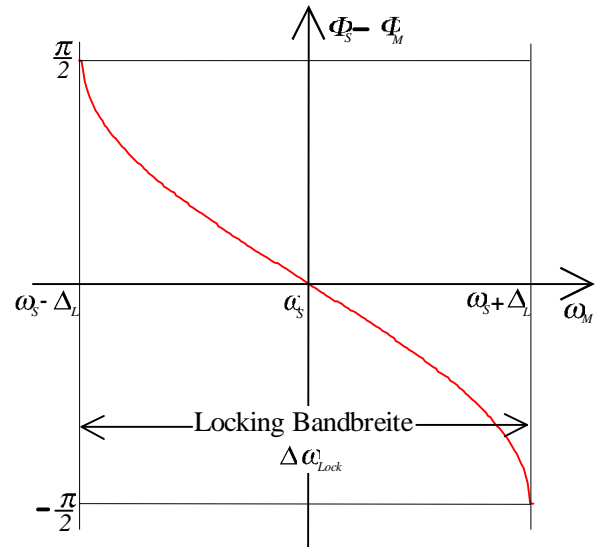


Abb. 2.2.1: Phasenverhalten des Slave innerhalb der Lockingbandbreite

Die Amplitude zeigt nach Gl. 2.2.11 keine so signifikante Abhängigkeit von der Frequenz. Setzt man ein homogen verbreitertes Verstärkungsmedium (wie Nd:YAG) und eine geringe Auskopplung voraus, so sättigt die Gewinnrate im Slaveresonator in der Form

$$\gamma_G = \frac{\gamma_{G0}}{1 + E_S^2 / E_{Sat}^2} \quad \text{Gl. 2.2.19}$$

Bei freilaufendem Slavelaser, d.h. ohne injiziertes Feld, ist die Gewinnrate im stationären Betrieb gerade gleich der Verlustrate und die ausgekoppelte Laserleistung ist bestimmt durch

$$P_{S0} = E_{S0}^2 = (r - 1) E_{Sat}^2 \quad \text{Gl. 2.2.20}$$

wobei die Rate $r = \gamma_{G0} / \gamma_R$ angibt, wie stark die ungesättigte Verstärkung die Resonatorverluste übersteigt. Mit injiziertem Feld ist die gesättigte Gewinnrate etwas kleiner als die Verlustrate.

Im stationären Fall ($dE_S / dt = 0$) reduziert sich Gl. 2.2.11 zu

$$\gamma_R - \gamma_G = 2\gamma_e \frac{E_M}{E_S} \cos \{\Phi_S\}. \quad \text{Gl. 2.2.21}$$

wobei sich die linke Seite mittels obiger Zusammenhänge auch in der folgenden Form ausdrücken läßt:

$$\gamma_R - \gamma_G = \frac{(r-1) E_S^2 - E_{S0}^2}{(r-1) E_S^2 + E_{S0}^2} \quad \text{Gl. 2.2.22}$$

Das Gleichsetzen führt zu einer Funktion dritter Ordnung in E_S . Da die Slaveamplitude nach Voraussetzung sehr viel größer als die Masteramplitude ist ($E_S \gg E_M$), genügt es, eine Lösung erster Ordnung zu bestimmen. Das Amplitudenverhalten unter Injection Locking läßt sich somit in guter Näherung angeben als

$$E_S^2(\omega_M) \approx E_{S0}^2 \left[1 + \frac{2r}{r-1} \frac{\gamma_e E_M}{\gamma_R E_{S0}} \cos \{\Phi_S(\omega_M)\} \right] \quad \text{Gl. 2.2.23}$$

und ist in Abb. 2.2.2 dargestellt.

Aufgrund der schwachen Variation der Amplitude mit der Frequenz ist ein Frequenzregelungsverfahren auf der Basis einer Amplitudendetektion offensichtlich schlecht geeignet, den Slavelaser auf Resonanz mit der Masterfrequenz zu halten. Der in Gl. 2.2.18 bestimmte starke Phasengang innerhalb des Locking-Bereiches prädestiniert demgegenüber jedoch ein phasenempfindliches Detektions- und Regelungsverfahren. Die Auswahl und die Anforderungen an ein geeignetes Frequenzregelungsverfahren sind das Thema des nachfolgenden Kapitels 2.3. Auf die Übertragung weiterer Lasereigenschaften beim Auftreten von Injection Locking wie den Transfer von Intensitätsfluktuationen vom Master auf den angekoppelten Slave wird in Abschnitt 2.4.4 näher eingegangen.

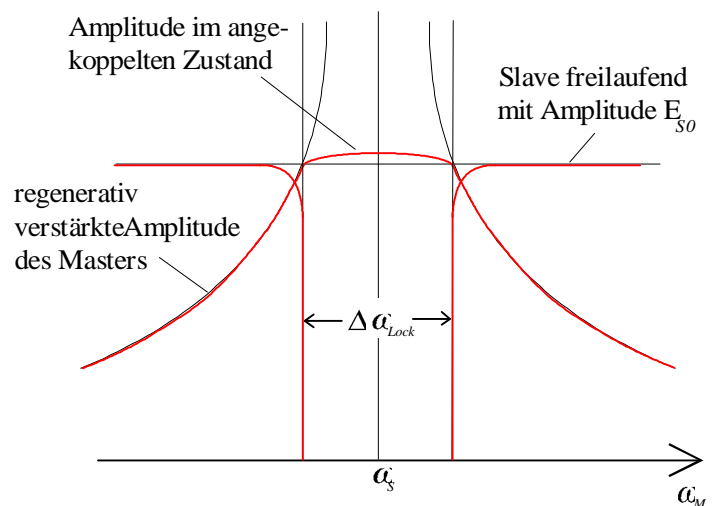


Abb. 2.2.2: Amplitudenverhalten des Slavelasers bei Auftreten von Injection Locking

2.3 Frequenzstabilisierung von Hochleistungslasern

Die Technik des Injection Lockings erlaubt es, die spektralen Eigenschaften eines stabilen Festkörperlasers, des Masterlasers, der bei geringerer Leistung im Einfrequenzbetrieb arbeitet, auf einen Hochleistungslaser zu übertragen. Wie die theoretischen Betrachtungen in Kapitel 2.2 gezeigt haben, tritt eine Ankopplung der Frequenz des Slave an die des Master gerade dann auf, wenn sich eine Resonanzfrequenz im freilaufenden Betrieb um weniger als die Locking-Bandbreite Δ_L von der Masterfrequenz unterscheidet. Thermische Fluktuationen des Lasermediums, wie sie gerade im Hochleistungsbetrieb verstärkt auftreten, mechanische Schwingungen von Komponenten und Luftbewegungen im Resonator des Hochleistungslasers führen jedoch stets zu starken Variationen der Laserfrequenz, so daß für eine kontinuierliche, stabile Ankopplung eine aktive Kontrolle der Resonanzfrequenz des Hochleistungslasers durch die Regelung der Resonatorlänge erfolgen muß. Es sollen im folgenden zunächst verschiedene Techniken zur aktiven Frequenzstabilisierung von Resonatoren und speziell ihre Übertragbarkeit für die Anwendung bei Hochleistungslasern diskutiert werden. Es wird dann detaillierter auf das Pound-Drever-Seitenband-Verfahren eingegangen, welches aufgrund seiner Vorteile gegenüber anderen Verfahren im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde. Abschließend werden die besonderen Anforderungen an eine Regelelektronik für die Stabilisierung von Hochleistungs-Lasersystemen formuliert und ihre Umsetzung beschrieben.

2.3.1 Stabilisierungsverfahren

Für die Stabilisierung des aktiven Resonators des Slavelasers auf die Frequenz des Masterlasers kommen Verfahren in Betracht, die auch für die Stabilisierung von passiven Resonatoren angewendet werden. Die Grundlage jedes Verfahrens bildet die Erzeugung eines Fehlersignals, das die Abweichung der aktuellen Frequenz von der vorgegebenen Sollfrequenz beschreibt und im Resonanzfall einen Nulldurchgang aufweist. Allerdings ergeben sich einerseits durch die Verstärkung der eingekoppelten Strahlung und andererseits durch den Einfluß eines thermisch belasteten Laserkristalls im Resonator einige Besonderheiten, die Auswirkungen auf die Fehler-signalgenerierung haben können. Die Anforderungen an ein Frequenz-Stabilisierungsverfahren speziell für einen Hochleistungs-Slavelasers können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

- Die Fehlersignalgenerierung soll unempfindlich sein gegenüber Leistungsschwankungen am Ausgang des Slavelasers.
- Das Fehlersignal soll unempfindlich gegenüber Fluktuationen des Polarisationszustandes der Slavelaserstrahlung reagieren, wie sie durch die Depolarisation im Laserkristall induziert werden.
- Das Verfahren soll hohe Regelbandbreiten zulassen ($>100\text{kHz}$).
- Es soll das Zentrum der Slave-Resonanz (und nicht eine Flanke) auf die Masterfrequenz stabilisiert werden.

Die zur Auswahl stehenden Stabilisierungsverfahren werden im folgenden auf die Erfüllung der aufgestellten Anforderungen überprüft.

(1) Stabilisierung auf die Flanke der Transmissionskurve des Resonators:

Dieses Verfahren stellt eine experimentell sehr einfach umzusetzende Methode dar, einen passiven Resonator an eine Laserfrequenz zu koppeln. Dabei wird an der Flanke eines Transmissions-Maximums gearbeitet, um Frequenzschwankungen in Intensitätsschwankungen umzusetzen. Wird das Verfahren bei der Frequenzstabilisierung für das Injection Locking angewendet, so wird eine vom Zentrum der Slavelaserresonanz abweichende Frequenz auf die Masterfrequenz stabilisiert, wodurch der Locking-Bereich verkleinert wird. Gleichzeitig reagiert die Fehlersignalerzeugung empfindlich auf Schwankungen der Ausgangsleistung, da diese prinzipbedingt als Frequenzschwankungen interpretiert werden. Hinzu kommt ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch die geringe Abhängigkeit der Intensität von der Laserfrequenz innerhalb der Locking-Bandbreite. Aufgrund dieser Nachteile ist das Verfahren ungeeignet für die Stabilisierung aktiver Resonatoren.

(2) Stabilisierung mittels Frequenzmodulation:

Dieses Verfahren ermöglicht es, das Zentrum einer Resonanz des Resonators mittels einer Frequenzmodulation geringer Amplitude auf eine Laserfrequenz zu stabilisieren. Dies kann durch eine Längenmodulation des Resonators mittels Piezoelement oder durch eine direkte Frequenzmodulation der Referenz realisiert werden. Es wird ausgenutzt, daß eine Frequenzmodulation im Bereich einer Resonanz in eine Amplitudenmodulation der ausgekoppelten Strahlung übertragen wird, wobei die relative Phase zwischen beiden Modulationssignalen als Fehlersignal dienen kann, da sie auf den beiden Flanken der Resonanz ein unterschiedliches Vorzeichen aufweist. Die erzielbare Regelbandbreite dieses Verfahrens ist durch die Modulationsfrequenz d.h. bei Einsatz von Piezoelementen durch deren niedrigste Resonanzfrequenz beschränkt. Analog zu (1) handelt es sich um ein intensitätssensitives Verfahren, bei dem Störungen durch Leistungsschwankungen des Lasers auftreten. Hinzu kommt, daß eine kontinuierliche Frequenz- und Amplitudenmodulation in Aufbauten mit hohen Anforderungen an die Stabilität unerwünscht ist.

(3) Frequenzstabilisierung durch Polarisationsanalyse:

Dieses Stabilisierungsverfahren wurde von Hänsch und Couillaud zuerst beschrieben und benutzt polarisationsabhängige Elemente im Resonator [HAE80]. Eine Polarisationsanalyse der am zu stabilisierenden Resonator reflektierten Strahlung liefert das Fehlersignal. Mit dieser Technik lassen sich prinzipiell größere Regelbandbreiten erzielen, da man nicht durch Modulationsfrequenzen limitiert ist. Der Einsatz und die exakte Ausrichtung polarisationsselektiver Elemente machen dieses Verfahren jedoch experimentell aufwendig. Bei der Anwendung auf die Frequenzkontrolle eines Hochleistungs-Festkörperlasers muß zusätzlich der Einfluß des Laserkristalls auf die Polarisationsseigenschaften beachtet werden. Ein durch den Pumpvorgang thermisch belasteter Laserkristall kann zu einer Depolarisation der Laserstrahlung beitragen und damit zu erheblichen

Störungen bei der Polarisationsanalyse führen. Speziell wird in Laserstäben aus Nd:YAG aufgrund der azimutalen-radialen Doppelbrechung ein Anteil von bis zu 25% der Strahlung je Resonatorumlauf depolarisiert. In Systemen mit Nd:YAG-Slabs ist die Depolarisation prinzipbedingt deutlich reduziert, jedoch erzeugen Kristallendflächen, die im Brewsterwinkel geschnitten sind, für eine Polarisationssebene der Strahlung starke Verluste, die berücksichtigt werden müssen.

(4) Phasensensitive Stabilisierung durch Pound-Drever-Seitenbandtechnik:

Die Stabilisierung mittels Pound-Drever-Seitenbandtechnik beruht auf der Analyse einer frequenzabhängigen Phasenverschiebung der Strahlung in dem zu stabilisierenden Resonator [POU46, DRE83]. Dazu werden der injizierten Strahlung bei einer hohen Modulationsfrequenz, die jenseits technischer Rauschquellen liegt, mittels Phasenmodulation Seitenbänder aufgeprägt. Diese Methode macht das Verfahren gleichermaßen geeignet, einen passiven oder aktiven Resonator zu stabilisieren. Intensitätsschwankungen, wie sie durch Fluktuationen der Verstärkung verursacht werden und Depolarisationen der Strahlung im Laserkristall haben nahezu keine Störungen des Regelsignals zur Folge. Der vergleichsweise hohe experimentelle Aufwand für die Seitenbandgenerierung sowie die phasenempfindliche schmalbandige Detektion der Strahlung bei der Modulationsfrequenz wird durch die hohe erreichbare Regelbandbreite und das sehr gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis des erzeugten Fehlersignals gerechtfertigt. Aufgrund dieser Eigenschaften wurde die Pound-Drever-Seitenbandtechnik für das Injection Locking der untersuchten Hochleistungslaser ausgewählt. Im folgenden Abschnitt wird in detaillierterer Weise auf die Regelsignalerzeugung und einzelne Komponenten des Regelkreises eingegangen.

2.3.2 Anwendung der Pound-Drever-Seitenbandtechnik

Die Anwendung der Pound-Drever-Seitenbandtechnik für die Frequenzstabilisierung von Hochleistungslasern beim Injection Locking bietet die Vorteile einer hohen Regelgenauigkeit aufgrund des guten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses des erzeugten Fehlersignals, gleichzeitig ist man nicht durch die Antwortzeit des optischen Resonators begrenzt, da bei diesem Verfahren in Reflexion gearbeitet wird.

2.3.2.1 Regelsignalerzeugung

Für das genauere Verständnis der Regelsignalerzeugung durch eine Phasenanalyse soll das Prinzip zunächst näher erläutert werden. Ein schematisierter Aufbau hierzu ist in Abb. 2.3.1 dargestellt. Der einfrequente Strahlung des Masterlasers werden mittels einer Phasenmodulation der Form $\phi(t) = m \cdot \sin\{\Omega t\}$ Seitenbänder aufgeprägt, die beidseits der optischen Trägerfrequenz jeweils im Abstand der Modulationsfrequenz $f = \Omega/2\pi$ liegen und eine relative Phase von π zueinander haben, also gerade gegenphasig zueinander schwingen.

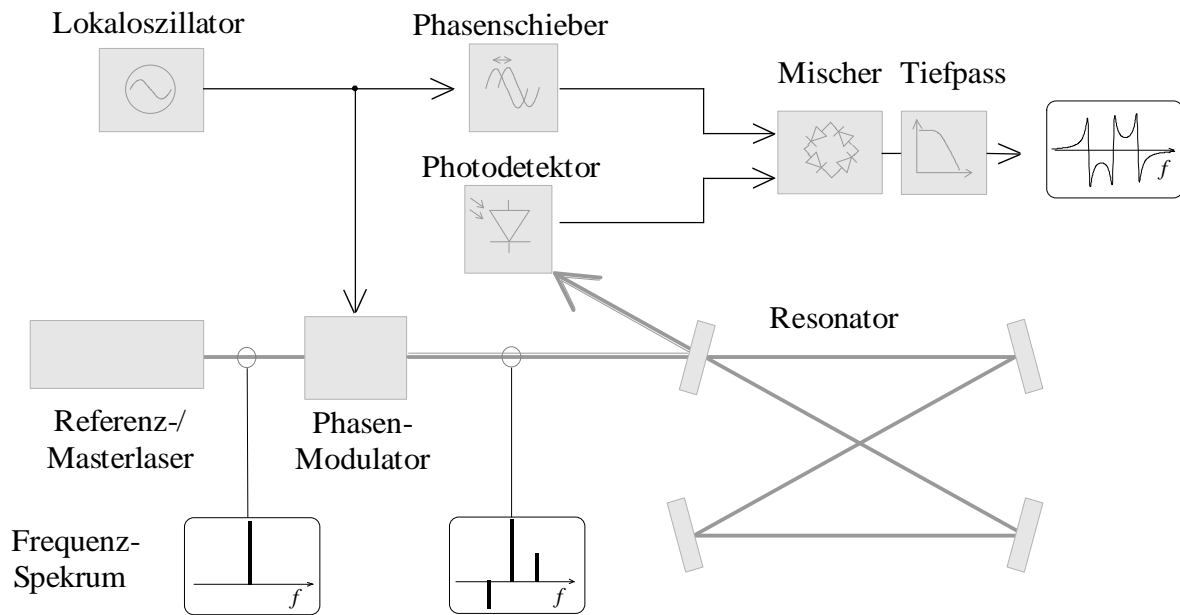


Abb. 2.3.1: Regelsignalerzeugung bei der Pound-Drever-Seitenbandtechnik, schematisierter Aufbau

Wird Licht der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ eingestrahlt, so erhält die elektrische Feldstärke hinter dem Phasenmodulator die Form

$$E(t) = E_0 \left\{ J_0 e^{i\omega t} + J_1 e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1 e^{i(\omega-\Omega)t} \right\} + O(\omega \pm 2\Omega) \quad \text{Gl. 2.3.1}$$

Die Frequenzanteile im Trägerband und den Seitenbändern werden durch Besselfunktionen J_n bestimmt. Für die Regelsignalerzeugung sind im allgemeinen kleine Modulationstiefen ausreichend. Seitenbänder ab der zweiten Ordnung können somit vernachlässigt werden und für die relevanten Koeffizienten gilt näherungsweise:

$$J_0 \approx 1 - \frac{m^2}{4}, \quad J_1 \approx \frac{m}{2} \quad \text{Gl. 2.3.2}$$

Die feste Modulationsfrequenz wird von einem Lokaloszillator zur Verfügung gestellt und sollte so gewählt werden, daß sie deutlich größer als die Linienbreite des zu stabilisierenden Resonators und kleiner als dessen freier Spektralbereich ist, um einen Überlapp der erzeugten Regelsignale zu verhindern. Wird die zentrale Trägerfrequenz nahe einer Resonanzfrequenz des Resonators eingestrahlt, so werden die außerhalb der Resonatorlinienbreite liegenden Seitenbänder vollständig und ohne eine Phasenverschiebung am Einkoppelspiegel reflektiert. Die Verwendung eines Ringresonators hat hierbei den Vorteil, daß die eingekoppelte und reflektierte Strahlung räumlich getrennt sind. Die Strahlung der Trägerfrequenz wird teilweise in den Resonator eingekoppelt und baut ein resonatorinternes Feld auf. Die Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf $\theta = \omega \cdot L / c$ ist somit direkt von der Resonatorlänge L bestimmt.

Das bedeutet, daß die relative Phasenlage der aus dem Resonator ausgekoppelten Strahlung stark von der Lage der Trägerfrequenz zur Resonanzfrequenz des Resonators abhängig ist. Wird die Resonanzbedingung erfüllt, so ist die Phasenverschiebung der ausgekoppelten Strahlung gegenüber der reflektierten gerade π und die Wellen interferieren am Einkoppelspiegel destruktiv. Man kann dies als eine Reduktion des Netto-Reflexionskoeffizienten mit einer starken Frequenzabhängigkeit der Phase in der Nähe einer Resonatorresonanz auffassen. Im Fall eines aktiven Resonators gilt es zu beachten, daß es aufgrund der resonatorinternen Verstärkung auch im Resonanzfall zu keiner Auslöschung des ausgekoppelten Feldes kommen kann. Die aus dem Resonator ausgekoppelte Strahlung interferiert räumlich mit der am Einkoppelspiegel reflektierten Strahlung des Trägerbandes und der beiden Seitenbänder und erzeugt Schwebungs- oder Beatsignale bei der Modulationsfrequenz, die sich folgendermaßen darstellen lassen:

$$E_{refl}(t) = E_0 \left\{ J_0 \rho(\omega) e^{i\omega t} + J_1 \rho(\omega + \Omega) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1 \rho(\omega - \Omega) e^{i(\omega - \Omega)t} \right\} \quad \text{Gl. 2.3.3}$$

mit
$$\rho(\omega') = \frac{r - (1 - r^2) e^{i\omega' L/c}}{1 - r e^{i\omega' L/c}} \quad \text{frequenzabhängiger „Reflexionskoeffizient“}$$

Aufgrund der relativen Phasenverschiebung von π zwischen den Seitenbändern haben die Beatsignale unterschiedliches Vorzeichen. Im Resonanz löschen sich die gegenphasigen Beatsignale gleicher Amplitude gerade aus. Bei einer Abweichung von der Resonanz führt die Phasenverschiebung der Trägerfrequenz dazu, daß die Beatsignale nicht mehr vollständig destruktiv interferieren und ein endliches Signal bei der Modulationsfrequenz detektiert werden kann, dessen Amplitude frequenzabhängig ist. Ein Photodetektor konvertiert das Beatsignal in ein proportionales Spannungssignal $U_{PD} \sim |E_{refl}|^2$, wobei ein Bandpass nur Signale bei der Modulationsfrequenz selektiert. Das Detektorsignal und ein Referenzsignal $U_{LO} \sim \sin\{\Omega t\}$ aus dem Lokaloszillator werden auf die Eingänge eines elektronischen Ringmischers gegeben. Eine fest eingestellte Phasenverschiebung im Referenzzweig gleicht dabei Laufzeitunterschiede in den beiden Pfaden zwischen Lokaloszillator und Mischereingang aus. Das Ausgangssignal des Mischers in Abhängigkeit von den beiden angelegten Spannungen am LO- und RF-Eingang wird durch die Mischergleichung bestimmt. Stimmen die Frequenzen der beiden Eingangssignale wie im betrachteten Fall überein, so erhält man das spezielle Verhalten eines Phasendetektors:

$$\begin{aligned} U_A &= U_1 \cdot \cos\{(\omega_{LO} - \omega_{PD})t - (\phi_{LO} - \phi_{PD})\} + U_2 \cdot \cos\{(\omega_{LO} + \omega_{PD})t + (\phi_{LO} + \phi_{PD})\} \\ &= U_1 \cdot \cos\{\phi_{PD} - \phi_{LO}\} + U_2 \cdot \cos\{2\Omega t + \phi_{PD} + \phi_{LO}\} \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.3.4}$$

Unterdrückt man den schnell oszillierenden Anteil bei der doppelten Modulationsfrequenz durch einen Tiefpassfilter geeigneter Grenzfrequenz, so erhält man als Ausgangssignal nur den von der Phasendifferenz abhängigen Gleichspannungsanteil.

$$U_A(\omega) = U_1 \{ \Phi(\omega) - \Phi(\omega + \Omega) - \Phi(\omega - \Omega) \},$$

$$\Phi(\omega') = \frac{\sin \{ \omega' L / c \}}{1 + r^2 - 2r \cos \{ \omega' L / c \}} \quad \text{Gl. 2.3.5}$$

Das Resultat ist also wie gewünscht ein frequenzabhängiges Dispersionssignal, das eine zur Resonanzfrequenz des Resonators asymmetrische Form aufweist und somit die für Erzeugung von Regelsignalen wichtige Vorzeicheninformation enthält. Regelsignale der richtigen Polarität werden beiderseits der Resonanzfrequenz in einem Bereich erzeugt, dessen Breite durch die Modulationsfrequenz bestimmt ist. Das Verfahren bietet damit den Vorteil eines sehr großen Fangbereiches. Für typische Parameter der in dieser Arbeit untersuchten Slavelasersysteme ($L=3\text{m}$, $T=1-r^2=10\%$) und eine Modulationsfrequenz von $f=12\text{MHz}$ ist die resultierende Kurvenform unter Vernachlässigung einer Verstärkung berechnet worden. Sie ist in Abb. 2.3.2 dargestellt. Berücksichtigt man zusätzlich die resonatorinterne Verstärkung eines aktiven Resonators, so erhöhen sich die Signalstärken bei Annäherung des Träger- oder eines Seitenbandes an eine Resonanz des Resonators deutlich und die Dispersionskurve zeigt in diesen Bereichen einen sehr viel steileren Verlauf. Da die Gesamtverstärkung im Regelkreis durch die Steigung der Regelkurve in der Umgebung des zentralen Nulldurchgangs mitbestimmt wird, ist diese von der optischen Verstärkung im Resonator abhängig. Es läßt sich hieraus die Notwendigkeit ableiten, die elektronische Verstärkung des Regelkreises in Abhängigkeit von der optischen Verstärkung oder der Ausgangsleistung des Slavelasers anzupassen.

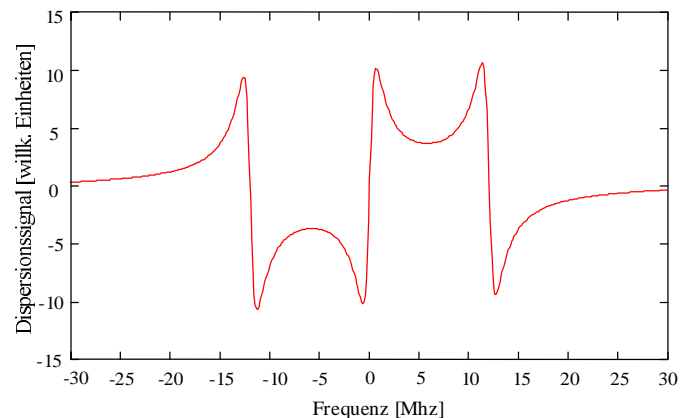


Abb. 2.3.2: Regelsignalkurve der Pound-Drever-Seitenbandtechnik für typische Parameter der experimentellen Untersuchungen

2.3.2.2 Elektrooptische Komponenten des Regelkreises

Wie oben dargestellt, sind wesentliche Elemente der Regelsignalerzeugung nach dem Pound-Drever-Verfahren die Erzeugung von Seitenbändern bei der als Referenz verwendeten Strahlung des Masterlasers sowie die phasenempfindliche rauscharme Detektion von Beatsignalen. Die Funktionsweise der hierfür notwendigen elektrooptischen Komponenten soll deshalb näher erläutert und die

aus den Randbedingungen für eine Anwendung im Frequenzregelkreis ableitbaren spezifischen Anforderungen an ihren Aufbau sollen analysiert werden.

(1) Generierung von Seitenbändern durch Phasenmodulation:

Passiert die Referenzstrahlung einen elektrooptischen Modulator (EOM), der mit einer Hochfrequenz angesteuert wird, so werden durch Phasenmodulation Seitenbänder zur optischen Frequenz im Abstand der Modulationsfrequenz mit einander entgegengesetzter Phasenlage generiert. Es wird hierbei der im verwendeten Modulator kristall auftretende lineare elektrooptische Effekt zur spannungsabhängigen Phasenverzögerung ausgenutzt. Der Zusammenhang von elektrischer Feldstärke und der resultierenden Brechungsindexänderung wird allgemein durch den Tensor r_{ij} beschrieben. Eine lineare Wirkung ist sichergestellt, solange die Feldstärke durch die extern angelegte Spannung klein gegen die internen Kristallfelder bleibt. Für Modulatoren werden Kristalle mit hoher Transparenz für die zu modulierende Strahlung und mit großen elektrooptischen Tensorkoeffizienten ausgewählt, wobei diese von der Orientierung des Kristalls und des induzierten E-Feldes zum linearen Polarisationszustand der Strahlung abhängen. Für Strahlung der Wellenlänge 1064nm zeichnet sich besonders LiNbO_3 als ein Kristall der Gruppe $3m$ durch einen vergleichsweise großen effektiven Koeffizienten von $n_e r_{33}^3 = 328 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ aus [YAR88]. Der Phasenhub in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U_E ist für Kristalle dieser Gruppe durch die folgende Formel bestimmt:

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} d \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \right) \frac{l}{d} U_E \quad \text{Gl. 2.3.6}$$

Dabei bezeichnet λ die Vakuumwellenlänge der Laserstrahlung, l die Länge des eingesetzten Modulator kristalls und d seine Dicke in Richtung des E-Feldes. Als charakteristische Größe zur Einordnung eines Phasenmodulators dient seine **Halbwellenspannung** U_π , also der Spannungswert der gerade eine Phasenverschiebung von π erzeugt. Sie liegt typisch bei einigen Hundert Volt. Für den oben betrachteten Fall gilt $U_\pi = \lambda d / n_e^3 r_{33} l$. Für die Phasenmodulation mit einer festen Frequenz, wie sie bei der Regelsignalerzeugung notwendig ist, bieten sogenannte *resonante EOMs* Vorteile gegenüber Standardmodellen mit einer direkten Ansteuerung, da sie durch eine Spannungsüberhöhung in einem Schwingkreis mit sehr viel geringeren Amplituden und damit Eingangsleistungen auskommen. Der interne Resonanzkreis wird aus der Kapazität C des mit Elektroden versehenen Kristalls und einer Induktivität L gebildet, durch die die Resonanzfrequenz auf die gewünschte feste Modulationsfrequenz abgestimmt wird. Ist P die am Eingangswiderstand erbrachte Wechselstromleistung und G die Güte des elektronischen Resonanzkreises (typisch 20-50), so ist die erzielte Phasenmodulations-Amplitude

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \right) \frac{l}{d} \sqrt{2PG} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{Gl. 2.3.7}$$

Die Halbwellenspannung von vergleichbaren resonanten gegenüber nicht-resonanten Modulatoren läßt sich somit um mehr als einen Größenordnung verringern. Für die Erzeugung von Seitenbändern sind diese Ausführungen aufgrund ihrer einfacheren elektrischen Ansteuerung und der geringeren elektromagnetischen Abstrahlung und damit elektronischer Störung anderer Regelkomponenten im Hochfrequenzbereich vorzuziehen.

(2) Detektion von Beatsignalen bei der Modulationsfrequenz:

Zur Detektion des optischen Beatsignals in der am Resonator reflektierten Strahlung wird ein Photodetektor benötigt, der das optische Signal in einem schmalen Frequenzbereich um die Modulationsfrequenz mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis in eine proportionale Spannung konvertiert. Es wird damit sichergestellt, daß Signale bei höheren Harmonischen der Modulationsfrequenz und vergleichsweise starke technisch bedingte Schwankungen deutlich unterhalb der Modulationsfrequenz nicht zum Eingang des Mixers gelangen können und so zu Störungen des Regelsignals an dessen Ausgang beitragen. Dies läßt sich mit einem breitbandig arbeitenden Photodetektor realisieren, dem ein geeigneter Bandpass bei der Modulationsfrequenz nachzuschaltet wird. Die spektrale Bandbreite des Paßfilters sollte dabei in Abhängigkeit von der erforderlichen Regelbandbreite der Stabilisierung gewählt werden. Gegenüber dieser Anordnung läßt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Detektion verbessern, wenn ein Photodetektor benutzt wird, dessen Verstärkung in gewünschter Weise frequenzabhängig ist. Dies läßt sich erreichen, indem man das Photodiodensignal bei der Modulationsfrequenz mit einem LC-Schwingkreis resonant überhöht [HEI96]. Dabei wird der Schwingkreis durch die Sperrschichtkapazität C_{PD} der negativ vorgespannten Photodiode und eine abstimmbare Induktivität L gebildet (vgl. Abb. 2.3.3.). In Resonanz erreicht die Impedanz des Kreises gerade ihr Maximum, welches durch die Verluste in der Photodiode begrenzt wird. Ziel ist es, die Impedanz R bei der Modulationsfrequenz so hoch wie möglich zu machen, da die Signalstärke, also das Verhältnis von Spannung zu induziertem Photostrom, mit R ansteigt, während das Rauschen nur mit \sqrt{R} zunimmt. Somit wird das erzielbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Resonanzfall optimiert. Zur anschließenden Verstärkung des frequenzselektiv überhöhten Spannungssignals auf den benötigten Eingangspegel des nachgeschalteten Phasendetektors wird ein rauscharmer HF-Operationsverstärker benutzt, der über einen Hochpass aus C_H und R_H an den Schwingkreis angekoppelt ist.

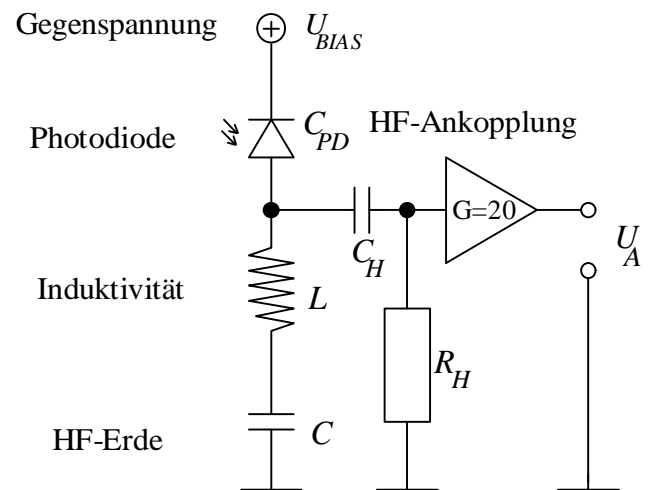


Abb. 2.3.3: Schaltkreis Photodetektor mit resonanter Signalüberhöhung

Die beschriebenen elektrooptischen Komponenten des Regelkreises tragen damit zu einer Regelsignalerzeugung hoher Präzision und Effizienz bei, wie sie für die Frequenzkontrolle von Hochleistungslasern benötigt wird.

2.3.3 Anforderungen an eine Rückkoppelelektronik

Die Aufgabe der Rückkoppelelektronik in Verbindung mit einem Stellelement ist es, den Frequenzregelkreis des zu stabilisierenden Resonators zu schließen und aus dem Regelsignal am Ausgang des Frequenzdiskriminators ein Stellsignal für die Resonanzfrequenz des Resonators zu generieren, welches zur Ansteuerung eines Piezoelements dient. Die Translation des auf das Piezoelement aufgebrachten Resonatorspiegels stellt dann die Umlauflänge und somit die Resonanzfrequenz des Slavelasers entsprechend der gemessenen Abweichung nach. Aus allgemeinen Betrachtungen für die Eigenschaften eines Frequenzregelkreises ergeben sich die nachstehenden Forderungen:

- Der Regelkreis muß stabil sein. Eine Abweichung der Frequenz vom Sollwert muß ein Stellsignal zur Folge haben, das dieser Abweichung entgegenwirkt. Man spricht hierbei von Gegenkopplung.
- Die Verstärkung des Regelkreises sollte so groß wie möglich sein, um die Regelabweichungen zu minimieren. Die mögliche frequenzabhängige Schleifenverstärkung wird jedoch dadurch begrenzt, daß es aufgrund unvermeidbarer Phasenverschiebungen im Regelkreis bei zu hohen Verstärkungen zu Schwingungen um den Sollwert kommt, die vermieden werden sollen.

Diese Eigenschaften des gesamten Regelkreises können im wesentlichen durch die Ausführung der Rückkoppelelektronik und des Stellelementes bestimmt werden, da die Signalantwort des Frequenzdiskriminators auf Abweichungen von der Resonanzbedingung bis auf eine geringe Abhängigkeit von der optischen Verstärkung des Slavelasers festliegt. Um die Parameter einer geeigneten Regelelektronik bestimmen zu können, sollen zunächst die Charakteristika der im Laserbetrieb auszuregelnden Frequenzstörungen und die Eigenschaften der verwendeten Stellelemente analysiert werden.

2.3.3.1 Spektrum der Frequenzstörungen bei Hochleistungsfestkörperlasern

Die Resonanzfrequenz eines aktiven Resonators wird im Laserbetrieb durch eine Vielzahl von physikalischen Vorgängen beeinflusst. Insbesondere bei Festkörperlasern im Hochleistungsbetrieb kommt es aufgrund von thermooptischen und akustischen Störungen zu vergleichsweise starken Fluktuationen der optischen Umlauflänge des Resonators und damit zu Variationen in der Resonanzfrequenz des Lasers. Die hohe thermische Belastung des Lasermediums und die dabei notwendige effiziente Kühlung des Laserkristall durch einen direkten Kontakt mit einem turbulenten Kühlmittelstrom tragen vermehrt zu Temperaturschwankungen und damit Brechungsindexfluktuationen im Lasermedium bei. Diese Variationen geben Anlaß zu starken Frequenzstörungen mit typischen Frequenzen von einigen 10 Hertz bis in den Millihertzbereich. Akustische Störungen

des Resonatoraufbaus führen zu Schwingungen einzelner Komponenten gegeneinander. Hier tragen insbesondere die Resonanzschwingungen des optischen Tisches oder der optischen Bank im Bereich einiger Hundert Hertz mit merklichen Amplituden bei. Störungen bei höheren Frequenzen bis in den Kilohertzbereich treten durch Eigenschwingungen von Spiegelhalterungen und Optiken, durch schwingungsinduzierte mechanische Spannungen im Laserkristalls, sowie durch Luftbewegungen auf. Es läßt sich jedoch allgemein feststellen, daß die Amplituden dieser technisch bedingten Frequenzstörungen zu höheren Frequenzen kontinuierlich abnehmen, wobei oftmals ein Abfall gerade mit dem Kehrwert der Frequenz auftritt („1/f-Abfall“). Frequenznachführungen für das Injection Locking müssen also insbesondere bei geringen Frequenzen hohe Verstärkungen aufweisen, um die große Amplituden ausreichend schnell auszuregeln und ein Verlassen des Locking-Bereichs zu verhindern.

2.3.3.2 Eigenschaften von Frequenzstellelementen

Als Stellelemente für die Umlauflänge eines Laserresonators werden aufgrund der hohen erreichbaren Stellgeschwindigkeit und Präzision der Bewegung Piezoelemente verwendet. Es wird hierbei der inverse piezoelektrische Effekt in einer Sinterkeramik (für dynamische Anwendungen meist Bleizirkoniumtitanat - PZT) ausgenutzt, um einen Resonatorspiegel durch eine angelegte elektrische Hochspannung linear zu bewegen. Um den notwendigen Stellweg (Hub) eines Piezoelements festlegen zu können, muß zunächst die mögliche Schwankungsbreite der optischen Resonatorlänge abgeschätzt werden. Maximale Werte treten aufgrund von Temperaturänderungen als langsame, thermisch induzierte Drift auf. So bewirkt die thermische Ausdehnung des optischen Tisches (Material: Edelstahl), auf dem sich ein ca. 3m langer Resonator befindet, bei einer Temperaturänderung von 0.1K eine Verlängerung des Umlaufweges um 2,8µm, dies würde einer Frequenzdrift um 212 MHz entsprechen. Schwankt die Kühlmitteltemperatur eines Laserkristalls aus Nd:YAG ($l=10\text{cm}$) um typisch 1K, so ändert sich der optische Weg im gleichen Resonator um 1,4µm. Um diese Störungen sicher ausregeln zu können sind also Piezostapelelemente mit Stellwegen von mindestens 5µm notwendig. Da die Kombination einer Piezokeramik mit einem aufgebracht Spiegel stets auch ein schwingungsfähiges System darstellt, wird die in einem Regelkreis erreichbare Stellgeschwindigkeit durch auftretende mechanische Resonanzen begrenzt. Diese liegen je nach Ausführung im Bereich von einigen Kilohertz bis zu einigen zehn Kilohertz und sind näherungsweise durch die folgende Formel bestimmt [PIE95]:

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c_T}{\frac{m_A}{2} + M_S}} \quad \text{Gl. 2.3.8}$$

Dabei bezeichnet c_T die wirksame Steifigkeit des Aktuators in Einheiten [N/µm] und m_A seine Masse, M_S bezeichnet die Masse des bewegten Spiegels. Im Frequenzbereich um eine Piezoresonanz

tritt durch die Überhöhung der spannungsabhängigen Auslenkungsamplitude eine höhere Verstärkung im Regelkreis auf. Zusätzlich tritt für Regelsignale mit Frequenzen oberhalb der Resonanz eine zusätzliche Phasenverschiebung um π auf, so daß der Regelkreis von der Gegenkopplung in die Mitkopplung übergehen kann. Das generierte Stellsignal wirkt dann einer Abweichung also nicht mehr entgegen, sondern verstärkt diese. Um ein Aufschwingen des Stellsignals im Bereich einer Piezoresonanz zu verhindern, muß also die eingesetzte Rückkoppel elektronik sicherstellen, daß das Regelsignal hier so weit abschwächt wird, daß die Schleifenverstärkung (also die Nettoverstärkung für einen Umlauf im Regelkreis) unterhalb von Eins bleibt.

2.3.3.3 Ausführung der Regelelektronik

Durch die Kenntnis des Spektrums der auftretenden Regelsignale und der mechanischen Resonanzen der verwendeten Piezo-Stellelemente können die wesentlichen Anforderungen an die Kenngrößen einer geeigneten Regelelektronik festgelegt werden. Prinzipiell kann man den Aufbau einer Rückkoppel elektronik, wie in Abb. 2.3.4 dargestellt, in drei Funktionseinheiten aufteilen:

1. Einer Eingangsstufe: Sie dient dazu, die Gesamtverstärkung für die nachfolgende Regelstufe anzupassen und einen möglichen Offset anderer Komponenten (z.B. des Ringmischers) zu kompensieren.
2. Der eigentlichen Regelstufe mit einer frequenzabhängigen Verstärkungskennlinie.
3. Einer Ausgangsstufe einer frequenzunabhängigen Verstärkung des Regelsignals in den Hochspannungsbereich zur Ansteuerung von Piezoelementen.

Da die Eingangs- und Ausgangsstufe das Spannungssignal lediglich frequenzunabhängig verstärken sowie feste Spannungen als Offset addieren, ändern sie den relativen Verlauf von Reglerkennlinien nicht. Eine von der Signalfrequenz abhängige Amplitudenverstärkung und eine Phasenänderung wird ausschließlich durch die Reglerstufe bestimmt, deren Aufbau nun näher analysiert werden soll. Es werden im folgenden zwei geeignete Reglerausführungen vorgestellt und ihre Eigenschaften im Frequenzregelkreis diskutiert :

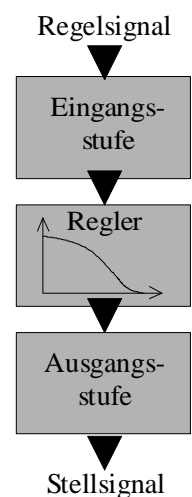


Abb. 2.3.4:
Rückkoppel elektronik

(1) Proportional-Integral-Regler:

Bei vielen regelungstechnischen Anwendungen, speziell auch für die Frequenzkontrolle von Resonatoren werden PI- oder PID-Regler eingesetzt, da sich bei diesem Schaltungstyp die Regelparameter sehr einfach und exakt an die konkreten Anforderungen des Regelkreises anpassen lassen. PI-Regler bestehen im allgemeinen aus zwei getrennt arbeitenden, parallelgeschalteten Operatoren - einem Proportional-Verstärker und einem Integrator, deren Einzelspannungen sich am Ausgang addieren. Das Prinzip der Schaltung ist in Abb. 2.3.5 skizziert. Der Proportionalverstärker liefert ein Spannungssignal, das über den gesamten Frequenzbereich um einen festen Faktor

verstärkt wird und gegenüber dem Eingangssignal nahezu keine Phasenverschiebung erfährt. Mit diesem Anteil wird die „mittlere“ Verstärkung eingestellt.

Ein Integrator zeigt unterhalb einer einstellbaren Grenzfrequenz $f_i = 1/2\pi C_i R_i$ eine mit 20dB pro Frequenzdekade zu niedrigen Frequenzen hin ansteigende Verstärkung. Somit wird die Verstärkung für langsame Fehlersignale durch den I-Anteil deutlich erhöht. Durch diese wichtige Eigenschaft trägt der Regler den Anforderungen des Störspektrums Rechnung, wonach Signale mit geringen Frequenzen mit deutlich größeren Amplituden auftreten, als vergleichsweise schnelle Signale. Die Phase des I-Anteil folgt dem Eingangssignal mit einer Verzögerung um $\pi/2$. Ein zusätzlicher Differentiator (D-Anteil) bringt für einen Frequenzregelkreis im allgemeinen keine Vorteile, da er einen unerwünschter Anstieg der Verstärkung zu höheren Frequenzen zur Folge hat.

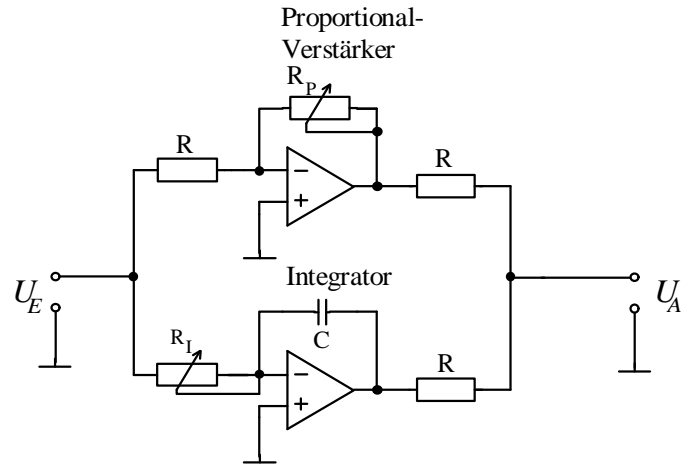


Abb. 2.3.5: Schaltung eines PI-Reglers

(2) Mehrstufige Verstärkung mit frequenzabhängigen Rückkopplungsimpedanzen

Verstärkerstufen mit einer geeigneten Kombination aus ohmscher und kapazitiver Rückkopplung lassen sich so aufbauen, daß sich der Regler zwischen zwei einstellbaren Eckfrequenzen nahezu wie ein Integrator verhält, verbunden mit einem Anstieg der Verstärkung zu kleineren Frequenzen. Oberhalb und unterhalb dieses Frequenzbereichs ist die Verstärkung analog zu einem P-Regler konstant. Für die Phasenlage gilt, daß es nur innerhalb des Bereichs mit variierender Verstärkung zu einer Verzögerung kommt, die jedoch stets kleiner als $\pi/2$ bleibt. Im übrigen Frequenzbereich tritt keine Phasenverschiebung auf. Aufgrund dieser Eigenschaft ist es möglich, wie in Abb. 2.3.6 dargestellt, mehrere Verstärkerstufen in Reihe zu schalten, um so die Verstärkung zu kleineren

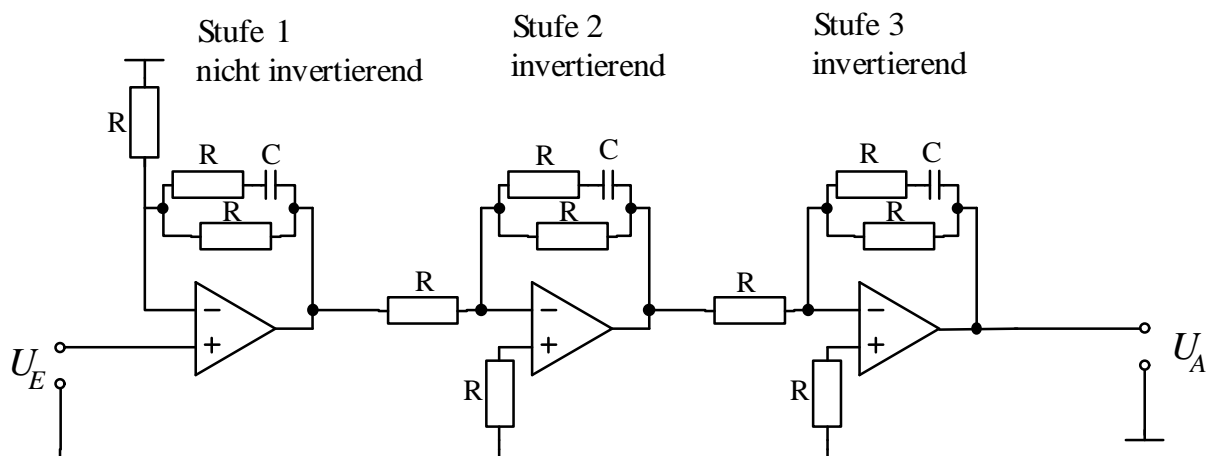


Abb. 2.3.6: Aufbau eines Reglers aus drei Verstärkerstufen mit frequenzabhängiger Rückkopplungsimpedanz

Frequenzen sukzessive zu erhöhen. Dabei müssen die Parameter so gewählt werden, daß es zu keiner Mitkopplung kommt, d.h. daß Phasenverzögerungen von π oder größer vermieden werden.

Durch die Reihenschaltung mehrere Stufen kann damit ein deutlich stärkerer Anstieg der Amplitudenverstärkung zu kleineren Frequenzen hin erreicht werden, als dies mit einem einzigen Integrator realisierbar wäre. Ein solcher Regler aus mehreren frequenzabhängigen Verstärkerstufen weist deshalb Vorteile im Störverhalten im niedrigen und mittleren Frequenzbereich auf.

Ein nachgeschalteter Tiefpass stellt sicher, daß die Verstärkung des Regelkreises zu höheren Frequenzen hin ausreichend schnell abfällt. Dies ist notwendig, um eine Schleifenverstärkung im Frequenzbereich von mechanische Piezoresonanzen unterhalb von Eins zu gewährleisten und damit eine Oszillation des Signals um den Sollwert zu verhindern. Für den konkreten Fall wurde eine Grenzfrequenz von 5 kHz gewählt. Abb. 2.3.7 zeigt exemplarisch die Amplitudenverstärkung und Phase eines PI-Reglers und eines 3-Stufen-Reglers für typische Parameter eines Frequenzregelkreises jeweils in Kombination mit einem Tiefpass der Grenzfrequenz 5 kHz im Vergleich. Die Gesamtverstärkung ist in beiden Fällen so gewählt, daß ein Wert von 0 dB bei einer Frequenz von 3kHz erreicht wird (diese wird als die „Unity Gain Frequency“ bezeichnet). Man erkennt, daß der 3-Stufen-Regler im Frequenzbereich zwischen 1Hz und 1kHz eine Verstärkung erreicht, die um bis zu 25 dB über der des PI-Reglers liegt. Der stärkere Abfall der Verstärkung zu höheren Frequenzen hin ermöglicht zusätzlich eine stärkere Dämpfung im Frequenzbereich oberhalb von etwa 10kHz, so daß die dort auftretenden mechanische Resonanzen der Piezo-Stellelemente besser unterdrückt werden. Die Phasenanalyse beider Regler zeigt, daß die Verzögerung für alle Frequenzen stets geringer als π bleibt und sich für hohe Frequenzen dem Wert $\pi/2$ annähert. Damit wird die Phasenbedingung für eine unerwünschte Oszillation des Regelkreises vermieden.

Aufgrund der beschriebenen Eigenschaften sind Regler auf der Basis mehrstufiger Verstärker mit frequenzabhängiger Rückkoppelimpedanz den einfacher aufgebauten PI-Reglern bei der Frequenzregelung vorzuziehen.

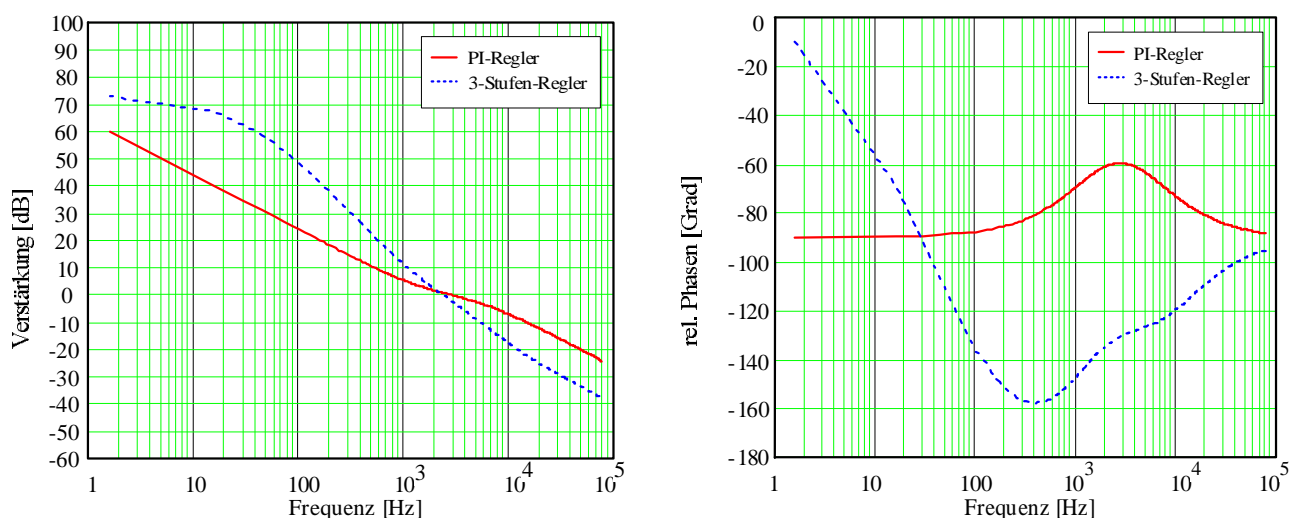


Abb. 2.3.7: Vergleich des Verstärkungs- und Phasenverhaltens eines PI-Reglers und eines dreistufigen Reglers mit frequenzabhängiger Rückkopplungsimpedanz. Bei beiden Reglern ist ein Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 5kHz nachgeschaltet.

2.4 Quellen des Intensitätsrauschens von Hochleistungslasern

Kontinuierlich arbeitende Hochleistungslaser auf Basis von Festkörperlasermaterialien zeigen stets Fluktuationen in ihrer Ausgangsleistung, die unterschiedlich stark über den gesamten meßbaren Frequenzbereich auftreten. Bei der Analyse der Quellen des Intensitätsrauschens kann man fundamentale, also durch die Natur des Lichts oder die oszillatorischen Eigenschaften des Lasers begründete, und technische Ursachen unterscheiden. Auf die relevanten Rauschquellen der in dieser Arbeit untersuchten Lasersysteme und ihre meßtechnische Erfassung wird im folgenden näher eingegangen.

2.4.1 Quantenrauschen

Die Quantennatur des Lichts führt zu einer fundamentalen Quelle für Intensitätsschwankungen eines Laseroszillators. Allgemein setzt sich jede elektromagnetische Welle, so auch die Mode eines Laseroszillators, aus einzelnen diskrete Energieeinheiten $E = h\nu$ zusammen, den Photonen mit der Frequenz ν . Die räumliche und zeitliche Verteilung der Photonen ist dabei unkorreliert und unterliegt rein statistischen Gesetzen, die lediglich Aussagen über eine Wahrscheinlichkeit zulassen, in einem festen Zeitintervall eine bestimmte Anzahl von Photonen zu messen. Diese Eigenschaft führt somit zu statistisch begründeten Schwankungen der Intensität jedes Laseroszillators, wobei die vielfach verwendete Beschreibung als ein klassischer Oszillator eine gute Näherung für die Mittelwerte der Verteilung darstellt.

Das statistische Verhalten eines Lasers wurde ausführlich von Scully und Lamb beschrieben [SCU67]. Danach gehorcht bei einem Laser unterhalb der Schwelle die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonen der Bose-Einstein-Statistik mit entsprechend starken Schwankungen um den Mittelwert. Bei Überschreiten der Schwelle für Laseroszillation ändert sich das statistische Verhalten sprunghaft und geht in eine Poisson-Verteilung über. Man spricht nun von einem kohärenten Zustand. Die Wahrscheinlichkeit n Photonen in einem Meßintervall zu finden, wenn \bar{n} den Mittelwert der Photonenzahl angibt, ist:

$$W(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad \text{Gl. 2.4.1}$$

Die Schwankungen um den Mittelwert sind im Laserbetrieb deutlich verringert. Die relative Größe der Schwankungen vermindert sich mit steigender Photonenzahl und Leistung des Laseroszillators. Für das Schwankungsquadrat ergibt sich folgende Beziehung:

$$\frac{\overline{\Delta n^2}}{\bar{n}^2} = \frac{\overline{(n - \bar{n})^2}}{\bar{n}^2} = \frac{1}{\bar{n}} \quad \text{Gl. 2.4.2}$$

Da das Auftreten der Photonen zeitlich völlig unkorreliert ist, bildet es die Ursache für ein „weißes“ Intensitätsrauschen, das man als **Schrotrauschen** bezeichnet. Die spektrale Dichte $S(f)$ des Schrotrauschens hängt dabei nur von der mittleren Intensität \bar{I} des Lichts ab, ist jedoch unabhängig von der Fourierfrequenz bei der das Rauschen detektiert wird.

$$S_Q(f) = 2\bar{I}h\nu \quad \text{Gl. 2.4.3}$$

Eine spektrale Analyse würde demzufolge eine konstante Rauschleistung über den gesamten detektierten Frequenzbereich liefern. Bei den meisten Festkörperlasern wird dieser weiße Rauschuntergrund jedoch unterhalb von einigen Megahertz von technischem Rauschen überdeckt. Für Laser, die nicht im Monomode-Betrieb arbeiten, kommen meist noch diskrete Schwebungs- oder Differenzfrequenzsignale zwischen den Lasermoden bei weit höheren Frequenzen vor. Man spricht in diesen Fällen davon, daß die Laser bei diesen niedrigen Frequenzen nicht schrotrauschbegrenzt arbeiten.

2.4.2 Quellen technischen Rauschens bei Hochleistungslasern

Die Intensitätsstabilität von Hochleistungsfestkörperlasern wird meist breitbandig durch technisch bedingte Rauschquellen begrenzt. Zu diesen zählen beispielsweise die Rauschkomponenten der eingesetzten Pumplichtquelle, mechanische Vibrationen des Aufbaus, akustisch eingekoppelte Störungen sowie thermische Fluktuationen im Laserkristall. Typische Frequenzen, bei denen diese Störgrößen auftreten, reichen vom Sub-Hertz-Bereich bis in den Bereich einiger Megahertz.

2.4.2.1 Rauschen der Pumplichtquelle

Festkörperlaser werden ausschließlich durch optisches Pumpen angeregt, so daß die bei Gas- oder Farbstofflasern üblichen Rauschquellen durch die Eigendynamik des Lasermediums entfallen. Intensitätsfluktuationen der Pumplichtquelle haben jedoch einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität des Festkörperlasers. Die rauscharme Anregung des Materials durch leistungsstarke Halbleiter- oder Diodenlaser hat dabei erhebliche Vorteile gegenüber den Entladungslampen konventionell angeregter Systeme, da diese durch Plasmafluktuationen in ihren Rauscheigenschaften dominiert werden. Hochleistungsdiodenlaser erreichen prinzipiell hohe Leistungsstabilitäten. Je nach Leistungsklasse und Bauart liegen die relativen Schwankungen im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-6} für Frequenzen oberhalb von etwa 10Hz, wobei die tatsächliche Stabilität allerdings stark von den Eigenschaften des eingesetzten Leistungsnetzgerätes abhängt. Charakteristische Frequenzen des Netzgerätes wie die Wechselfrequenz des Stromnetzes (50Hz / 60Hz) oder die Schaltfrequenz im Fall eines Schaltnetzteils (diskrete Frequenzen zwischen 25kHz und 180kHz) sowie deren höhere Harmonische treten bei nicht ausreichender Filterung am Stromausgang auf und können so auf die optische Emission der Diodenlaser und damit auf den Festkörperlaser übertragen werden. Allgemein gilt, daß für geringe Frequenzen der Fluktuationen eine starke Kopplung zwischen Pumpe und Festkörperlaser existiert, oberhalb einer charakteristischen Grenzfrequenz zeigt der Festkörperlaser

jedoch Tiefpassverhalten und es tritt eine starke Dämpfung des Pumprauschens auf. Diese spektralen Eigenschaften der Übertragung des Rauschens werden in Abschnitt 2.4.4 näher analysiert, auf die Auswirkung langsamer thermisch bedingter Variationen im Hertz- und Sub-Hertz-Bereich wird nachfolgend unter 2.4.2.3 eingegangen.

2.4.2.2 Akustische Rauschquellen und mechanische Schwingungen

Hohe Anregungsdichten, wie sie beim Pumpen mit fasergekoppelten Diodenlasern erreicht werden, machen bei den in dieser Arbeit untersuchten Systemen eine direkte Wasserkühlung des Laserkristalls notwendig, um die erzeugte Wärme effektiv abzuführen. Aufgrund des direkten Kontakts des Kühlwassers mit der Oberfläche des Festkörperlaser-Materials kommt es dabei allerdings zu einer Übertragung akustischer Störungen aus dem Kühlmittel, die ihrerseits Schwingungen des Kristalls anregen und somit Einfluß auf die räumliche Lage des Lasermodes nehmen können. Die Hauptursache akustischer Störungen durch den Kühlwasserstrom sind Turbulenzen, die sich im Bereich des Laserkristalls aufgrund hoher Strömungsgeschwindigkeiten von typischerweise 2 m/s bei gleichzeitig kleinen Querschnitten der Kühlkanäle ausbilden. Weitere Beiträge liefern Laufgeräusche der eingesetzten Kühlmittelpumpe. Zusätzlich werden akustische Störungen in Form von Schall oder durch Vibrationen aus der Umgebung auf den Resonatoraufbau übertragen. Im Fall eines aus diskreten Einzelkomponenten aufgebauten Lasersystems treten dabei Schwingungen bevorzugt bei den Frequenzen auf, die den mechanischen Resonanzen des optischen Tisches entsprechen. Diese liegen typisch im Bereich von etwa 200Hz bis 1KHz. Die Auslenkungen werden auf die Resonatorspiegel übertragen und führen zu geringfügigen Variationen der Resonatorumlaufänge und der Strahlage. Reine Längenänderungen des Resonators führen im allgemeinen lediglich zu Frequenzverschiebungen der Resonatormoden und können durch eine aktive Frequenzstabilisierung ausgeglichen werden. Kurzzeitige Variationen der Strahlage haben jedoch eine Modulation der Resonatorverluste bzw. -verstärkung zur Folge. Dabei trägt die erhöhte Beugung an Aperturen oder der Strahlversatz im aktiven Lasermedium zum Intensitätsrauschen bei. Man benötigt somit neben einem mechanisch stabilen, schwingungunempfindlichen Aufbau Resonatoren mit **geringer Dejustierempfindlichkeit**, die sich dadurch auszeichnen, daß kleine Verkippungen der Resonatorspiegel eine minimale Variation der Lage der Strahlachse zur Folge haben.

2.4.2.3 Thermische Fluktuationen

Thermische Schwankungen im Lasermaterial haben aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex direkte Auswirkungen auf den Modenverlauf im Laserresonator und beeinflussen damit die Modenstabilität und die Resonatorverluste. Sie werden im wesentlichen durch eine zeitlich variierende Leistung und Wellenlänge der Pumpstrahlung und ungleichmäßige Strömung des Kühlmittels induziert. Die endliche Wärmeleitfähigkeit hat jedoch zur Folge, daß die thermischen Relaxationszeiten für Laserkristalle aus Nd:YAG je nach Querschnitt im Bereich von 0.1s bis 1s liegen [EGG84]. Thermischen Schwankungen mit Frequenzen oberhalb weniger Hertz sind in ihren

Auswirkungen auf den Laserbetrieb und damit auf die Ausgangsleistung daher sehr stark gedämpft. Für langsame Variationen der Pumpleistung existiert jedoch eine starke Kopplung mit den Betriebsparametern des Festkörperlasers (siehe hierzu Abschnitt 2.4.4.1). Neben der Verstärkung des Lasermediums wird dabei der Wärmeeintrag und somit das Temperaturprofil im Kristall beeinflusst. Die Emissionswellenlänge der Diodenlaser ist im allgemeinen genau auf ein Absorptionsmaximum des Lasermediums abgestimmt. Kleine Änderungen der Betriebstemperatur der Diodenlaser z.B. durch Schwankungen in deren Kühlung führen zu einer Verstimmung der Emissionswellenlänge, wodurch sich die Absorptionslänge im Lasermedium und als direkte Folge hiervon der lokale Wärmeeintrag und das Temperaturprofil ändern können. Ähnliche Wirkungen hat auch eine zeitliche Schwankung der Kühlmittelströmung, die die Randbedingungen der Temperatur lokal an der Kristalloberfläche beeinflusst. Schwankungen der Betriebsparameter der Pumplichtquelle und Kühlung sind also soweit als möglich zu reduzieren. Um eine hohe Leistungsstabilität des Festkörperlasers auf langsamen Zeitskalen zu erreichen, ist es darüber hinaus notwendig, ihn unempfindlich gegenüber unvermeidbaren thermischen Variationen im Lasermedium zu machen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierzu zwei Ansatzpunkte verfolgt:

- Die **Slabgeometrie** des Laserkristall reduziert die Wirkung thermischer Fluktuationen im Laserkristall, da über das Temperaturprofil auf einem Zick-Zack-Strahlverlauf durch den Kristall gemittelt wird.
- Bei Stablasern mit einer prinzipiell stärkeren thermischen Linsenwirkung werden **dynamisch stabile Resonatoren** eingesetzt, deren Design gerade so ausgelegt ist, daß der Einfluß thermischer Schwankungen auf den Verlauf der Lasermode, speziell auf den Modendurchmesser im Verstärkungsmedium, minimiert wird. (vgl. Anhang B).

2.4.3 Relaxationsozillationen

Die kontinuierliche Anregung eines laseraktiven Mediums mit einer konstanten Pumpleistung läßt einen stationären Laserbetrieb mit einer ebenso konstanten Ausgangsleistung erwarten. Dieser Idealfall kann bei realen Laseroszillatoren auf der Basis von Festkörperlasermedien nur näherungsweise erreicht werden. Wie in einem der vorangegangenen Abschnitte dargestellt wurde, trägt allein die Quantennatur der Pump- und Laserstrahlung stets zu Fluktuationen des Laserstrahlungsfeldes und der Besetzungsinversion im Lasermedium bei. Technische Rauschquellen vergrößern zusätzlich die zeitlichen Schwankungen der Betriebsbedingungen. So findet bei der optischen Anregung eine Übertragung von Intensitätsmodulationen der Pumpquelle auf die Verstärkung des aktiven Mediums statt. Die induzierten thermischen Variationen im Lasermedium und Vibrationen der Resonatorspiegel verändern die Strahlachse und dadurch die Resonatorverluste. Diese Rauschquellen tragen bei Nd:YAG-Laseroszillatoren dazu bei, daß sogenannte **resonante Relaxationsozillationen** angetrieben werden, wobei sich eine deutliche Modulation der Laserleistung um einen stationären Mittelwert zeigt. Das Resonanzverhalten ist demjenigen mechanischer Oszillatoren vergleichbar. Es führt zu stark überhöhten Modulationsamplituden im

Frequenzbereich der charakteristischen Resonanz, die von den jeweiligen Betriebsparametern des Lasers abhängt. Dies wird im folgenden konkretisiert.

Die oszillatorischen Eigenschaften lassen sich für einen Vierniveau-Laser mit homogener Verbreiterung des Laserübergangs zutreffend aus einem Raten-Modell ableiten [SIE86]. Sind $n(t)$ die Photonenzahl im Resonator und $N(t)$ die Inversionsbesetzung im Lasermedium, dann lauten die zeitlichen Entwicklungsgleichungen dieser Größen:

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t} = KN(t)n(t) - \gamma_R n(t) \quad \text{Gl. 2.4.4}$$

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = R_p - \gamma_t N(t) - KN(t)n(t) \quad \text{Gl. 2.4.5}$$

Dabei bezeichnet R_p die Pumprate ins obere Laserniveau, γ_t die Zerfallsrate durch spontane Emission, γ_R die Energiezerfallsrate des Resonators aufgrund aller Verlustmechanismen und $K \sim B$ die Kopplungskonstante für den stimulierten Dipol-Laserübergang mit dem Einsteinkoeffizienten B .

Im rein stationären Laserbetrieb haben die Differentialgleichungen die Lösungen

„Schwellinversion“
$$N_{th} = \frac{\gamma_R}{K} \quad \text{Gl. 2.4.6}$$

„mittlere Photonenzahl“
$$n_{cw} = \frac{R_p}{KN_{th}} - \frac{\gamma_t}{K} = (r - 1) \frac{\gamma_t}{K} \quad \text{Gl. 2.4.7}$$

mit einem „Pumpfaktor“
$$r = \frac{R_p}{N_{th} \gamma_t} \approx \frac{P_{Pump}}{P_{Schwelle}} \quad \text{Gl. 2.4.8}$$

Der Pumpfaktor entspricht in guter Näherung dem Quotienten aus Pumpleistung und Schwellpumpleistung. Läßt man kleine zeitabhängige Störungen der stationären Werte für Inversion und Photonenzahl zu, so lassen sich die Differentialgleichungen um die Gleichgewichtswerte entwickeln und linearisieren. Man erhält dann abhängig von der relativen Größenordnung der Parameter entweder rein gedämpfte oder oszillatorische Lösungen. Im Fall von Festkörperlaser gilt im allgemeinen $\gamma_t \ll \gamma_R$, so daß eine schwach gedämpfte harmonische Schwingung folgt:

$$n(t) = n_{cw} + n_1 e^{-\gamma_{rel} t} \cos(\omega_{rel} t) \quad \text{Gl. 2.4.9}$$

mit einem Dämpfungsterm

$$\gamma_{rel} = \frac{r\gamma_t}{2} \quad \text{Gl. 2.4.10}$$

und der charakteristischen Frequenz der Relaxationsoszillation

$$\omega_{rel}' = \sqrt{\omega_{rel}^2 - \gamma_{rel}^2} \approx \omega_{rel} \quad \text{Gl. 2.4.11}$$

$$\omega_{rel} = 2\pi \nu_{rel} = \sqrt{(r-1) \gamma_t \gamma_R} \quad \text{Gl. 2.4.12}$$

Festkörperlaser auf der Basis des Materials Nd:YAG, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, zeigen i.a. deutliche harmonische Relaxationsschwingungen, deren Amplitude aufgrund der vergleichsweise hohen Lebensdauer des metastabilen oberen Laserniveaus verhältnismäßig schwach gedämpft ist. Sie werden durch geringe Schwankungen in den Betriebsparametern des Lasers stetig angetrieben, wobei Pumpleistungsfluktuationen einen entscheidenden Beitrag liefern. Aus diesem Grund ist es von besonderer Bedeutung, eine rauscharme Anregung durch Diodenlaser zu wählen, deren Ausgangsleistung insbesondere im Frequenzbereich der Relaxations-Resonanzfrequenz deutlich geringere Fluktuationen zeigen als die der konventionell zum Pumpen verwendeten Entladungslampen. Für typische Parameter zeigt die Rechnung, daß die Frequenz der Relaxationsoszillationen für Nd:YAG-Lasersysteme im Bereich zwischen einigen zehn Kilohertz und wenigen Megahertz variiert. Die Größenordnung wird entscheidend von der Umlauflänge und den Verlusten des verwendeten Resonators sowie dem Pumpfaktor bestimmt. Die durch den Relaxationsprozeß erzeugten Modulationen der Laserleistung stellen oberhalb von einigen zehn Kilohertz i.a. den dominierenden Rauschterm dar. Aus den obigen Betrachtungen folgt weiter, daß eine völlige Unterdrückung der Relaxationsoszillationen allein durch eine Reduktion technischer Rauschquellen nicht möglich ist. Hierfür ist eine aktive Rückkopplung notwendig, bei der die Schwankungen der Ausgangsleistung des Festkörperlasers detektiert werden, um daraus ein geeignet skaliertes und invertiertes Stellsignal für die Pumpleistung zu generieren (vgl. Abschnitt 3.1.2 und Referenz [HAR94]).

2.4.4 Übertragung des Intensitätsrauschens beim Injection Locking

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die fundamentalen und technischen Rauschquellen von Laseroszillatoren auf der Basis von Festkörperlasermaterialien im freilaufenden Betrieb dargestellt. Durch die Anwendung der Technik des Injection Locking tritt eine deutliche Änderung der Rauscheigenschaften des angekoppelten Lasersystems auf. Dabei werden Rauschquellen des frei oszillierenden Systems wie die Relaxationsoszillationen gedämpft und in ihrem Frequenzverhalten verändert, zusätzlich findet aber eine Übertragung des Intensitätsrauschens der in den Resonator des Slavelasers eingekoppelten Strahlung auf den Ausgang des Lasersystems statt. Im folgenden soll die Übertragung des Intensitätsrauschens vom Masterszillator sowie von der Pumpquelle des

Slavelasers auf dessen Ausgang im angekoppelten Zustand theoretisch analysiert werden, wobei die Spektren der beitragenden Rauschquellen explizit berücksichtigt werden. Ein quantenmechanisches Modell ermöglicht dabei im Gegensatz zu einem rein klassischen auch dann eine zutreffende Beschreibung, wenn wenigstens eine der Strahlungsquellen im interessierenden Frequenzbereich in der Nähe der Quantenrauschgrenze arbeitet. Allerdings läßt sich eine vollständige quantenmechanische Beschreibung durch das Aufstellen einer Mastergleichung, die Berücksichtigung quantisierter Pumpmoden und der Kopplung zwischen Master- und Slavelaser aufgrund der Komplexität nur numerisch lösen.

Ein alternativer Ansatz für eine quantenmechanische Behandlung der Rauscheigenschaften von Lasern unter Injection Locking wurde an der Australian National University in Zusammenarbeit mit dem LZH entwickelt [RAL96, HAR96, FRE96]. Er soll im folgenden erläutert und die daraus folgenden Ergebnisse angewendet werden. In der theoretischen Herleitung werden die Entwicklungsgleichungen für die Parameter der Laseroszillatoren (Vier-Niveau-Lasermodell) zunächst durch quantenmechanische Operatorgleichungen dargestellt, die im allgemeinen nichtlineare Funktionen der Kenngrößen darstellen. Die Entwicklung der Operatoren um ihre Gleichgewicht-Erwartungswerte führt auf neue lineare Lasergleichungen zur Beschreibung kleiner Variationen um die Gleichgewichtswerte. Die Vorteile dieses Verfahrens liegen in der Anschaulichkeit der Lösungen aufgrund ihrer analytischen Darstellung. Die beitragenden Komponenten zeigen den expliziten Zusammenhang mit den Eingabegrößen auf, so daß die physikalischen Mechanismen für den Transfer von Rauschtermen deutlich werden. Eine experimentelle Überprüfung der Vorhersagen des Modells in Ref. [FRE96], bei der monolithische Ringlasern sowohl als Master wie auch als Slavelaser eingesetzt wurden, konnte die zutreffende Beschreibung der Rauscheigenschaften demonstrieren.

Das Spektrum des Intensitätsrauschens $V(\omega)$ bei einer Laserausgangsleistung P_{out} wird dabei im folgenden als die spektrale Varianz der Intensitätsfluktuationen im Frequenzraum dargestellt und ist durch die spektrale Varianz an der Quantenrauschgrenze normiert.

$$V_{out}(\omega) = \frac{\Delta P_{out}(\omega)^2 / P_{out}}{\Delta P_{QNL}(\omega)^2 / P_{out}} \quad \text{Gl. 2.4.13}$$

Somit bedeutet $V_{out} = 1$ also gerade, daß ein Laser quantenrauschbegrenzt arbeitet. Aus dem oben beschriebenen Ansatz folgt nach einigen Vereinfachungen schließlich der in Gl. 2.3.14 gegebene Ausdruck, der das Intensitätsrauschspektrum des Lasers unter Injection Locking vollständig beschreibt [RAL98]. Es wird hierbei vorausgesetzt, daß sich der Slave-Resonator in Resonanz mit dem injizierten Masterfeld befindet:

$$\begin{aligned}
V_{out} = & \left\{ 1 + \frac{\gamma_e^2 (\omega^2 + \gamma_l^2) - 2\gamma_e \gamma_R \gamma_l G \alpha^2}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} \right\} V_{in} && \text{Masterrauschen} \\
& + \left\{ \frac{\gamma_e G^2 \alpha^2 \Gamma}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} \right\} V_p && \text{Pumprauschen} \\
& + \left\{ \frac{\gamma_e G^2 \alpha^2 \gamma_t J_3}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} \right\} V_{spontan} && \text{spontane Emission} \\
& + \left\{ \frac{\gamma_e G J_3 (\gamma_t + \Gamma)^2 + \omega^2}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} \right\} V_{Dipol} && \text{Dipolfluktuationen} \\
& + \left\{ \frac{\gamma_e \gamma_i (\omega^2 + \gamma_e^2)}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} \right\} V_{Verluste} && \text{Verluste}
\end{aligned}$$

Gl. 2.4.14

Die einzelnen Beiträge zum Intensitätsrauschen eines Nd:YAG-Lasers unter Injection Locking lassen sich hieraus direkt ablesen. Für die Berechnung des Intensitätsrauschens am Ausgang des Systems können die Spektren V_{in} und V_p den Eigenschaften des eingesetzten Mastersoszillators bzw. der Pumplichtquelle entsprechend gewählt werden. Die spontane Emission, die Dipolfluktuationen und die Verluste des Lasers führen i.a. auf Spektren, die durch das Quantenrauschen bestimmt sind, es gilt dann $V_{spontan} = V_{Dipol} = V_{Verluste} = 1$.

Darüber hinaus wird das Intensitätsrauschen durch die folgende Größen bestimmt:

Materialeigenschaften von Nd:YAG (in Klammern die für Berechnungen verwendeten Werte):

γ_t ($4.3 \cdot 10^3 s^{-1}$) Zerfallsrate des oberen Laserniveau durch spontane Emission

G ($6.6 \cdot 10^{11} s^{-1}$) Kopplungskonstante für stimulierte Emission auf dem Laserübergang

Verluste des Resonators:

γ_e Energiezerfallsrate durch Auskopplung

γ_i Energiezerfallsrate durch interne Verluste

$\gamma_R = \gamma_e + \gamma_i$ Energiezerfallsrate des Slave-Resonators insgesamt

Anregung:

Γ Pumprate

Photonenflüsse:

$\alpha_f^2 = \Gamma / \gamma_R - \gamma_t / G$ Photonenfluß im freilaufenden Betrieb

$\alpha^2 = (\alpha_f + A_{in} / 2\sqrt{\gamma_R})^2$ Photonenfluß im angekoppelten Betrieb

A_{in}^2 in den Slaveresonator injizierter Photonenfluß

Korrelierte Größen:

$J_3 = (2\gamma_R - \Delta) / 2G$ Besetzung des oberen Laserniveaus

$\gamma_l = G\alpha^2 + \gamma_t + \Gamma$ Dämpfungsrate der Oszillation

$\omega_{rel} = \sqrt{G^2\alpha^2 J_3}$ Relaxationsresonanzfrequenz im angekoppelten Zustand

$\Delta = \sqrt{\gamma_R} A_{in} / \alpha$ Locking-Bandbreite

Die Fluktuationen der Pumpstrahlung und der eingekoppelten Masterstrahlung liefern die wichtigsten Beiträge zum Intensitätsrauschen des Nd:YAG-Lasers unter Injection Locking. Um eine spektrale Analyse dieser beiden Beiträge durchführen zu können, werden im folgenden die Übertragungsfunktionen zum Ausgang des Systems betrachtet.

2.4.4.1 Übertragung des Intensitätsrauschens von der Pumpquelle

Wird das Intensitätsrauschen durch Beiträge von der Pumpquelle, also i.a. der Diodenlaser dominiert (d.h. $V_P \gg V_{in,1}$), so vereinfacht sich Gl. 2.4.14 zu

$$V_{out}(\omega) = \frac{\gamma_e G^2 \alpha^2 \Gamma}{(\omega_{rel}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\gamma_l + \Delta)^2} V_P \quad \text{Gl. 2.4.15}$$

Der angekoppelte Slavelaser wirkt auf Rauschen von der Pumpquelle wie ein Niederfrequenzfilter. Bei Frequenzen weit unter der Relaxations-Resonanzfrequenz gibt es eine starke Kopplung der Ausgangsleistung des Slavelasers an Schwankungen der Pumpleistung. Pumpfluktuationen werden damit im angekoppelten Fall praktisch ebenso übertragen wie bei freilaufendem Slavelaser. Zu höheren Frequenzen der Fluktuationen der Pumpe tritt dann jedoch ein Abfall der Kopplung auf, wie dies in Abb. 2.4.1 skizziert ist. Hierzu läßt sich eine charakteristische Eckfrequenz angeben, die sowohl von der Relaxationsoszillationsfrequenz als auch dem Dämpfungsterm abhängt.

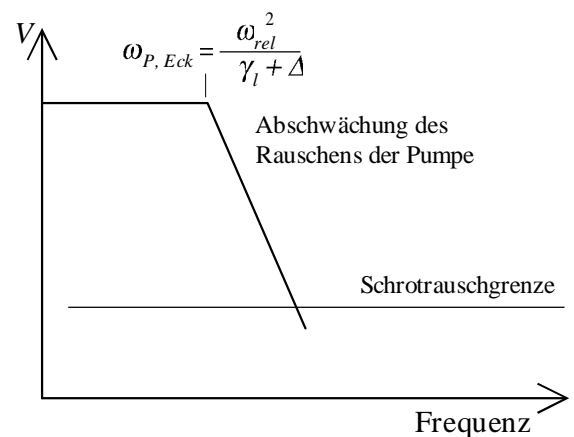


Abb. 2.4.1: Transfer des Pumprauschens

$$\omega_{P,Eck} = \frac{\omega_{rel}^2}{\gamma_l + \Delta} \quad \text{Gl. 2.4.16}$$

Der Abfall der Kopplung oberhalb der Eckfrequenz erfolgt in zweiter Ordnung mit der Frequenz. Insgesamt läßt sich also ablesen, daß das Intensitätsrauschen des Slavelasers nur unterhalb der

charakteristischen Frequenz $\omega_{P,Eck}$ vom Pumprauschen dominiert wird. Dies wird besonders deutlich, wenn das Rauschniveau der Pumpe über dem des Masters liegt, wie bei den hier betrachteten Systemen.

2.4.4.2 Übertragung des Intensitätsrauschens vom injizierten Masterfeld

Betrachtet man die Übertragung des injizierten Intensitätsrauschens des Masters auf den Ausgang des angekoppelten Hochleistungslasers, so kann man unter Anwendung von Gl. 2.3.14 drei Frequenzbereiche mit einer unterschiedlichen Verstärkung erkennen, die im folgenden näher erläutert werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Locking-Bandbreite und die Resonator-Linienbreite des Slave groß gegen die Rate stimulierter Emission, die Pumprate und die Rate spontaner Emission sind, was für die untersuchten Nd:YAG-Laser erfüllt ist.

(1) Verstärkungsbereich:

Die Resonanzfrequenz der Relaxationsoszillationen wird im angekoppelten Fall kaum verändert, allerdings wächst der Dämpfungsterm im Nenner aufgrund der hier beitragenden Locking-Bandbreite $(\gamma_l + \Delta)$. Wird eine genügend große Feldstärke injiziert, so daß die Locking-Bandbreite größer als die Frequenz der Relaxationsoszillation wird $(\Delta > \omega_{rel})$, kommt es zu einer Überdämpfung der Relaxationsresonanz und die Oszillation des Slave bei dieser Frequenz verschwindet. Allerdings werden Fluktuationen der injizierten Strahlung des Masterlasers in der Nähe der Relaxationfrequenz ω_{rel} verstärkt. Hier gilt für die Übertragung das Intensitätsrauschen unter Injection Locking:

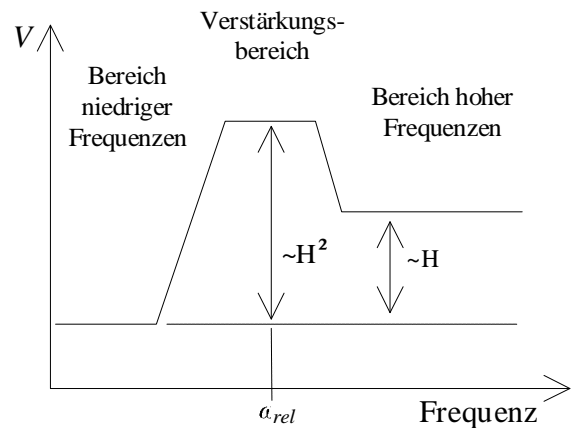


Abb. 2.4.2: Transfer des Masterrauschens

$$\omega \approx \omega_R : \quad V_{out} = V_{in} H + (H - 1) + \frac{2\gamma_i \alpha_{in}^2}{A_{in}^2} \quad \text{Gl. 2.4.17}$$

mit
$$H = \frac{(\gamma_e \alpha_{in} - A_{in})^2}{A_{in}^2} = \frac{P_{in} + P_{S0}}{P_{in}} \quad \text{Gl. 2.4.18}$$

Die Interpretation von Gl. 2.4.17 zeigt, daß für verschwindende interne Verluste $\gamma_i \rightarrow 0$ sich das Verhalten eines idealen linearen optischen Verstärkers ergibt. Dieser zeichnet sich dadurch aus, daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bzw. das relative Intensitätsrauschen nicht verändert wird. Der erste Term in obiger Gleichung beschreibt die Verstärkung der injizierten Fluktuationen mit dem semiklassischen Verstärkungsfaktor H , der das Verhältnis von ausgekoppelter zu eingekoppelter Leistung angibt. Die beiden weiteren Terme berücksichtigen die Quantenfluktuationen durch den

Phasenerfall des kohärenten Feldes und die internen Verluste. Andere Rauschquellen, wie etwa das Pumprauschen spielen in diesem Frequenzbereich i.a. keine Rolle mehr. Die Breite des Frequenzbereichs den man als Verstärkungsbereich bezeichnet, hängt von der Stärke der Dämpfung ab und ist umgekehrt proportional zur Locking-Bandbreite.

(2) Bereich hoher Frequenzen:

Bei Frequenzen in einem Bereich, der sich oberhalb des Verstärkungsbereichs anschließt, fällt die Verstärkung zunächst ab, bei noch höheren Frequenzen werden dann die Intensitätsfluktuationen identisch übertragen:

$$\text{Für } \omega \gg \sqrt{\frac{\frac{1}{4}V_{in}\gamma_e^2 + \gamma_e\gamma_R}{V_{in}}} \text{ gilt: } V_{out} = V_{in} \quad \text{Gl. 2.4.19}$$

Physikalisch bedeutet dies, daß Fluktuationen innerhalb des Slave-Resonators mit Frequenzen oberhalb dessen Linienbreite unterdrückt werden, während die hochfrequenten Fluktuationen des Masterfeldes am Einkoppelspiegel reflektiert werden und somit unverändert am Ausgang des Lasers auftreten.

(3) Bereich niedriger Frequenzen:

Auch unterhalb des Verstärkungsbereichs fällt die Verstärkung injizierter Fluktuationen zu kleineren Frequenzen hin ab. Die Eckfrequenz des Abfalls ist bestimmt durch

$$\omega_{low} = \frac{\omega_{rel}^2}{\gamma_l + \Delta} \quad \text{Gl. 2.4.20}$$

Für niedrige Frequenzen vereinfacht sich die Übertragungsfunktion des Rauschens dann zu

$$V_{out} = \frac{P_{in}V_{in} + P_{frei}V_{frei}}{P_{in} + P_{frei}} \quad \text{Gl. 2.4.21}$$

V_{frei} bezeichnet hier das Intensitätsrauschen des freilaufenden Slave. Das Rauschen der injizierten Masterstrahlung wird hier also im Verhältnis von Master- zu Slaveleistung abgeschwächt. Demgegenüber kommt den im freilaufenden Betrieb des Slavelasers relevanten Rauschquellen wie dem Pumprauschen bei niedrigen Frequenzen eine zunehmende Bedeutung zu.

Die obigen Analyse der Übertragung des Amplitudenrauschens von Pumplichtquelle und Masterlaser lassen in jedem Frequenzbereich die Beiträge zum Intensitätsrauschen des Hochleistungslasers unter Injection Locking erkennen. Sind die Frequenz der Relaxationsoszillationen, die Lockingbandbreite und die Resonatorverluste aus experimentellen

Messungen für ein Lasersystem bekannt, so kann das Intensitätsrauschen theoretisch vorherbestimmt werden.

2.4.5 Meßmethoden des Intensitätsrauschens

Für die Charakterisierung des Intensitätsrauschens eines Lasersystems lassen sich Meßgrößen angeben, die entweder das Zeit- oder aber das Frequenzverhalten der Laserleistung näher bestimmen. Die Messung und die spektrale Analyse erfolgt im allgemeinen mit einem Detektionssystem, das aus einem Photodetektor und einem Spektrum- oder FFT-Analysator besteht und über einen breiten Frequenzbereich linear arbeitet. Um häufig verwendeten Kenngrößen des Intensitätsrauschens richtig interpretieren zu können, soll im folgenden kurz auf deren Definition und die Anforderungen an geeignete Photodetektoren und Meßsysteme eingegangen werden.

2.4.5.1 Beschreibung von Rauschvorgängen im Zeit- und Frequenzraum

Als Rauschen wird im allgemeinen eine zeitliche Schwankung einer Größe A , beispielsweise einer Strahlungsleistung oder eines Photostroms, um ihrem Mittelwert bezeichnet.

$$\Delta A(t) = A(t) - \bar{A} \quad \text{Gl. 2.4.22}$$

Der Mittelwert ihres Schwankungsquadrats stellt dann ein Maß für die gesamte in der Schwankung enthaltene Rauschleistung dar.

$$Q = \overline{\Delta A^2} = \overline{A^2(t)} - \bar{A}^2 \quad \text{Gl. 2.4.23}$$

Q bezeichnet somit die Rauschleistung, $\overline{A^2}$ die Gesamtleistung und \bar{A}^2 die Gleichstromleistung. Im Frequenzraum wird das Rauschen im allgemeinen durch seine spektrale Leistungsdichte $W(f)$ oder aus Gründen einer leichteren Interpretation oft auch durch die Wurzel aus dieser spektralen Leistungsdichte - die „Rauschamplitude“ - dargestellt. Für die gesamte Rauschleistung gilt:

$$Q = \overline{\Delta A^2} = \int_0^{\infty} W(f) df \quad \text{Gl. 2.4.24}$$

In der Praxis wird das Rauschen beispielsweise mit einem elektronischen Spektrumanalysator prinzipbedingt jeweils in einem endlichen Frequenzband der Breite B gemessen. B bekommt hierbei die Bedeutung einer Filter- oder Auflösungsbandbreite. Ist diese im Vergleich zur Variation von $W(f)$ ausreichend klein, so kann man innerhalb dieser Bandbreite näherungsweise eine konstante Rauschleistungsdichte annehmen. Die Division der Rauschleistung im Frequenzband B durch dessen Breite liefert dann gerade die **spektrale Leistungsdichte des Rauschens**.

$$W(f_0) = \frac{1}{B} \int_B W(f) df = \frac{\overline{\Delta A^2}|_B}{B}, \quad f_0 \in B \quad \text{Gl. 2.4.25}$$

Es ist hierbei zu beachten, daß diese spektrale Dichte W mit der detektierten Gesamtleistung beim Meßvorgang skaliert, so daß stets beide Größen angegeben werden müssen. Um diese Abhängigkeit zu eliminieren, wird die spektrale Dichte der Rauschleistung ins Verhältnis zur Gesamtleistung gesetzt.

$$\Gamma(f_0) = \frac{W(f_0)}{A^2} = \frac{1}{B} \frac{\overline{\Delta A^2}|_B}{A^2} \quad \text{Gl. 2.4.26}$$

Ein wesentlicher Vorteil dieser Angabe ist es, daß sie unabhängig von der detektierten Leistung ist. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß man sich deutlich oberhalb der Quantenrauschgrenze befindet, da für sie andere Skalierungsgesetze gelten. Das RIN , dessen Messung nachstehend beschrieben wird, stellt ebenfalls eine relative Angabe dar, bezieht sich jedoch nicht auf die spektrale Dichte der Rauschleistung sondern auf die Rauschamplitude.

2.4.5.2 Rauschmessung mit Photodetektoren

Photodetektoren werden bei der Analyse des Intensitätsrauschens eines Lasers dazu eingesetzt, die detektierte Lichtleistung in eine proportionale Spannung zu überführen. Das Rauschspektrum wird dann durch Messung der Spannungsvariationen mit einem elektronischen Spektrumanalysator zugänglich. Für eine korrekte Messung der im Lichtfeld enthaltenen Rauschkomponenten ist dabei eine breitbandige lineare Reproduktion im elektronischen Ausgangssignal des Photodetektors notwendig. Für Intensitätsrauschmessungen werden deshalb Photodetektoren eingesetzt, die die folgenden Anforderungen erfüllen:

- **Bandbreite:** Der Detektor muß eine hohe Linearität der Übertragung innerhalb der für die Messungen relevanten Bandbreite gewährleisten. Für hohe obere Grenzfrequenzen werden Photodioden mit geringen Sperrschichtkapazitäten ausgewählt, die negativ vorgespannt werden. Nachgeschaltete Verstärker müssen eine mindestens ebenso große Bandbreite aufweisen.
- **Empfindlichkeit:** Der Schaltungsaufbau muß unter dem Aspekt einer Reduktion thermischer Rauschenquellen erfolgen, es müssen rauscharme Operationsverstärker gewählt werden. Die Detektion einer ausreichend hohen Lichtleistung muß sicherstellen, daß oberhalb des elektronischen Rauschuntergrundes gearbeitet wird.
- **Dynamikbereich:** Die Verstärkerschaltung ist so auszulegen, daß sowohl hohe Rauschleistungen (z.B. bei der Frequenz der Relaxationsoszillation) als auch geringes Untergrundrauschen (z.B. Quantenrauschgrenze) in ihrer Signalstärke korrekt übertragen werden.

Das Ziel einer Rauschmessung ist i.a. die Bestimmung der spektralen Dichte des relativen Intensitätsrauschens RIN , angegeben in Einheiten $[1/\sqrt{\text{Hz}}]$. Um diese besser interpretieren zu können, soll im folgenden der hierfür notwendige Meßvorgang erläutert werden.

Ein der Photodiode nachgeschalteter breitbandiger Operationsverstärker in Transimpedanzschaltung konvertiert den Photostrom in eine proportionale Photospannung, die nach dem ohmschen Gesetz durch die Rückkoppelimpedanz bestimmt ist [UNG92]. Unter der Voraussetzung einer linearen Übertragung im gesamten zu messenden Frequenzbereich entsprechen die relativen Variationen der Photospannung (die Spannungsschwankungen dividiert durch die mittlere Photospannung) gerade den relativen Variationen der Laserleistung P_{Laser} und es gilt:

$$RIN = \text{SpektraleDichte} \left(\frac{\Delta P_{Laser}}{P_{Laser}} \right) = \text{SpektraleDichte} \left(\frac{\Delta U_{Photo}}{U_{Photo}} \right) \quad \text{Gl. 2.4.27}$$

Ein elektronischer Spektrumanalysator kann diese Spannungsvariationen jedoch nicht direkt messen. Er detektiert stattdessen die Wechselspannungsleistung $P_{\sim} = \Delta U_{Photo}^2 / R_E$ an seiner Eingangsimpedanz R_E innerhalb einer für die Messung festgelegten Filterbandbreite B . Die spektrale Leistungsdichte erhält man nach Gl. 2.4.25 durch Division der elektrischen Rauschleistung durch die Filterbandbreite B . Da die Rauschleistung dem Quadrat der Spannungsfluktuationen proportional ist, ergibt sich hieraus die spektrale Dichte der relativen Rauschamplitude (RIN) des Laserlichtfeldes somit durch Wurzelbildung:

$$\text{SpektraleDichte} \left(\frac{\Delta U_{Photo}}{U_{Photo}} \right) = \frac{1}{U_{Photo}} \sqrt{\frac{R_E \cdot P_{\sim}|_B}{B}} \quad \text{Gl. 2.4.28}$$

Anschaulich läßt sich die so bestimmte spektrale Dichte des relativen Intensitätsrauschens (RIN) bei einer Frequenz f als das relative Rauschen der Lichtleistung interpretieren, das man bei der Frequenz f mit einer Bandbreite von 1 Hz messen würde.

3 Aufbau und Charakterisierung diodengepumpter Nd:YAG-Einfrequenzlaser

Der Einfrequenzbetrieb der untersuchten Nd:YAG-Hochleistungslaser wurde durch Ankopplung der Systeme an monolithische Nd:YAG-Ringlaser mit der Technik des Injection Locking erreicht. Zur Erläuterung der experimentellen Arbeiten werden im folgenden zunächst die Kenngrößen des verwendeten Masterlasers und der Aufbau zur Ankopplung der Hochleistungslaser detailliert dargestellt. Erste Voruntersuchungen an einem Nd:YAG-Stabblaser dienten der Optimierung des elektronischen Frequenzregelkreises, dem Test dynamisch stabiler Ringresonatoren und der Analyse der grundlegenden Lasereigenschaften unter Injection Locking. Insbesondere konnte an diesem System geklärt werden, welche thermooptischen Effekte in einem durch fasergekoppelte Diodenlaser transversal angeregten Stabblaser zu einer Limitierung der Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb beitragen. Um die thermische Linsenwirkung im Laserkristall zu reduzieren, wurden daraufhin Nd:YAG-Slablaser konzipiert. An zwei Nd:YAG-Slabs, die sich in der Ausführung der Kristallendflächen und der internen Strahlführung unterschieden, wurden eingehende Untersuchungen der thermooptischen Eigenschaften durchgeführt, die hier dargestellt sind. Ziel der Charakterisierungen war es, die Vor- und Nachteile der Kristallgeometrien bei der Erzeugung hoher Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb herauszustellen. Auf Basis der Stabgeometrie des Laserkristalls wurden Möglichkeiten zur Skalierung der Einfrequenzleistung durch eine Reduktion der thermischen Linsenwirkung und speziell ihrer Aberrationen untersucht. Eine Wertung dieses Konzeptes mit einer Abschätzung der Leistungsgrenzen von Nd:YAG-Stablasern im Einfrequenzbetrieb schießt dieses Kapitel ab.

3.1 Monolithischer Ringlaser als Masteroszillator

Diodengepumpte, monolithische Nd:YAG-Ringlaser sind kompakte, zuverlässige und rauscharme Lasersysteme, die spektral sehr schmalbandige Strahlung bei hohen Gesamtwirkungsgraden liefern können. Ihre einfrequente Ausgangsleistung liegt im Bereich einiger 100mW bis zu wenigen Watt und ist aufgrund von thermischen Effekten im monolithischen Laserkristall begrenzt. Aufgrund ihrer hohen intrinsischen Frequenz- und Amplitudenstabilität sind sie jedoch in besonderer Weise als Masteroszillator für die Ankopplung von Nd:YAG-Hochleistungslasern mit der Technik des Injection Locking geeignet. Thema dieses Abschnitts sind die Grundlagen und Rauscheigenschaften monolithischer Ringlaser, sowie die Erläuterung des Aufbaus, der zur Ankopplung von Nd:YAG-Hochleistungslasern an einen monolithischen Ringlaser eingesetzt wurde.

3.1.1 Grundlagen monolithischer Ringlaser und Laserkenndaten

Das erste Design eines monolithischen nichtplanaren Ringlasers aus Nd:YAG stammt von T.J. Kane und R.L. Byer [KAN85]. Darauf aufbauend wurden monolithische Ringlaser aus verschiedenen Lasermaterialien und für verschiedenen Anwendungen entwickelt. Am Laser Zentrum Hannover e.V. wurden theoretische Modelle zur Beschreibung der Funktionsweise der Ringlaser erarbeitet [KRÖ92] und Konzepte für eine schnelle Frequenzabstimmung in einem quasi-monolithische Aufbau entwickelt [FRE93]. Bei der Emissionswellenlänge 1064nm wurden Skalierungen der einfrequenten Ausgangsleistung bis in den Bereich von 2W durchgeführt und das Spektrum der Emissionswellenlängen dieser Systeme auf 946nm und 1319nm bzw. 1338nm erweitert [FRI96].

Den prinzipiellen Aufbau eines monolithischen Nd:YAG-Ringlasers zeigt Abb. 3.1.1. Der Laserresonator und das aktive Medium werden durch einen Block YAG-Materials mit den Abmessungen 3mm x 8mm x 12mm gebildet, der zu etwa 1% mit Neodym-Ionen dotiert ist. Die Führung der Laserstrahlung im Kristall erfolgt durch drei interne Totalreflexionen an zwei Seitenflächen und der Deckfläche des Kristalls, die feinst poliert sind, sowie einer teilweisen Reflexion mit einem Reflexionsgrad von etwa 97% bei der Wellenlänge 1064nm an der dielektrisch beschichteten Frontfläche. Da durch diese Fläche in den Kristall hinein gepumpt wird, ist die Beschichtung zusätzlich hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge 808nm ausgelegt.

Die Anregung kann durch bis zu vier Diodenlaser in longitudinaler Pumpgeometrie erfolgen. Die Fokussierung der Pumpstrahlung in den Kristall sorgt für eine selektive Verstärkung der transversalen Grundmode, höhere transversale Moden können somit unterdrückt werden. Die durch den Pumpvorgang im Modenvolumen induzierte thermische Linse stellt dabei die Resonatorstabilität sicher. Der Einfrequenzbetrieb des Lasers wird durch die Ringresonator-Konfiguration erreicht, da eine axial ungleichförmige Nutzung der Inversionsverteilung in Verstärkungsmedium („spatial hole burning“) vermieden wird. Im homogen verbreiterten Material Nd:YAG schwingt somit nur die Mode mit den geringsten Verlusten an.

Dabei wird ein stabiler Einrichtungsbetrieb ohne Modenentartung durch eine intrinsische optische Diode sichergestellt. Durch den nichtplanaren Strahlverlauf im Ringlaserkristall kommt es an den Punkten der Totalreflexion zu einer reziproken, d.h. von der Umlaufrichtung abhängigen Drehung der Polarisation der Laserstrahlung. Befindet sich der Kristall zusätzlich in einem Magnetfeld parallel zu seiner Längsachse, so führt der Faraday-Effekt aufgrund der nichtverschwindenden

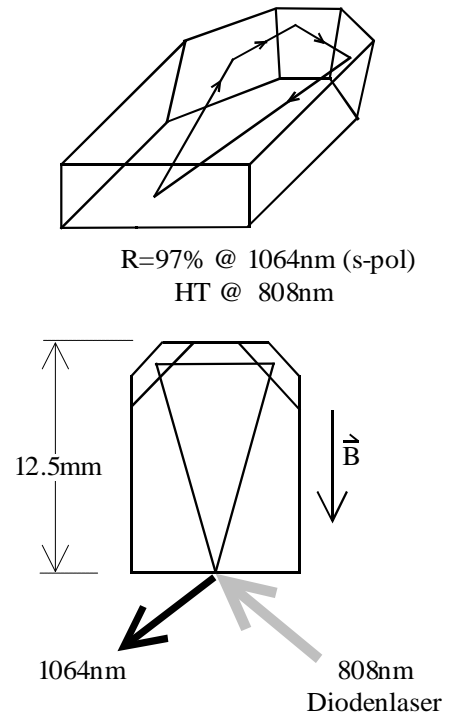


Abb. 3.1.1: Monolithischer nichtplanarer Ringlaser

Verdet-Konstante von Nd:YAG ($103^\circ/\text{Tm}$ [KAN85]) zu einer nichtreziproken Drehung der Strahlungspolarisation. Der Netto-Effekt ist damit die Addition der Polarisationsdrehung für die eine Umlaufrichtung sowie eine nur teilweise Kompensation für die andere Umlaufrichtung. Da die Reflektivität des Auskoppelspiegels auf der Kristallfrontfläche polarisationsabhängig ist, sind die Verluste für die beiden Umlaufrichtungen unterschiedlich. Der Laseroszillator schwingt also nur in der Eigenmode einer Richtung an, die eine elliptische Polarisation im Hauptachsenverhältnis von etwa 4:1 zeigt.

In den nachfolgend beschriebenen Aufbauten zum Injection Locking wurden monolithische Ringlaser verwendet, die durch zwei Diodenlaser vom Typ Siemens SFH 487401 mit einer nominellen optischen Ausgangsleistung von jeweils 1W gepumpt wurden. Die prinzipielle Anordnung ist in Abb. 3.1.2 dargestellt. Eine Temperaturregelung der Diodenlasersenkens sorgt dafür, daß die Emissionswellenlänge auf die stärkste Absorptionslinie von Nd:YAG bei 808nm abgestimmt bleibt. Die Abbildung der

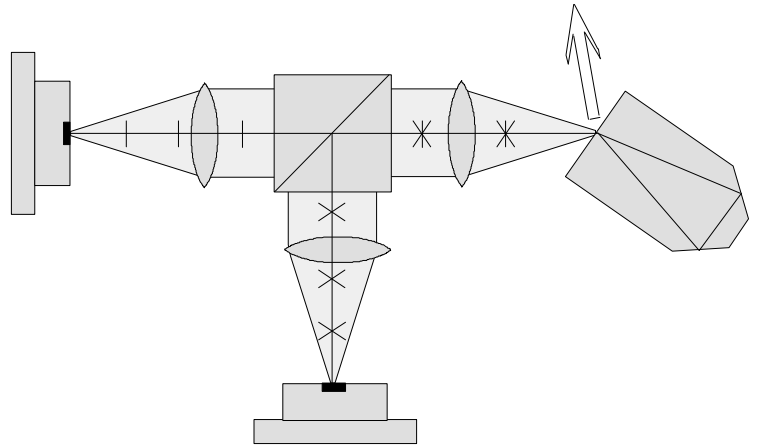


Abb. 3.1.2: Anordnung zur Anregung eines monolithischen Ringlasers durch zwei Diodenlaser

Pumpstrahlung erfolgt durch ein System aus zwei Linsen zur Kollimation bzw. anschließenden Fokussierung in den Laserkristall. Die linear polarisierte Emission der Diodenlaser wird dabei mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers interferenzfrei überlagert.

Eine typische Kennlinie eines monolithischen Ringlasers, der durch zwei Diodenlaser angeregt wird, ist in Abb. 3.1.3 zu sehen. Die maximale kontinuierliche Ausgangsleistung dieses Systems von 1,0W wurde mit einer Pumpleistung von 2,0W, gemessen hinter der Pumpoptik der Diodenlaser, erreicht. Die Schwellpumpleistung, bei der Lasertätigkeit beginnt, kann mit 190 mW angegeben werden. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 59%, der optische Gesamtwirkungsgrad 50%.

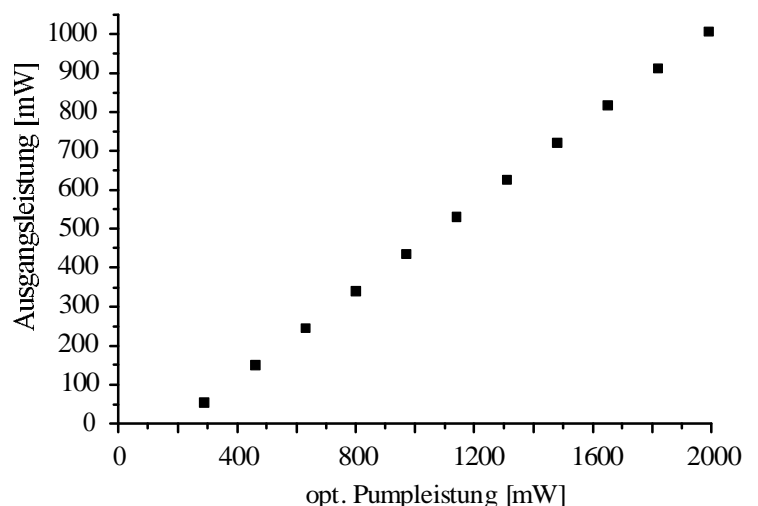


Abb. 3.1.3: Typische Laserkennlinie eines monolithischen Ringlasers

3.1.2 Rauscheigenschaften und Frequenzstabilität

Monolithische Ringlaser zeichnen sich durch eine hohe Amplituden- und Frequenzstabilität aus. Bedingt durch die modenselektive Anregung und die intrinsische optische Diode tritt eine spektral schmalbandige Laseroszillation auf nur einer einzigen transversalen und axialen Mode auf. Intensitätsfluktuationen durch Modenkonzurrenz oder durch Schwebungen zwischen mehreren Moden werden prinzipbedingt verhindert. Die monolithische Struktur des Resonators reduziert die Empfindlichkeit gegenüber äußeren Störungen (Akustik, Luftzirkulation). Die Anregung des Lasers erfolgt durch rauscharme Diodenlaser, die mit stabilisierten Stromquellen betrieben werden, um technisch bedingte Rauschquellen zu verringern.

Zur Charakterisierung des Intensitätsrauschens des als Masteroszillator eingesetzten monolithischen Ringlasers wurde das in Abschnitt 2.4.5 näher beschriebene Detektionssystem mit einem breitbandig linearen und rauscharmen Photodetektor eingesetzt. Das Spektrum des relativen Intensitätsrauschens bei einer Ausgangsleistung von 400mW ist in Abb. 3.1.4 für den Frequenzbereich 100Hz bis 1 MHz dargestellt. Als Referenz wurde zusätzlich eine thermische Weißlichtquelle mit der gleichen Lichtleistung auf dem Photodetektor vermessen, um das Niveau der Quantenrauschgrenze darstellen zu können. Das Intensitätsrauschspektrum des monolithischen Ringlasers wird durch die Relaxationsoszillationen bei einer Frequenz um 500kHz dominiert. Diese Frequenz ist nach den Gleichungen 2.4.10 und 2.4.12 von der Pumpleistung und den Resonatorverlusten des Festkörperlasers abhängig.

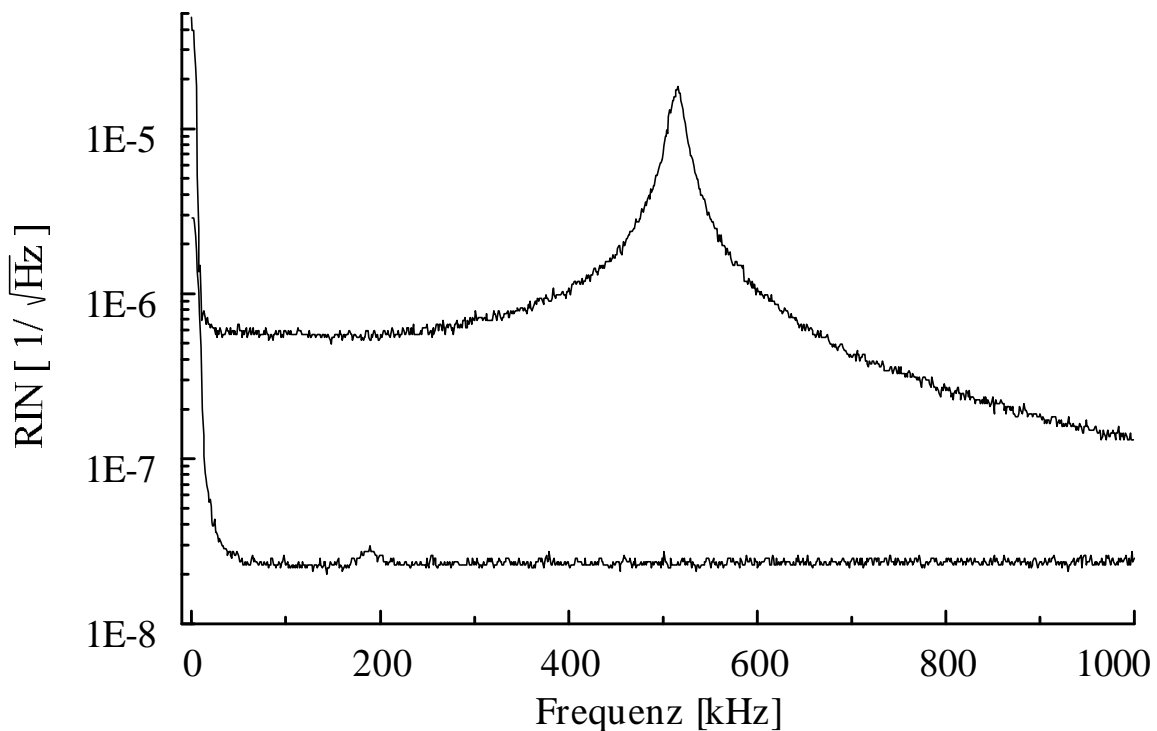


Abb. 3.1.4: Spektrale Dichte des relativen Intensitätsrauschens eines monolithischen Ringlasers und einer Weißlichtquelle bei gleicher detektierter Lichtleistung

Fluktuationen der Pumplichtquelle (Diodenlaser) werden bis zu Frequenzen nahe der Relaxationsfrequenz auf den Ausgang des Festkörperlaser übertragen, darüber zeigt sich ein deutlicher Tiefpasseffekt. Der Einsatz extrem rauscharmer Pumpquellen ermöglicht, wie in Abschnitt 2.4.4 dargestellt, also insbesondere bei niedrigen Frequenzen eine Verringerung des Intensitätsrauschens. Das Niveau des relativen Intensitätsrauschens deutlich unterhalb der Relaxationsfrequenz ist somit durch das Rauschen der Anregungsquelle bestimmt, oberhalb der Relaxationsfrequenz fällt es mit etwa $1/f$ ab und nähert sich der Quantenrauschgrenze an.

Die resonanten Relaxationsoszillationen können auch mit extrem rauscharmen Pumplichtquellen nicht unterdrückt werden, da diese Resonanz bereits von den Quantenfluktuationen der Pumpe und Vakuumfluktuationen angetrieben wird. In vielen Anwendungsfällen ist jedoch eine starke Dämpfung dieser dominierenden Rauschkomponente wünschenswert. Hierfür muß eine aktive Leistungsstabilisierung der Laseremission durch eine elektronische Rückkopplung zur Pumpquelle eingesetzt werden. Es läßt sich dann eine vollständige Unterdrückung der Resonanz und eine weitere Reduktion des Intensitätsrauschens nahezu über den gesamten dargestellten Frequenzbereich erreichen [INN98].

Bei der rauscharmen Anregung mit Diodenlasern haben monolithische Nd:YAG-Ringlaser bereits freilaufend eine spektral schmale Emissionslinienbreite im Bereich von $1\text{kHz}/20\text{ms}$ [FRE94]. Im Vergleich mit diskret aufgebauten Resonatoren werden bei monolithischen Resonatoren Frequenzfluktuationen durch Luftzirkulationen und unkorrelierte Spiegelvibrationen vermieden. Allerdings zeigen monolithische Ringlaser relativ große thermische Abstimmkoeffizienten von etwa 3GHz/K , die bei typischen Schwankungen der Pumpleistung von 10^{-4} bis 10^{-5} einen deutlichen Beitrag zur Linienbreite liefern. Um eine langsame, thermisch bedingte Drift der Laserfrequenz zu verhindern muß eine präzise aktive Temperaturstabilisierung des Ringlaserkristalls eingesetzt werden. Die für die Untersuchungen zum Injection Locking verwendeten Masteroszillatoren besitzen aus diesem Grund eine Stabilisierung der Kristalltemperatur durch ein Peltierelement mit einer Genauigkeit von wenigen Millikelvin.

Zur weiteren Verbesserung der spektralen Eigenschaften monolithischer Ringlaser in Bezug auf ihre Kurzzeitstabilität ist eine Ankopplung an ein Fabry-Perot-Interferometer hoher Finesse möglich. Hierfür ist eine schnelle Frequenzabstimmung des monolithischen Ringlasers notwendig, wie sie sich über eine Temperaturregelung aufgrund der großen Zeitkonstanten nicht realisieren läßt. Auf den Laserkristall aufgebrachte Piezokeramiken ermöglichen allerdings eine schnelle Frequenzabstimmung durch eine Variation des Brechungsindex des Lasermediums aufgrund induzierter mechanischer Spannungen. Die Regelungsbandbreite dieser Frequenzabstimmung wird durch mechanische Resonanzen der Piezokeramiken auf einen Bereich von etwa 100kHz begrenzt. Für die Stabilisierung monolithischer Ringlaser auf Fabry-Perot-Resonatoren hoher Finesse wurden hohe relative Frequenzstabilitäten erreicht, deren „root Allan-Varianz“ für Integrationszeiten zwischen 0.1s und 1000s unter 1Hz liegt [RUO97].

3.1.3 Aufbau zur Ankopplung eines Hochleistungslasers

Zur Ankopplung eines Nd:YAG-Hochleistungslasers an den monolithischen Ringlaser sind Komponenten notwendig, die eine Moden- und Polarisationsanpassung der Strahlung, eine optische Isolation der beiden Laser und die Regelsignalerzeugung für die Frequenzstabilisierung ermöglichen. Die Anordnung von Master- und Slavelaser sowie der für die Ankopplung verwendeten Komponenten zeigt Abb. 3.1.5. Ein prinzipiell gleicher Aufbau wurde für die experimentellen Untersuchungen an unterschiedlichen Slavelasern mit Ringresonator-Konfigurationen verwendet und wird hier detailliert erläutert.

Um eine maximale Ausgangsleistung des angekoppelten Hochleistungslasers zu realisieren, ist es notwendig, eine **transversale Modenanpassung** vorzunehmen. Dabei wird die Emission des monolithischen Ringlasers durch eine Abbildung mittels einer oder mehrere Linsen möglichst gut an die Eigenmode des in der transversalen Grundmode arbeitenden Hochleistungslasers angepaßt. Auf diese Weise kann die für die Grundmode zur Verfügung stehende Inversionsverteilung nahezu vollständig von der injizierten Mode genutzt werden. Als ein Kriterium für die Güte der realisierten Modenanpassung kann das Verhältnis der Ausgangsleistung unter Injection Locking zur Ausgangsleistung im freilaufenden Grundmodebetrieb des Slavelasers gelten.

Für die Erzeugung von Frequenzseitenbändern in der Strahlung des Masterlasers wird ein **Phasenmodulator** in den Strahlengang eingebracht. Der hierfür ausgewählte elektrooptische Modulator verfügt über einen Resonanzschwingkreis der Güte 40, der auf die feste Modulationsfrequenz von 12 MHz abgestimmt ist (Modell 4003 von New Focus). Zur Ansteuerung werden so nur geringe Hochfrequenzleistungen benötigt. Die charakteristische Halbwellenspannung (vgl. Abschnitt 2.3.2.2) dieses resonanten LiNbO₃-Modulators beträgt etwa 16V. Für diese Anwendung wird eine ausreichend große Modulationstiefe somit bereits bei einer Spannungsamplitude von 0,5V bis 1V erreicht. Um eine reine Phasenmodulation ohne eine Änderung des vorgegebenen linearen Polarisationszustands der Strahlung zu erreichen, wird ihre Polarisation parallel zum spannungsinduzierten elektrischen Feld im Modulatorkristall orientiert. Da die Emission des monolithischen Ringlasers zunächst elliptisch polarisiert ist, muß eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte eingesetzt werden, um den gewünschten linearen Polarisationszustand herzustellen. Eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte ermöglicht es dann, die Polarisations Ebene in die erforderliche Ausrichtung zum Modulatorkristall zu drehen. Als Hochfrequenzoszillator für die Ansteuerung mit dem 12MHz-Sinussignals wird ein Funktionsgenerator (Stanford Research Modell DS345) eingesetzt.

Zur Isolation des Masteroszillators vom Slavelaser kommt eine **optische Diode** zwischen beiden Lasern zum Einsatz. Dies ist zwingend notwendig, da der Slavelaser im freilaufenden Betrieb in beiden Umlaufrichtungen des Ringresonators oszilliert und somit etwa die Hälfte der Ausgangsleistung des Hochleistungslasers in Richtung des Masterlasers emittiert wird. Bei einer Leistung von mehr als 10W könnten dann Beschädigungen der Komponenten des monolithischen Ringlasers sowie des Phasenmodulators nicht ausgeschlossen werden.

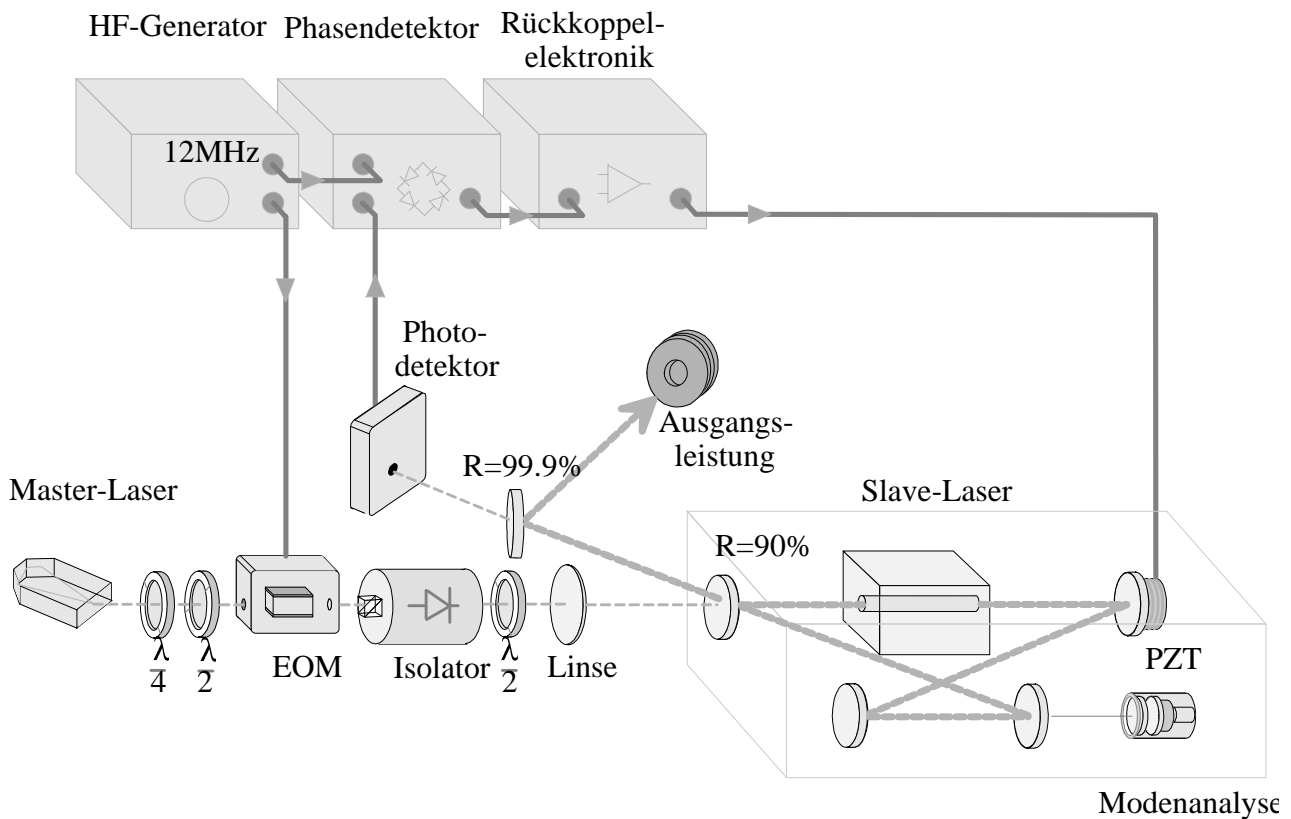


Abb. 3.1.5: Aufbau zur Ankopplung eines Hochleistungslasers (Slave) an einen monolithischen Ringlaser (Master)

Im angekoppelten Zustand tritt aufgrund von Streuungen und Restreflexionen an optischen Oberflächen ebenfalls Strahlung in Richtung des Masterlasers auf, die Störungen des Oszillators zur Folge hätten. Als Isolator wurde eine Kombination aus einem Faraday-Rotator, der auf eine nichtreziproke Polarisationsdrehung von 45° abgestimmt ist, und zwei aufgesetzten Polarisationsstrahlteilern verwendet. Dies ermöglicht eine ausreichende Abschwächung der Strahlung in Sperrichtung von über 35dB. In Durchlaßrichtung werden von der Anordnung etwa 87% transmittiert. Um den hinter dem Isolator vorliegenden Polarisationszustand der Masterstrahlung an die bevorzugte Eigenpolarisation des Hochleistungslasers anpassen zu können, wird vor der Einkopplung eine weitere Verzögerungsplatte in den Strahlengang eingesetzt. Die auf den Einkoppelspiegel mit einer Transmissivität von 10% auftreffende Masterstrahlung wird teilweise in den Resonator eingekoppelt. Für die Komponenten der Frequenzseitenbänder gilt, daß diese vollständig reflektiert werden, wenn sie sich außerhalb der Resonatorlinienbreite befinden. Sie interferieren dann mit der aus dem Resonator ausgekoppelten und ggf. verstärkten Strahlung, so daß Schwebungssignale bei der Modulationsfrequenz entstehen. Ein Umlenkspiegel transmittiert etwa 0,1% der Lichtleistung zur Analyse dieser Signale mit einem **Photodetektor**. Hierfür wird ein selbst aufgebauter rauscharmer Detektor basierend auf einer empfindlichen 1mm-InGaAs-Photodiode mit geringer Sperrschichtkapazität (EG&G C30641) eingesetzt. Der elektronische Aufbau des Detektors realisiert eine resonante Signalüberhöhung bei der Modulationsfrequenz und ist in Abschnitt 2.3.2

detailliert beschrieben. Die Kontrolle der mittleren detektierten Leistung kann über einen DC-Abgriff der Photospannung erfolgen. Die Hochfrequenzsignale bei der Modulationsfrequenz werden im AC-Pfad des Detektors um einen festen Faktor nachverstärkt, so daß das Ausgangssignal direkt zur Ansteuerung eines Phasendetektors verwendet werden kann. Es kommt hierfür ein elektronischer **Ringmischer**-Schaltkreis hoher Effizienz und Signalisolation (Mini Circuits RPD-1) zum Einsatz. Der zweite Eingang wird mit dem Sinussignal des HF-Generators als Referenz beschaltet, wobei die relative Phasenlage mit Hilfe eines Phasenschiebers geeignet angepaßt wird. Das Spannungssignal am IF-Ausgang des Phasendetektors ist dann nach Gl. 2.3.4 von der relativen Phase zwischen beiden HF-Eingängen abhängig. Die nachgeschaltete **Rückkoppel elektronik** besteht aus einer Eingangs- und Ausgangsstufe sowie der eigentlichen Frequenzregelstufe. Mit der Eingangsstufe lassen sich die Signalpegel für den Regler anpassen und eventuelle Offset-Spannungen der Mischerbaugruppe kompensieren. Für die Regelstufe wird die in Abschnitt 2.3.3 beschriebene Reihenschaltung aus drei Verstärkerstufen mit frequenzabhängiger Rückkopplungsimpedanz eingesetzt. Die Parameter (Verstärkungen, Eckfrequenzen) der drei einzelnen Verstärkerstufen sind dabei für Anwendung bei den nachfolgend beschriebenen Hochleistungs-Lasersystemen optimiert worden. Dazu wurde eine Spektrumanalyse des Fehlersignals im angekoppelten Zustand durchgeführt und die Regelparameter so angepaßt, daß die Regelabweichungen minimiert wurden. Der experimentelle Vergleich mit einem ebenso optimierten PI-Regler konnten im Zuge dieser Messung die Vorteile des seriellen dreistufigen Reglers belegen. Wie aus den Kennlinien (Abb. 2.3.7) zu erwarten ist, zeigte sich mit dem seriellen Regler eine deutliche Reduzierung der Regelabweichung für Störungen im Frequenzbereich von etwa 100Hz bis 2kHz. Die sich an die Regelstufe anschließende Ausgangsstufe der Rückkoppel elektronik paßt das Stellsignal schließlich für die Ansteuerung eines Hochspannungsverstärkers an, der durch eine lineare Spannungsverstärkung um einen Faktor 40 ein Spannungshub von 0V bis 400V zuläßt. Zur Translation eines Resonatorspiegels des Slavelasers wird ein **Hochvolt-Piezoelement** (Pickelmann HPSt 500/15-8/5) mit einem maximalen Verstellweg von 5µm eingesetzt. Der Translationskoeffizient von etwa 10nm/V ermöglicht somit eine Nachführung der Resonatorlänge um insgesamt 8µm. Eine experimentell durchgeführte Überprüfung des notwendigen Verstellbereichs beschreibt Abschnitt 3.6.2. Die erste Resonanzfrequenz des verwendeten Piezoaktuators liegt nach Herstellerangaben bei 80kHz [PIE93]. In Kombination mit der Masse des Resonatorspiegels reduziert sich diese jedoch. Für das verwendete Spiegel-Stellelement konnte in mehreren Tests übereinstimmend eine unterste Resonanzfrequenz von etwa 15kHz gemessen werden. Um Oszillationen des Regelkreises aufgrund dieser Resonanz zu vermeiden, war die Frequenz, bei der die Schleifenverstärkung des Regelkreises unter eins fällt („unity gain frequency“), im Bereich von etwa 2kHz bis 5kHz einstellbar. Der beschriebene Aufbau konnte zur Ankopplung von Nd:YAG-Hochleistungslasern unabhängig von deren Ausgangsleistung und Kristallgeometrie eingesetzt werden, wie dies in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben wird. Für jedes Lasersystem wurde dabei lediglich eine individuelle Moden- und Polarisationsanpassung sowie die Anpassung der Regelkreisverstärkung vorgenommen.

3.2 Voruntersuchungen zum Injection Locking

Für erste Voruntersuchungen zum Injection Locking von Hochleistungslasern wurde ein durch fasergekoppelte Diodenlaser angeregter Nd:YAG-Stablaser im mittleren Leistungsbereich aufgebaut. Für das Lasersystem kam ein entsprechend den theoretischen Grundlagen (Anhang B) berechneter dynamisch stabiler Ringresonator zum Einsatz. Damit sollte überprüft werden, ob Resonatoren mit dynamisch stabilen Eigenschaften in besonderer Weise geeignet sind, einen stabilen Laserbetrieb mit großen Modenradien im Stablaserkristall bei einer hohen Brechkraft der thermischen Linse zu unterstützen. Durch die Ankopplung des Hochleistungslasers in Ringresonator-Konfiguration an einen Masterlaser konnten der Einfrequenzbetrieb realisiert und die Änderung fundamentaler Lasereigenschaften durch das Injection Locking untersucht werden werden.

Auf den Ergebnissen dieser Voruntersuchungen aufbauend wurden dann Wege zur Skalierung der Einfrequenz-Ausgangsleistung von Nd:YAG-Hochleistungslasern sowohl in Stab- wie auch in Slab-Geometrie des Laserkristalls verfolgt, die in den sich anschließenden Kapiteln beschrieben werden.

3.2.1 Anregung durch fasergekoppelte Diodenlaser

Als Pumplichtquelle für die transversale Anregung der untersuchten Nd:YAG-Laserkristalle wurden fasergekoppelte Diodenlaser ausgewählt, da sie eine einfache Modellierung der Pumplichtverteilung und einen kompakten Aufbau des Laserkopfes gestatten. Die räumliche Trennung des Laserkopfes von der Pumpquelle ergibt ein zuverlässiges System durch einen geschützten Betrieb der Diodenlaser in einem geschlossenen, staubfreien Gehäuse und erlaubt eine einfache Wartung des Laserkopfes ohne die Pumpquelle demontieren zu müssen. Ein entscheidender Vorteil dieser Anregungsquelle ist das vollständig rotationssymmetrische Strahlprofil mit einem festgelegten Divergenzwinkel der Emission, das durch die angekoppelte Übertragungsfaser bestimmt ist. Damit wird eine präzise Modellierung des Anregungsprofils im Laserkristall durch eine Superposition der einzelnen Pumplichtkegel ermöglicht. Werden die Fasern geeignet positioniert, so läßt sich ein sehr homogenes Anregungsprofil im Laserkristall erreichen. Bei den experimentellen Arbeiten wurden fasergekoppelte Diodenlaser (JOLD 10L der Fa. Jenoptik Laserdiode GmbH) eingesetzt, die eine maximale kontinuierliche Ausgangsleistung von 10W am Faserende bei einem Betriebsstrom von etwa 26A lieferten. Jeweils 14 in ihrer spektralen Charakteristik ähnliche Diodenlaser waren mit einer elektrischen Reihenschaltung und einer gemeinsamen aktiven Wasserkühlung der Wärmesenken ausgestattet. Zur Strahlungsführung waren Quarzglasfasern mit einem Stufenindexprofil und einem Kerndurchmesser von 800µm an die Diodenlaser angekoppelt. Ihre numerische Apertur beträgt 0,2. Dies entspricht einem halben Divergenzwinkel der Strahlung im Fernfeld von 11,5° mit einer nahezu Gauß-förmigen Intensitätsverteilung über den Emissionswinkel. Die spektrale Breite der Emission eines einzelnen Diodenlasers beträgt etwa 3 nm. Die Emission läßt sich mit einem Abstimmkoeffizienten von etwa 0,25nm/K über die Wärmesenkentemperatur so einstellen, daß ihre Zentralwellenlänge im Bereich von 807nm ± 2,5nm liegt. Bei der Anregung von

Nd:YAG mit einer Neodym-Dotierungskonzentration von 0,9 % at. wird hierbei ein Absorptionskoeffizient von etwa 3cm^{-1} erreicht.

3.2.2 Diodengepumpter Nd:YAG-Stablasers

Für Voruntersuchungen zum Injection Locking wurde zunächst ein Nd:YAG-Hochleistungslaser in Stabgeometrie aufgebaut, dessen Kristall mit den oben beschriebenen fasergekoppelten Diodenlasern angeregt wurde. Der Nd:YAG-Stab hatte einen Durchmesser von 3mm und eine Länge von 44mm. Die Dotierung des YAG-Kristalls mit Neodym-Ionen betrug 0.9% at. Die Mantelfläche war poliert, um die Streuung von Pumpstrahlung zu reduzieren. Zur Kühlung des Laserstabs wurde er konzentrisch in einem Strömungsrohr aus Duranglas gehalten und von Kühlwasser umströmt. Zur Reduktion von Reflexionsverlusten war die äußere Oberfläche des Strömungsrohrs für die Pumpwellenlänge durch eine dielektrische Beschichtung entspiegelt. Die Anregung des Stabkristalls erfolgte, wie dies in Abb.3.2.1 dargestellt ist, symmetrisch durch drei Pumpfaser-Module, die einen Winkel von jeweils 120° zueinander hatten und auf die Stabachse ausgerichtet waren. Jedes Modul bestand aus einer linearen Anordnung von 9 Pumpfasern jeweils im Mittenabstand von 2mm zueinander. Der Abstand der Faserenden zum Laserstab wurde mit der Zielsetzung einer homogenen und effizienten Anregung des Stabquerschnitts gewählt. Hierbei mußte beachtet werden, daß geringe Faserabstände durch eine ungleichförmige Anregung zu starken Aberrationen der induzierten thermischen Linse führen. Sehr große Abstände führen andererseits zu einem verminderten Pumpwirkungsgrad, da aufgrund der Divergenz ein Teil der Pumpstrahlung nicht zur Anregung genutzt werden kann. Zur Kontrolle der Homogenität der Pumplichtverteilung im Laserstab wurde das durch eine Endfläche des Kristalls austretende Fluoreszenzlicht mittels einer Linse der

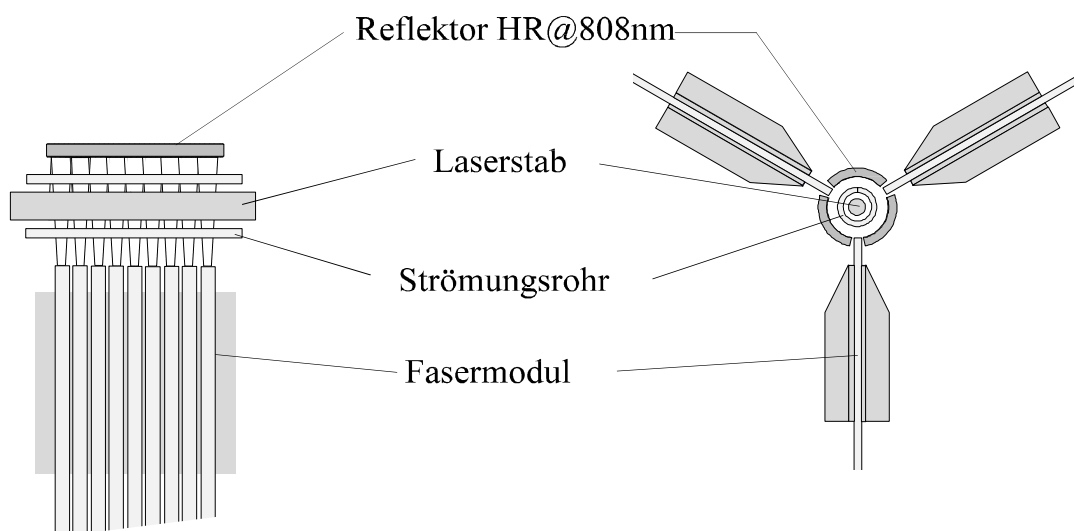


Abb. 3.2.1: Transversale Anregung des Nd:YAG-Stabes durch fasergekoppelte Diodenlaser in dreizähliger Symmetrie

Brennweite 150mm auf eine CCD-Kamera abgebildet. Der Faserabstand wurde aufgrund dieser

Messung auf 14mm fest eingestellt. Um den Pumpwirkungsgrad zu verbessern wurde außerdem eine zweifache transversale Durchgang der Pumpstrahlung durch den Kristall realisiert. Dazu wurden auf der jedem Fasermodul gegenüberliegenden Seite des Laserstabes Reflektoren aus dielektrisch beschichteten Glasrohrsegmenten gehalten.

3.2.3 Anwendung dynamisch stabiler Ringresonatoren

Bei transversal gepumpten Nd:YAG-Lasern ist es notwendig den Durchmesser der transversalen Grundmode dem Querschnitt des Laserkristalls anzupassen, um eine maximale Verstärkung durch das zur Verfügung stehende Inversionsvolumen zu erreichen und höhere transversale Moden wirkungsvoll zu unterdrücken. Allgemein gilt jedoch, daß Hochleistungs-Stablaser mit starken thermisch induzierten Brechkraften und großen Modenradien im Kristall eine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber Fluktuationen der thermischen Linsewirkung zeigen [MAG86]. Dieser Eigenschaft wirken dynamisch stabile Resonatoren entgegen, die gerade so konzipiert werden, daß geringe Variationen der thermisch induzierten Brechkraft den Modenradius im Laserkristall unverändert lassen, so daß Beugungsverluste und die Verstärkung des Lasers hiervon unbeeinflusst bleiben. Um diese Vorteile für den durch fasergekoppelte Diodenlaser angeregten Nd:YAG-Stablaser im Einfrequenzbetrieb zu nutzen, wurden Ringresonatoren mit dynamisch stabilen Eigenschaften berechnet und eingesetzt. Die theoretischen Grundlagen hierfür wurden von De Silvestri bereitgestellt [SIL88]. Sie sind auf diesen Anwendungsfall übertragen worden. Die Berechnung der

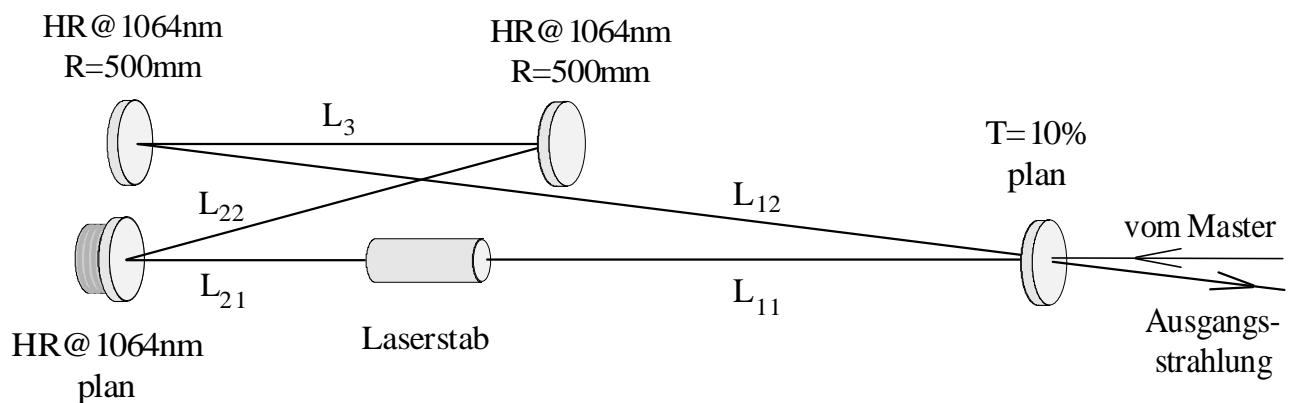


Abb. 3.2.2: Dynamisch stabiler Ringresonator

Resonatoren wird im Anhang dieser Arbeit erläutert. Als Eingabegröße wurden hier die Brechkraft der thermischen Linse und der Modenradius der Grundmode im Stabkristall vorgegeben, die aus Untersuchungen dieses Stablaser mit linearen Resonatoren bekannt waren. Für den Nd:YAG-Stablaser standen damit dynamisch stabile Ringresonatoren in „Bow-Tie“-Anordnung für verschiedene Pumpleistungen zur Verfügung, die aufgebaut und mit der Zielsetzung einer maximalen Ausgangsleistung im transversalen Grundmode getestet wurden. Der Stablaser lieferte mit dem so optimierten Ringresonator eine Ausgangsleistung im transversalen Grundmode-Betrieb von zusammen 15W in beiden Umlaufrichtungen bei einer Pumpleistung von 110W. Die Brechkraft

der thermischen Linse des Laserkristall betrug dabei 2,8dpt., der TEM₀₀-Durchmesser im Laserkristall 1,4mm. Die weiteren Resonatordaten sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt .

| L ₁₁ | L ₁₂ | L ₂₁ | L ₂₂ | L ₃ |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------------|
| 905 mm | 1220 mm | 600 mm | 930 mm | 620 mm |

Tabelle 3.1 Spiegelabstände im dynamisch stabilen Ringresonator

Zur Veranschaulichung der dynamisch stabilen Eigenschaft des hier eingesetzten Resonators ist der Modenradius im Laserkristall für unterschiedliche Brechkraften der thermischen Linse in Abb. 3.2.3

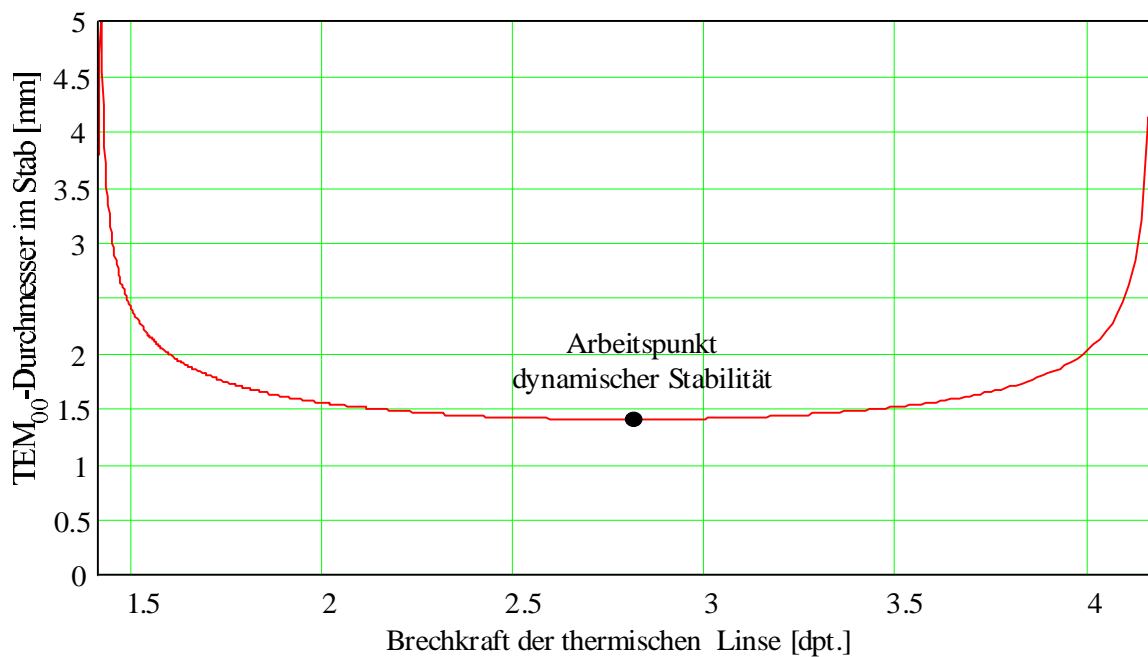


Abb. 3.2.3: Variation des TEM₀₀-Durchmesser mit der Brechkraft der thermischen Linse beim aufgebauten dynamisch stabilen Resonator

dargestellt. Man erkennt, daß der Arbeitspunkt des Resonators gerade einem Minimum des Modendurchmessers entspricht.

3.2.4 Einfrequenzbetrieb

Um den Einfrequenzbetrieb des Nd:YAG-Stablasers in dynamisch stabiler Ringresonator-Konfiguration zu erreichen, wurde dieser an einen schmalbandigen Masterlaser mit der Technik des Injection Locking angekoppelt. Es kam hierfür der in Kapitel 3.1 detailliert beschriebene Aufbau zum Einsatz, wobei zwischen der Masterstrahlung und der Grundmode des Hochleistungslasers eine transversale Modenanpassung durchgeführt wurde. Nach Schließen des Frequenzregelkreises trat Injection Locking auf und der Ringlaser lieferte eine Ausgangsleistung von 13W im Einfrequenz-

betrieb. Gegenüber dem freilaufenden Betrieb waren dabei die folgenden Änderungen fundamentaler Lasereigenschaften festzustellen:

| <u>freilaufender Laserbetrieb</u> | <u>Laserbetrieb unter Injection Locking</u> |
|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> • Oszillation auf mehreren longitudinalen Moden • Zweirichtungsbetrieb • elliptische Polarisation der Laserstrahlung (Verhältnis der beiden Hauptachsen etwa 3:1) | <ul style="list-style-type: none"> • Monomod- oder Einfrequenz-Betrieb • Einrichtungsbetrieb in der Umlaufrichtung der injizierten Strahlung • lineare Polarisation vorgegeben durch die Masterstrahlung |

Tabelle 3.2: Änderung von Lasereigenschaften beim Auftreten von Injection Locking

Um die Änderung des Modenspektrums genauer analysieren und dokumentieren zu können, wurde ein geringer Anteil der Strahlung des Stablaser in ein schnell abstimmbares, konfokales Fabry-Perot-Interferometer eingekoppelt. Der freie Spektralbereich (FSR) des Interferometers war mit 2GHz um ein Vielfaches größer, als der des Ringresonators des Hochleistungslasers, um so alle auftretenden longitudinalen Moden darstellen zu können. Das gemessene Modenspektrum ist für den freilaufenden Betrieb und unter Injection Locking in Abb. 3.2.4 gezeigt. Auf der Basis dieses Aufbaus wurden eine Optimierung der elektronischen und optoelektronischen Komponenten durchgeführt.

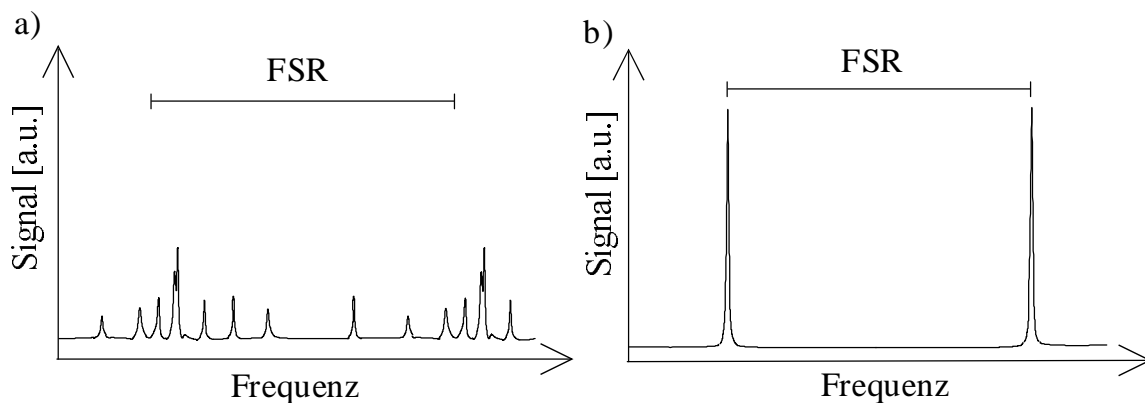


Abb. 3.2.4: Spektrum der (longitudinalen) Moden a) im freilaufenden Laserbetrieb, b) unter Injection Locking, FSR = freier Spektralbereich des zur Analyse verwendeten Fabry-Perot-Interferometers

3.2.5 Schlußfolgerungen

Aus den Voruntersuchungen zum Injection Locking eines Nd:YAG-Stablaser im mittleren Pumpleistungsbereich können die nachstehenden Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Eine Steigerung der Ausgangsleistung im transversalen Grundmode- und im Einfrequenzbetrieb wurde bei dem untersuchten Stablasers durch die mit der Pumpleistung ansteigenden Aberrationen der thermischen Linse im Laserstab verhindert. Die Ursache hierfür sind die Abweichung von der vollständigen Rotationssymmetrie der induzierten thermischen Linse aufgrund der dreizähligen Anregungsgeometrie. Dies wurde durch Untersuchungen der Abbildungseigenschaften der thermischen Linse bei hohen Pumpleistungen mit einem aufgeweiteten Probestrahl eines Helium-Neon-Lasers bestätigt. Ein wichtiger Ansatzpunkt für eine weitere Leistungssteigerung bei Stablasern liegt somit in einer Erhöhung der Anregungssymmetrie (vgl. Kap.3.7).
- Die starke Abhängigkeit der thermischen Linsenwirkung von der Pumpleistung führt bei Nd:YAG-Stablasern zu kurzen Brennweiten und starken Variationen der Brechkraft.
- Eine Möglichkeit die Auswirkungen dieser thermischen Effekte auf den Einfrequenz-Laserbetrieb zu minimieren, ist die Anwendungen von dynamisch stabilen Resonatoren. Wie gezeigt wurde, reduzieren sie wirkungsvoll die Variationen des Modendurchmessers bei Schwankungen der thermischen Brechkraft und führen so insbesondere zu einer stabilen transversalen Modenanpassung zwischen Master- und Slavelaser.
- Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine Kristallgeometrie für den Nd:YAG-Laser zu wählen, die deutlich geringere thermische Brechkräfte und damit Auswirkungen auf den Modendurchmesser bei vergleichbaren Pumpleistungen zeigt. Dieser Weg wird mit dem Aufbau von Nd:YAG-Slablasern besprochen, der nachfolgend beschrieben wird.

3.3 Aufbau diodengepumpter Nd:YAG-Slablaser

Als eine Alternative zu Hochleistungslasern auf der Basis von Nd:YAG-Stabkristallen wurden Nd:YAG-Slablaser im Einfrequenzbetrieb unter Anwendung des Injection Locking untersucht. Dazu wurde eine Pumpkammer für Slabkristalle konzipiert, die eine Anregung mit fasergekoppelten Diodenlasern und eine direkte Wasserkühlung zuläßt und gleichzeitig den aus der Theorie ableitbaren Anforderungen an thermische Randbedingungen gerecht wird. Ihre Konstruktion wird nachfolgend detailliert beschrieben. Um die zwei in Abschnitt 2.1.4 dargestellten Konzepte für die Geometrie von Slabkristallen im Laserbetrieb unter identischen Randbedingungen der Anregung und Kühlung vergleichen zu können, wurden die Abmessungen eines Slabs mit Brewsterspitzen („gebrewsterter Kristall“) und eines quaderförmigen Slabkristalls bis auf die individuelle Ausführung der Endflächen gleich gewählt, so daß die Kristalle in derselben Pumpkammer eingesetzt werden konnten. Tabelle 3.3 zeigt die genauen Abmessungen beider Kristalle und die charakterisierenden Kenndaten für die optischen Strahlengänge.


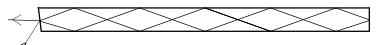
| | <u>gebrewsterter Kristall</u>  | <u>quaderförmiger Kristall</u>  |
|--------------------------------------|---|---|
| Querschnittsfläche ($w \times t$) | 3mm \times 3mm | 3mm \times 3mm |
| geometrische Länge L | 80,2mm | 78,5mm |
| Nd ³⁺ - Dotierung [% at.] | 0,9% | 0,9% |
| Winkel s der Endflächen zur Achse | 30,9° | 80° bzw. 90° |
| Anzahl N interner Totalreflexionen | 16 (einfacher Durchgang) | 5 (pro Durchgang) \times 2 |
| interner Reflexionswinkel θ | 30,9° | 10,8° |
| Einfallsfallswinkel an der Endfläche | 59° | 1,5° und 40,3° |
| Beschichtungen der Endflächen | ohne | AR bzw. HR @ 1064nm |

Tabelle 3.3: Abmessungen, optische Kenndaten für zwei untersuchte Kristallgeometrien

Die Kristalldicke und -breite wurde so gewählt, daß eine maximale Verstärkung der transversalen Grundmode-Strahlung erzielt werden konnte. Dabei entsprach die Dicke des Kristalls mit 3mm gerade der Absorptionslänge des Lasermedium für diesen Anregungsfall. Bei zweifachem Durchgang der Diodenlaserstrahlung können so nahezu 90% der Pumpleistung absorbiert werden. Aufgrund des quadratischen Querschnitts des Kristalls läßt sich das Modenvolumens eines TEM₀₀-Strahls gut an das Kristallvolumen anpassen. Gleichzeitig kann eine effiziente Anregung der 3mm breiten Seitenfläche durch ein lineares Pumpfaserarray erreicht werden. Detaillierte Untersuchungen der Pumplichtverteilung werden nachfolgend in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

3.3.1 Konzeptionierung und Aufbau von Pumpkavitäten für Nd:YAG-Slablaser

Die Anregung der Nd:YAG-Slabkristalle mit Pumpleistungen im Bereich mehrerer hundert Watt erfordert eine direkte Wasserkühlung der Kristallseitenflächen. Eine maximale Kühleffizienz wurde mit einer turbulenten Strömung erzielt. Eine entscheidende Zielsetzung bei der Konzeption von Kühlanordnungen für die zu untersuchenden Slabkristalle ist es zudem im Laserbetrieb thermische Randbedingungen zu schaffen, die denen idealer Slablaser entsprechen, um so die Vorteile einer Reduktion thermooptischer Effekte durch die Kristallgeometrie nutzen zu können (vgl. hierzu Kap. 2.1.4). Zwei lange Seitenflächen („Pumpseiten“) müssen dazu homogen angeregt und gekühlt werden, während die dazu senkrechten langen Seitenflächen eine gute thermische Isolation erhalten, wie dies in Abb. 3.3.1 veranschaulicht ist. Da Wasser für die Pumpwellenlänge von 808nm hoch transmittierend ist, kann die optische Anregung durch den Kühlmittelstrom hindurch erfolgen. Um Phasenstörungen der Laserstrahlung bei Totalreflexion an den Pumpseiten auszuschließen, waren die Slabkristalle mit etwa 2µm dicken Quarzbeschichtungen auf diesen Flächen ausgestattet.

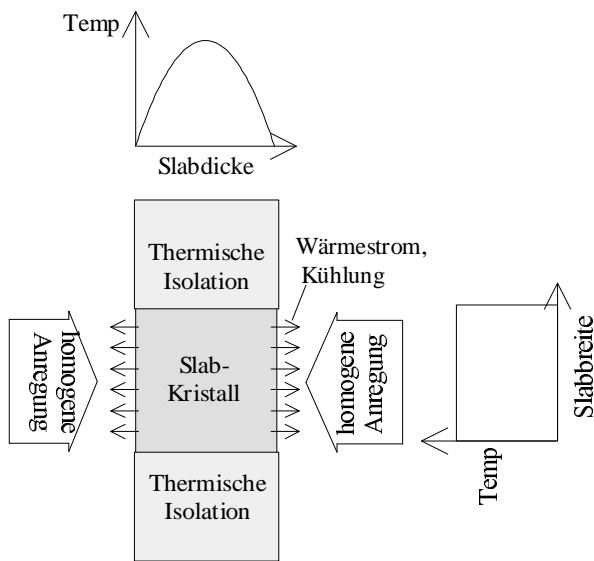


Abb. 3.3.1: Idealisierte Randbedingungen der Anregung und Kühlung von Slabkristallen

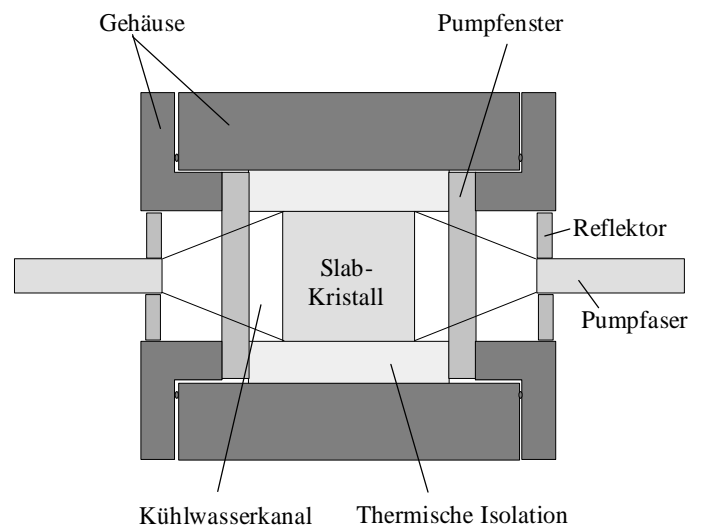


Abb. 3.3.2: Realisierte Slabpumpkammer in Schnittdarstellung

Indem ausschließlich die Pumpseiten gekühlt werden, wird dafür gesorgt, daß sich ein nahezu parabolisches Temperaturprofil in Richtung der Slabdicke einstellt. Über die hieraus resultierenden optischen Weglängenunterschiede kann die Laserstrahlung gerade bei einem Zick-Zack-Verlauf durch den Kristall mitteln. Auf der Basis dieser Vorgaben wurden Pumpkammern für Nd:YAG-Slabkristalle mit einem Querschnitt von $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ und einer Länge von $80\text{mm} \pm 2\text{mm}$ konstruiert und gefertigt, deren Aufbau in Abb.3.3.1 und 3.3.2 veranschaulicht ist. Die Pumpkammern bestehen aus einem Aluminium-Rahmengerüst, in dem der Kristall gehalten und nahe seiner Endfläche durch eine O-Ring-Dichtung gegen den Austritt von Kühlwasser gedichtet wird. Beiderseits des Kristalls befinden sich Kühlwasserkanäle mit einem Strömungsquerschnitt von $3\text{mm} \times 1,5\text{mm}$. Sie werden seitlich jeweils durch ein Pumpfenster aus Quarzglas und die Kristallseitenflächen, oberhalb und unterhalb durch 3mm starke Silikonplatten begrenzt. Zur Reduktion von Reflexionsverlusten besitzen die Quarzfenster auf der äußeren Grenzfläche zu Luft eine dielektrische Antireflex-Beschichtung für die Pumplichtstrahlung. Auf der dem Wasser zugewandten Seite ist aufgrund des geringen Brechungsindexsprungs keine Beschichtung erforderlich. Die Ober- und

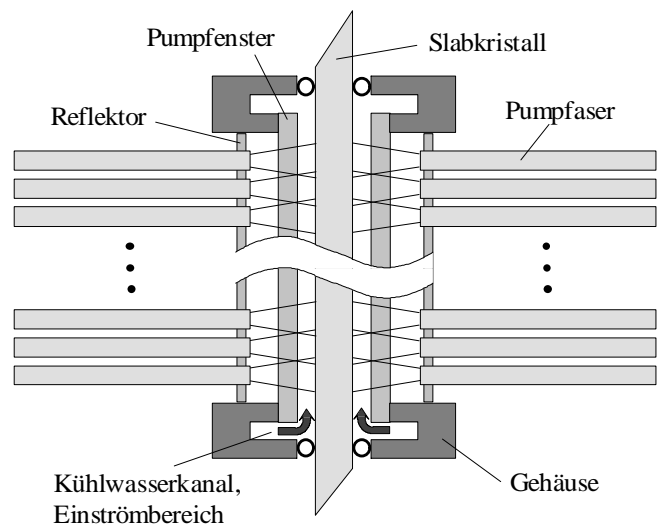


Abb. 3.3.3: Slabpumpkammer, Aufsicht

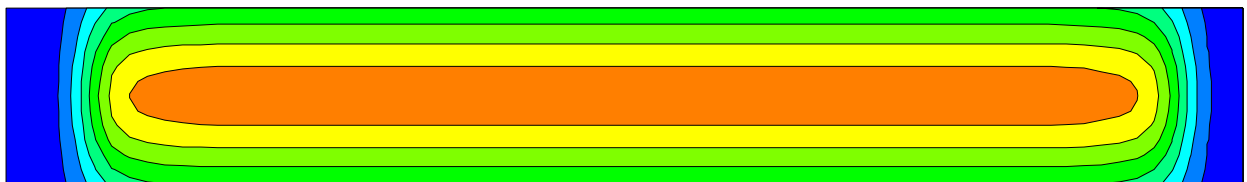
Unterseite des Kristalls wird durch aufgepreßte Silikonplatten thermisch gut zu isoliert, um einen Wärmestrom in dieser Richtung zu verhindern. Dies ist notwendig, um Temperaturgradienten in Richtung der Slabbreite zu vermeiden.

3.3.2 Pumplichtverteilungen in den Slabkristallen

Zur Anregung der Slabkristalle von zwei Seiten (den gekühlten „Pumpseiten“) werden regelmäßige, lineare Anordnungen („Arrays“) von Pumpfasern eingesetzt, die auf die Kristallachse ausgerichtet sind. Die gewählte Kristallbreite von 3mm ermöglicht aufgrund der Divergenz der Pumpstrahlung eine vollständige Anregung des Slabs in transversaler Richtung. In einem Kristalldurchgang der Pumpstrahlung werden bei einer Nd^{3+} -Dotierungskonzentration von 0,9% at. und der Materialdicke von 3mm etwa 65% der Leistung absorbiert. Zur Steigerung des Absorptionswirkungsgrades wurde eine Rückreflexion der transmittierten Pumpstrahlung in den Kristall vorgesehen. Dazu befinden sich an den Frontseiten der einander gegenüberliegenden Pumpmodule polierte Messingreflektoren. Um Löcher für die Aufnahme der Faserenden einbringen zu können und so die reflektierende Fläche zu maximieren, war die Ausführung des Reflektors in Metall vorteilhaft. Zur Erhöhung des Reflexionsgrads der Oberfläche auf über 95% wurden die Reflektoren zusätzlich mit einer Goldbeschichtung ausgestattet. Bei der Anordnung der Fasern bestehen Freiheitsgrade zum einen im transversalen Abstand der Fasern zueinander und zum anderen im Abstand der Faserendflächen von der Kristalloberfläche. Diese sollen dazu genutzt werden, eine möglichst homogene Anregung der Pumpseiten zu erreichen.

Während der Abstand der Faserenden zum Kristall im Zuge der thermooptischen und experimentellen Untersuchungen eingestellt und optimiert werden konnte, mußte der transversale Abstand vor der Herstellung von Faserhalterungen und Reflektoren festgelegt werden. Hierfür wurde

x-z-Ebene



y-z-Ebene

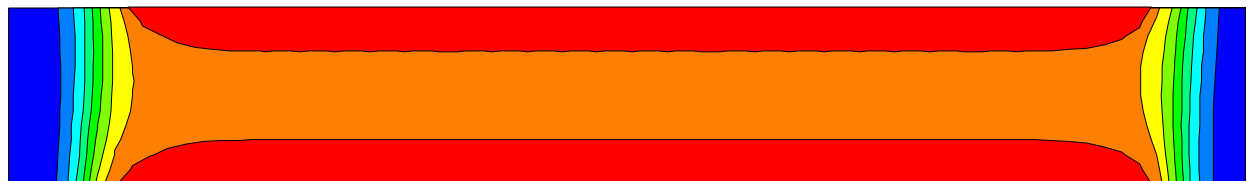


Abb. 3.3.4: Berechnete Pumplichtverteilung im Slabkristall bei einem Abstand der Faserendflächen zum Kristall von 10mm. Dargestellt sind zentrale Schnitte des gepumpten Kristallbereichs für die x-z bzw. y-z-Ebene.

eine numerische Simulation des Pumpvorgangs durchgeführt. Basierend auf der Propagation der aus einem Faserende austretenden Strahlung durch die Kühlanordnung in den Kristall hinein wird die Absorption im Kristallvolumen berechnet. Die gesamte Pumplichtverteilung ergibt sich dann als Superposition des Pumplichts aller Fasern. Unter Verwendung dieser Modellrechnungen wurde der transversale Abstand zwischen zwei Fasermitten im Hinblick auf eine möglichst konstante Pumpleistungsdichte in Richtung der langen Kristallachse (z-Richtung) optimiert und für alle experimentellen Untersuchungen auf 1,6mm festgelegt. Eine ergänzende Abschätzung hierzu zeigt, daß man bei den erreichbaren Pumpleistungsdichten noch deutlich unterhalb der Bruchgrenze des Kristalls arbeiten kann. Der so festgelegte Faserabstand läßt die Anordnung von 30 Pumpfasern je Seite zu. Abb. 3.3.4 zeigt die theoretisch bestimmte Pumplichtverteilung für diesen Anregungsfall. Die Anregungslänge des Kristalls beträgt hierbei unter Berücksichtigung der Divergenz der Pumpstrahlung etwa 52mm. Diese ist durch die Öffnung der seitlichen Fenster der Pumpkammer limitiert. Eine Variation des Abstandes der Faserendflächen zur Kristalloberfläche beeinflußt das Anregungsprofil in Richtung der Slabbreite. Für Abstände unterhalb von 6mm wird der Kristall nicht in seiner vollen Breite gepumpt und es ergeben sich starke Gradienten der Anregungsdichte nahe der Kristallober- und unterseite. Für sehr große Abstände trifft ein Teil der Strahlung aufgrund der Divergenz nicht mehr den Kristall und die absorbierte Gesamtleistung sinkt. Die theoretischen Berechnungen zur Pumplichtverteilung lassen somit einen optimalen Faserabstand im Bereich zwischen 7mm und 13mm erwarten. Experimentelle Untersuchungen konnten somit auf diesen Bereich beschränkt werden. Um den Parameter der Absorptionslänge genauer festlegen zu können und so das theoretische Modell für darauf aufbauende Berechnungen der Temperaturverteilungen weiter zu qualifizieren, wurden die Verteilungen des im Kristall absorbierten Pumplichts zusätzlich experimentell bestimmt.

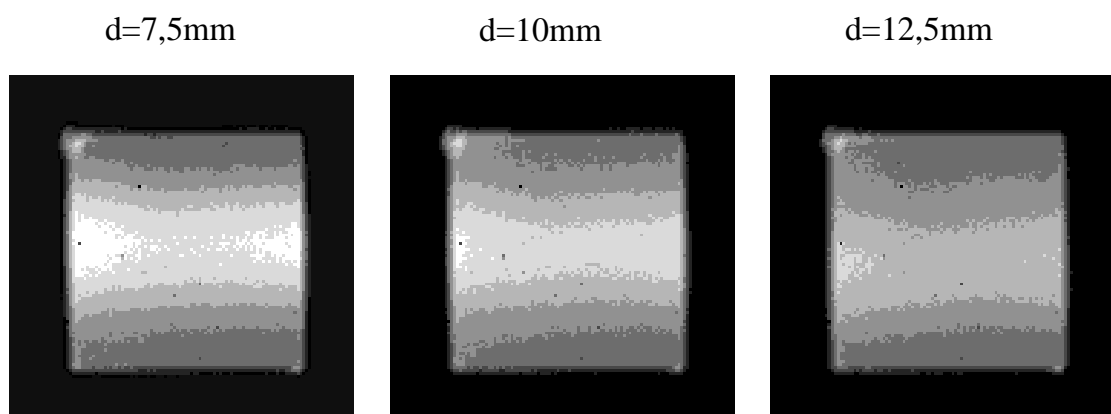


Abb. 3.3.5: Pumplichtverteilung im Slab für Faserabstände von 7,5mm, 10mm und 12,5mm zur Kristalloberfläche

Dazu wurde das durch eine Endfläche des Kristalls austretenden Fluoreszenzlicht mit einer CCD-Kamera aufgenommen, wobei eine Ebene innerhalb des gepumpten Kristallbereichs scharf abgebildet wurde. Auf diese Weise ist es möglich, die Verteilung der absorbierten Pumplichtleistungsdichte in der x-y-Ebene zu analysieren. Die Untersuchung erfolgte am quaderförmigen Kristall mit senkrechter Endfläche, um keine Brechung der Fluoreszenzstrahlung an der Austrittsfläche berücksichtigen zu müssen. Abb. 3.3.5 zeigt die so gemessenen transversalen Pumplichtverteilungen für Faserabstände von 7,5mm, 10mm und 12,5mm. Sie sind aufgrund gleicher Kristallparameter auch für den gebrewsterten Kristall gültig. Vergleiche der berechneten und gemessenen Pumplichtverteilungen dienten insbesondere dazu, den Parameter der Absorptionslänge in der Simulation genau einzustellen. In Übereinstimmung von theoretisch und experimentell bestimmter Verteilung wird die festzustellende Überhöhung der Anregungsintensität in der Kristallmitte mit zunehmendem Faserabstand reduziert. Das bei der Messung ebenfalls ausgewertete Integral über die Gesamtintensität der Querschnittsfläche zeigte, daß die absorbierte Gesamtpumpleistung bei Abständen von mehr als 10mm deutlich abnimmt, da der Pumpstrahldurchmesser an der Kristalloberfläche dann deutlich größer als der Kristallquerschnitt ist. Als optimaler Faserabstand zum Kristall wurde somit 10mm festgelegt.

3.3.3 Vergleich der Slabs im Hochleistungslaserbetrieb

Um die unterschiedlichen Slablaser-Kristalle anhand von ersten Kenndaten im Laserbetrieb vergleichen zu können, wurden zunächst Untersuchungen im Multimodebetrieb unter identischen Randbedingungen durchgeführt. Dazu waren die Kristalle in der oben beschriebenen Pumpkammer eingesetzt und wurden durch zwei Pumpfaser-Module mit einer Gesamtleistung von bis zu 550W angeregt. Der Abstand der Pumpfaserenden zum Kristall betrug hierbei 10mm. Es kamen jeweils kurze semikonkave Resonatoren mit einem Auskoppelgrad von 25% zum Einsatz. Die so erhaltenen Laserkennlinien sind in Abb. 3.3.6 dargestellt.

Tabelle 3.4 stellt die zugehörigen Kenndaten der Lasersysteme einander gegenüber. Auf

der Basis der Schwellpumpleistungen können die Laser bezüglich ihrer Strahlungsverluste verglichen werden. Da die Messungen mit gleichem Auskoppelgrad der Resonatoren durchgeführt wurden, läßt sich ablesen, daß die Summe aus kristallinternen Verlusten und Reflexionsverlusten an den Endflächen für beide Laser im Rahmen der Meßgenauigkeit vergleichbar sind.

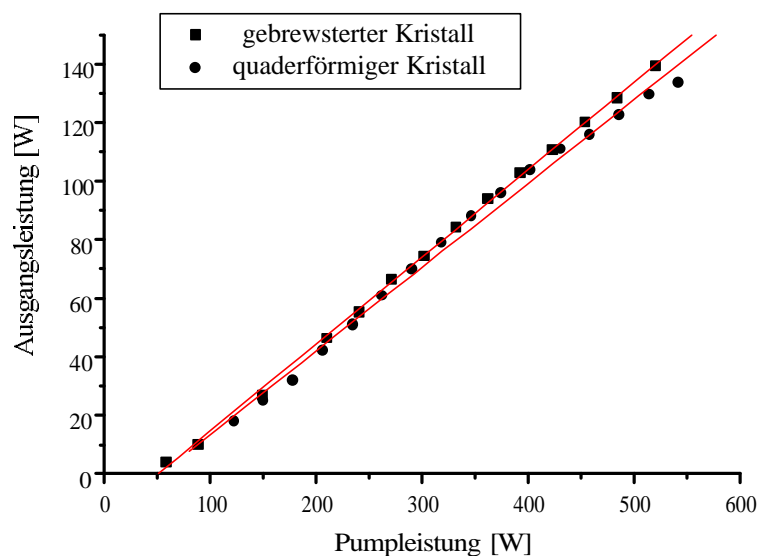


Abb. 3.3.6: Vergleich der Kennlinien der Slablaser im Multimode-Laserbetrieb

| | gebrewsterter Kristall | quaderförmiger Kristall |
|------------------------------|------------------------|-------------------------|
| Schwellpumpleistung | 50 W | 53 W |
| differentieller Wirkungsgrad | 30 % | 29% |
| Maximale Ausgangsleistung | 138W | 132W |
| Polarisationszustand | linear ($> 100:1$) | elliptisch (ca. 5:1) |

Tabelle 3.4: Laserkenndaten der Slabsysteme im Multimodebetrieb

Die differentiellen Wirkungsgrade beider Systeme zeigen zusätzlich, daß die Kristalle trotz der sehr unterschiedlichen internen Strahlführung eine vergleichbare Extraktion und damit Verstärkung erlauben. Deutliche Unterschiede sind allerdings bei der Untersuchung des Polarisationszustands der Laserstrahlung festzustellen. Im Fall des gebrewsterten Kristall unterscheiden sich die Reflexionsverluste an den Eintrittsflächen für s- und p-polarisierte Strahlung um etwa 25% je Endfläche. Die Laserstrahlung war somit erwartungsgemäß linear polarisiert (Verhältnis $> 100:1$). Beim quaderförmigen Kristall wurde ein dielektrisches Mehrschichtsystem auf die Eintrittsfläche aufgedampft, das die Reflexionsverluste speziell für die hier auftretenden Einfallswinkel von sowohl 0° als auch 40° minimiert [PAU97]. Der elliptische Polarisationszustand der Strahlung mit einem Verhältnis der Hauptachsen von etwa 5:1 zeigt, daß in diesem Fall ein deutlich geringerer Unterschied zwischen den Reflexionsverlusten für s- und p-Ebene besteht.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann festgestellt werden, daß beide Slablasers nur geringe Unterschiede hinsichtlich der Verluste und der maximalen Verstärkung zeigen. Sie erscheinen somit gleichermaßen geeignet, hohe Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb zu erzeugen. Folglich wurden Untersuchungen zum Injection Locking von Slablasern auf der Basis beider Kristallgeometrien durchgeführt.

3.4 Injection Locking eines Slablasers mit gebrewstertem Kristall

Der Einfrequenzbetrieb eines Hochleistungs-Lasersystems durch Ankopplung an einen stabilen Masterlaser mit der Technik des Injection Locking setzt eine Ringresonator Konfiguration des Slavelasers voraus. Dabei muß das Modenvolumen der transversalen Grundmode des Ringresonators gut an das zur Verfügung stehende Inversionsvolumen im Laserkristall angepaßt werden, um eine hohe Effizienz und Stabilität des Slavelasers zu erreichen. Dies erfordert die detaillierte Kenntnis der thermooptischen Eigenschaften des gepumpten Slabkristalls und ihre Berücksichtigung im Resonatordesign.

3.4.1 Untersuchung thermooptischer Eigenschaften

Das Ziel der nachstehend beschriebenen Untersuchungen war es, die im Slabkristall auftretenden thermooptischen Effekte zu charakterisieren und die in Abschnitt 2.1.4 beschriebenen

kompensatorischen Eigenschaften zu überprüfen. Hierzu wurden die thermische Linsenwirkung und die Depolarisation von Strahlung beim Durchtritt durch den Laserkristall experimentell und durch eine numerische Modellierung bestimmt.

3.4.1.1 Optische Weglängendifferenzen

Die Untersuchung der optischen Weglängendifferenzen über den Kristallquerschnitt erfolgte durch interferometrische Messungen mit einem Mach-Zehnder-Aufbau. Dabei war der Slabkristall so in einem Referenzarm des Interferometers eingesetzt, daß die Probestrahlung analog zum Laserbetrieb des Slabs auf dem Zick-Zack-Weg durch den Kristall trat. Als Probestrahl-Quelle wurde ein Helium-Neon-Laser eingesetzt, dessen Emission bei einer Wellenlänge von 633nm vom Lasermaterial nicht absorbiert oder verstärkt wird, so daß dadurch bedingte Störungen der Messung ausgeschlossen werden. Der Gaußsche Strahl wurde durch ein Teleskop in seinem $1/e^2$ -Durchmesser auf etwa 2mm aufgeweitet, so daß der Kristallquerschnitt gut ausgeleuchtet wurde.

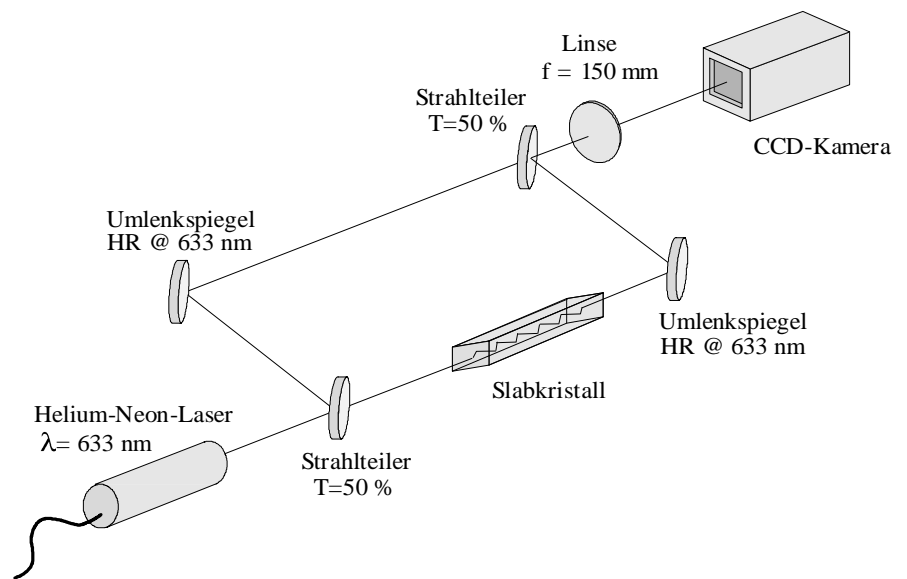


Abb. 3.4.1: Mach-Zehnder-Interferometer zur Messung optischer Weglängendifferenzen in einem gepumpten Nd:YAG-Slabkristall

Der schematische Aufbau für diese Messung ist in Abb. 3.4.1 dargestellt. Das hinter der

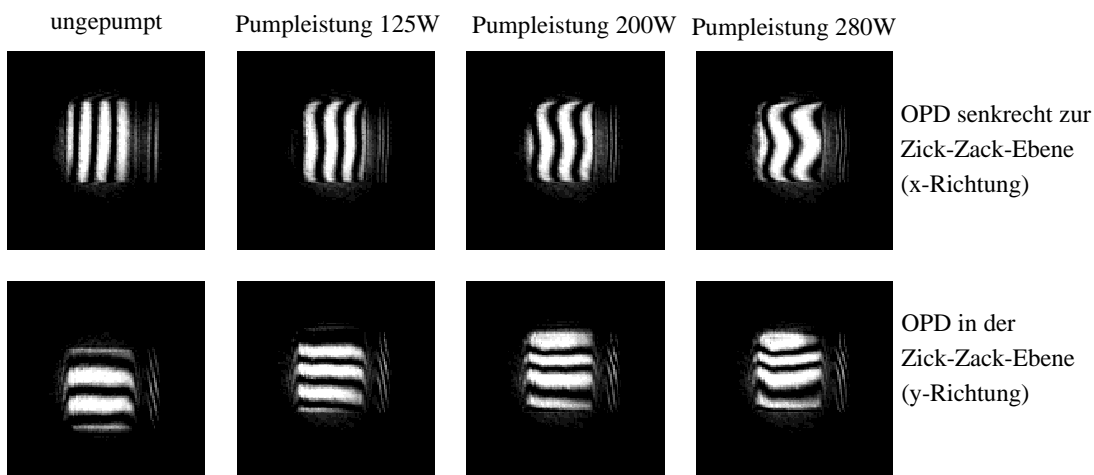


Abb. 3.4.2: Interferogramme des gebrewsterten Slabkristalls für verschiedene Pumpleistungen

Testanordnung auftretende Interferenzbild wurde von einer CCD-Kamera (Pulnix TM-765) aufgenommen und mit Hilfe eines angeschlossenen Strahlanalyse-Systems (Spiricon LBA-100A) ausgewertet und gespeichert. Eine Linse hinter dem Interferometer sorgte zusätzlich dafür, daß eine Ebene direkt hinter dem Slabkristall sowie eine entsprechende Ebene im Referenzweig des Interferometers im Maßstab 1:1 scharf auf die Kamera abgebildet wurde. Es wird so sichergestellt, daß die überlagerten Strahlquerschnitte beider Interferometer-Arme trotz einer Linsenwirkung des untersuchten Kristalls gleich groß sind, was den Kontrast der Interferogramme erhöht [MEZ87]. Die Analyse von nur geringen optischen Weglängendifferenzen, wie sie hier zu erwarten waren, wird im allgemeinen vereinfacht, wenn zwischen Test- und Referenzstrahl des Interferometers definiert ein kleiner Winkel eingestellt wird. Die zu messenden optischen Weglängendifferenzen ergeben sich dann als Abweichungen von einem ideal parallelen Streifensystem. Die so aufgenommenen Interferogramme für Pumpleistungen von 0W bis 280W zeigt Abb. 3.4.2. Die Auswertung zeigt für die Zick-Zack-Ebene des Kristalls im Rahmen der Meßgenauigkeit eine verschwindende thermische Brechkraft für alle untersuchten Pumpleistungen. Diese Eigenschaft entspricht damit dem Verhalten idealer Slablasers. In der dazu senkrechten Ebene sind mit der Pumpleistung anwachsende Abweichungen von einem ideal parallelen Streifensystem zu erkennen. Die Auswertung der optischen Weglängendifferenzen zeigt, daß bei einer Pumpleistung von 280W Brechkraft im Bereich von 0,3 Dioptrien gemessen werden. Der reale Slabkristall weicht somit geringfügig vom idealen Verhalten einer in beiden Ebenen verschwindenden Linsenwirkung ab. Ursachen für das Auftreten einer geringen Brechkraft in x-Richtung sind Abweichungen von einer homogenen Anregung in dieser Richtung sowie eine nicht perfekte thermische Isolation der Ober- und Unterseite des Kristalls.

3.4.1.2 Depolarisation

Die Spannungsdoppelbrechung thermisch belasteter Nd:YAG-Kristalle führt im allgemeinen zur Depolarisation durchtretenden Laserstrahlung, wenn diese nicht entweder parallel oder senkrecht zu den lokal auftretenden Spannungen polarisiert ist. Bedingt durch die Brewsterendflächen des untersuchten Slabkristalls tritt im Laserbetrieb nahezu ausschließlich p-polarisierte Strahlung auf (vgl. Abschnitt 3.3.3). Liegt die Spannungsverteilung eines idealen Slablasers vor, so sollte keine Depolarisation auftreten. Die Untersuchung dieser Eigenschaft ermöglicht es also festzustellen, ob die Spannungskomponenten im realen Slabkristall von der Idealverteilung abweichen. Zur Messung befand sich der gepumpte Slabkristall zwischen zwei linearen Polari-

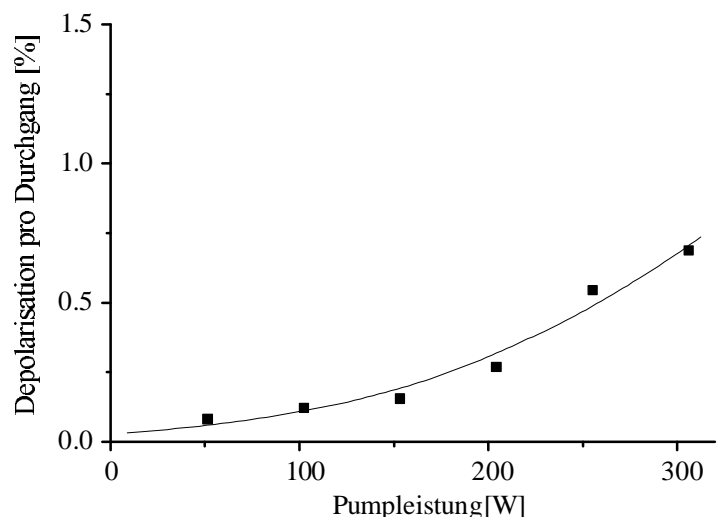


Abb. 3.4.3: Depolarisation pro Durchgang in Abhängigkeit der Pumpleistung beim Slabkristall mit Brewsterenden

satoren, wobei der erste Polarisator parallel zur Einfallsebene der Slab-Brewsterflächen gestellt war. Der zweite Polarisator konnte in eine parallele oder gekreuzte Ausrichtung zum ersten gebracht werden. Die Anordnung wurde von dem Gaußschen Strahl eines Helium-Neon-Lasers durchstrahlt, der für eine vollständige Ausleuchtung des Kristalls auf einen Gaußschen Durchmesser von etwa 2mm aufgeweitet war. Hinter der Anordnung wurde die transmittierte Leistung des Probelasers in gekreuzter und paralleler Stellung des Analysators mit einer Photodiode gemessen und hieraus der Depolarisationsanteil berechnet. Dabei wurden im gekreuzten Fall zusätzliche Reflexionsverluste an der austrittsseitigen Brewsterfläche berücksichtigt. Das Ergebnis dieser Messung ist für Pumpleistungen von bis zu 300W in Abb. 3.4.3 dargestellt. Die gemessenen Anteile unterhalb von 1% verdeutlichen, daß die Slabgeometrie die Depolarisation im Vergleich mit Kristallen in Stabgeometrie deutlich reduziert. Ein Laserstab gleichen Querschnitts würde im dargestellten Pumpleistungsbereich Depolarisationswerte von über 20% zeigen. Eine Folge des geringen, jedoch mit der Pumpleistung ansteigenden Depolarisationsanteils sind allerdings erhöhte Resonatorverluste durch eine teilweise Auskopplung depolarisierter Strahlung an den Brewsterendflächen des Slabkristalls. Sie tragen damit zu einer Verringerung des differentiellen Wirkungsgrades dieses Lasersystems bei.

3.4.1.3 Thermooptische Modellierung des Slablasers

Um eine detaillierte Einsicht in die dreidimensionale Temperatur- und Spannungsverteilung des gepumpten Slabkristalls zu bekommen, wurden ergänzend zu den oben beschriebenen Messungen theoretische Simulationen durchgeführt. Ein Hauptziel dieser Berechnungen für den Kristall mit Brewsterspitzen ist die Analyse von thermischen Effekten, die durch die ungekühlten spitzen Enden des Kristalls verursacht werden. Aus den so gewonnen Erkenntnissen sollte sich entscheiden lassen, ob ein quaderförmiger Kristall bezüglich dieser thermooptischen Endeffekte Vorteile bietet. Die Eingabegrößen des theoretischen Modells sind einerseits der lokale Wärmeeintrag in den Kristall, der sich aus der bekannten Pumplichtverteilung bestimmen läßt, andererseits die thermischen Randbedingungen, wie sie bei der Kühlung des Slabkristall in der in Abschnitt 3.3.1 vorgestellten Pumpkammer herrschen. Aufgrund der Komplexität der Kristallgeometrie und Kühlanordnung wurden zur Lösung der statischen Wärmeleitungsgleichung (Gl. 2.1.1.) Finite Elemente Methoden angewandt.

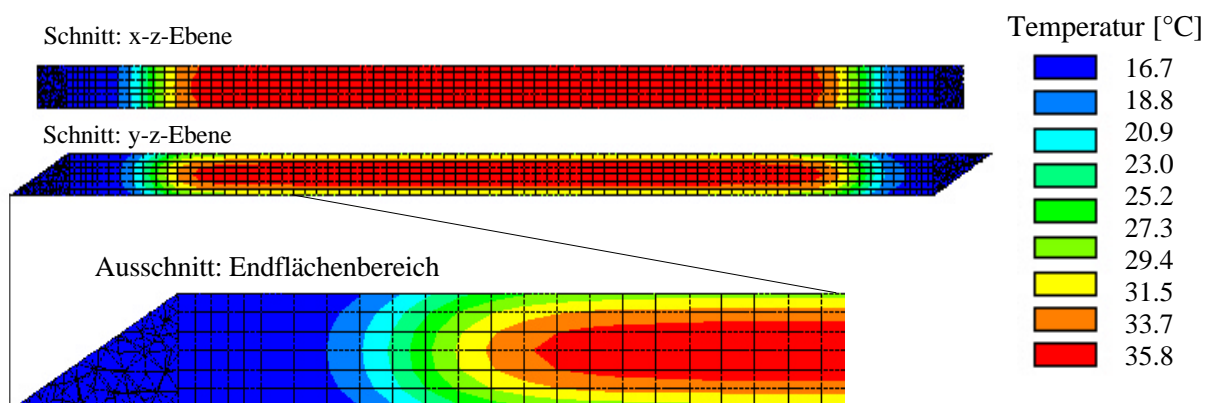


Abb. 3.4.4: Temperaturverteilung im gepumpten Slabkristall mit Brewsterenden bei einer Pumpleistung von 180W, Faserabstand bei der Anregung 10mm

Dabei kam ein kommerzielles Programmpaket (Ansys 5.3) zum Einsatz, das im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn Dipl.-Phys. Ralph Depke speziell für die thermooptische Modellierungen von Laserkristallen adaptiert wurde [DEP97].

Die Ergebnisse dieser theoretischen Modellrechnungen sind **dreidimensionale Temperaturverteilungen** im gepumpten Slabkristall. Damit ist es möglich, kristallinterne Temperaturgradienten zu analysieren, die meßtechnisch nicht zugänglich sind.

3.4.1.4 Überprüfung und Interpretation der Ergebnisse der theoretischen Modellrechnungen

Auf Basis der berechneten Temperaturprofile wurden die optischen Weglängendifferenzen (OPD) für die Propagation eines Strahlenbündels auf dem Zick-Zack-Weg durch den Slab berechnet. Dies ermöglichte die Überprüfung und Qualifikation des theoretischen Modells durch einen Vergleich der berechneten OPD-Verteilung mit den interferometrischen Messungen. Für eine Pumpleistung von 180W, wie sie bei den Experimenten zum Injection Locking eingesetzt wurde, sind hier die Ergebnisse der theoretischen Simulationen gezeigt.

Die in Abb. 3.4.4 dargestellte Temperaturverteilung läßt dabei folgendes erkennen:

- Starke Temperaturgradienten treten innerhalb des gepumpten Kristallbereiches lediglich in y-Richtung auf. (Über diese mittelt der Zick-Zack-Weg.)
- Die thermische Isolation der Kristallober- und -unterseite führt trotz einer höheren Anregungsdichte in der Kristallmitte zu einem nahezu verschwindenden Temperaturgradienten in x-Richtung.
- Eine Erwärmung der Kristallenden über die Temperatur des Kühlmediums ist bei der experimentell realisierten Anregungslänge und einer Pumpleistung von 180W nicht feststellbar.

Das durch Strahlpropagation berechnete Profil der **optischen Weglängendifferenzen** über den Kristallquerschnitt ist in Abb. 3.4.5 dargestellt. In guter Übereinstimmung mit den interferometrischen Messungen (Abschnitt 3.4.1.1) folgt aus den numerischen Berechnungen eine verschwindende Brechkraft in y-Richtung aufgrund des Zick-Zack-Weges sowie geringe optische Weglängendifferenzen über den Kristallquerschnitt in der dazu senkrechten Richtung. Diese entsprechen einer Brechkraft von etwa 0,2 Dioptrien.

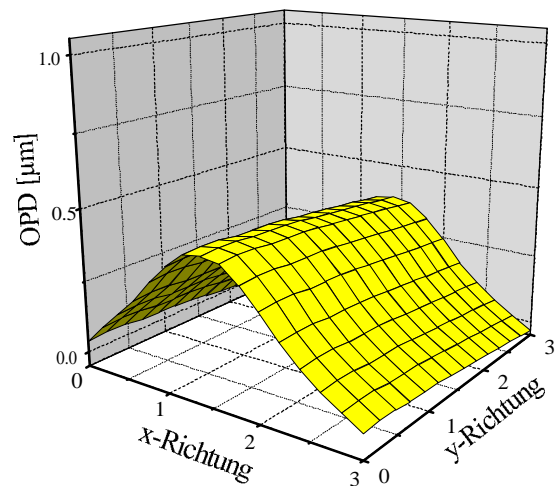


Abb. 3.4.5: Optische Weglängendifferenzen bei Propagation der Strahlung auf einem Zick-Zack-Weg dargestellt über dem Kristallquerschnitt (Pumpleistung 180W)

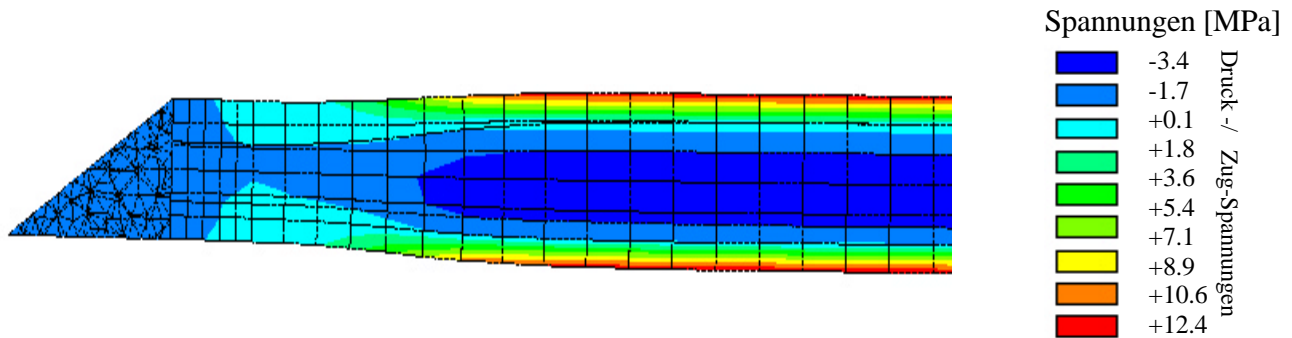


Abb. 3.4.6: Mechanische Spannungen und Verzerrungen des Slabs (Pumpleistung 180W)

Durch die Modellrechnungen unter Anwendung von Finite Elemente Methoden konnten basierend auf der dreidimensionalen Temperaturverteilung die durch die thermische Ausdehnung des Kristallmaterials induzierten **mechanischen Spannungen und Verzerrungen** bestimmt werden. Abb. 3.4.6 zeigt die Ergebnisse für eine Pumpleistung von 180W. Die Verzerrungen sind hier der besseren Anschaulichkeit wegen übermaßstäblich dargestellt. Die Analyse der Spannungsverteilung zeigt, daß die Zugspannungen maximale Werte an der Kristalloberfläche (Pumpseiten) annehmen. Für eine Pumpleistung von 180W werden dabei etwa 10% der Bruchgrenze des Lasermaterials erreicht.

Zur weiteren Überprüfung der Ergebnisse der theoretischen Modellrechnungen wurde die Depolarisationswirkung des Slabkristalls bestimmt und mit Messungen in Abschnitt 3.4.1.2 verglichen. Bei der Berechnung wurde wiederum ein den Kristallquerschnitt ausfüllendes Strahlenbündel auf dem Zick-Zack-Weg durch den Kristall propagiert und die Depolarisation der Strahlung in Abhängigkeit von den lokalen Spannungen bestimmt. Man erhält damit die Verteilung der Depolarisation aufgelöst über der Querschnittsfläche des Kristalls. Abb. 3.4.7 zeigt das Ergebnis dieser Rechnungen für eine Pumpleistung von 180W. Das Verschwinden der Depolarisation in einem zentralen Bereich des Querschnitts entspricht gerade dem Verhalten eines idealen Slabkristalls. In den Eckbereichen treten jedoch Abweichungen von der idealen Spannungsverteilung auf, die die gesamte Depolarisation auf Werte um 1% anwachsen lassen. Um einen Vergleich zwischen den Messungen des Depolarisationsanteils (Abb. 3.4.3) und den Berechnungen anstellen zu können, muß die dargestellte Verteilung noch mit dem Intensitätsprofil des bei der Messung verwendeten Gaußschen Teststrahls gewichtet werden. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für den untersuchten Pumpleistungsbereich eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Meßwerten und den theoretischen Vorhersagen des

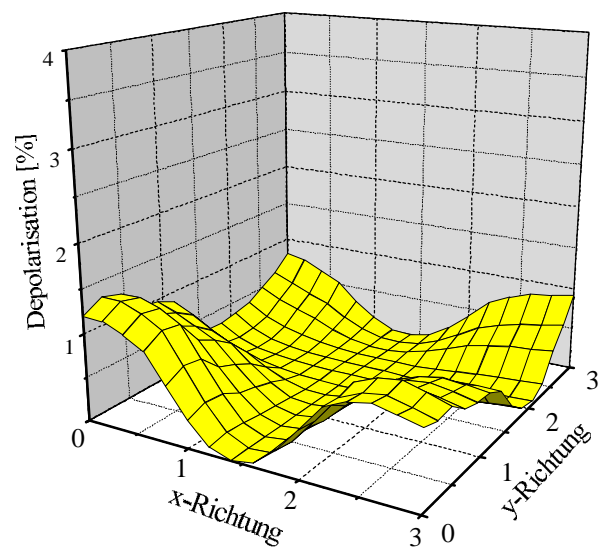


Abb. 3.4.7: Depolarisationsanteil aufgetragen über dem Kristallquerschnitt

Modells. Insgesamt läßt sich also feststellen, daß das Modell eines mit fasergekoppelten Diodenlasern angeregten Slablasers anhand von experimentell durchgeführten Messungen qualifiziert werden konnte. Es erlaubt eine detaillierte dreidimensionale Analyse der im Kristall erzeugten Temperatur und Spannungsverteilung, so daß die thermooptischen Effekte im realen Slablasers zutreffend beschrieben werden. Die Berechnungen belegen zudem, daß im Pumpleistungsbereich bis etwa 200W, in dem ein Grundmodebetrieb des Lasers erwartet wird, keine nennenswerte Erwärmung oder Verformung der Spitzen des Brewsterkristall auftritt. Somit können Beiträge der Kristallenden zu den thermooptischen Effekten des Slabs vernachlässigt werden.

3.4.2 Konzeption von Ringresonatoren

Die Konzeptionierung geeigneter Resonatoren für den effizienten Laserbetrieb in der transversalen Grundmode und für das Injection Locking macht die Berücksichtigung der thermooptischen Eigenschaften des gepumpten Slablaserkristalls notwendig. Wie die Untersuchungen der thermischen Effekte gezeigt haben, treten im Slabkristall insgesamt geringe, jedoch unterschiedliche Brechkräfte in zwei zueinander senkrechten Ebenen auf.

Für den Aufbau geeigneter Ringresonatoren und einen effizienten Laserbetrieb unter Injection Locking sind somit folgende Punkte zu beachten:

- Die Stabilität des Resonators muß sowohl in der sagittalen als auch der tangentialen Ebene sichergestellt werden.
- Der Modendurchmesser des TEM₀₀-Modes in beiden zueinander senkrechten Ebenen muß gut an den Kristallquerschnitt und damit an das Inversionsvolumen angepaßt werden, da dieser direkt den Wirkungsgrad des Systems im Grundmodebetrieb bestimmt.
- Für das Injection Locking muß ein guter transversaler Überlapp zwischen der einkoppelten, nahezu stigmatischen Strahlung des Masterlaser und der Grundmode des Slavelaser hergestellt werden.

Diese Forderungen konnten u.a. durch eine Astigmatismus-Kompensation im Resonator erfüllt werden. Hierzu wurden Resonatorelemente mit einer ebenfalls astigmatischen Wirkung gezielt eingesetzt. Konkave Resonatorspiegel unter nicht senkrechtem Einfall besitzen unterschiedliche

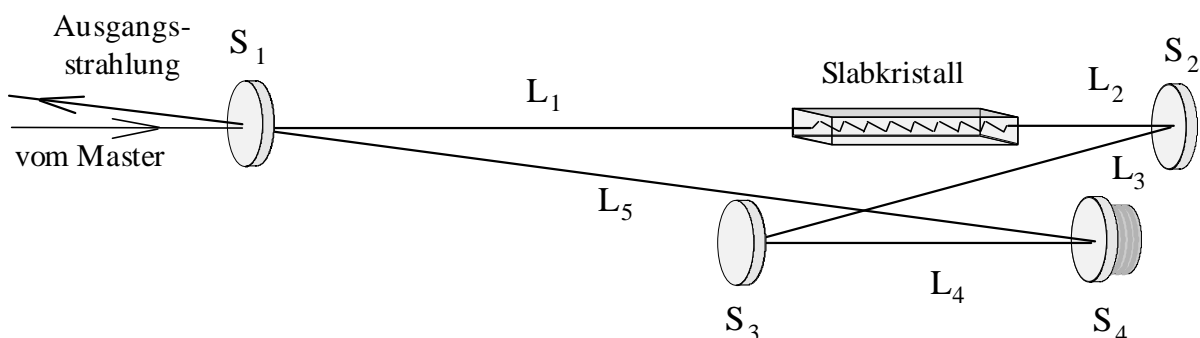


Abb. 3.4.8: Ringresonatoraufbau 1 zum Injection Locking in „Bow-Tie“ Konfiguration. Es wurden je zwei plane und zwei konkave Spiegel eingesetzt und ein Auskopplungsgrad von 10% gewählt.

effektive Krümmungen in der sagittalen und tangentialen Ebene. Eine geeignete Wahl der Krümmungsradien, der Einfallswinkel und der Positionen der Spiegel ermöglichte es, die durch den gepumpten Laserkristall induzierte astigmatische Wirkung in einem Resonatorumlauf zu kompensieren und die Resonatorstabilität in beiden Ebenen sicherzustellen. Als Randbedingungen bei der Berechnung mußten die Abstände und Einfallswinkel der Spiegel so gewählt werden, daß sich der Resonator auch geometrisch realisieren ließ. Weiterhin waren die möglichen Einfallswinkel durch die Eigenschaften der dielektrischen HR-Beschichtungen begrenzt.

| R1 | | R2 | | R3 | | R4 | |
|----------|-------|-------|-------|-------|--|----------|--|
| ∞ | | 350mm | | 500mm | | ∞ | |
| L1 | L2 | L3 | L4 | L5 | | | |
| 745mm | 245mm | 506mm | 385mm | 950mm | | | |

Tabelle 3.5: Krümmungsradien (R) und Abstände (L) der Spiegel beim Ringresonator 1

Zur Optimierung des Resonators für eine maximale Ausgangsleistung im transversalen Grundmodebetrieb wurden die Resonatorlängen und die Einfallswinkel auf den Spiegeln für zunehmende Pumpleistungen und damit veränderte thermisch induzierten Brechkräfte des

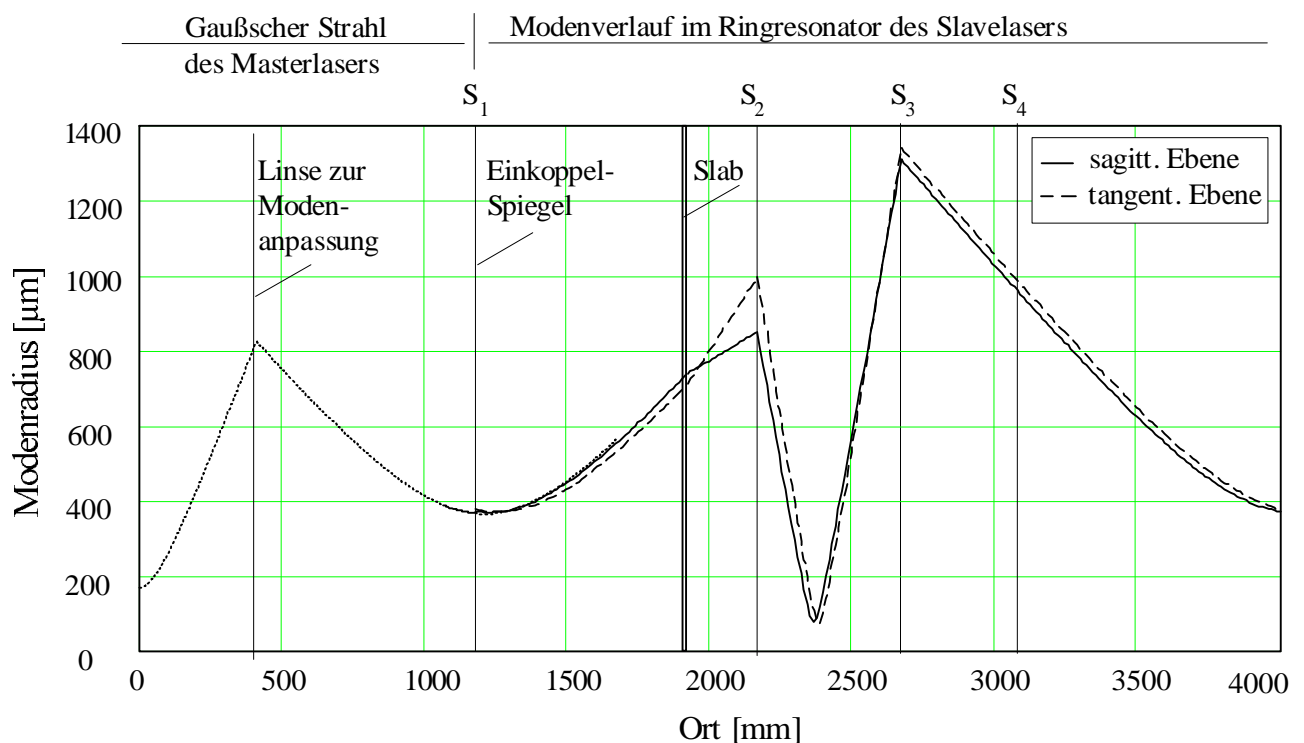


Abb. 3.4.9: Radius der Grundmode innerhalb des Ringresonators 1 mit Slablaserkopf für die sagittale und tangentiale Ebene. Die Darstellung des Strahlradius des Masterlasers außerhalb und innerhalb des Resonators veranschaulicht die transversalen Modenanpassung für den Slaveresonator.

Laserkristalls sukzessive angepaßt. Ein für den transversalen Grundmodebetrieb des Slablasers mit höchster Ausgangsleistung optimierter Ringresonator mit einer nahezu vollständigen Astigmatismuskompensation ist in Abb. 3.4.8 gezeigt.

Es wurden hierbei zwei konkave und zwei plane Resonatorspiegel eingesetzt. Die zugehörigen Kenngrößen des Resonators sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt. Der Ort des planen Ein- bzw. Auskoppelspiegels wurde gerade so gewählt, daß ein nahezu symmetrischer Strahl ausgekoppelt werden konnte. Wie in Abb. 3.4.9 zu sehen ist, erlaubte dies eine für das Injection Locking notwendige gute transversale Modenanpassung zwischen der Grundmode des Slavelasers und dem symmetrischen Gaußschen Strahl des Masterlasers. Mit dem Resonator wurde bei einer Pumpleistung von 200W eine maximale Ausgangsleistung im TEM₀₀-Betrieb von 29W gemessen. Da keine der beiden Umlaufrichtungen des Ringlasers ausgezeichnet ist, trat die Laseroszillation mit im Mittel gleicher Leistung in beiden Auskoppelstrahlen auf. Eine Modenanalyse mit einem schnell abstimmbaren Fabry-Perot-Interferometer zeigte, daß dabei noch 5 bis 8 longitudinale Moden oszillierten. Bei höheren Pumpleistungen als 200W traten dann zunehmend höhere transversale Moden auf. Leistungslimitierend für die Laseroszillation in nur einer transversalen Mode wirken sich der zunehmende, dann nicht mehr kompensierbare Strahlastigmatismus und die zunehmenden spärlichen bzw. zylindrischen Aberrationen der thermisch induzierten Linse aus.

3.4.3 Betrieb unter Injection Locking

Zur Ankopplung des Slablasers in Ringresonator-Konfiguration an einen monolithischen Miniatur-Ringlaser als Masteroszillator wurde der in Kapitel 3.1 beschriebene Aufbau benutzt. Die Strahlung des Masterlasers wurde hierfür entlang eines der beiden Auskoppelstrahlen des freilaufenden Hochleistungslasers in den Ringresonator 1 eingekoppelt. Zur transversalen Modenanpassung wurde eine Linse der Brennweite 300mm benutzt. Die Entwicklung des Strahldurchmessers vor und hinter dem Einkoppelspiegel zeigt hierzu Abb. 3.4.9. Die Polarisationssebene der linear polarisierten Masterstrahlung wurde mit einer $\lambda/2$ -Platte parallel zur Einfallsebene der Slab-Brewsterendflächen (p-Polarisation) gedreht, um sie dem linearen Polarisationszustand der Slavelaser-Strahlung im freilaufenden Betrieb anzupassen. Als Strahlungsleistung des Masterlasers hinter dem elektrooptischen Modulator, dem Faraday-Isolator, den verwendeten Verzögerungsplatten und der Linse standen noch etwa 300mW zur Einkopplung in den Hochleistungsresonator zur Verfügung. Durch die Ankopplung an den Masterlaser konnte der Einfrequenzbetrieb des Slablasers bei einer maximalen Ausgangsleistung des Systems von 25.3W realisiert werden. Dies ist die höchste bisher erzeugte Einfrequenz-Ausgangsleistung eines Festkörperlasers auf der Basis eines Slabkristalls. Die Pumpleistung hierbei betrug 190W. Dies entspricht einer optischen Effizienz über 13%. Zur Kontrolle des Einfrequenzbetriebs wurde das Modenspektrum mit einem schnell abstimmbaren Fabry-Perot-Interferometer analysiert. Hiermit ließ sich nachweisen, daß im angekoppelten Zustand die Leistung in weiteren Moden relativ zu der vom Master vorgegebenen Mode um einen Faktor besser als 10^{-4} unterdrückt waren.

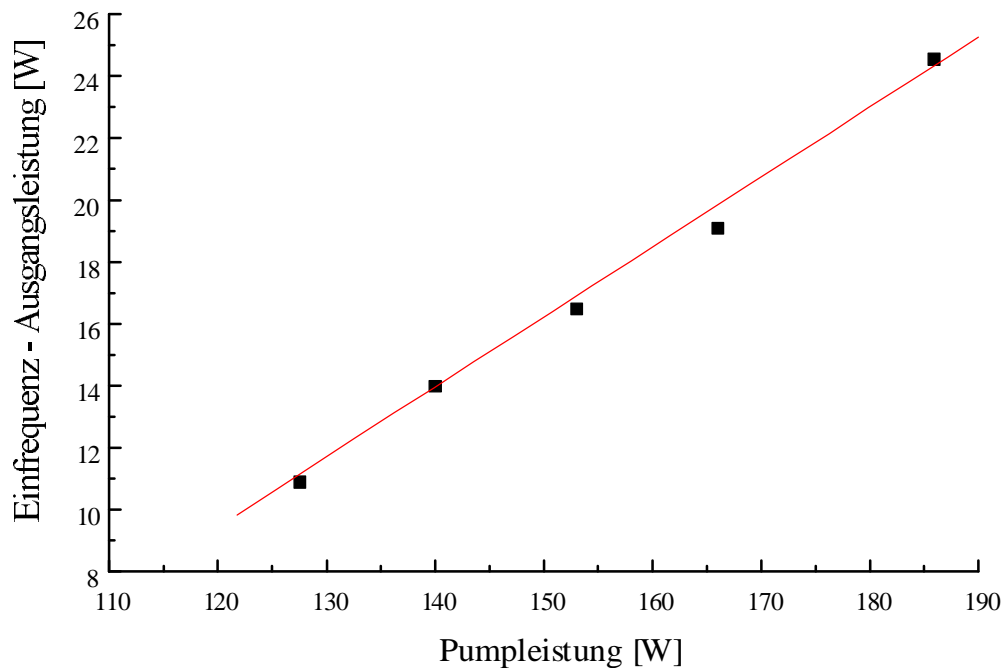


Abb. 3.4.10: Kennlinie des Slablasersystems unter Injection Locking

Aufgrund der im Vergleich mit Stablasern geringen Abhängigkeit der thermischen Brechkraft des Slab-Laserkristalls von der Pumpleistung variierten der Modenradius und die transversale Modenanpassung bei dem verwendeten Ringresonator nur schwach mit der Pumpleistung. Dies hatte zur Folge, daß das Slablasersystem über einen sehr großen Pumpleistungsbereich zwischen etwa 90W und der Maximalleistung von 190W effizient angekoppelt werden konnte. Abb. 3.4.10 stellt hierzu die gemessene Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb in Abhängigkeit von der Pumpleistung des Slablasers dar. Diese Eigenschaft zeigt einen entscheidenden Vorteil von Slablasern beim Injection Locking gegenüber Stablasersystemen mit einem vergleichsweise kleineren Stabilitätsbereich auf.

3.5 Injection Locking eines Slablasers mit quaderförmigem Kristall

Analog zu den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Untersuchungen wurden die Eigenschaften des Slablasers mit quaderförmiger Kristallgeometrie analysiert. Das Ziel hierbei war, Unterschiede bei den Lasereigenschaften beider Systeme im freilaufenden und angekoppelten Betrieb zu analysieren und die Slablasers hinsichtlich ihrer maximale Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb zu vergleichen. Im Unterschied zu der in Kap. 3.4 beschriebenen Konzeption von Ringresonatoren war hierbei zu berücksichtigen, daß die Laserstrahlung beim quaderförmigen Kristall an derselben Endfläche ein- und austritt. Dies erforderte eine andere Resonatorgeometrie zur Kompensation von Astigmatismen.

3.5.1 Untersuchung thermooptischer Eigenschaften

Zur Analyse der von der Pumpleistung abhängigen Phasenfrontverzerrungen im Quaderslab wurde ein Mach-Zehnder Interferometer eingesetzt. Dabei trat ein aufgeweiteter und kollimierter Probestrahl eines Helium-Neon-Lasers in axialer Richtung durch den Kristall und wurde anschließend mit einem Referenzstrahl überlagert. Eine interferometrische Messung, bei der sich der Probestrahl entlang des Zick-Zack-Wegs der Laserstrahlung bei 1064nm ausbreitet, war hier nicht realisierbar, da diese den Kristall zweifach durchläuft und an derselben Kristallendfläche ein- und austritt. Die räumliche Trennung von Laser- und Probestrahl außerhalb des Laserkristalls ermöglichte jedoch eine Untersuchung der thermischen Effekte während des Laserbetriebs des Slabs. Dazu wurde das Mach-Zehnder-Interferometer in einen Ringresonator-Aufbau des Slablaser integriert. Die geometrische Anordnung der Komponenten ist in Abb. 3.5.1 dargestellt. Die mit einer CCD-Kamera in diesem Aufbau aufgenommenen Interferogramme des gepumpten Slablaserkristalls im Laserbetrieb zeigt Abb. 3.5.2. Man erkennt erwartungsgemäß eine mit der Pumpleistung ansteigende, torische Linsenwirkung, d.h. die Brechkräfte unterscheiden sich deutlich für die x- und y-Richtung. Die starken Gradienten des optischen Weges bzw. der Temperatur in der x-Richtung entsprechen einem parabolischen Profil, wie es aus der Theorie von Slabs zu erwarten ist. Sie sind die Folge der Kühlung des Kristalls an den Pumpseiten. Über diese Unterschiede mittelt der Zick-Zack-Weg der Laserstrahlung, so daß sie im Laserbetrieb ohne Wirkung bleiben. Die vergleichsweise geringen Gradienten in y-Richtung führen jedoch zu einer schwachen zylindrischen Linsenwirkung des Kristalls im Laserbetrieb, die im Resonatordesign berücksichtigt werden muß. Die Auswertung der Interferogramme ermöglichte die Abschätzung der thermischen Linsenwirkung für die anschließende Konzeption von Resonatoren. Bei einer Pumpleistung von 200W konnte eine Brechkraft von $0,5 \pm 0,2$ Dioptrien bestimmt werden. Im Laserbetrieb ist allerdings eine etwa doppelt so große Brechkraft zu erwarten, da die Laserstrahlung an der HR-Beschichtung der Endfläche reflektiert wird und den Quaderkristall zweifach durchläuft.

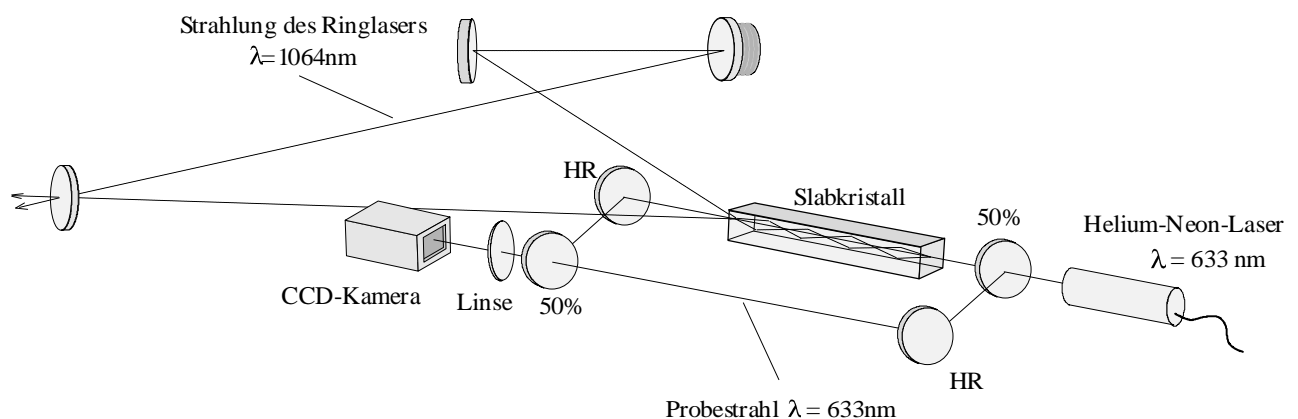


Abb. 3.5.1: Aufbau des verwendeten Mach-Zehnder-Interferometer für Messungen am Nd:YAG-Slabkristall mit und ohne Laserbetrieb des Ringlasers

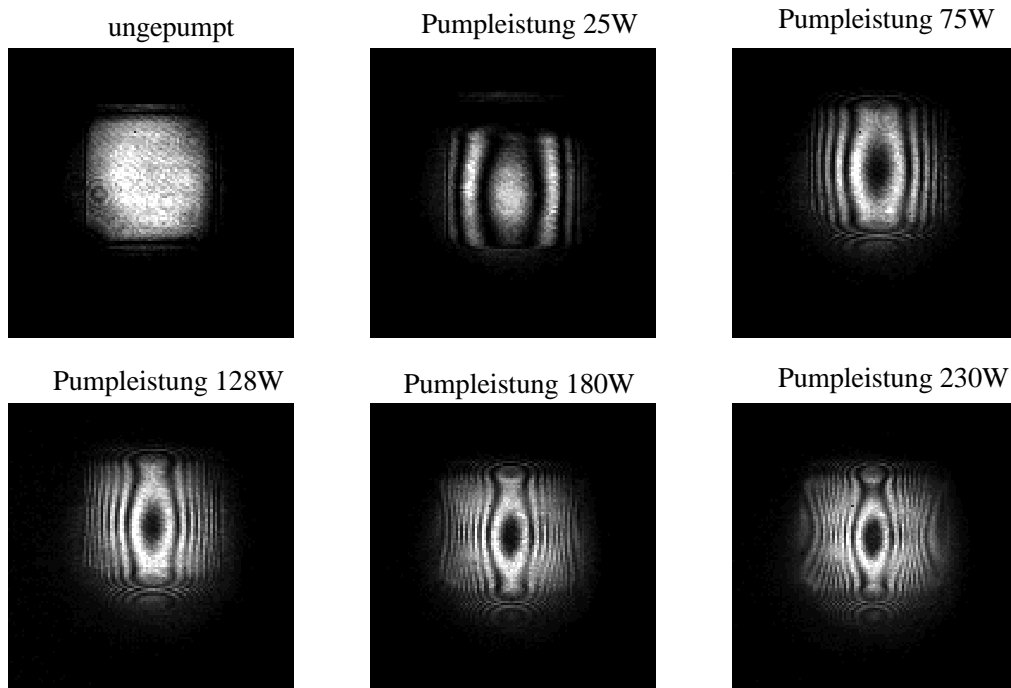


Abb. 3.5.2: Interferogramme des quaderförmigen Slablasers im Laserbetrieb für verschiedene Pumpleistungen

Neben der thermischen Linsenwirkung wurde die Depolarisation der Laserstrahlung durch den quaderförmigen Slabkristall gemessen, wobei die Kristalllänge auf dem Zick-Zack-Weg einfach durchlaufen wurde. Der hierfür verwendete Meßaufbau entspricht dem in Abschnitt 3.4.1.2 beschriebenen. Das Ergebnis zeigt das Diagramm in Abb. 3.5.3. Es fällt auf, daß die Depolarisation durch diesen Kristall größer ist, als im Fall des gebrewsterten Kristalls. Da der Kristall jedoch über eine dielektrische Entspiegelung der Endfläche verfügt, die nahezu polarisationsunabhängig ist, führt die hier bestimmte Depolarisation der Laserstrahlung zu keiner deutlichen Erhöhung der Reflexionsverluste an der Kristallendfläche.

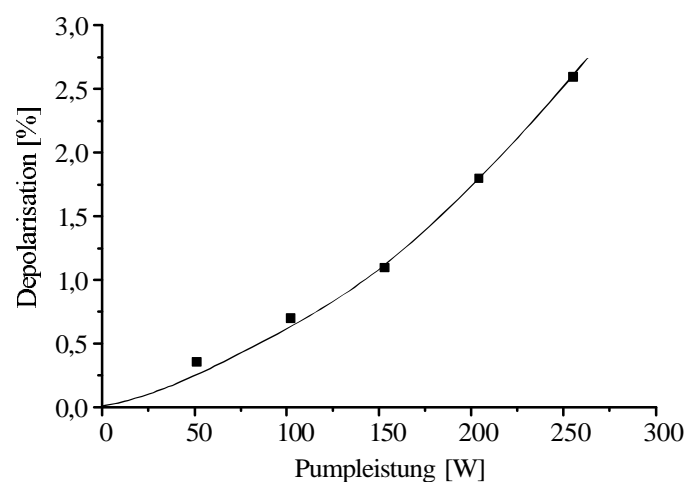


Abb. 3.5.3: Depolarisation pro Durchgang im Abhängigkeit von der Pumpleistung beim quaderförmigen Slabkristall

3.5.2 Konzeption von Ringresonatoren

Bei der Berechnung von Ringresonatoren für den quaderförmigen Slabkristall wurden dieselben Randbedingungen bezüglich Resonatorstabilität, Füllfaktor im Kristall und Astigmatismus-Kompensation beachtet, wie sie bereits für Aufbauten mit dem gebrewsterten Slabkristall in Abschnitt 3.4.2 formuliert wurden. Allerdings mußte der abweichenden Geometrie des Quaderkristalls Rechnung getragen werden. Um einen Ein- und Austritt der Laserstrahlung an demselben Kristallende zu realisieren, wurde ein „Bow-Tie“-Resonator konzipiert, bei dem der Laserkristall die Position eines Endspiegels bekam. Durch die Kristallgeometrie war dabei der Winkel zwischen den beiden Strahlen auf 40° festgelegt. Die geometrische Anordnung der Resonatorkomponenten zeigt Abb. 3.5.4. Neben einem planen Auskoppelspiegel mit einem Transmissionsgrad von 18% kamen zwei hochreflektierende Konkavspiegel unter nicht senkrechtem

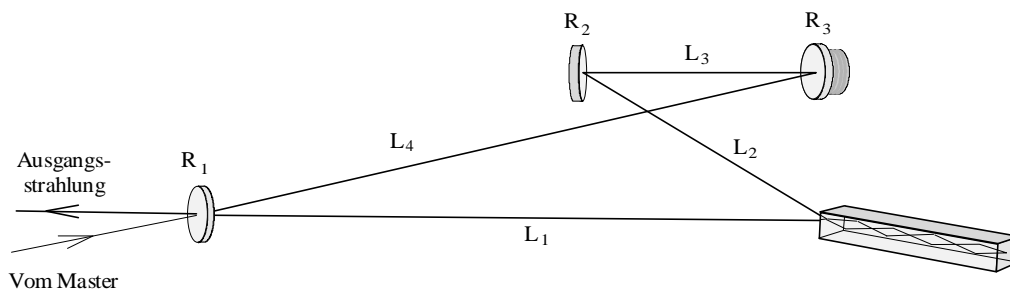


Abb. 3.5.4: Ringresonatoraufbau 2 zum Injection Locking in „Bow-Tie“ Konfiguration. Der quaderförmige Laserkristall mit HR-Beschichtung auf einer Endfläche ersetzt hier einen Resonatorspiegel. Der Auskoppelgrad des Resonators betrug 18%.

Einfall zum Einsatz, um dem durch den Kristall induzierten Astigmatismus entgegenzuwirken. Eine experimentelle Optimierung des Ringresonators für eine maximale Ausgangsleistung im transversalen Grundmode-Betrieb erfolgte durch eine sukzessive Anpassung für unterschiedliche Pumpleistungen und Kristallbrechkräfte. Die Krümmungsradien und Abstände der Spiegel des so optimierten Ringresonators 2 sind Tabelle 3.6 zu entnehmen. In Summe für beide Umlaufrichtungen konnte eine Ausgangsleistung von 26W im transversalen Grundmodebetrieb bei einer Pumpleistung von 200W erzielt werden. Diese wurde durch die zunehmenden Aberrationen und die ansteigende astigmatische Wirkung des Laserkristalls begrenzt, die durch den Resonatoraufbau mit sphärischer Optik nicht kompensierbar waren.

| R ₁ | | R ₂ | | R ₃ | |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|--|
| ∞ | | 250mm | | 250mm | |
| L ₁ | L ₂ | | L ₃ | L ₄ | |
| 670mm | 280mm | | 240mm | 670mm | |

Tabelle 3.6 Krümmungsradien und Abstände der Spiegel beim Ringresonator 2

3.5.3 Ergebnisse unter Injection Locking

Der Einfrequenzbetrieb des Slablasers in der beschriebenen Ringresonatorkonfiguration 2 wurde durch die Ankopplung an einen Masteroszillator mit der Technik des Injection Locking erreicht. Hierbei wurde erneut der im Kapitel 3.1 beschriebene Aufbau eingesetzt und eine Moden- und Polarisationsanpassung durchgeführt. Da die Strahlung des Hochleistungslasers im freilaufenden Betrieb keinen linearen, sondern einen elliptischen Polarisationszustand (Verhältnis 5:1) zeigte, wurde die PolarisationsEbene der injizierten, linear polarisierten Masterstrahlung mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte parallel zur großen Hauptachse der Polarisationsellipse ausgerichtet. Dies führt zu minimalen Umlaufverlusten im Ringresonator. Mit dem so angepaßten Aufbau wurde eine maximale Ausgangsleistung von 22,8W im Einfrequenzbetrieb durch Injection Locking erreicht. Die dabei eingestrahlte Pumpleistung des Slablasers betrug 200W. Die Untersuchung der einfrequenten Ausgangsstrahlung zeigte, daß neben den spektralen Eigenschaften auch der Polarisationszustand der Masterstrahlung auf die Emission des Slavelasers übertragen wurde. Sie war im angekoppelten Zustand mit einem Verhältnis größer 50:1 nahezu linear polarisiert.

3.5.4 Vergleich und Bewertung der Slablasers-Konzepte

Es wurden zwei Einfrequenz-Slablasersysteme entwickelt, die auf unterschiedlichen Kristall- und Resonatorgeometrien beruhen. Die Unterschiede bestehen dabei im Strahleintritt an den Endflächen der Slabkristalle, der Anzahl der internen Totalreflexionen im Kristall und in einem einfachen bzw. zweifachen Durchgang der Laserstrahlung durch die Kristalllänge je Umlauf im Ringresonator. Mit der Untersuchung der thermooptischen Eigenschaften konnte nachgewiesen werden, daß die Slabs, deren Anregung und Kühlung in guter Näherung den theoretischen Vorgaben idealer Slablasers entsprechen, die thermisch induzierte Linsenwirkung in der Ebene ihres Zick-Zack-Strahlverlaufs vollständig kompensieren. In der dazu senkrechten Ebene wurde eine geringe thermische Brechkraft gemessen. Die Ursachen sind einerseits Abweichungen von einer vollständig homogenen Anregung in senkrechter Richtung und eine nicht perfekte thermische Isolation der Kristallober- und Unterseite. Aufgrund der größeren optischen Weglänge der Laserstrahlung im Quaderkristall wurden hier höhere Brechkräfte bei vergleichbaren Pumpleistungen gemessen. Es wurden deshalb für beide Slablasersysteme Ringresonatoren unter Berücksichtigung der astigmatischen Wirkungen entwickelt, die einen effizienten Betrieb in der transversalen Grundmode und eine Ankopplung an einen monolithischen Miniatur-Ringlaser mit der Technik des Injection Lockings ermöglichten.

Die maximalen Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb von 25,3W für den gebrewsterten und 22,8W für den quaderförmigen Kristall sind die höchsten bisher berichteten Werte für Nd:YAG-Slablaser. Sie werden durch Abbildungsfehler der thermisch induzierten zylindrischen Linse begrenzt, die durch das Resonatordesign nicht mehr kompensierbar sind. Gründe für den etwas höheren Wirkungsgrad des gebrewsterten Slabs im Einfrequenzbetrieb liegen in

- geringeren Reflexionsverlusten an den Eintrittsflächen, die ohne eine dielektrische Beschichtung auskommen,
- geringeren kristallinternen Verluste (Absorption und Streuung), da der Kristall von der Laserstrahlung nur einfach durchlaufen wird,
- einer geringeren thermischen Brechkraft senkrecht zur Zick-Zack-Ebene in nur einem Kristalldurchgang, was eine bessere Modenanpassung ermöglichte.

Negative thermooptische Effekte der spitzen und ungekühlten Kristallendflächen des Brewsterslaser konnten durch eingehende Untersuchungen im Experiment und mit theoretischen Modellrechnungen für die eingesetzten Pumpleistungsdichten ausgeschlossen werden.

Ein wichtiger Vorteil von Einfrequenz-Lasern auf der Basis von Slabkristallen gegenüber Stablasern liegt in der geringen Abhängigkeit der thermischen Brechkraft von der Pumpleistung. Während Stablasern nur über einen kleinen Pumpleistungsbereich stabil arbeiten, war bei den hier untersuchten Slablasern die Variation der Pump- und Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb zwischen 50% und 100% des Maximalwertes möglich, ohne Anpassungen des Resonators durchführen zu müssen.

3.6 Lasereigenschaften unter Injection Locking

Wie die theoretischen Betrachtungen zum Injection Locking in Kapitel 2.2 und zum Intensitätsrauschen in Kapitel 2.4 gezeigt haben, werden die Mehrzahl der charakteristischen Eigenschaften eines freilaufenden Nd:YAG-Hochleistungslasers durch die Ankopplung an einen monolithischen Ringlaser verändert. Die hierzu durchgeführten Untersuchungen sind im folgenden dargestellt.

3.6.1 Einflüsse auf die Lockingbandbreite

Die theoretische Beschreibung des Injection Locking hat gezeigt, daß eine Ankopplung eines Slavelasers an den Masteroszillator erfolgt, wenn sich die Frequenzen beider Laser um weniger als die Locking-Bandbreite unterscheiden (s. Abschnitt 2.2.4). Diese Kenngröße stellt somit ein wichtiges Maß für die Kopplung beider Laser dar. Um einen näheren Einblick in den laserphysikalischen Ankopplungsprozeß zu erhalten, wurden die Abhängigkeiten der Locking-Bandbreite von verschiedenen Laserkenngrößen experimentell untersucht. Als Slavelaser kam bei den Messungen der Slablasern mit gebrewsterten Kristall zum Einsatz, wobei der Frequenzregelkreis aufgetrennt war. Zur Bestimmung der Locking-Bandbreite wurde die Resonanzfrequenz des Slave-Resonators wiederholend über einen Frequenzbereich von etwa 50 MHz durchgestimmt („Scan“), indem ein Dreieck-Spannungssignal an das Piezoelement des Abstimmspiegels angelegt wurde. Dabei wurden das Amplituden- und Phasenverhalten beim Durchfahren des Locking-Bereichs mit Hilfe eines Digital-Oszilloskops detektiert. Das Verhalten entspricht den in Abbildung 2.2.1 und 2.2.2 dargestellten theoretischen Verläufen, aus denen sich die Locking-Bandbreite direkt ablesen ließ. Zur Skalierung der Frequenzachse wurde der Abstand der Frequenzseitenbänder bei der

Modulationsfrequenz ausgewertet. Um Ablesefehler und Störeinflüsse bei der Messung zu reduzieren, wurde aus mehreren gespeicherten Verläufen jeweils der Mittelwert bestimmt.

(1) Abhängigkeit der Locking-Bandbreite von der injizierte Leistung des Masterlasers:

Für diese Messung wurde der Slavelaser bei einer Ausgangsleistung von 11W betrieben und die injizierte Leistung des Masterlasers variiert. Zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen wurde die Bandbreite nach Gl.2.2.17 für die jeweilige Masterleistung berechnet, wobei hier vorausgesetzt wurde, daß 90% der Masterleistung an die transversale Grundmode des Slavelasers an-koppeln.

(2) Abhängigkeit der Locking-Bandbreite von der Ausgangsleistung des Slavelasers:

In einer weiteren Messung wurde die Ausgangsleistung des Slavelasers zwischen 8W und 20W variiert. Die Ausgangsleistung des Masterlasers vor Einkopplung in den Hochleistungslaser betrug 240mW. Unter der Annahme einer Effizienz der transversalen Modenanpassung von 90% wurde der erwartete Kurvenverlauf mit Gl. 2.2.17 berechnet und in Abb.3.6.2 eingetragen.

(3) Abhängigkeit der Locking-Bandbreite von der Polarisationsanpassung:

Es wurde eine Messung durchgeführt, die die Abhängigkeit der Locking-Bandbreite von der Anpassung des Polarisationszustandes der eingekoppelten Masterstrahlung an den Zustand der Slave-Eigenmoden untersucht. Aufgrund der Brewsterendflächen des Slabskristalls treten nur Slave-Moden mit linearer p-Polarisation auf. Die Messung zeigt, daß die größte Locking-Bandbreite dann erreicht wird, wenn die Polarisationsenebene der Masterstrahlung dieselbe Ausrichtung aufweist. Für Abweichungen hiervon um einen Winkel α reduziert sich die Locking-Bandbreite in der in Abb. 3.6.3 dargestellten Weise.

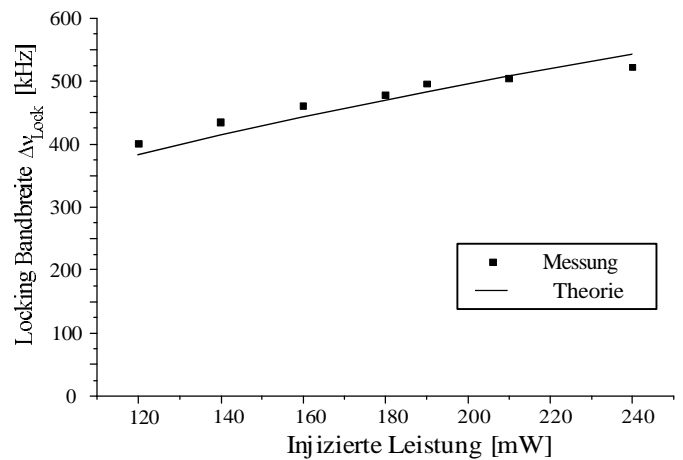


Abb. 3.6.1: Variation der Masterleistung

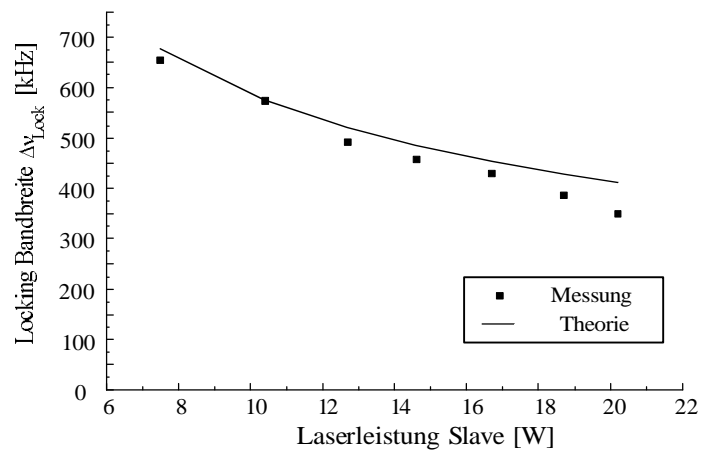


Abb. 3.6.2: Variation der Slaveleistung

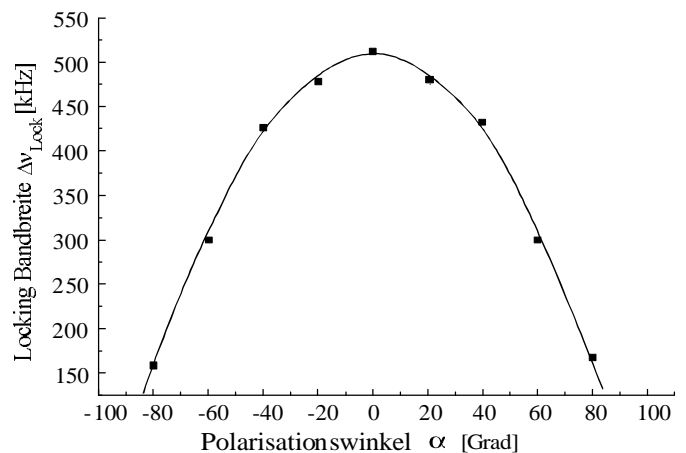


Abb. 3.6.3: Variation des Winkels der Polarisationsanpassung

(4) Abhängigkeit der Lockingbandbreite von der Anpassung der Kristalltemperaturen:

Für zwei unterschiedliche Pumpleistungen und somit mittlere Kristalltemperaturen des Slavekristalls wurde die Lockingbandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur des Masterlaserkristalls untersucht. Die Pfeile in Abb. 3.6.4 geben die Situation an, bei der die mittlere Temperatur beider Kristalle übereinstimmt. Es zeigt sich, daß dann die größte Lockingbandbreite erreicht wird. Die Ursache hierfür liegt in einer temperaturabhängigen Verschiebung des Verstärkungsprofils des Lasermediums, wodurch die optische Verstärkung der injizierten Masterstrahlung in Relation zur Verstärkung freilaufender Moden des Slave variiert. Dieses Verhalten ist mit einer vereinfachten Theorie des Injection Locking, wie sie auch in Kapitel 2.2 dargestellt wurde, nicht vorhersagbar. Die Messung zeigt jedoch, daß eine Temperaturanpassung der Kristalle beim Injection Locking von Hochleistungslasern einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die Stärke der Ankopplung hat.

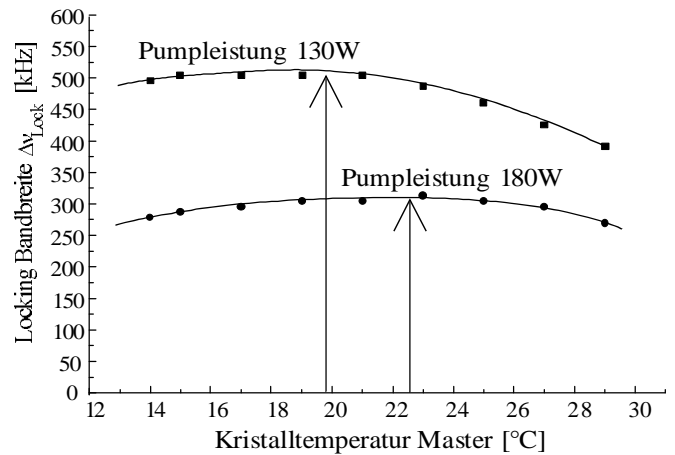


Abb. 3.6.4: Variation der Kristalltemperatur des Masterlasers bei zwei unterschiedlichen Kristalltemperaturen des Slave

3.6.2 Frequenzdrift von Hochleistungslasern

Als Stallelemente der Frequenzstabilisierung werden bei den untersuchten Slavelasern Piezostapелеlemente eingesetzt. Um eine sichere Ankopplung des Slavelasers über lange Zeiträume sicherstellen zu können, muß ein Piezoelement verwendet werden, dessen maximaler Stellbereich ausreichend groß ist, um die auftretenden Frequenzschwankungen des Hochleistungslasers ausregeln zu können. Zur Untersuchungen dieser Frequenzvariationen wurde der Hochleistungslaser an den Masterszillator angekoppelt und das Stellsignal am Piezoaktuator aufgezeichnet. Die Variation der optischen Resonatorlänge konnte hieraus unter Vernachlässigung der Drift der Masterfrequenz direkt berechnet werden. Abb. 3.6.5 zeigt exemplarisch eine Messung für den in Kapitel 3.4 beschriebenen Slablaser bei einer

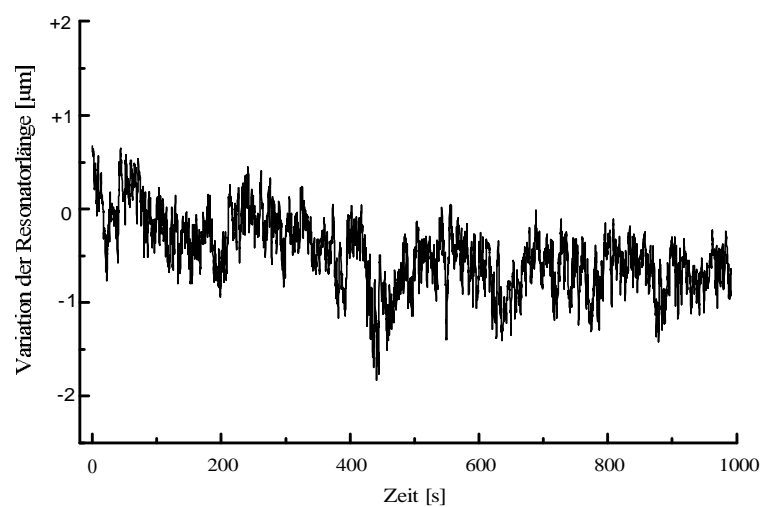


Abb. 3.6.5: Variation der optischen Umlauflänge des Slaveresonators

Ausgangsleistung von 20W. Die im Meßzeitraum von etwa 15min aufgetretene Variation der Resonatorumlaufänge von $2,5\mu\text{m}$ stellt einen typischen Wert für die untersuchten Slavelasersysteme dar. Der Verstellbereich des verwendeten Piezoelements von $8\mu\text{m}$ ist also gerade ausreichend, um Störungen dieser Größe auszuregeln.

3.6.3 Intensitätsrauschen

Die nachfolgend beschriebenen Untersuchungen galten der Analyse des relativen Intensitätsrauschens RIN von Nd:YAG-Hochleistungslasern bei Anwendung der Technik des Injection Locking. Wie die in Abschnitt 2.4.4 dargestellte theoretische Beschreibung der Rauscheigenschaften von Nd:YAG-Lasern zeigt, tritt stets eine Übertragung der Intensitätsfluktuationen der Pumplichtquelle auf den Hochleistungslaser auf. Unter Injection Locking findet zusätzlich eine Übertragung des Intensitätsrauschens des Masterlasers auf den angekoppelten Slavelaser statt. Hierfür lassen sich Übertragungsfunktionen angeben, die von den Laserparametern des Slave abhängen. Die durchgeführten Messungen und Berechnungen werden hier exemplarisch für den im Kap. 3.4 beschriebenen Nd:YAG-Slavelaser dargestellt. Die Übertragungsfunktionen für das Intensitätsrauschen von der Pumpquelle und dem Masterlaser auf die Ausgangsstrahlung des Slavelasers konnten mit den Gleichungen 2.4.15 und 2.4.17 berechnet werden. Sie wurden anschließend für die Beschreibung der Rauschvorgänge in Einheiten des RIN mit Gl. 2.4.13 umgeformt und sind in Abb. 3.6.6 dargestellt. Für das relative Intensitätsrauschen der Pumpquelle zeigt der Hochleistungslaser ein Tiefpassverhalten mit einer Eckfrequenz von 40kHz. In der Transferfunktion für das Masterrauschen lassen sich drei Bereiche mit unterschiedlichem Verhalten identifizieren. Im Verstärkungsbereich bei etwa 100kHz tritt eine vollständige Übertragung des relativen Intensitätsrauschens auf. Bei deutlich geringeren Frequenzen tritt eine Abschwächung etwa um den Verstärkungsfaktor H auf. Oberhalb des Verstärkungsbereichs wird das Rauschen des Master um den Faktor \sqrt{H} abgeschwächt.

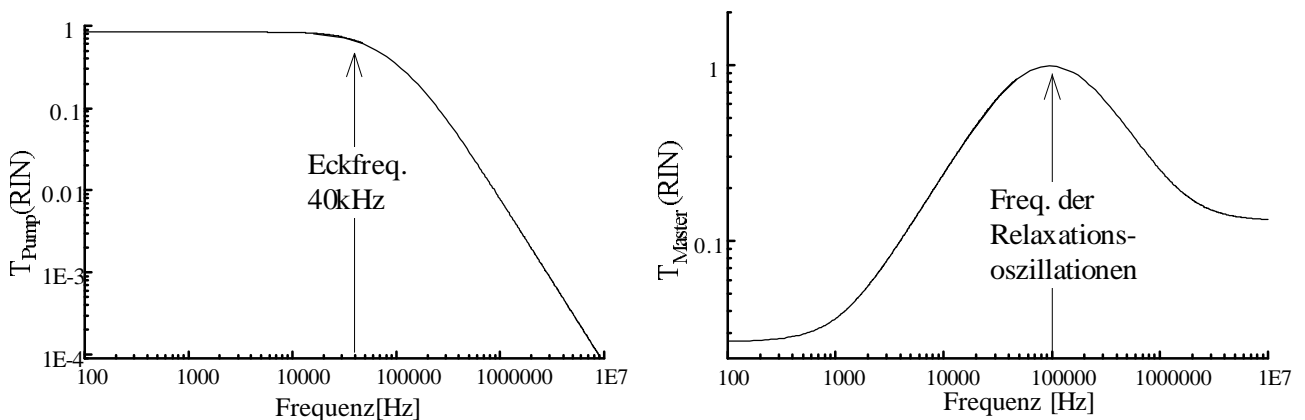


Abb. 3.6.6: Berechnete Transferfunktionen für die Übertragung des Pumprauschens und des Masterrauschens auf den angekoppelten Slavelaser

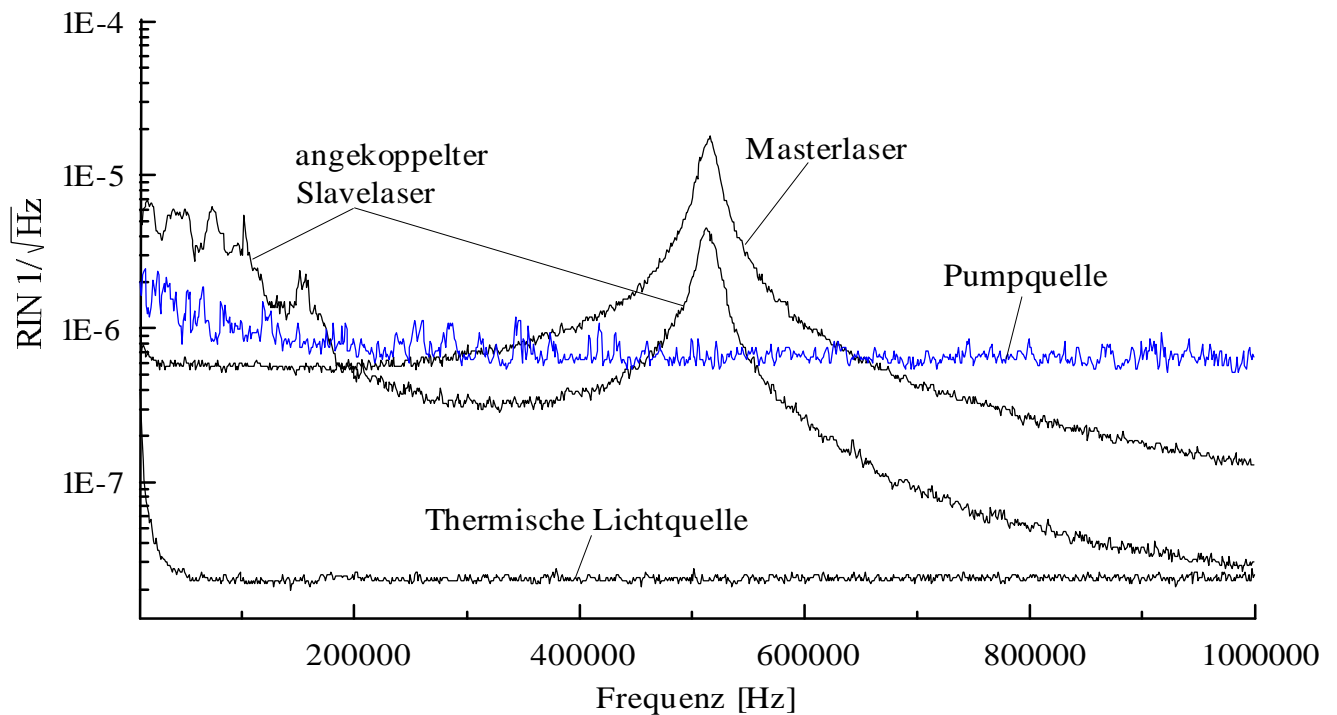


Abb. 3.6.7: Relatives Intensitätsrauschen des angekoppelten Slavelasers, des Masterlasers, der verwendeten Pumpquelle (Diodenlaser) und einer thermischen Lichtquelle

Die am Slablasersystem durchgeführten Intensitätsrauschmessungen sind in Abb. 3.6.7 dargestellt. Hierfür wurde ein Photodetektor verwendet, der im dargestellten Meßbereich eine lineare Übertragung und eine ausreichende Empfindlichkeit bis zur Detektion der Quantenrauschgrenze aufwies. Neben dem Rauschspektrum des angekoppelten Slavelaser wurden auch die Spektren des Masterlasers und der Diodenlaser als Pumpquelle jeweils mit gleichen Leistungen auf dem Photodetektor aufgenommen. Die analog durchgeführte Messung an einer thermischen Lichtquelle zeigen die Quantenrauschgrenze für die detektierte Leistung.

Ergebnisse der Messung sind:

- Das relative Intensitätsrauschen RIN des angekoppelten Slavelasers liegt im gesamten untersuchten Frequenzbereich unterhalb von $10^{-5} / \sqrt{\text{Hz}}$.
- Die im freilaufenden Betrieb des Slavelasers auftretende Relaxationsoszillation bei einer Frequenz von etwa 100kHz wird durch die Ankopplung unter das Niveau anderer Rauschquellen gedämpft.
- Unterhalb einer Frequenz von etwa 200kHz liegt das relative Intensitätsrauschen des angekoppelten Slavelasers über dem der Pumpquelle und des Masterlasers. Wie die oben dargestellten Übertragungsfunktionen zu diesem System zeigen, liefern einerseits das Pumprauschen (im Bereich bis 40kHz), andererseits das Masterrauschen (im Bereich um 100kHz) hier deutliche Beiträge durch eine Übertragung ohne Abschwächung. Hinzu kommen deutliche technische Rauschquellen des Slavelasers.

- Im Frequenzbereich oberhalb von etwa 200kHz wird das relative Intensitätsrauschen des angekoppelten Slavelasers durch eine abgeschwächte Übertragung des Masterrauschens bestimmt. Dies wird insbesondere durch die dominierende Überhöhung in beiden Spektren bei 520kHz deutlich, deren Ursache die Relaxationsoszillation des Masterlasers ist.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die theoretische Analyse mittels Übertragungsfunktionen eine Zuordnung der Beiträge zum Intensitätsrauschen eines Hochleistungslasers unter Injection Locking gestattet. Der Frequenzbereich, in dem eine Reduktion des Pump- oder Masterrauschens zu einer deutlichen Reduktion des Intensitätsrauschens des angekoppelten Slavelasers führt, läßt sich somit durch die Berechnung der entsprechenden Eckfrequenzen bestimmen.

3.7 Experimentelle Leistungsskalierung eines Nd:YAG-Stablasersystems im Einfrequenzbetrieb

Aufbauend auf den Ergebnissen der in Kapitel 3.2 dargestellten Voruntersuchungen zum Einfrequenzbetrieb eines Nd:YAG-Stablasers wurde eine Leistungsskalierung durchgeführt. Um einen stabilen Laserbetrieb bei Pumpleistungen bis in den Bereich von 400W erreichen zu können, mußte die Abhängigkeit der induzierten thermischen Brechkraft von der Pumpleistung reduziert werden. Gleichzeitig wurde die transversale Anregung mit dem Ziel optimiert, die Abbildungsfehler der thermischen Linse zu minimieren. Im einzelnen wurden dazu die folgenden Systemparameter des Stablasers geändert:

- Vergrößerung des Stabdurchmessers r_S : Die Brechkraft der thermischen Linse ist bei einer homogenen Anregung proportional zu $1/r_S^2$. Eine Vergrößerung des Kristalldurchmessers von 3mm auf 4mm reduzierte somit die Brechkraft bei gleicher Pumpleistung um mehr als 40%.
- Erhöhung der Symmetrie der Anregung: Durch eine fünf-zählige Anregungsgeometrie ließen sich im Vergleich mit einer drei-zähligen Geometrie die Abweichungen der im Stab erzeugten Temperaturverteilung von der Rotationssymmetrie deutlich reduzieren. Die neue Anordnung der Pumpfaser-Module zeigt Abb. 3.7.1.
- Reduktion der Dotierung des Laserstabes von 0,9 % auf 0,5 % : Die Abweichungen von einer homogenen Anregung über den Stabquerschnitt wurden weiter vermindert. Geringe Einbußen beim Anregungswirkungsgrad (etwa 10%) wurden hierbei in Kauf genommen, da die Einfrequenz-Ausgangsleistung nicht durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert wurde.
- Vergrößerung der Stablänge von 44mm auf 56mm: Um die deutlich höhere Pumpleistung einbringen zu können, war eine Skalierung der Kristalllänge notwendig. Die lineare Pumpleistungsdichte je Fasermodul wurde dabei nicht geändert.

Die beschriebenen Maßnahmen, ermöglichten es, einen stabilen transversalen Grundmodebetrieb des Stablasers bis zu Pumpleistung von etwa 360W zu realisieren. Aus Tests mit linearen Resonatoren war hierfür die Brechkraft und der optimale Radius der Grundmode im Laserstab für unterschiedliche Pumpleistungen bekannt.

Analog zu dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Verfahren wurden auf der Basis dieser Daten dynamisch stabile Ringresonatoren berechnet und aufgebaut. Es wurde dabei die in Abb. 3.2.2. dargestellte „Bow-Tie-Konfiguration“ mit zwei Konkavspiegeln (jeweils $R=500\text{mm}$) und zwei Planspiegeln gewählt. Durch

die Optimierung des Ringresonators konnte ein transversaler Grundmode-Betrieb mit einer maximalen Ausgangsleistung von 50W in beiden Umlaufrichtungen bei einer Pumpleistung von 360W erreicht werden. Die Abstände der Spiegel bei diesem Resonator sind in Tabelle 3.7 angegeben. Der mittlere Durchmesser der Grundmode im Laserstab betrug 1,56mm. Der Mittelwert der Brechkraft der thermischen Linse wurde bei dieser Pumpleistung zu 3,85dpt. bestimmt. Dieser Wert entspricht, wie in Abb. 3.7.2 zu sehen, dem Arbeitspunkt des dynamisch stabilen Resonators. Er ist durch einen minimalen Modenradius in Abhängigkeit von der thermischen Brechkraft gekennzeichnet.

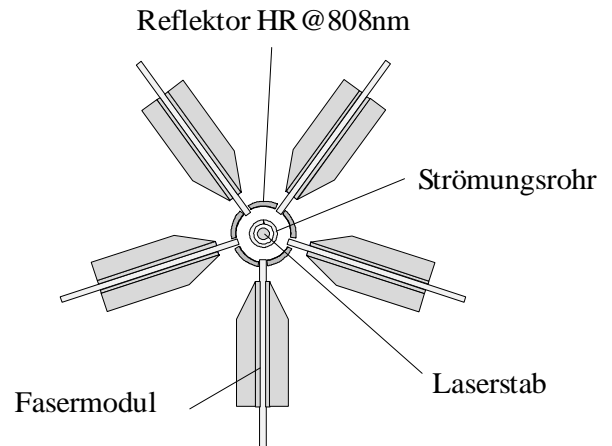


Abb. 3.7.1: Stablasers mit fünf-zähliger Anregungssymmetrie

| L_{11} | L_{12} | L_{21} | L_{22} | L_3 |
|----------|----------|----------|----------|-------|
| 480mm | 1020mm | 280mm | 580 | 800 |

Tabelle 3.7 Spiegelabstände im dynamisch stabilen Ringresonator für das Injection Locking des Hochleistungs-Stablasers

Der Hochleistungsstablaser zeigte im freilaufenden TEM_{00} -Betrieb eine Oszillation von etwa 6 longitudinalen Moden, die Laserstrahlung war elliptisch polarisiert (Verhältnis 3:1). Um den Einfrequenzbetrieb zu erreichen, wurde der Stablasers analog zu den zuvor beschriebenen Systemen an einen Masteroszillator angekoppelt. Dazu wurde eine Moden- und Polarisationsanpassung sowie eine Anpassung der Temperatur des Masterlaser-Kristalls an die des Slave durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.6.1). In den Resonator des Hochleistungslasers wurde die einfrequente Strahlung des Masterlasers mit einer Leistung von 500mW eingekoppelt. Nach Schließen des Frequenzregelkreises arbeitete das Stablasersystem im kontinuierlichen Einfrequenzbetrieb mit einer Ausgangsleistung von 45,4 Watt. Dies ist die höchste bekannte Ausgangsleistung eines Nd:YAG-Lasers im Einfrequenzbetrieb. Die Leistung bisher bekannter Systeme wird um einen Faktor zwei übertroffen. Berücksichtigt man die hierbei eingebrachte Pumpleistung von 360W, so ergibt sich ein optischer Wirkungsgrad von etwa 13%. Dieser entspricht gerade der Effizienz, die auch mit dem Stablasersystem im Einfrequenzbetrieb erreicht wurde (siehe hierzu Abschnitt 3.4.3).

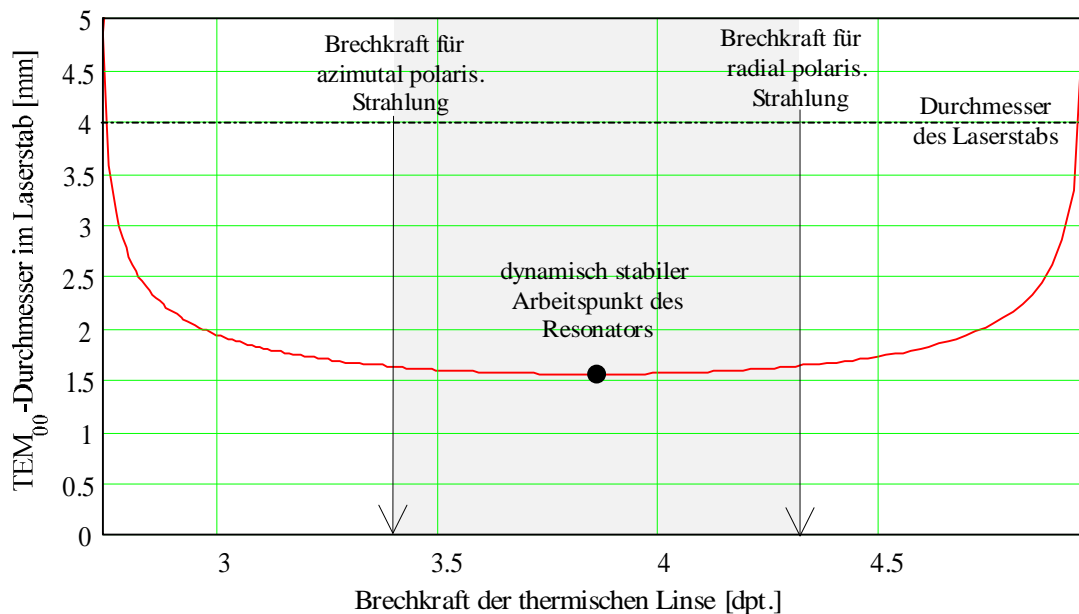


Abb. 3.7.2: Abhängigkeit des TEM_{00} -Modenradius im Laserstab von der Brechkraft der thermischen Linse

3.7.1 Grenzen der Leistungsskalierung

Im folgenden wird die experimentell festgestellte Leistungsgrenze des untersuchten Nd:YAG-Stablasers im Einfrequenzbetrieb näher analysiert. Aufgrund der Bifokussierung zeigt die thermische Linse des gepumpten Nd:YAG-Stabs Brechkraften, die vom Polarisationszustand der Laserstrahlung abhängen (vgl. hierzu Abschnitt 2.1.3). Die größten Unterschiede in der Brechkraft treten für rein radial und rein azimutal polarisierte Strahlung auf, diese werden als biaxiale Brechkraften bezeichnet. Für das oben beschriebene Lasersystem mit einer Ausgangsleistung von 45W im Einfrequenzbetrieb sind die maximale und minimale Brechkraft in Abb. 3.7.2 durch Pfeile gekennzeichnet. Da Grundmodestrahlung stets Anteile beider Polarisierungen enthält, unterscheiden sich die resonatorinternen Modenverläufe und überlappen nicht mehr vollständig. Als Obergrenze für einen stabilen Einfrequenzbetrieb sind Differenzen im Modendurchmesser von 10% anzusehen.

Aus dem obigen Diagramm läßt sich ablesen, daß die biaxiale Brechkraft bereits 42% des Stabilitätsbereichs des Resonators in Einheiten der Brechkraft erreicht hat. Die Modendurchmesser im Laserstab für unterschiedlich polarisierte Anteile der Grundmodestrahlung unterscheiden sich dadurch um bis zu 5% voneinander. Die thermischen Schwankungen der Brechkraft bei einer Pumpleistung von 360W durch Variationen der Anregung und Kühlung können mit 3% nach oben abgeschätzt werden. Hieraus folgen ebenfalls Variationen des Modendurchmessers, da die Brechkraften für radial oder azimutal polarisierte Strahlung vom Arbeitspunkt dynamischer Stabilität abweichen. Beide Effekte zusammen führen bei dem untersuchten Stablasersystem dazu, daß sich der Modendurchmesser im Laserstab für Anteile der Grundmodestrahlung bei der Pumpleistung von

360W bereits um bis zu 10% unterschieden. Eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb ist aufgrund dieser Betrachtungen nicht möglich.

Weiterhin soll analysiert werden, ob eine Leistungsskalierung durch die Wahl eines anderen Durchmessers des Laserkristalls prinzipiell möglich ist. Hierzu müssen einige allgemein gültige Zusammenhänge betrachtet werden:

1. Um einen stabilen Grundmode- und Einfrequenzbetrieb unter dem Einfluß hoher Pumpleistungen realisieren zu können, müssen dynamisch stabile Ringresonatoren eingesetzt werden. Wie sich aus ihrer Theorie ableiten läßt, ist die Breite des Stabilitätsbereichs des Resonators ΔD_{Stabil} in Einheiten der Brechkraft gerade umgekehrt proportional zur Querschnittsfläche des transversalen Grundmodes am Ort der thermischen Linse [SIL88]. Ein großer Modendurchmesser hat also einen geringen Stabilitätsbereich zur Folge und umgekehrt. Um eine hohe Effizienz im TEM₀₀- und Einfrequenzbetrieb zu erreichen und höhere transversale Moden sicher zu unterdrücken, muß außerdem der Modendurchmesser optimal an den Laserstabquerschnitt angepaßt werden. Bei einer homogenen Anregung liegt somit das Verhältnis von optimalem Modenradius ω_s der TEM₀₀ zum Stabradius r_s fest. Es gilt also:

$$\text{Breite des Stabilitätsbereiches} \quad \Delta D_{Stabil} \propto \frac{1}{\omega_s^2} \propto \frac{1}{r_s^2} \quad \text{Gl. 3.7.1}$$

2. Die Bifokussierung des Nd:YAG-Stabs steigt linear mit der Pumpleistung an. Dies hat, wie oben erläutert, unterschiedliche Modenverläufe für Anteile der Strahlung mit unterschiedlicher Polarisation zur Folge. Gl. 2.1.17 enthält hierzu den Zusammenhang

$$\Delta D_{biaxial} \propto Q \cdot L_p \propto \frac{P_{Pump}}{r_s^2}. \quad \text{Gl. 3.7.2}$$

3. Aus den beiden obigen Betrachtungen zu Stablaser-Systemen geht hervor, daß ein stabiler Laserbetrieb in der transversalen Grundmode nur dann möglich ist, wenn sich die Modenradien für den radial und azimuthal polarisierten Anteil der Laserstrahlung um weniger als 10% unterscheiden. Da sich der Modenradius bei Annäherung an die Stabilitätsgrenzen des Resonators stark mit der Brechkraft ändert, hängt der Überlapp der Modenverläufe direkt vom Verhältnis der biaxialen Brechkraft zur Breite des Stabilitätsbereichs des Resonators ab. Dieses Verhältnis stellt somit ein Maß für die Laserstabilität im transversalen Grundmode- und Einfrequenzbetrieb dar. Aus Gl. 3.7.1 und Gl. 3.7.2 folgt, daß diese Stabilitätsgrenze gerade vom Stabradius r_s unabhängig ist.

$$\frac{\Delta D_{biaxial}}{\Delta D_{Stabil}} \propto P_{Pump} \quad \text{Gl. 3.7.3}$$

Die experimentell bestimmte Leistungsgrenze für Nd:YAG-Stablasersystem im Einfrequenzbetrieb gilt unter der Voraussetzung einer homogenen Anregung des Laserkristalls also unabhängig vom Stabdurchmesser.

Wie die theoretischen Betrachtungen belegen konnten, ist eine weitere Skalierung von Nd:YAG-Hochleistungslasern im Einfrequenzbetrieb auf der Basis eines Laserstabs aufgrund prinzipieller Grenzen der Resonatorstabilität nicht möglich.

Um diese Leistungsgrenze für zukünftige System dennoch überwinden zu können, ist es notwendig, neue Konzepte zu entwickeln, die die Bifokussierung von gepumpten Nd:YAG-Stäben kompensieren und einen stabilen Laserbetrieb bei höheren Gesamtpumpleistungen ermöglichen.

Dies kann durch den Aufbau von dynamisch stabilen Ringlasern mit zwei Stab-Laserköpfen erfolgen, wie dies in Abb. 3.7.3 skizziert ist. Es wird hierbei von einer symmetrischen Ringresonator-Konfiguration mit zwei Nd:YAG-Laserstäben ausgegangen, die mit gleichen Leistungen homogen angeregt werden. Auf der Basis der experimentellen Daten des realisierten Nd:YAG-Stablasers können so Zwei-Stab-Resonatoren berechnet werden, die einen stabilen Laserbetrieb im Grundmode- und Einfrequenzbetrieb bei einer verdoppelten Gesamtpumpleistung ermöglichen. Eine vollständig symmetrische Anordnung führt für jede Polarisationskomponente zu identischen Modenverläufen innerhalb der beiden Laserstäbe. Ein Ansatzpunkt für eine zusätzliche Kompensation der Bifokussierung

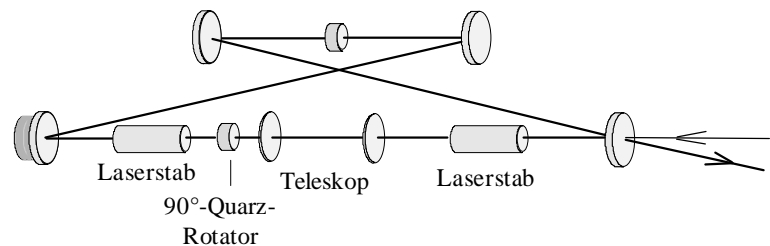


Abb. 3.7.3: Ringresonator mit zwei Laserkristallen

bietet die Einführung eines 90°-Polarisationsrotator z.B. aus optisch aktivem Quarz und eines symmetrischen Teleskops in den Resonator. Der Einsatz dieser Anordnungen wurde bei linearen Resonatoren bereits vielfach erfolgreich demonstriert [LUE96, KUG97]. Dabei wird der Anteil der Grundmodestrahlung mit radialer Polarisation nach Durchgang durch den ersten Laserstab in Strahlung mit azimuthaler Polarisation konvertiert und umgekehrt. Das Teleskop dient dazu, die einander zugewandten Hauptebenen der thermischen Linsen beider Stäbe aufeinander abzubilden und so einen symmetrischen Modenverlauf auch bei einer Polarisationsdrehung sicherzustellen. Um für das Injection Locking am Einkoppelspiegel einen festen Polarisationszustand zu erhalten, kann ein zweiter Polarisationsrotator in den Ringresonator eingeführt werden.

Auf der Basis des beschriebenen Konzepts sollten somit Nd:YAG-Stabsysteme möglich sein, die Ausgangsleistungen im Bereich von 80Watt bis 100Watt liefern.

4 Zusammenfassung

Im vielen Bereichen der Forschung und Entwicklung, aber zunehmend auch in der industriellen Fertigung und Qualitätssicherung werden hochpräzise lasermesstechnische Verfahren wie beispielsweise die Interferometrie oder die Holographie eingesetzt. Diese basieren auf Laserstrahlung mit hoher Kohärenz, wie sie bevorzugt von zuverlässig arbeitenden Festkörperlaser-Systemen im Einfrequenzbetrieb bereitgestellt wird. Hochstabile Lasersysteme mit einfrequenter Emission werden zudem als effiziente Pumpquellen für kontinuierlich arbeitende optisch parametrische Oszillatoren benötigt, die aufgrund ihrer breitbandigen Abstimmbarkeit interessante Strahlquellen für spektroskopische Anwendungen darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die physikalischen und technischen Grundlagen diodengepumpter Nd:YAG-Lasern erarbeitet, die bis zu 50W im Einfrequenzbetrieb mit beugungsbegrenzter Strahlqualität liefern. Hierzu wurden unterschiedliche Kristall- und Anregungsgeometrien der Hochleistungslaser eingehend untersucht und hinsichtlich einer hohen Verstärkung der transversalen Grundmode miteinander verglichen. Dabei kam der Reduktion limitierender thermooptischer Effekte eine entscheidende Bedeutung zu. Mit der Zielsetzung einer Skalierung der Systeme zu hohen Ausgangsleistungen im Einfrequenzbetrieb wurden systemspezifisch optimierte Ringresonator-konfigurationen eingesetzt und die Technik des Injection Locking zur Ankopplung des Hochleistungslasers an einen frequenzstabilen monolithischen Ringlaser angewandt. Auf der Basis der so realisierten Systeme konnten die charakteristischen Eigenschaften von Nd:YAG-Hochleistungslasern im Einfrequenzbetrieb analysiert und die Leistungsgrenzen der Systeme aufgezeigt werden.

Die hohen Anforderungen vieler lasermesstechnischer Anwendungen an eine geringe Linienbreite und eine hohe Frequenzstabilität der Strahlung werden bereits durch monolithische Nd:YAG-Laser in nichtplanarer Ringgeometrie erfüllt. Allerdings ist deren Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb auf den Bereich von wenigen Watt begrenzt.

Um Nd:YAG-Laser realisieren zu können, die Ausgangsleistungen von mehr als 10W im Einfrequenzbetrieb liefern, war es somit notwendig, die Technik des Injection Locking anzuwenden. Sie ist geeignet die hervorragenden spektralen und räumlichen Strahleigenschaften monolithischer Ringlaser auf Nd:YAG-Hochleistungslaser zu übertragen, wobei prinzipiell eine Erhöhung der Strahlungsleistung um mehr als zwei Größenordnungen erreicht werden kann. Zur Frequenzkontrolle der aufgebauten Hochleistungslaser wurde hierbei ein phasensensitives Stabilisierungsverfahren auf Basis der Pound-Drever-Seitenbandtechnik eingesetzt.

Unter dem Einfluß hoher Pumpleistungen treten in Nd:YAG-Laserkristallen thermooptischen Effekte auf, die zu starken Phasenfrontverzerrungen der Laserstrahlung führen. Als Folge hiervon ist die Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb, also bei Oszillation nur einer einzigen transversalen und longitudinalen Lasermode, limitiert.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit bildete somit die Analyse dieser thermooptischen Effekte und die Reduktion ihre leistungslimitierenden Auswirkungen im Einfrequenz-Laserbetrieb.

Hierzu wurden zunächst Voruntersuchungen zum Injection Locking an einem Nd:YAG-Stablasers mit einem Kristalldurchmesser von 3mm durchgeführt, der durch fasergekoppelte Diodenlaser gepumpt wurde. Es zeigte sich, daß eine im Laserkristall induzierte starke thermische Brechkraft und Abweichungen von einer homogenen Anregung limitierende Faktoren für den Einfrequenzbetrieb darstellten. Auf diesen Ergebnissen aufbauend, wurden Systeme sowohl in der Stabgeometrie wie auch der Slabgeometrie des Laserkristalls konzipiert und charakterisiert, die geeignet waren die nachteiligen spezifischen Wirkungen der thermooptischen Effekte zu kompensieren.

Für den Betrieb von Nd:YAG-Slablasern wurden dazu eigens Pumpkammern entworfen, die den theoretischen Vorgaben entsprechende Bedingungen der Anregung und Kühlung der Kristalle ermöglichten. Im Laserbetrieb wurde so eine weitgehende Reduktion einer thermischen Linsenwirkung der untersuchten Slabkristalle durch eine Führung der Laserstrahlung auf einem Zick-Zack-Weg erreicht. Der Vergleich eines quaderförmigen Slabkristalls mit einem gebrewsterten Kristall unter identischen Randbedingungen konnte den Einfluß von Endeffekten klären und zeigen, daß Kristalle mit Brewsterendflächen höhere Verstärkungen einer transversalen Grundmode erlaubt. Durch die Anwendung der Technik des Injection Locking konnte mit den entwickelten Nd:YAG-Slablasern erstmalig ein Ausgangsleistung von 25W im Einfrequenzbetrieb demonstriert werden.

Um Systeme in der zylindrische Stabgeometrie zu skalieren, wurde die Anregungssymmetrie des Stabes erhöht. Auf der Basis von thermooptischen Berechnungen wurden Kristalle mit einem Kristalldurchmesser von 4mm und einer verringerten Dotierung von 0,5% at. eingesetzt. Ziel dieser Maßnahmen war es, die Abbildungsfehler der im Laserstab induzierten thermischen Linse zu minimieren. Um einen stabilen und effizienten Laserbetrieb in einer einzigen transversalen Mode realisieren zu können, wurden dynamisch stabile Ring-Resonatoren konzipiert und eingesetzt. Durch Injection Locking konnten mit dem so optimierten Nd:YAG-Stablasers Leistungen von über 45 Watt im Einfrequenzbetrieb erreicht werden. Dieser Wert übertrifft die Ausgangsleistung jedes bisher bekannten, im Einfrequenzbetrieb arbeitenden Nd:YAG-Lasers um einen Faktor zwei. Insbesondere konnten mit dem Ergebnis die Vorteile diodengepumpter Stablasers-Systeme belegt werden. Für lampengepumpte Nd:YAG-Stablasers mit einem Kristalldurchmesser von ebenfalls 4mm ist die Ausgangsleistung im Einfrequenzbetrieb auf etwa 30W begrenzt, wie Abschätzungen von Murdough et al. auf der Basis theoretischer und experimenteller Untersuchungen zeigten [MUR96].

Abschließende theoretische Betrachtungen verdeutlichen, daß eine weitere Skalierung des realisierten Nd:YAG-Stablasers im Einfrequenzbetrieb aufgrund von Grenzen der Resonatorstabilität nicht möglich ist. Zukünftig kann jedoch der Aufbau von einrequent arbeitenden Nd:YAG-Stablasern durch den Einsatz von zwei Laserköpfen in Ringresonator-Konfigurationen erfolgen. Mit diesen Aufbauten sollte sich die einfrequente Ausgangsleistung von Nd:YAG-Lasern in den Bereich von 80Watt bis 100Watt steigern lassen.

5 Anhang

A. Physikalische Eigenschaften und Laserkenndaten von Nd:YAG

| | | |
|---|-------------------------|---|
| Chemische Formel | | Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂ |
| Gebräuchliche Dotierung | 1 % at. | 1.38·10 ²⁰ cm ⁻³ |
| Schmelzpunkt | T_s | 1970 °C |
| Dichte | ρ | 4.56 g·cm ⁻³ |
| Bruchspannung | σ_{max} | 130 - 260 MPa |
| Youngscher Elastizitätsmodul | E | 0.277 TPa |
| Poissonsches Verhältnis | ν | 0.3 |
| Brechungsindex bei 1064 nm | n_o | 1.82 |
| Thermische Änderung von n_o bei 1064 nm | $\partial n/\partial T$ | 8.9·10 ⁻⁶ K ⁻¹ |
| Thermischer Ausdehnungskoeffizient | α_r | 7.8·10 ⁻⁶ K ⁻¹ |
| Thermische Leitfähigkeit bei 300 K | K | 13 W·m ⁻¹ ·K ⁻¹ |
| Spezifische Wärmekapazität bei 300 K | C | 0.59 J·g ⁻¹ ·K ⁻¹ |
| Komponenten des piezooptischen Tensors | π_{11} | -0.30285 Tpa ⁻¹ |
| | π_{12} | 0.11158 Tpa ⁻¹ |
| | π_{13} | 0.17187 Tpa ⁻¹ |
| Streuverlustkoeffizient | α | ~ 0.002 cm ⁻¹ |

Tabelle 5.1: Relevante physikalische Eigenschaften von Nd:YAG

| | | |
|---|--------------------|---------------------------------------|
| Photonenenergie bei 1064.2 nm | $h \cdot \nu_L$ | 1.867·10 ⁻¹⁹ |
| Effektiver Wirkungsquerschnitt bei 300 K | σ_{eff} | 3.4·10 ⁻¹⁹ cm ² |
| Effektive Linienbreite bei 300 K | $\Delta \nu_{eff}$ | 4.2 cm ⁻¹ |
| Fluoreszenz-Lebensdauer des ⁴ F _{3/2} -Niveaus | τ_{eff} | 240 μs |
| Relaxationszeit ⁴ F _{5/2} , ² H _{9/2} → ⁴ F _{3/2} | τ_p | ≤ 20 ns |
| Relaxationszeit ⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{9/2} | τ_r | ≤ 30 ns |
| Sättigungsintensität bei 300 K | I_s | 2300 W·cm ⁻² |

Tabelle 5.2: Kenndaten des Laserübergangs bei 1064.2 nm

B. Berechnung dynamisch stabiler Ring-Resonatoren

Ein hoher Wirkungsgrad transversal angeregter Festkörperlaser im Grundmode-Betrieb setzt einen großen Modenradius im Laserkristall voraus. Dies führt im allgemeinen zu einer erhöhten Empfindlichkeit dieser Laser gegenüber Schwankungen der thermischen Linse und kleinen Dejustierungen der Laserspiegel, was unter dem Einfluß hoher Pumpleistungen zu starken Leistungsschwankungen und Instabilitäten der Grundmode-Laser führt. Dynamisch stabile Resonatoren sind jedoch gerade so konzipiert, daß sie einen stabilen Laserbetrieb auch bei großem Modenvolumen ermöglichen. Eine von V. Magni aufgestellt Theorie für lineare Resonatoren wurde in vielen Systemen erfolgreich angewendet [MAG86]. Analoge Ansatz wurden auf Ringresonatoren übertragen [SIL88].

Beim Aufbau von Ringresonatoren für den Einfrequenzbetrieb von Nd:YAG-Stablasern mit hohen Ausgangsleistungen war die Anwendung dieser Theorie von entscheidender Bedeutung, um die notwendige Leistungsstabilität bei hohen thermischen Brechkraften des Laserkristalls sicherzustellen.

Die von De Silvestri, Laporta und Magni in Referenz [SIL88] vorgestellte Theorie erlaubt es, für einen vorgegebenen Ringresonator diejenige Brechkraft und den Modenradius am Ort der thermischen Linse zu berechnen, für die der Resonator dynamisch stabile Eigenschaften besitzt.

In der praktischen Anwendung der Theorie möchte man jedoch gerade die thermisch induzierte Brechkraft des Laserkristalls sowie den Radius der Grundmode vorgeben und als Ergebnis der Berechnungen die Abstände der Resonatorspiegel erhalten, die den Aufbau eines dynamisch stabilen

Ringresonator erlauben. Die hierfür notwendigen Formeln wurden deshalb aus den theoretischen Grundlagen der oben angegebenen Referenz abgeleitet und sind nachfolgend angegeben. Sie bildeten die Grundlage der Berechnung und Optimierung dynamisch stabiler Ringresonatoren in dieser Arbeit.

Die Eingabegrößen für die Berechnung sind :

- f Die Brechkraft des Laserkristalls, für die der Resonator dynamisch stabile Eigenschaften hat.
- w Der Modenradius der Grundmode im Laserkristall
- R_1, R_2 Die Krümmungsradien zweier konkaver Resonatorspiegel. Die übrigen Resonatorspiegel sind plan.
- L Die Umlauflänge des Ringresonators.

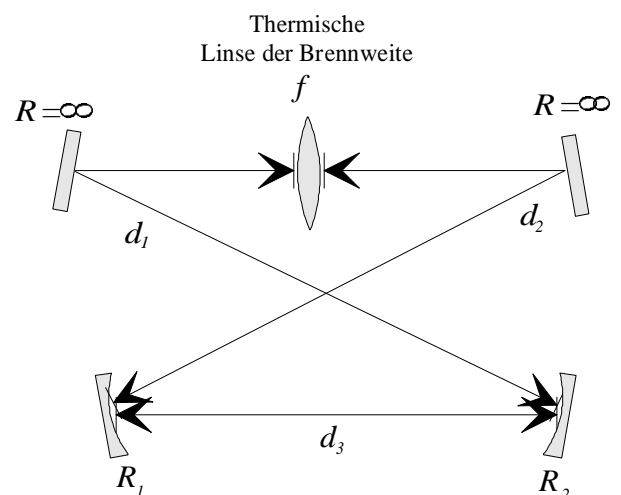


Abb. 5.1: Aufbau eines dynamisch stabiler Ringresonators und Bezeichnungen

Aus diesen Vorgaben lassen sich die Spiegelabstände des Ringresonators (Bezeichnungen siehe Abb. 5.1) so berechnet, daß dieser dynamisch stabile Eigenschaften bekommt:

$$d_3 = \frac{L}{2} - \sqrt{\frac{L^2}{4} + \frac{R_1 R_2}{2} \left(1 - \frac{\pi w^2}{2 \lambda f}\right) - \frac{L}{2} (R_1 + R_2)} \quad \text{Gl. 5.1}$$

$$d_1 = \frac{c_1 - \sqrt{c_1^2 - c_2 c_3}}{c_2} \quad \text{Gl. 5.2}$$

$$d_2 = L - (d_1 + d_3) \quad \text{Gl. 5.3}$$

Bei der Berechnung von d_1 wurden die folgenden Konstanten verwendet:

$$c_1 = d_3^2 - d_3(R_1 + L) + \frac{R_1 R_2}{2} L \quad \text{Gl. 5.4}$$

$$c_2 = R_1 + R_2 - 2d_3 \quad \text{Gl. 5.5}$$

$$c_3 = R_1 d_3^2 - R_1 d_3 L + \frac{R_1 R_2}{2} \left(L - \frac{\pi w^2}{\lambda}\right) \quad \text{Gl. 5.6}$$

Bei der Anwendung obiger Gleichungen ist zu beachten, daß nicht zu jeder Wahl der Eingangsparameter Lösungen existieren. Die Umlauflänge L ist so zu wählen, daß die Radikanden in den Gl. 5.1 und 5.2 positiv sind.

6 Literatur

- [ADL46] R. Adler
A Study of Locking Phenomena in Oscillators
Proceed. IEEE **61** (1973), 1380 - 1385, Reprint of Proceedings of the IRE, 6/1946
- [BEA93] R. Beach, R. Reichert, W. Bennett, S. Mitchell, S. Velsko, J. Davin, R. Solarz
Scalable diode-end-pumping technology applied to a 100-mJ Q-switched Nd³⁺:YLF oscillator, Opt. Letters **18** (1993), 1326 - 1328
- [BOR64] M. Born, E. Wolf
Principles of Optics
3rd. Ed., Pergamon Press, 1964
- [BRO87] D.C. Brown, D.P. Benfrey, W.J. Gehm, D.H. Holmes, K.K. Lee
Parasitic oscillations and amplified spontaneous emission in face-pumped total internal reflection lasers, SPIE **736** (1987), 74 - 83
- [BUC73] C.J. Buczek, R.J. Freiberg, M.L. Skolnick
Laser Injection Locking
Proceedings of the IEEE **61** (1973), 1411
- [CHE97] Y.F. Chen, T.M. Huang, C.F. Kao, C.L. Wang, S.C. Wang
Optimization in Scaling Fiber-Coupled Laser-Diode End-Pumped Lasers to Higher Power: Influence of Thermal Effect,
IEEE J. Quantum Electron. **33** (1997), 1424 - 1429
- [CZA95] J.W. Czarske, R. Phillipps, I. Freitag
Spectral properties of diode-pumped non-planar monolithic Nd:YAG ring lasers
Appl. Phys. B **61**, 243-248 (1995)
- [DEP97] R. Depke
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu den thermooptischen Eigenschaften von Nd:YAG-Slablasern,
Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover e.V., 1997

- [DON93] A. Donges, R. Noll
Lasermesstechnik: Grundlagen und Anwendungen
Technische Physik, Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, 1993
- [DRE83] R.W.P. Drever
Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator
Appl. Phys. B 31 (1983), 97 - 105
- [EGG84] J.M. Eggleston, T.J. Kane, K. Kuhn, J. Unternahrer, R.L. Byer
The Slab Geometry Laser - Part I: Theory
IEEE J. Quantum Electron. **20** (1984), 289 - 301
- [FAN93] T.Y Fan
Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG
IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993), 1457 - 1459
- [FAR94] A.D. Farinas, E.K. Gustafson, R.L. Byer
Design and characterization of a 5.5-W, cw, injection-locked, fiber-coupled, laser-diode-pumped Nd:YAG miniature-slab laser, Opt. Lett. **19** (1994), 114 - 116
- [FRE93] I. Freitag, I. Kröpke, A. Tünnermann, H. Welling
Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd:YAG ring laser
Opt. Comm. **101** (1993), 371-376
- [FRE94] I. Freitag
Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen
Dissertation, Universität Hannover, 1994
- [FRE95] I. Freitag, D. Golla, S. Knoke, W. Schöne, H. Zellmer, A. Tünnermann, H. Welling
Amplitude and frequency stability of a diode-pumped Nd:YAG laser operating at a single-frequency continuous wave output power of 20W, Opt. Lett. **20**, (1995) 462
- [FRE96] I. Freitag, A. Tünnermann, H. Wellig, C.C. Harb, D.E. McClelland, H.-A. Bachor, T.C. Ralph, *Experimental and Theoretical Investigations on the Intensity Noise Properties of Injection-Locked Lasers*, OSA TOPS on ASSL 1996, Vol.1, 401-406

- [FRI96] I. Freitag, R. Henking, F. von Alvensleben, A. Tünnermann
Miniature Nd:YAG Ring Lasers with High Single-Frequency Output Power at 946nm
OSA TOPS on ASSL 1996, Vol. 1, 386 - 390
- [GEU64] J.E. Geusic, H.M. Marcos, L.G. Van Uitert
Appl. Phys. Lett. **4** (1996), 182
- [HAE80] T.W. Hänsch, B. Couillaud
Opt. Comm. **35** (1980), 441
- [HAM89] M.W. Hamilton,
An introduction to stabilized lasers
Contemp. Phys. **30** (1989), 21-33
- [HAR94] C.C. Harb, M.B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag,
H. Welling, *Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG
Nonplanar Ring Laser*, IEEE J. Quantum Electron. **30** (1994), 2907-2913
- [HAR96] C.C. Harb, T.C. Ralph, E.H. Huntington
Intensity Noise Properties of Injection Locked Lasers
Phys. Rev. A **54** (1996), 4370
- [HAR97] C.C. Harb, T.C. Ralph, E.H. Huntington, D.E. McClelland, H.-A. Bachor, I. Freitag
Intensity-noise dependence of Nd:YAG lasers on their diode-laser pump source
J. Opt. Soc. Am. B **14** (1997), 2936-2945
- [HEI96] G. Heinzl, A. Weidner
12 MHz Quadrant camera
Int. Report, MPQ Garching, 1996
- [HOD93] N. Hodgson, H. Weber
IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993), 2497-2507
- [HSU63] S.T. Hsu
Engineering Heat Transfer
Van Nostrand, Princeton (1963)

- [HUN97] E.H. Huntington, C.C. Harb, T.C. Ralph, H.-A. Bachor, D.E. McClland
Investigation of polarisation effects in injection locked lasers
App. Phys. B **64** (1997), 507 - 514
- [INN98] Produktbeschreibung
Monolithische Ringlaser, „Mephisto Product Line“
Fa. InnoLight GmbH, Hannover, 1998
- [KAN85] T.J. Kane, R.L. Byer
Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser
Opt. Lett. **10** (1985), 65
- [KAN86] T.J. Kane
Coherent laser radar at 1.06 microns using solid state lasers
Dissertation, Stanford University, 1986
- [KOE92] W. Koechner
Solid-State Laser Engineering
3rd Ed., Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [KRÖ92] I. Kröpke
Frequenzstabile, diodengepumpte Nd:YAG Miniatur-Ringlaser
Dissertation, Universität Hannover, 1992
- [KUG97] N. Kugler, S. Dong, Q. Lü, H. Weber
Investigation of the misalignment sensitivity of a birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser system, Appl. Opt. **36** (1997), 9359-9366
- [LI 65] T. Li
Bell Syst. Tech. J. **44** (1965), 917
- [LIG96] LIGO Project Groups
Research and development program for advanced LIGO detectors by the LIGO MIT / CALTECH Groups, Letter of Intent, LIGO - 960051A - M, 1996
- [LUE96] Q. Lü, N. Kugler, H. Weber, S. Dong, N. Müller, U. Wittrock
A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods
Opt. Quantum Electron. **28** (1996), 57 - 69

- [MAG86] V. Magni
Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability, Appl. Opt. **25** (1986), 107-117
- [MEZ87] A.V. Mezenov, L.N. Soms, A.I. Stepanov
Thermooptics of solid-state lasers
Plenum Publishing Corp., New York, 1987
- [MUE90] R. Müller
Rauschen
2.Auflage, Springer-Verlag, 1990
- [MUR96] M.P. Murdough, C.A. Denman
Mode-volume and pump-power limitations in injection-locked TEM₀₀ Nd:YAG lasers, Appl. Opt. **30** (1996), 5925-5936
- [PAU97] I. Pauli, Abt. Laserkomponenten des Laser Zentrum Hannover e.V.
Daten eines dielektrischen Mehrschichtsystems
Private Mitteilung
- [PIE93] Piezomechanik Dr. Lutz Pickelmann
Produktkatalog Piezo-Ringaktoren, Ausg. 1993
- [PIE95] Piezosysteme Jena
Piezofiebel, Ausg. 1995
- [POU46] R.V. Pound
Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators
Rev. Of Sci. Instr. **17** (1946), 490
- [RAL96] T.C. Ralph
Intensity Noise of Injection Locked Lasers: Quantum Theory using a Linearised Input / Output Method, Phys. Rev. A **54** (1996), 4359
- [RAL98] T.C. Ralph, E.H. Huntington, C.C. Harb, B.C. Buchler, P.K. Lam, D.E. McCelland, H.-A. Bachor, *Understanding and Controlling Laser Intensity Noise*
accepted for publication in Opt. Quantum Electron. 1998

- [RUO97] G. Ruoso, R. Storz, S. Seel, S. Schiller, J. Mlynek
Nd:YAG laser frequency stabilisation to a supercavity at the 0.1 Hz level
Opt. Comm. **133** (1997) 259 - 262
- [SCH97] K. Schneider, P. Kramper, S. Schiller, J. Mlynek
Toward an optical synthesizer: a single-frequency parametric oscillator using periodically poled LiNbO₃, Opt. Lett. **22** (1997), 1293-1295
- [SCH98] W. Schöne
Theoretische und experimentelle Untersuchung thermischer Effekte in diodengepumpten Hochleistungs-Nd:YAG-Stablasern,
Dissertation, Universität Hannover, 1998
- [SHI95] R. J. Shine
A high-power, diode-laser-pumped, solid-state laser for precision interferometry
Dissertation, Stanford University, CA, USA, 1995
- [SCU67] M.O. Scully, W.E. Lamb jr.
Phys. Rev. **159** (1967), 208
- [SIE86] A.E. Siegman
Lasers
University Science Booksy, Mill Valley, CA, 1986
- [SIL88] S. De Silvestri
Rod Thermal Lensing Effects in Solid-State Laser Ring Resonators
Opt. Commun. **65** (1988), 373 - 376
- [STO66] H.L. Stover, W.H. Steier
Locking of laser oscillators by light injection
Appl. Phys. Lett. **8** (1966), 91 - 93
- [TID92] S.C. Tidwell, J.F. Seamans, M.S. Bowers, A.K. Cousins
Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers
IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992), 997
- [UNG92] H.G. Unger
Optische Nachrichtentechnik, Teil II
Hüthig Verlag, Heidelberg, 1992

- [WAG87] G. Wagner, G. Leuchs
Das Photonenrauschen - keine Grenze der Meßempfindlichkeit
Laser und Optoelektronik Nr. 1/1987, 37-44
- [YAR88] A. Yariv
Quantum Electronics, 3rd Ed.
John Wiley & Sons, New York, 1988

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen vorveröffentlicht:

I. Freitag, S. Knoke, A. Tünnermann and H. Welling

Injection-Locked Nd:YAG High Power Lasers Pumped by Fiber-Coupled Diode Lasers
CLEO (EU) 1996, Hamburg, paper CMA3

W. Schöne, S.Knoke, S. Schirmer and A. Tünnermann

Diode-Pumped CW Nd:YAG Lasers with Output Powers up to 750W
Advanced Solid-State Lasers 1997, Orlando, FL, USA, paper WB4-1

S. Knoke, R. Depke, W. Schöne, O.S. Brozek, A. Tünnermann und H. Welling

Einfrequenzbetrieb von Nd:YAG-Stablasersystemen hoher Ausgangsleistung
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1997, Mainz, Vortrag Q2.6

W. Schöne, S. Knoke, A. Tünnermann and H. Welling,

Efficient Diode-Pumped CW Solid-State Lasers with Output Powers in the kW-range
CLEO (US) 97, paper CFE2, Baltimore, Maryland, USA 1997

R. Depke

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu den thermooptischen Eigenschaften von Nd:YAG-Slablasern, Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover e.V., 1997

Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinen Eltern danken für die vielfältige Unterstützung während meines Studiums.

Mein Dank gilt Herrn Prof. H. Welling für die interessante Aufgabenstellung, für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für die Schaffung sehr guter und konstruktiver Rahmenbedingungen, unter denen die Arbeit am Laser Zentrum Hannover angefertigt werden konnte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. A. Tünnermann für viele hilfreiche Anregungen und Diskussionen im Verlauf dieser Arbeit, für die vermittelte Motivation und die gute Arbeitsatmosphäre in der Abteilung Entwicklung, die er entscheidend mitgeprägt hat.

Ebenso möchte ich Herrn Dr. Fallnich für seine Unterstützung, viele hilfreiche Anregungen und kritische Fragestellungen gerade während des Entstehens dieser Dissertation danken.

Für die Unterstützung und Anleitung zu Beginn dieser Arbeit gilt mein Dank Herrn Dr. D. Golla. Für die tatkräftige Unterstützung und die gute Zusammenarbeit über den gesamten Zeitraum dieser Arbeit danke ich besonders Herrn Dr. W. Schöne.

Herrn Dr. I. Freitag gilt mein Dank für die Unterstützung dieser Arbeit durch die Bereitstellung monolithischer Ringlaser als Masteroszillatoren, für viele kritische Fragestellungen und hilfreiche Anregungen.

Für die tatkräftige und umfangreiche Unterstützung dieser Arbeit und die gute Zusammenarbeit möchte ich mich ebenfalls bedanken bei Herrn Dipl.-Phys. R. Depke, Herrn Dipl.-Phys. O.S. Brozek, Herrn Dipl.-Phys. M. Peterseim, Herrn S. Schirmer, Herrn Dipl.-Phys. M. Bode, Herrn Dipl.-Ing. O.Dölle und Herrn Dr. P. Rottengatter.

Des weiteren gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Abteilung Entwicklung für die gute Zusammenarbeit und die sehr gute Arbeitsatmosphäre,

den Mitarbeitern der Abteilung Laserkomponenten, insbesondere Frau I. Pauli und Frau E. Oertel für die stets exakte Herstellungen von optischen Beschichtungen

und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn A. Massow und Herrn J. Hellenschmidt für die zuverlässige Umsetzung komplizierter Zeichnungen in reale Objekte aus Metall.

Teile der Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden durch das BMBF gefördert (FKZ 13N6361/2).

Lebenslauf

Stefan Knoke

29.10.1966 geboren in Neustadt a. Rbge
Eltern: Hermann Knoke
 Ingrid Knoke, geb. Raabe

1973 - 1977 Grundschule Borstel und Hagen

1977 - 1979 Orientierungsstufe Süd, Neustadt

1979 - 1986 Gymnasium Neustadt
Abschluß: Abitur

1986 - 1987 Grundwehrdienst, Hamburg und Wunstorf

1987 - 1994 Studium der Physik an der Universität Hannover
Diplomarbeit am Laser Zentrum Hannover e.V.
Abschluß mit dem Diplom in Physik

Seit 1994 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e.V.