

Injektionsgekoppelte diodengepumpte Nd:YAG- und
Nd:YVO₄-Laser für terrestrische interferometrische
Gravitationswellendetektoren

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN

– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Ivo Zawischa
geboren am 31.03.1969 in Hannover

2003

Referent: Prof. Dr. Herbert Welling, Universität Hannover

Koreferent: Prof. Dr. Karsten Danzmann, Universität Hannover

Tag der Promotion: 1. Juli 2003

Kurzzusammenfassung

Terrestrische interferometrische Gravitationswellendetektoren, die uns in naher Zukunft neue Informationen über unser Universum liefern sollen, benötigen als Lichtquelle Laser mit hoher Ausgangsleistung in einem sehr stabilen, beugungsbegrenzten Strahl im sichtbaren oder nahen infraroten Wellenlängenbereich.

In dieser Dissertation werden Untersuchungen und Schritte der Laserentwicklung beschrieben, welche zu den zur Zeit leistungsstärksten für Gravitationswellendetektoren qualifizierten Lasersystemen führten. In diesen Systemen mit 1064 nm Emissionswellenlänge wird über das Verfahren der Injektionskopplung (*Injection-Locking*) die Frequenzstabilität eines sehr stabilen, aber leistungsschwachen Nd:YAG-*Master-Lasers* auf spezialisierte Nd:YAG- bzw. Nd:YVO₄-Leistungoszillatoren (*Slave-Laser*) übertragen.

In einer Aufarbeitung des *Injection-Locking*-Verfahrens wurde unter anderem die Bedeutung des in den klassischen Beschreibungen meist vernachlässigten direkt am *Slave-Laser* reflektierten Strahlungsanteils des *Master-Lasers* aufgezeigt, wodurch nicht nur eine bessere Beschreibung der Leistungsextraktion aus dem *Slave-Laser* möglich wurde, sondern auch ein Widerspruch zwischen klassischer und quantenmechanischer Beschreibung der Feldfluktuationen aufgehoben werden konnte.

Erstmals wurden dynamisch stabile Festkörperlaseroszillatoren mit stark aberrationsbehafteten thermischen Linsen im Verstärkungsmedium unter expliziter Berücksichtigung der Resonatoreigenschaften untersucht. Simulationen zeigen in Übereinstimmung mit experimentellen Untersuchungen den Einfluss einer unerwünschten Kopplung transversaler Resonatormoden, welche besonders ausgeprägte Konsequenzen für frequenzentartete Moden hat. Unter Beachtung dieses Effektes kann jedoch durch eine geeignete Resonatorgestaltung trotz der Linsenaberrationen ein zuverlässiger Grundmodebetrieb mit sehr hoher Strahlqualität erreicht werden.

Die Entwicklung der mit fasergekoppelten Laserdioden modenselektiv endgepumpten Nd:YAG- und Nd:YVO₄-Leistungs-Ringoszillatoren resultierte in nahezu idealen Grundmode-Ausgangsstrahlen mit 14 bzw. 25 W Leistung. Eine hohe Grundstabilität der *Slave-Laser*, höchste Zuverlässigkeit, Störungsunempfindlichkeit und die Voraussetzungen für einen wartungsfreien Dauereinsatz konnten durch den nach außen hin abgeschlossenen, „quasi-monolithischen“ mechanischen Resonatoraufbau erreicht werden, welcher abgesehen von piezomechanischen Resonatorlängen-Stellelementen keinerlei bewegliche Komponenten enthält.

Die *Slave-Laser* können durch das *Injection-Locking* sehr gut auf einen einrequenten, monolithischen Nd:YAG-Ringlaser mit maximal 800 mW Ausgangsleistung synchronisiert werden, so dass sich die Gesamtsysteme nahezu unbeeinflusst durch den Leistungoszillator frequenzstabilisieren lassen. Durch eine aktive Stabilisierung konnte zudem eine hervorragende Leistungsstabilität erreicht werden: die relative spektrale Leistungsfluktuationsdichte des YAG-Lasers lässt sich in einigen Frequenzbereichen bis auf $2 \times 10^{-8} \text{ Hz}^{-1/2}$ reduzieren.

Der Nd:YAG Laser wird als Lichtquelle für den deutsch-britischen Gravitationswellendetektor GEO 600 eingesetzt und der Nd:YVO₄ Laser für den italienisch-französischen Detektor VIRGO.

Schlagworte: Laser, Neodym; Laser, thermische Linse; Laserresonatoren; Laser, entartete Moden

Abstract

Terrestrial interferometric gravitational wave detectors are expected to yield new information about our universe in the near future. As an input light source they require high power lasers with a very stable diffraction limited output beam in the visible or near infrared wavelength region.

In this thesis the research and laser development steps are reported that led to the currently most powerful, gravitational wave detector-qualified laser systems. For these laser systems of 1064 nm emission wavelength the technique of injection locking is applied to transfer the frequency stability of a very stable but low power Nd:YAG master laser to specialized power oscillators.

Reviewing the technique of injection locking it was possible to reveal the importance of the part of master emission which is directly reflected at the slave cavity and is commonly neglected in classical theoretical descriptions. Hence, a more accurate description of power extraction from the slave laser is possible, and a remedy of a contradiction between classical and quantum mechanical descriptions of laser emission noise properties was achieved.

For the first time dynamically stable solid-state laser oscillators with strongly aberrating thermal lenses in the gain medium were investigated, explicitly taking into account the resonator properties. Numerical simulations and experimental investigations show the detrimental influence of a coupling between transverse resonator modes, which has particularly pronounced consequences at frequency-degenerate modes. Despite the lens aberrations a reliable fundamental mode operation with very high beam quality can still be achieved by a suitable resonator design.

The development of Nd:YAG and Nd:YVO₄ power ring oscillators, that are mode-selectively end-pumped by fiber-coupled diode lasers, yielded nearly ideal fundamental-mode laser beams with a power of up to 14 W and 25 W, respectively. A high basic stability of the slave lasers, very high reliability, low sensitivity to external disturbances, and other prerequisites for a service-free long-term operation could be achieved by the sealed “quasi monolithic” mechanical cavity setup, which has no movable parts apart from piezo-mechanic cavity length transducers.

The slave lasers could be locked very satisfactorily to a monolithic Nd:YAG ring-laser of 800 mW maximum output power. In consequence frequency stabilization performance stays nearly unaltered by the slave lasers. An excellent power stability down to a residual power fluctuation density of $2 \times 10^{-8} \text{ Hz}^{-1/2}$ was achieved with an active control loop.

The Nd:YAG laser is implemented as light source of the German-British gravitational wave detector GEO 600 and the Nd:YVO₄ Laser as light source of the Italian-French detector VIRGO, respectively.

Key words: lasers, neodymium; lasers, thermal lens; laser resonators; lasers single-mode; lasers, degenerate modes; lasers, injection-locked

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundmode-Resonatoren	5
2.1	Beschreibung der Resonatoren	7
2.1.1	Reduktion auf einen einfachen äquivalenten Resonator	7
2.1.2	Idealisierte Resonatoren	9
2.1.3	Charakterisierung realer Resonatoren	11
2.1.4	Modelle der thermischen Linsen	13
2.2	Simulation des Feldes realer Resonatoren	15
2.2.1	Beschreibung durch (idealisierte) Moden und deren Kopplung	16
2.2.2	Methodik der numerischen Feldberechnung	18
2.2.3	Einfluss von Aperturen	20
2.2.4	Einfluss von Linsenaberrationen	22
2.2.5	Einfluss von Modengröße und Resonatorsymmetrie	28
2.2.6	Einfluss von Verstärkung	29
2.3	Experimentelle Untersuchungen	33
2.4	Resumee	36
3	<i>Injection-Locking</i>	37
3.1	Transmittierte und reflektierte Felder	38
3.2	Leistungsextraktion	40
3.3	Zeitabhängige Störungen	42
3.3.1	Phasenfluktuationen	42
3.3.2	Leistungsfluktuationen	45
3.3.3	Einfluss von Quanteneffekten	47
3.4	Wellenlängenfehlانpassung	49
4	12 Watt Nd:YAG-Ringoszillator	53
4.1	Optisches Laserkopfdesign	53
4.1.1	Resonatordesign	53
4.1.2	Pumplicht	56
4.2	Mechanisches und thermisches Design	59
4.2.1	Resonatorblock	60
4.2.2	Langzeit-Längenstabilität	60

4.2.3	Spiegelhalterung	62
4.2.4	Piezospiegel	63
4.3	Integration im System	66
4.3.1	Locking	67
4.3.2	Strahleigenschaften	69
4.3.3	Leistungsstabilisierung	70
4.3.4	Frequenzstabilisierung	73
4.3.5	Zuverlässigkeit	73
5	25 Watt Neodym-Vanadat-Ringlaser	75
5.1	Einleitung	75
5.2	Resonatordesign	76
5.3	Wellenlängenverträglichkeit mit Nd:YAG	79
5.4	Resumee	81
6	Zusammenfassung	83
A	Interferometrische Gravitationswellendetektoren	87
B	Review des <i>Injection-Lockings</i>	91
B.1	Stand der Technik	91
B.2	Voraussetzungen zum Laser- <i>Injection-Locking</i>	92
B.3	Theorie inkohärenter stationärer Wechselwirkung	93
B.4	Klassische Beschreibung des Systemverhaltens	96
B.5	Zeitabhängige Phasenstörungen	98
B.6	Zeitabhängige Leistungsfluktuationen	99
B.7	Verhalten außerhalb des <i>Locking-Ranges</i>	99
B.8	Pound-Drever-Hall-Fehlersignal	100
B.9	Allgemeine Überlegungen zu Konsequenzen für das Laserdesign	104
B.9.1	Resonatorlänge	104
B.9.2	Aktive Längenstabilisierung	105
	Veröffentlichungen in Zeitschriften und auf internationalen Tagungen	113
	Lebenslauf	115
	Danksagung	117

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1915 formulierte Albert Einstein seine allgemeine Relativitätstheorie, um die Widersprüche der bis dahin bekannten Newtonschen Gravitationstheorie mit der speziellen Relativitätstheorie aufzulösen. Aus dieser relativistischen Gravitationstheorie folgerte er bereits wenig später, dass beschleunigte Massen — analog zur Emission elektromagnetischer Wellen durch beschleunigte Ladungen — Gravitationswellen aussenden müssen. Heute, über 80 Jahre später, ist die physikalische Technologie so weit fortgeschritten, dass mit Hilfe von großen, extrem empfindlichen Michelson-Interferometern (s. Anh. A) die Detektion von Gravitationswellen kosmischen Ursprungs möglich wird. Der Empfang dieser Signale würde nicht nur die Allgemeine Relativitätstheorie in einem weiteren Detail bestätigen, sondern uns auch neue Informationen über den Aufbau des Universums liefern, welche mit herkömmlichen, auf elektromagnetische Strahlung ausgerichteten Observatorien nicht erfassbar sind.

Zur Zeit befinden sich weltweit 4 Forschergruppen kurz vor der Vollendung ihrer interferometrischen Gravitationswellendetektoren. In Japan wird seit zwei Jahren das Interferometer TAMA mit 300 Metern Armlänge optimiert [1, 2, 3]. In den USA werden zur Zeit erste Messläufe mit 3 Interferometern mit Armlängen von zwei bzw. vier Kilometern durchgeführt (LIGO) [4, 5, 6]. In Italien wird in Zusammenarbeit mit französischen Forschern der Detektor VIRGO [7, 8, 9] aufgebaut, welcher in etwa einem Jahr mit drei Kilometer Armlänge in Betrieb gehen soll. Der südlich von Hannover gelegene, deutsch-britische Detektor GEO 600 [10, 11, 12, 13], dessen Lichtquelle im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, hat gefaltete Arme mit je 1200 Meter optischer Länge (s. Anh. A). Er wird seit Anfang des Jahres in Probeläufen mit reduzierter Konfiguration erprobt; Ende dieses Jahres wird ein Vollbetrieb erwartet. In Australien laufen Vorbereitungen für einen weiteren interferometrischen Detektor AIGO/ACIGA [14, 15].

Da das Schrotrauschen des Lichtes eine grundlegende Grenze der interferometrischen Messauflösung bildet, werden sehr hohe Lichtleistungen in den Armen der Gravitationswelleninterferometer benötigt. Als Lichtquelle für die aktuell im Aufbau befindlichen Interferometer, welche einen ersten experimentellen Nachweis von Gravitationswellen ermöglichen sollen, werden Lasersysteme mit einer einfrequenten Emission im Gaußschen Grund-

mode von etwa 10 Watt benötigt. In der nächsten Generation der Detektoren, die den regelmäßigen Empfang von schwachen Signalen weit entfernter Quellen ermöglichen soll, ist eine Eingangsleistung von mehr als 100 Watt einfrequenter Grundmodestrahlung erforderlich. Diese Strahlung muss zusätzlich extrem leistungs- und frequenzstabil sein. Für den GEO 600-Detektor werden die höchsten Anforderungen im Frequenzband von 10 bis 100 Hertz gestellt. Hier dürfen die Frequenzfluktuationen eine lineare spektrale Dichte von $4 \times 10^{-4} \text{ Hz/Hz}^{1/2}$ nicht überschreiten und die relativen Leistungsfluktuationen sollten eine spektrale Dichte kleiner als $2 \times 10^{-7} / \text{Hz}^{1/2}$ haben [16]. Da Strahlform- und Strahlflageffluktionen am Interferometer in Leistungsfluktuationen umgesetzt werden, müssen diese ebenfalls so gering wie möglich gehalten werden.

Zur Zeit werden generell neodymdotierte Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) Laser für Gravitationswellendetektoren eingesetzt. Die Wellenlänge der Nd:YAG Festkörperlaser von 1,064 Mikrometern ist gut für die hochauflösende Interferometrie mit transmissiven und reflektiven optischen Elementen geeignet. Nd:YAG-Laser für den industriellen und den allgemeinen wissenschaftlichen Einsatz befinden sich auf einem hohen Entwicklungsniveau. Die guten Voraussetzungen für höchst stabile Laseremission, welche diesen effizient mit Laserdioden anregbaren Festkörperlaser auszeichnen, konnten in der Vergangenheit vielfach demonstriert werden. Die gleichzeitige Kombination von hoher Leistung, hoher Strahlqualität und hoher Stabilität, wie sie für die Gravitationswellendetektoren benötigt wird, konnte bisher jedoch nicht mit einem einzelnen Laseroszillator erreicht werden. Für die Gravitationswellendetektoren werden daher spezielle *Master-Oscillator-Power-Amplifier*-Systeme (MOPAs) oder Leistungsozillatoren, welche auf einen hochstabilen *Master-Laser* synchronisiert werden, eingesetzt.

Die Lasersysteme aller Gravitationswellendetektoren bauen auf diodengepumpten, monolithischen, nichtplanaren Nd:YAG-Miniaturringlasern (NPRO, *non planar ring oscillator*) [17] auf. Dieser Laser ist für seine besonders guten Stabilitätseigenschaften bekannt [18, 19], liefert jedoch typischerweise nur 1, maximal 4 Watt Ausgangsleistung [20]. Zur Steigerung der Ausgangsleistung werden von den Forschergruppen verschiedene Systeme eingesetzt. Für den LIGO-Detektor wurde ein Nd:YAG-Verstärkersystem 10 bis 20 Watt Ausgangsleistung entwickelt. Alle anderen Systeme basieren auf der Ankopplung eines Leistungsozillators (*Slave-Lasers*) durch das *Injection-Locking*-Verfahren. Die Vorteile dieses Verfahrens gegenüber der einfachen Verstärkung liegen in der deutlich höheren Effizienz bei kleinen Eingangssignalen, in dem prinzipiell geringeren Rauschen im Radiofrequenzband sowie in dem geringeren negativen Einfluss der sättigbaren Verstärkung auf die Strahlform und -lage. Für TAMA wird dabei ein Ringlaser mit zwei endgepumpten Nd:YAG-Laserstäben und bis zu 10 Watt Ausgangsleistung eingesetzt. Für ACIGA wurde ein 5 Watt Slab-Laser aufgebaut, für welchen eine 100 Watt Endstufe in Slab-Geometrie entwickelt werden soll. Für VIRGO wurde bisher ebenfalls ein 10 Watt Slab-Laser genutzt, jedoch wurde Anfang 2003 auf ein im Rahmen dieser Promotionsarbeit entwickeltes System gewechselt.

In dieser Dissertationsschrift werden die physikalischen Untersuchungen und Schritte der Laserentwicklung beschrieben, welche im GEO 600- bzw. VIRGO-Lasersystem resul-

tierten. In diesen Systemen werden mit Diodenlasern modenselektiv endgepumpte Laser auf der Basis von Nd:YAG bzw. neodym-dotiertem Yttriumvanadat (Nd:YVO₄) mit bis zu 25 Watt Grundmode-Emission in sehr guter Strahlqualität an einen hochstabilen Nd:YAG-NPRO als *Master-Laser* angekoppelt.

Eine Grundvoraussetzung für die Entwicklung dieses Lasersystem ist die Leistungsskalierung der *Slave-Laser* unter der Bedingung, dass ausschließlich nahezu beugungsbegrenzte Grundmoden im Resonator oszillieren. Diese Skalierbarkeit ist hauptsächlich durch die thermooptischen Eigenschaften des YAG-Kristalls bestimmt. Insbesondere kann die sich im Kristall ausbildende thermische Linse die Strahlqualität negativ beeinflussen. Obwohl dieses Faktum hinlänglich bekannt ist, existierte bisher keine Beschreibung der Problematik, welche den gekoppelten Einfluss von Resonator und Linsenaberrationen auf den Grundmode eines Lasers erfasst. Die Arbeit beginnt daher in Kapitel 2 mit einer theoretischen und numerischen Untersuchung der Modeneigenschaften von Laserresonatoren in Gegenwart thermischer Linsen mit starken Aberrationen. Hier wird besonders auf den Einfluss frequenzentarteter, nichtorthogonaler Moden in realen stabilen Resonatoren eingegangen.

Die hohen Anforderungen an ein Lasersystem für Gravitationswellendetektoren machen ein quantitatives Verständnis der Kopplung von Laseroszillatoren notwendig. Die existierenden theoretischen Beschreibungen des *Injection-Locking* sind jedoch teilweise schlecht an Hochleistungs-Festkörperlasersysteme angepasst, teilweise auch widersprüchlich oder unvollständig. In Kapitel 3 wird daher der Einfluss des *Master-Lasers* auf den *Slave-Laser* untersucht. Der Schwerpunkt liegt auf einer geeigneten klassischen Beschreibung, welche durch experimentelle Untersuchungen untermauert wird. Sie ermöglicht eine Optimierung des *Slave-Lasers* im Hinblick auf eine zuverlässige Kopplung und eine maximale Leistungsextraktion. Darüberhinaus erlaubt sie eine verbesserte Beschreibung des Einflusses von klassischen Frequenz- oder Leistungsfluktuationen in den Teilsystemen auf das Gesamtsystem.

Kapitel 4 behandelt die technische Entwicklung des *Slave-Lasers* und dessen Integration in das GEO 600-Lasersystem. Das auf den Erkenntnissen in Kapitel 2 basierende optische Layout für einen mit fasergekoppelten Laserdioden modenselektiv endgepumpten, planaren *Bow-Tie*-Ringlaser mit bis zu 14 Watt Ausgangsleistung wird dargestellt. Anschließend wird der auf Störungsunempfindlichkeit und wartungsfreien Dauereinsatz ausgelegte „quasi-monolithische“ mechanische Aufbau des Lasers beschrieben. Das durch *Injection-Locking* gekoppelte System aus monolithischem Miniatur NPRO als *Master-Laser* und quasi-monolithischem Ringlaser als *Slave-Laser* wird charakterisiert und die Ergebnisse einer aktiven Leistungsstabilisierung werden vorgestellt.

Die Leistungsskalierung des *Slave-Lasers* auf 25 Watt durch den Einsatz von Nd:YVO₄-Kristallen wird in Kapitel 5 ausgeführt.

Kapitel 2

Grundmode-Resonatoren mit thermisch induzierten Linsen

Als Lichtquelle für die aktuellen interferometrischen Gravitationswellendetektoren wird ein einfrequenter Laser benötigt, welcher mehr als 10 Watt Lichtleistung in einem möglichst stabilen Gaußschen Grundmode bereitstellt. Neben der Frequenz- und Leistungsstabilität sind auch Strahlprofil und -lage sowie deren Stabilität von hoher Bedeutung. Abweichungen dieser Strahlparameter vom Ideal führen an den dem Michelson-Interferometer vorgeschalteten *Modecleanern* (s. Anh. A) zu Transmissionsverlusten oder, falls deren Filterwirkung nicht ausreicht, auch zu Störungen der Strahlform am Interferometereingang, wodurch es zu einer Störung der Messung kommen würde. Die freie Oszillation mehrerer longitudinaler oder höherer transversaler Resonatormoden muss unbedingt ausgeschlossen werden, da fast zwangsläufig Fluktuationen der Leistungsverteilung zwischen den Moden auftreten [21], die sich spätestens hinter einem *Modecleaner* als Leistungsfluktuationen manifestieren.

Da hohe Ausgangsleistung und hohe Frequenzstabilität nur schwer in einem Laseroszillator zu kombinieren sind, soll eine hochstabile Strahlquelle mit hoher Ausgangsleistung in einem zweistufigen System realisiert werden. Die Frequenzstabilität des Lichtes wird durch einen speziellen, auf höchste Stabilität ausgelegten Laser, den sogenannten *Master-Oscillator* oder *Master-Laser*, realisiert. Die Erhöhung der Strahlleistung kann dann bei nahezu unveränderter Frequenzstabilität durch nachgeschaltete Verstärker oder wie in dieser Arbeit durch die optische Ankopplung eines Leistungsoszillators durch das Verfahren des *Injection-Lockings* erreicht werden. Bei diesem Verfahren (s. Kap. 3) wird der Strahl des *Master-Lasers* resonant in den Grundmode des Leistungsoszillators injiziert, wodurch es zu einer Phasensynchronisation des Modes auf den Strahl des *Masters* und zu einer Unterdrückung weiterer longitudinaler Resonatormoden kommt. Da dem Leistungsoszillator gewissermaßen eine Oszillationsfrequenz aufgezwungen wird, wird er auch als *Slave-Laser* bezeichnet.

Während die Frequenzstabilität des Systems weitgehend durch den *Master-Laser* bestimmt wird, sind Leistung, Strahlprofil und Strahlage sowie die Stabilität dieser Größen

hauptsächlich durch den *Slave-Laser* definiert. Insbesondere sollte dieser Laser bereits von sich aus nur in einem transversalen Grundmode oszillieren. In der hier vorgestellten Arbeit wird als Grundkonzept für den Leistungsoszillator ein modenselektiv endgepumpter Ringlaser mit zwei Nd:YAG-Stäben gewählt, da dieses Konzept im Bereich einiger 10 W Grundmodeleistung gute Voraussetzungen bietet [22, 23, 24, 25]. Insbesondere ermöglicht die hohe Effizienz modenselektiv endgepumpter Grundmodelaser, mit moderaten Pumpleistungen zu arbeiten und aufgrund der geringen anfallenden Abwärme auf eine direkte Wasserkühlung am Laserkristall zu verzichten. Somit können turbulenzbedingte Vibrationen unmittelbar am Laserkristall oder Unregelmäßigkeiten in der Wärmeableitung durch ungleichmäßige oder zeitlich veränderliche Strömungsverhältnisse von vornherein ausgeschlossen werden. Das System braucht nur zwei Pumpdioden, welche sich durch den Einsatz von Lichtleitfasern räumlich vom Resonator trennen lassen, so dass ein kompakter und störungsunempfindlicher optischer Aufbau möglich ist. Die im Folgenden dargestellten Untersuchungen zu den Strahleigenschaften von Grundmode-Leistungsoszillatoren beziehen sich daher auf entsprechende Lasergeometrien. Sie sind in ihren grundlegenden Aussagen jedoch auf andere Lasersysteme übertragbar.

Die Problematik des optischen Laserdesigns liegt in der Bereitstellung von hoher Leistung in einem stabilen Gaußschen Grundmode in Gegenwart der thermo-optischen Verzerrungen, welche durch den Heizeffekt des optischen Pumpprozesses im Verstärkungsmedium erzeugt werden. Die Aufheizung des Materials erzeugt eine thermische Linse mit optischen Aberrationen sowie spannungsinduzierter Doppelbrechung. Die Effekte der spannungsinduzierten Doppelbrechung sind an anderer Stelle [26, 27, und Verweise darin] detailliert untersucht worden. Für die hier betrachteten Laser lassen sie sich weitgehend kompensieren. Die Doppelbrechungseffekte werden daher hier nur am Rande behandelt, während der Schwerpunkt auf dem noch wenig systematisch untersuchten Einfluss der Linsenaberrationen auf die Eigenschaften der Eigenmoden eines stabilen Resonators gelegt wird.

Es zeigt sich, dass sich die Modeneigenschaften durch die optischen Aberrationen im Resonator in einigen Aspekten denen der instabilen Resonatoren nähern. Es lassen sich fünf wesentliche, voneinander abhängige Abweichungen der Modeneigenschaften von denjenigen eines idealisierten stabilen Resonators feststellen:

- Die Eigenmoden sind nur noch näherungsweise Gaußmoden.
- Sie sind nicht mehr orthogonal zueinander.
- Unabhängig von Auskopplung und Absorption haben die Moden inhärente Umlaufverluste.
- Die Feldverteilung der Moden wird abhängig von der Umlaufrichtung.
- Das dynamische Stabilitätsverhalten des Grundmodes und der höheren Moden unterscheidet sich voneinander.

Diese Effekte können durch ihre Abhängigkeit von den Resonatordimensionen teilweise minimiert und teilweise genutzt werden, um bei gegebener Linsenaberration bestmögli-

che Strahlqualität bei hoher Effizienz im Grundmode und guter Unterdrückung höherer Moden zu erreichen.

Die Untersuchung beginnt mit einer theoretischen Einführung, welche der Verallgemeinerung und prinzipiellen Beschreibung der Effekte dient. Der Schwerpunkt liegt auf numerischen Modellierungen von stabilen Resonatoren mit Aberrationen und Aperturen. Die Modellierungen werden durch eine experimentelle Verifikation ergänzt. Der Verzicht auf die Berücksichtigung der Doppelbrechung in den Verstärkungsmedien ermöglicht die theoretisch/numerische Beschreibung des Lichtes durch skalare Felder. Die geringe Divergenz der Laserstrahlen erlaubt den Einsatz paraxialer Wellenoptik. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen dienen als Ausgangsbasis für die in den Kapiteln 4 und 5 beschriebene Entwicklung von Grundmode-Lasern guter Strahlqualität, welche mit hoher Zuverlässigkeit über lange Zeit kontinuierlich betrieben werden können.

2.1 Beschreibung der Resonatoren

2.1.1 Reduktion auf einen einfachen äquivalenten Resonator

Die Anwendung zweier identischer Pumpquellen zur Erzeugung zweier getrennter, gleichartiger Pumpvolumen legt es nahe, für den Laser einen symmetrischen Ringresonator aufzubauen, dessen Mode an beide Pumpvolumen immer gleichartig angepasst ist. Die Untersuchungen werden daher auf einen solchen Resonator mit zwei variablen, aberrationsbehafteten, jedoch immer identischen thermischen Linsen in den Laserstäben beschränkt. Dabei wird weiterhin angenommen, dass sich die einzigen relevanten Aperturen unmittelbar bei den Laserstäben befinden. Die übrigen Teile des Resonators werden durch Kombinationen idealisierter gaußoptischer Elemente erzeugt. Zur Vereinfachung geht die theoretische Beschreibung von um die optische Achse rotationssymmetrischen Systemen aus. Ein orthogonaler Astigmatismus kann einfach durch separate Betrachtung der X- und Y-Ausdehnung des Feldes berücksichtigt werden.

Die Propagation des Lichtes durch die idealisierten Teile kann durch den ABCD-Matrix-Formalismus beschrieben werden, wobei die Symmetriebedingung des Resonators bereits die möglichen Werte der Matrixelemente einschränkt (s. Abb. 2.1). Die Eigenschaften symmetrischer, gaußoptischer Systeme können immer durch eine Propagationsstrecke mit zwei identischen, idealen, dünnen Linsen an Anfang und Ende beschrieben werden.¹ Ersetzt man die idealen Abschnitte im oben beschriebenen Resonator durch solche Linse-Strecke-Linse-Kombinationen und nimmt man zudem an, dass die thermische Linse ein optisch dünnes Element ist, können jeweils eine thermische Linse und die beiden bei ihr liegenden idealen Ersatzlinsen zu einer einzigen Linse mit der aufsummierten Brechkraft aller drei Linsen und der optischen Wellenfrontverzerrung und Apertur der thermischen Linse zusammengefasst werden. Zur Untersuchung der generellen Eigenschaften eines sym-

¹Dies bezieht sich natürlich nur auf die Abbildungs- bzw. Strahleigenschaften außerhalb des Systems.

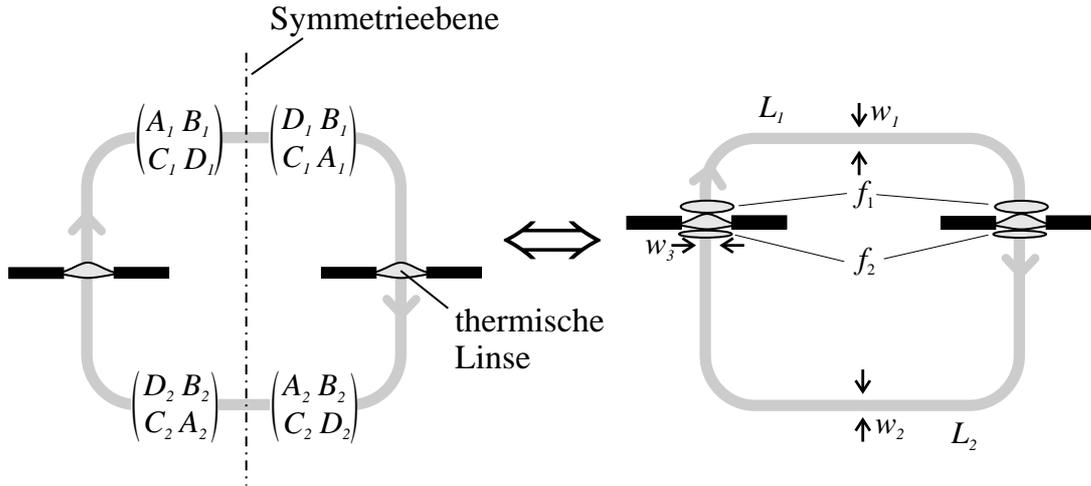


Abbildung 2.1: Schema des allgemeinen symmetrischen Ringresonators mit zwei identischen, aberrationsbehafteten, variablen Linsen und Aperturen am Ort der Laserstäbe. Der Resonator kann in einen äquivalenten Resonator mit zusätzlichen idealen, dünnen Linsen (mit fokaler Länge f_1 bzw. f_2) am Ort der variablen Linse und freien Propagationsstrecken (L_1, L_2) überführt werden.

metrischen Ringlasers reicht es daher, einen Resonator mit zwei Längen (L_1, L_2) und einer brechkraftverschobenen thermischen Linse zu analysieren (s. Abb. 2.1).

Beschreiben A_1, B_1, C_1, D_1 und A_2, B_2, C_2, D_2 jeweils die Propagation von der thermischen Linse bis zur Symmetrieebene des Resonators, so ergeben sich die Längen und die Linsenbrechkraft eines reduzierten, zum ursprünglichen System äquivalenten Resonators zu

$$\begin{aligned}
 L_1 &= 2B_1D_1 & (2.1) \\
 L_2 &= 2B_2D_2 \\
 D_{f1} = 1/f_1 &= -\frac{C_1}{D_1} \\
 D_{f2} = 1/f_2 &= -\frac{C_2}{D_2}
 \end{aligned}$$

Es sei hier noch angemerkt, dass sich der passive symmetrische Ringresonator äquivalent zu einem Stehwellenresonator verhält, welcher durch symmetrische Halbierung erzeugt wird. Bezüglich einer Dejustage von Resonatorelementen verhalten sich idealisierter Ring- und Stehwellenresonator jedoch grundsätzlich unterschiedlich, da die Dejustage im Allgemeinen asymmetrisch ist. Sättigbare Verstärkung bricht diese Äquivalenz bekanntermaßen ebenfalls.

2.1.2 Idealisierte Resonatoren

Wie eingangs erwähnt, weichen die realen stabilen Resonatoren in ihren Charakteristika von denjenigen der idealisierten ab. Da jedoch die Grundstruktur der Resonatoreigenschaften überwiegend erhalten bleibt, werden im Folgenden kurz die Eigenschaften des oben dargestellten symmetrischen Ringresonators in der idealisierten Theorie skizziert.

Die idealisierten Resonatoreigenschaften (ohne Aberrationen oder Aperturen) können direkt in Anlehnung an die Beschreibung von Stehwellenresonatoren durch V. Magni [28] oder A. Siegman [29] gewonnen werden. Ist \mathbf{M} die Matrix, die beginnend bei einer beliebigen Referenzebene einen vollständigen Umlauf im Resonator beschreibt, so erhält man einen verallgemeinerten Stabilitätsparameter G aus der Spur der Matrix

$$G = \frac{\text{Sp}(\mathbf{M})}{2}. \quad (2.2)$$

Der Resonator ist genau dann stabil, wenn

$$-1 \leq G \leq 1 \quad (2.3)$$

gilt. Aufgrund des Durchgangs durch zwei identische variable Linsen variiert G quadratisch mit der kombinierten Linsenbrechkraft $D_f = D_{\text{th}} + D_{f1} + D_{f2}$ der variablen (thermischen) Linse und der durch die Resonatoroptik bestimmten (idealen) Linsen (s. Abb. 2.2 Mitte)

$$G = \frac{L_1 L_2}{2} \left(D_f - \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2} \right)^2 - \frac{L_1^2 + L_2^2}{2L_1 L_2}. \quad (2.4)$$

Generell hat der Resonator daher bezüglich der Linsenbrechkraft bis zu zwei Stabilitätsbereiche. Für $0 < L_1 \leq L_2$ sind die Stabilitätsbereiche durch

$$0 \leq D_f \leq \frac{2}{L_2} \quad (\text{Bereich I}) \quad \text{und} \quad \frac{2}{L_1} \leq D_f \leq \frac{2}{L_1} + \frac{2}{L_2} \quad (\text{Bereich II}) \quad (2.5)$$

gegeben.² Hieraus wird ersichtlich, dass sich die Lage und Breite des zweiten Stabilitätsbereichs (im Gegensatz zum ersten) kontinuierlich und unabhängig voneinander nur durch die Resonatorlängen einstellen lassen. Da sich Brechkräfte optischer Resonatorbauelemente im Allgemeinen nicht kontinuierlich variieren lassen, kann diese kontinuierliche Variabilität der Resonatoreigenschaften im zweiten Stabilitätsbereich sehr hilfreich für die Feinabstimmung eines dynamisch stabilen Resonators sein. Falls der Ringresonator zwei Symmetrieebenen hat, also $L_1 = L_2$ ist, verbinden sich die Stabilitätsbereiche zu einem einzigen Bereich doppelter Breite.

Die Moden (Eigenzustände) der idealisierten axial zylindersymmetrischen Resonatoren sind Laguerre-Gauß-Moden LG_{pq} oder falls das System in kartesischen Koordinaten beschrieben wird Hermite-Gauß-Moden HG_{mn} . Letztere sind auch bei einem orthogonalen Astigmatismus im Resonator noch Eigenmoden des Systems. Der Strahlradius w des

²Bereich I entspricht dabei Zone II in der Beschreibung nach Magni und umgekehrt. Trotzdem soll hier die intuitive Nummerierung beibehalten werden, nach welcher bei positiven Resonatorlängen und zunehmender Linsenbrechkraft der erste Stabilitätsbereich vor dem zweiten durchlaufen wird.

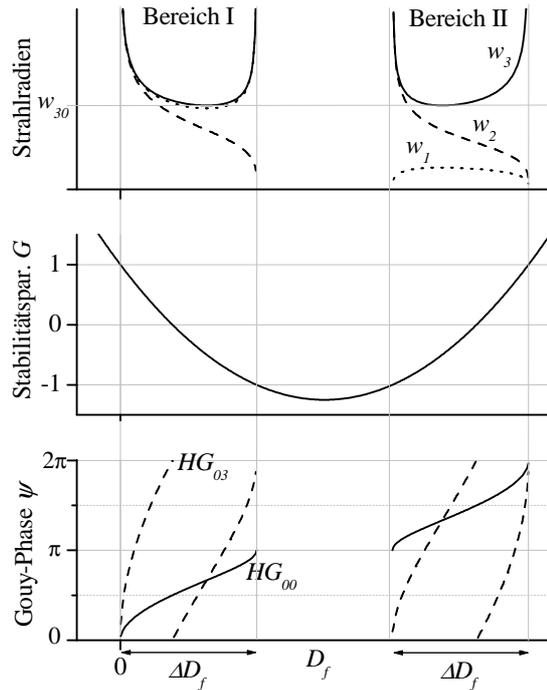


Abbildung 2.2: Eigenschaften eines idealisierten, symmetrischen Ringresonators mit zwei variablen Linsen in Abhängigkeit von der Linsenbrechkraft.

OBEN: Größe der Strahltaillen w_1 , w_2 und des Strahlradius an den Laserkristallen w_3 .

MITTE: Verlauf des Stabilitätsparameters G .

UNTEN: Verlauf der Gouy-Phase ψ (modulo 2π) in den Stabilitätsbereichen.

Grundmodes (1/e-Radius der Feldamplitude) und die Wellenfrontkrümmung R an der Referenzebene ergeben sich aus den Elementen der Umlaufmatrix A_M , B_M , C_M , D_M zu (vergl. Abb. 2.2 oben):

$$w^2 = \frac{|B_M|\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{1}{1-G^2}}, \quad R = \frac{2B_M}{D_M - A_M}. \quad (2.6)$$

Einen einfachen Ausdruck erhält man für den minimalen Modenquerschnitt an den variablen Linsen. Die Querschnittsfläche skaliert immer umgekehrt proportional zur Breite der Stabilitätsbereiche:

$$w_{30}^2 = \min_{D_f} (w_3)^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\Delta D_f} = \frac{\lambda}{\pi} L_2. \quad (2.7)$$

Werden Spiegelreflexion und Transmission resonatorinterner Materialien ebenfalls als ideal angenommen, haben alle Eigenwerte der Gaußmoden den Betrag eins. Lediglich in der Phasenverschiebung, welche sie bei gegebener Lichtfrequenz während eines Resonatorumlaufes erfahren, unterscheiden sich die Moden im Allgemeinen. Die Gouy-Phase beschreibt den Anteil, um welchen sich die Phase eines Modenfeldes entlang der optischen Achse weniger als $2\pi z/\lambda$ ändert. Der Grundmode (LG₀₀, HG₀₀) erfährt während

eines Resonatorumlaufes die Gouy-Phase

$$\psi = \psi_{00} = \arccos(G). \quad (2.8)$$

Ihr Wert steigt bei den hier betrachteten Resonatoren monoton mit zunehmender Linse nbrechkraft an. Im ersten Stabilitätsbereich werden Werte von 0 bis π und im zweiten von π bis 2π angenommen (s. Abb 2.2 unten). Höhere Moden erfahren ein ganzzahliges Vielfaches dieser Gouy-Phase:

$$\psi_{pq} = (2p + q + 1) \psi, \quad \psi_{nm} = (n + m + 1) \psi. \quad (2.9)$$

An bestimmten Punkten im Stabilitätsbereich haben verschiedene transversale Moden bis auf ein Vielfaches von 2π die gleiche Gouy-Phase. Daher können diese Moden bei einer entsprechend unterschiedlichen Zahl longitudinaler Wellenzyklen l im Resonator die gleiche Resonanzfrequenz $\omega = 2\pi c/\lambda$ haben:

$$\omega_1 = \frac{2\pi c}{L_{\text{Res.}}} \left(l_1 + \frac{2p_1 + q_1 + 1}{2\pi} \psi \right) = \frac{2\pi c}{L_{\text{Res.}}} \left(l_2 + \frac{2p_2 + q_2 + 1}{2\pi} \psi \right) = \omega_2. \quad (2.10)$$

In einem idealisierten Resonator treten triviale Entartungen der Resonanzfrequenz für $G = 1$ ($\psi = 0, 2\pi$) auf. In einfachen Zweispiegel-Stehwellenresonatoren entsprechen diese Punkte planaren oder konzentrischen Resonatoren. Für $G = -1$ ($\psi = \pi$) sind wie in einem konfokalen Resonator jeweils alle geraden ($2p + q = 0, 2, 4, \dots$ bzw. $m + n = 0, 2, 4, \dots$) und alle ungeraden ($2p + q = 1, 3, 5, \dots$ bzw. $m + n = 1, 3, 5, \dots$) Moden untereinander entartet. Die ersten³ von Rändern der Stabilitätsbereiche entfernten Frequenzentartungen des Grundmodes LG_{00} ($p_1 = q_1 = 0, l_1$) mit einem höheren Mode treten mit dem LG_{11} Mode bzw. den $\text{HG}_{21}, \text{LG}_{03}, \text{HG}_{03}$ Moden ($2p_2 + q_2 = 3$, bzw. $m_2 + n_2 = 3$) bei $\psi = \frac{2}{3}\pi$ im ersten Stabilitätsbereich ($l_2 = l_1 - 1$), und bei $\psi = \frac{4}{3}\pi$ im zweiten Stabilitätsbereich ($l_2 = l_1 - 2$) auf (Abb. 2.2 unten).

2.1.3 Charakterisierung realer Resonatoren

Erwartungsgemäß sind die Moden realer Resonatoren keine exakten Hermite- oder Laguerre-Gauss-Moden mehr. Bei moderaten Störungen bzw. Abweichungen des Resonators von einem idealen stabilen Resonator haben die Moden jedoch häufig noch Ähnlichkeit mit den Gauß-Moden $\text{LG}_{pq}, \text{HG}_{mn}$. Im Folgenden werden die realen Resonatormoden daher mit gestrichelten Namen LG'_{pq} und HG'_{mn} in Anlehnung an diejenigen Gauß-Moden benannt, deren Struktur sie haben bzw. in welche sie bei einem stetigen Übergang des realen in ein ideales System übergehen würden.

Das wichtigste Charakteristikum des Lasergrundmodes ist seine Kompatibilität zum Eingangs-Grundmode des Gravitationswellendetektors. Genau genommen muss bestimmt werden, welcher Leistungsanteil aufgrund der Lasermodeneigenschaften, d.h. bei exakter Resonanz des Laserfeldes mit dem ersten *Modecleaner*, idealer Impedanzanpassung

³im Sinne von: diejenige mit der kleinsten transversalen Ordnung $2p + q$ bzw. $m + n$

des *Modecleaner* und fehlerfreier Koppeloptik in den Grundmode des ersten *Modecleaner* eingekoppelt werden kann. Dieser Wert wird durch das Betragsquadrat des Überlappintegrals zwischen den transversalen Feldverteilungen des leistungsnormierten Laser- und *Modecleaner*-Modes unter Berücksichtigung der Modenanpassung durch die Koppeloptik bestimmt.

Durch die Koppeloptik, durch die der Strahl auf dem Weg zum *Modecleaner* läuft, kann der Laserstrahl an den *Modecleaner*-Grundmode angepasst werden. Mit Hilfe mehrerer holographischer Phasenplatten lassen sich theoretisch beliebige statische Feldverteilungen aneinander anpassen. Langsam veränderliche Feldverteilungen können durch adaptive Optik kontinuierlich neu angepasst werden. In dieser Hinsicht begrenzt die Form des Lasermoden den Koppelgrad nicht grundsätzlich. Soll jedoch (wie hier) der technologische Aufwand zu einer räumlich komplexen und speziell angepassten Phasenkorrektur und/oder adaptiver Optik vermieden werden, können nur gaußoptische Anpassungen vorgenommen werden. Es verbleiben dann nur zwei Form-Freiheitsgrade⁴ zur Anpassung, beispielsweise der Ort und die Größe der Strahltaile.

Mathematisch kann man die Wirkung der Koppeloptik auf den *Modecleaner*-Mode an Stelle des Laserstrahls beziehen. Da die *Modecleaner* sehr nahe am Ideal liegende stabile Resonatoren sind, d.h. praktisch ideale Gaußmoden als Eigenfelder haben, erhält man dann mit der Annahme, dass die Achsen und die Polarisation von Lasermode LG'_{00} und *Modecleaner*-Gaußmode LG_{00} optimal überlagert seien, ein anwendungsbezogenes Maß für die Formqualität des Laserstrahls:

$$|C_{00}|^2 \equiv \max_{w_0, z_0} (|c_{00}(w_0, z_0)|^2) = \max_{w_0, z_0} \left| \int LG_{00}^*(w_0, z_0, \vec{r}) LG'_{00}(\vec{r}) dx dy \right|^2. \quad (2.11)$$

Hierbei wurde angenommen, dass die Moden leistungsnormiert sind, d.h. das Integral ihres Betragsquadrats über eine transversale Ebene jeweils gleich eins ist.

Das zweite wichtige Charakteristikum der realen Lasermoden sind ihre Eigenwerte. Die Eigenwerte der realen Moden im passiven Resonator sind unabhängig von Reflektionseigenschaften der Resonatorspiegeloberflächen bzw. Transmissionseigenschaften der resonatorinternen Materialien und Materialübergänge kleiner als eins. Die Felder erfahren Umlauf-Beugungsverluste, welche einer externen Anregung, einer resonatorinternen Verstärkung oder eines internen Energieflusses von anderen Moden bedürfen, um eine Oszillation aufrecht zu erhalten. Für den gewünschten Grundmode sollte der Umlaufverlust möglichst klein sein, um bei gegebener Verstärkung möglichst viel Leistung aus dem Laser im Grundmode extrahieren zu können. Die Umlaufverluste der höheren Moden sind ebenfalls von Bedeutung. Sie sollten möglichst groß und unabhängig von Änderungen der Resonatorparameter sein, um in Gegenwart von Verstärkung im Resonator einen zuverlässigen Grundmodebetrieb — auch bei Änderungen der Resonatorparameter oder bei Abweichungen eines realen Resonators vom Modell — zu gewährleisten.

⁴Die Zahl der Form-Freiheitsgrade, also die Freiheitsgrade des Strahls ohne die Lage und die Richtung der optischen Achse und ohne die Polarisationsfreiheitsgrade, steigt auf vier bzw. sechs, wenn zylindrische Optiken zugelassen werden und orthogonaler bzw. allgemeiner Astigmatismus angepasst werden sollen.

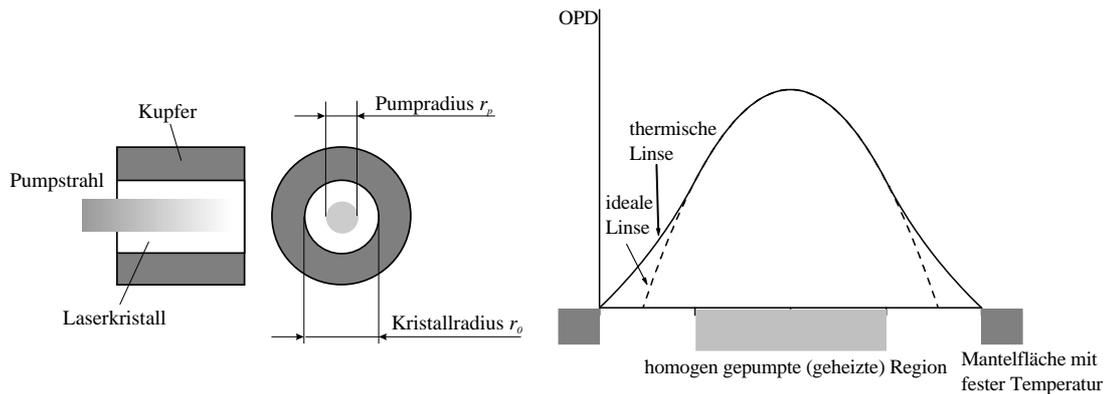


Abbildung 2.3: Einfaches Modell eines longitudinal gepumpten Laserkristalls und die optische Weglängendifferenz (OPD) der daraus resultierenden thermischen Linse.

Die Phasen der Eigenwerte haben keine unmittelbare Bedeutung für den Laser-Ausgangsstrahl; sie bestimmen jedoch wie im idealisierten Resonator die Eigenfrequenzen der Moden und haben daher, wie unten ausgeführt wird, eine signifikante Bedeutung für die Wechselwirkung der Moden in Gegenwart der Aberrationen und Aperturen.

2.1.4 Modelle der thermischen Linsen

Eine genaue Berechnung der optischen Weglängenänderung im Laserstab, d.h. der thermischen Linse und ihrer Aberrationen, welche durch den Wärmeintrag des Pumpprozesses hervorgerufen wird, bedarf aufwendiger Finite-Elemente-Methoden (siehe z.B. [30, 31]). Dabei müssen nicht nur die genaue Form des Wärmeintrags in das Kristallvolumen, sondern bei stark gepumpten Lasern auch die Temperaturabhängigkeiten des Wärmeleitkoeffizienten $K_c(T)$, der thermischen Brechungsindexänderung $\partial n(T)/\partial T$ und des Längenausdehnungskoeffizienten $\alpha_T(T)$ beachtet werden [32, 33, 30].

Es hat sich jedoch gezeigt, dass mit einigen vereinfachenden Annahmen über Material und Wärmeintrag brauchbare Näherungsbeschreibungen für die thermische Linse in einem Nd:YAG Laserstab mit realistischem Pumpprofil gefunden werden können [34, Kapitel 7.4, und Verweise darin] [32, 22, 31], welche hier für die Analyse der Resonatoreigenschaften eingesetzt werden sollen.

Für einen durch eine fasergekoppelte Laserdiode modenselektiv endgepumpten Stab laser kann als erste Näherung ein zylindrisches, transversal homogen gepumptes Volumen angenommen werden, welches einen kleineren Radius r_p als der Laserstab (r_o) hat (s. Abb. 2.3). Daraus ergibt sich unter Vernachlässigung der Doppelbrechung und der nichtlinearen thermischen Materialeigenschaften eine Linse mit parabolischer radialer Abhängigkeit der optischen Weglängendifferenz (*optical path difference*, OPD) innerhalb des Pumpvolumens

und logarithmischem Verlauf außerhalb des Pumpvolumens [22]:

$$\begin{aligned} \text{OPD} &= \frac{\eta P_0}{4\pi K_0} \chi \left[1 - \left(\frac{r}{r_p} \right)^2 - 2 \ln \frac{r_p}{r_0} \right] \quad \text{für } r \leq r_p \\ &= \frac{\eta P_0}{4\pi K_0} \chi \left[-2 \ln \frac{r}{r_0} \right] \quad \text{für } r \geq r_p. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dabei sind P_0 die absorbierte Pumpleistung, η der Heizwirkungsgrad der absorbierten Pumpstrahlung (typ. 30–40%⁵ bei Nd:YAG), K_0 die Wärmeleitfähigkeit des Materials bei 300 K ($\simeq 13 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$) und χ der thermooptische Koeffizient

$$\chi \simeq \frac{dn}{dT} + (n-1)(1+\nu) \frac{dl}{ldT} \quad (2.13)$$

mit n dem Brechungsindex⁶ ($\simeq 1,82$), dn/dT dem thermischen Koeffizienten des Brechungsindex⁶ ($\simeq 7 \times 10^{-6}/\text{K}$), ν der Poissonzahl ($\simeq 0,3$) und dl/dT dem relativen Längenausdehnungskoeffizienten⁶ ($\simeq 6,5 \times 10^{-6}/\text{K}$) des Lasermaterials.

Für komplexere Pumpprofile ist es häufig sinnvoll, eine Reihenentwicklung der OPD anzusetzen. Oft kann diese ohne signifikanten Fehler bereits nach dem vierten Entwicklungskoeffizienten abgebrochen werden [35, 36].

$$\text{OPD} = \frac{\eta P_0}{4\pi K_0} \chi \left(C_0 + C_2 \frac{r^2}{r_p^2} + C_4 \frac{r^4}{r_p^4} \right). \quad (2.14)$$

Dabei ist durch r_p immer ein charakteristischer Radius der Pumpverteilung gegeben, z.B. im Falle eines parabolischen Pumpprofils der Kristallradius ($r_p = r_0$) oder im Falle eines gaußförmigen Profils der Radius, an welchem die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Gleichung 2.14 stellt die einfachste Form einer thermischen Linse mit sphärischer Aberration dar. Sie lässt sich auch unter Berücksichtigung einer temperaturabhängigen Wärmeleitung $K(T) = K_0 T_0/T$ anwenden (vergleiche [32]), jedoch werden die Koeffizienten C_2, C_4 dann Funktionen der Pumpleistung und der Länge des Pumpvolumens. Allerdings ist bei Heizleistungen ηP_0 in der Größenordnung von zehn Watt in endgepumpten Nd:YAG - Lasern der Einfluss der temperaturabhängigen Wärmeleitung auf die Koeffizienten gering im Vergleich zum Unterschied, der zwischen verschiedenen radialen Leistungsdichteprofilen auftritt (s. Tab. 2.1).

Die unter Vernachlässigung der nichtlinearen Effekte konstante Brechkraft der thermischen Linse in einem transversal homogen gepumpten Bereich legt es nahe, einen thermischen Linsenkoeffizienten zu definieren, welcher die lineare Abhängigkeit der Brechkraft der thermischen Linse von der Pumpintensität angibt [25].

$$\beta_{\text{th}} = \frac{D_{\text{th}} \pi r_p^2}{P_0} = \frac{\eta \chi}{2K_0} \quad (2.15)$$

⁵Diese Werte liegen oberhalb des durch den Quantendefekt (24%) erkläraren Bereiches. Allgemein werden strahlungsfreie Übergänge aus dem oberen Laserniveau hierfür verantwortlich gemacht.

⁶Werte für Nd:YAG bei 300 K.

Profil	C_2	C_4
homogen lineare Wärmeleitung	-1	0
homogen $K(T)$	-1,07	0,07
parabolisch lineare Wärmeleitung	-2	0,5
parabolisch $K(T)$	-2,2	0,7

Tabelle 2.1: Entwicklungskoeffizienten der thermischen Linse in Nd:YAG bei verschiedenen radialen Pumpprofilen mit und ohne Berücksichtigung der temperaturabhängigen Wärmeleitung. Zur Berechnung der Koeffizienten bei temperaturabhängiger Wärmeleitung (in Anlehnung an [32]) wurde ein Wärmeeintrag ηP_0 von 10 Watt in ein longitudinal homogen gepumptes Volumen von 3 Millimeter Länge bei einer Mantelflächentemperatur des Nd:YAG-Kristalls von 300 Kelvin angenommen.

Diese Größe hängt nur von Materialkonstanten ab. Mit den oben im Text angegebenen Werten erhält man $\beta_{\text{th}} = 1,6 \times 10^{-7} \dots 2,1 \times 10^{-7} \text{m/W}$.

Die auf der thermisch induzierten Doppelbrechung basierenden Bifokussierungs- und Depolarisationseffekte sind in keinem der Modelle enthalten. Sie brechen die Rotations-symmetrie der Linse, auf welcher die meisten der unten durchgeführten numerischen Simulationen zur Reduzierung des Rechenaufwandes beruhen. Die Bifokussierungswirkung auf einen linear polarisierten Grundmode lässt sich durch einen astigmatischen Resonator für einen Arbeitspunkt vollständig kompensieren; außerhalb des Arbeitspunktes führt sie zu einer moderaten Zunahme der Elliptizität des Grundmodes. Die bei erzwungener Polarisation durch Depolarisation entstehenden, transversal variierenden Verluste des Lichtfeldes können in einer auf Rotationssymmetrie beruhenden Rechnung näherungsweise durch ihre azimuthalen Mittelwerte berücksichtigt werden.

2.2 Simulation des Feldes realer Resonatoren

Die Problematik endlicher Aperturen in realen stabilen Resonatoren wird seit längerem in der wissenschaftlichen Literatur behandelt, da sie offensichtlich ist, und endliche Aperturen häufig auch gezielt eingesetzt werden. Exakte analytische Ausdrücke für den Einfluss der Aperturen gibt es jedoch nur für den symmetrischen konfokalen Resonator. Für Stehwellenresonatoren mit endlichen Spiegeln wurden zudem sehr allgemein anwendbare numerische Berechnungen der Resonatorverluste durchgeführt oder empirische Formeln aufgestellt [37]. Über Amplitudenstörungen komplexerer Resonatoren oder Phasenstörungen sind keine zufriedenstellenden Ergebnisse bekannt.

2.2.1 Beschreibung durch (idealisierte) Moden und deren Kopplung

Es ist leicht ersichtlich, dass eine lokale Amplituden- oder Phasenverzerrung des Laserfeldes neben möglichen lokalen Leistungsverlusten auch zu einer Verformung des Feldes im ganzen Resonator führen wird. Im Resonator werden sich neue Eigenzustände einstellen, welche nicht nur von der Störung, sondern auch von den Eigenschaften des Resonators abhängen. Die Struktur in der Reaktion eines Resonators auf eine Störung lässt sich in einem ersten Schritt anschaulich beschreiben, wenn man die Störung als eine Kombination aus Abschwächung und Kopplung der ursprünglichen Moden betrachtet. Der reale Resonator mit seinen Moden stellt dann viele vielfach komplex gekoppelte, dissipationsbehaftete optische Oszillatoren mit im Allgemeinen unterschiedlicher Resonanzfrequenz dar, von welchen einige durch die Laserverstärkung angetrieben werden. Die Eigenzustände des Systems werden aus einer Überlagerung mehrerer ursprünglicher Moden bestehen, welche entsprechend ihrem jeweiligen Anteil zu den Eigenschaften des realen Eigenfeldes beitragen. Immer wenn zwei oder mehrere beteiligte Oszillatoren (Moden) nahe beieinander liegende oder gleiche Resonanzfrequenzen haben, kann es dabei zu einem ausgeprägten gemeinsamen Resonanzverhalten kommen, dessen Details von Frequenzverschiebung, Kopplungsstärke, Kopplungsphase und Güte der Oszillatoren abhängen.

Der symmetrische konfokale Resonator kann als besonderes und bekanntes Beispiel für den Effekt gemeinsamer Resonanzen betrachtet werden. Bei diesem Resonator kann der Durchmesser eines Spiegels im Rahmen der paraxialen Näherung beliebig klein gewählt werden, ohne dass Verluste für den (neuen) Eigenmode entstehen. Das durch den kleinen Spiegel begrenzte Feld kann als Überlagerung vieler frequenzentarteter Laguerre-Gauß-Moden LG_{p0} endlichen Felddurchmessers betrachtet werden, welche sich nach einem Resonatorumlauf alle mit der Ursprungsphase überlagern. Daher reproduziert sich die an den endlichen Spiegel angepasste Ausgangsfeldverteilung, welche nicht über den Spiegel hinaus ragt und daher keine Verluste erfährt. Auch Resonatoren mit geringerzähligen Modenentartungen zeigen immer noch eine Tendenz, Aperturverlusten auszuweichen, jedoch ist diese deutlich geringer ausgeprägt (s. Abb. 2.4, oben, kurz gestrichelte Line).

Im Fall von Phasenstörungen im Resonator treten ebenfalls ausgeprägte resonante Kopplungen frequenzentarteter oder nahezu frequenzentarteter Moden auf. Jedoch ist das Verhalten deutlich komplizierter, da die Kopplungskoeffizienten zwischen den Moden im Gegensatz zu denjenigen der Amplitudenstörungen komplex sind. Bei einer sphärischen Linsenaberration beobachtet man in unvermeidbarer Gegenwart von Aperturen typischerweise immer auch ein deutliches Anwachsen der Modenverluste im Falle einer Modenfrequenzentartung (s. Abb. 2.4, oben, durchgezogene Line).

Die Verwendung von Linearkombinationen idealisierter Moden lässt prinzipiell auch eine quantitative numerische Beschreibung der realen Resonatoren zu [38, 39]. Jedoch liegt eine Schwierigkeit der Methode insbesondere bei großen Phasenstörungen des Resonators darin, ein geeignetes Basissystem von Gauß-Moden zu wählen, welches es ermöglicht, mit wenigen beteiligten idealisierten Moden einen geringen (und abschätzbaren) Fehler

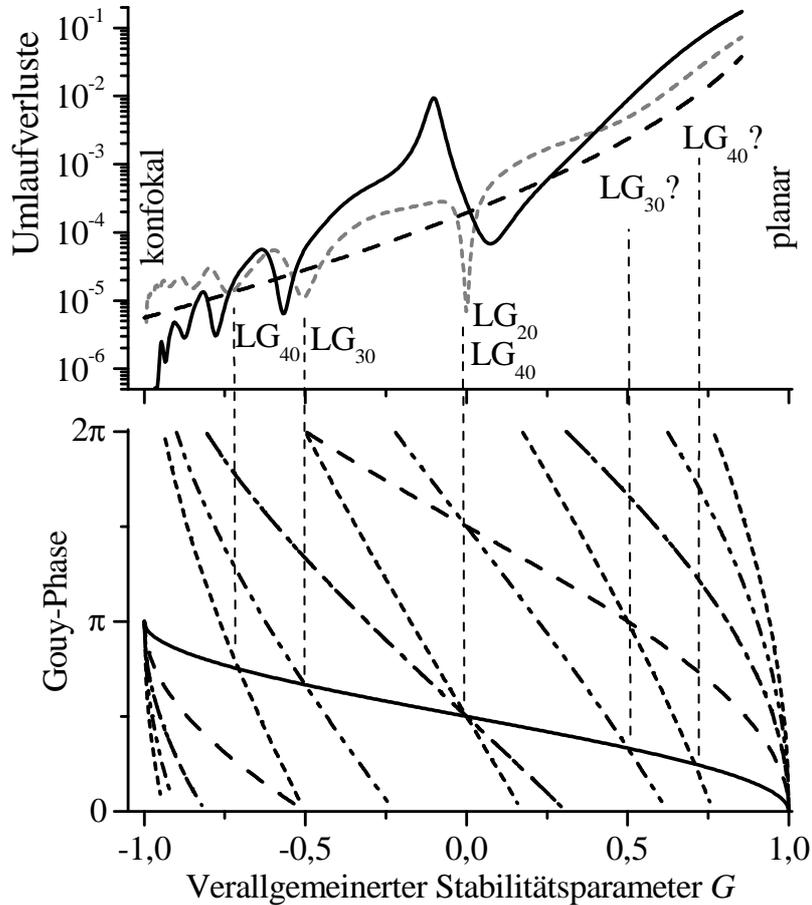


Abbildung 2.4: Umlaufverluste des Grundmodes in symmetrischen 2-Spiegel-Resonatoren mit 50 mm Länge und einseitig endlichem Spiegelradius $R_{Sp} = 0,32$ mm bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Der Stabilitätsparameter G wird über den Krümmungsradius der Spiegel variiert.

OBEEN: Lang gestrichelt: Naive Rechnung der Verluste durch Abschattung eines deformationsfreien Gaußmodes.

Kurz gestrichelt: Numerische Berechnung.

Durchgezogen: Numerische Berechnung bei zusätzlicher sphärischer Aberration $W(r) = -80 \text{ nm} \cdot r^4 / R_{Sp}^4$.

UNTEN: Gouy-Phase der ersten ungestörten zylindersymmetrischen Laguerre-Gauss-Moden LG_{00} (durchgezogen), LG_{10} (gestrichelt), LG_{20} (strich-punktiert), LG_{30} (strich-doppelpunktiert), LG_{40} (punktiert). Entartungen der Gouy-Phase bzw. der Frequenz der Moden erklären die Resonanzstruktur qualitativ, jedoch können starke Verluste der (höheren) Moden die Ausprägung einer Resonanz verhindern.

(Die numerischen Berechnungen konvergieren für nahezu konfokale Resonatoren nicht, daher beginnen die Berechnungen erst mit dem Stabilitätsparameter $G = -0,97$)

zu erhalten. Da die Störungsbeschreibung typischerweise im Ortsraum vorliegt, ist die Beschreibung im Modenraum zudem häufig mit hohem Rechenaufwand verbunden.

Daher werden die numerischen Untersuchungen im folgenden durch den oben beschriebenen Fox-Li ähnlichen Algorithmus durchgeführt, welcher keine Abhängigkeit von der Wahl eines Modensystems hat.

Die realen Moden des stabilen Resonators mit Apertur oder Aberration LG'_{pq} und HG'_{mn} sind (ähnlich wie die Moden der instabilen Resonatoren) nicht mehr orthogonal zueinander. Ihre Gouy-Phasen können, wenn das Modenfeld von den Abweichungen des Resonators deutlich beeinflusst wird, stark von denjenigen der idealen Moden abweichen, ihre dynamischen Stabilitätsbereiche insbesondere im Fall der Linse mit primärer sphärischer Aberration deutlich gegeneinander verschoben sein. Im Hinblick auf die Resonatorberechnung sind sie weniger ein mathematisch numerisches Werkzeug, als ein Ergebnis der Berechnung. Auch wenn die höheren realen Moden im Laser-Resonator keine für die freie Oszillation ausreichende direkte Verstärkung erfahren, sind sie wichtig für die Grundmode Lasereigenschaften. Insbesondere zeigt sich, dass es die Frequenzentartungen zweier oder weniger moderat verlustbehafteter realer Moden sind, die Ort und Charakteristika besonders ausgeprägter Abweichungen des Modenbildes vom Ideal oder von der naiven Modenverlustberechnung hervorrufen.

2.2.2 Methodik der numerischen Feldberechnung

Zur numerischen Simulation der Resonatoren wurde ein Verfahren in Anlehnung an die Methode von Fox und Li gewählt (s. z.B. [40, und darin enthaltene Literaturverweise]). Bei dieser Methode wird an einer transversalen Ebene im Resonator eine Feldverteilung ermittelt, welche sich nach jedem Resonatorumlauf bis auf einen komplexen Amplitudenfaktor reproduziert. Das Feld wird durch seine Werte auf einem äquidistanten Punkteraster dargestellt. Die Propagation des Feldes über freie Wegstrecken oder durch Gauß-optische Resonatorabschnitte wird mit Hilfe von numerisch berechneten Kirchhoff-Integralen bzw. dem dazu äquivalenten Fast-Fourier-Transformations-Algorithmus beschrieben [29, 41, 42, 43]. Lange Resonatorelemente mit ortsabhängigen optischen Eigenschaften können durch eine Zerlegung in Ebenen lokaler Wechselwirkung und kurze Strecken freier Propagation dargestellt werden. Die Lösung des Eigenvektorproblems wird einem physikalischen Einschwingvorgang im Resonator nachgebildet, indem von einem Initialfeld ausgehend wiederholte aufeinander aufbauende Resonatorumläufe berechnet werden, bis sich eine konstante Feldverteilung oder die Überlagerung weniger, durch ihre Gouy-Phase separierbarer Eigenlösungen einstellt. Die Methode nach Fox und Li zeigt sich als sehr universell einsetzbar. Es müssen im Prinzip nur wenige *a-priori*-Annahmen über das System gemacht werden; vektorielle Felder und nichtlineare Effekte können berechnet werden [42, 43]. Ein Nachteil der Methode liegt darin, dass in der Regel nur die Moden mit den geringsten Umlaufverlusten berechnet werden können. Problematisch können sich mehrere Moden mit beinahe gleichen Eigenwerten auswirken, da diese schwer zu separieren sind.

Zur Untersuchung der generellen Resonatoreigenschaften wurden in dieser Arbeit Resonatoren mit diversen quasi-kontinuierlich abgestimmten Parametern simuliert. Dazu wurden einige Annahmen und Vereinfachungen in die Systembeschreibung eingebracht, welche eine starke Reduktion des Rechenaufwandes ermöglichten:

- Aufgrund der geringen Divergenz der Resonatormoden kann ohne physikalische Konsequenz die übliche paraxiale Näherung der Feldpropagation angewendet werden [29, S. 628f, 634f].
- Die kurzen Laserstäbe des Systems, über deren Länge Beugungseffekte der Moden gering sind, können in guter Näherung als zweidimensionale Amplituden- und Phasenmasken beschrieben werden.
- Da in Realität eine feste Polarisation durch Brewster-Platten im Resonator bestimmt wird, kann in der Simulation mit einem skalaren Feld gerechnet werden. Depolarisationseffekte [34] werden dabei durch transversal ortsabhängige Verluste beschrieben.
- Die Untersuchung von Resonatoren mit näherungsweise zylindersymmetrischen Eigenschaften zur Erzeugung eines stigmatischen Ausgangsstrahls ermöglicht es, viele Eigenschaften mit Algorithmen zu ermitteln, die von Laguerre-Gauß-ähnlichen Moden mit einer $e^{\pm im\theta}$ -Symmetrie ausgehen (vergl. [44]). Dadurch kann die zweidimensionale Feldmatrix auf einen Vektor reduziert, und der Rechenaufwand signifikant reduziert werden. Die Voraussetzung der Zylindersymmetrie verhindert allerdings die genaue Berechnung von Depolarisationseffekten und die Untersuchung des Einflusses der Verkipfung von Resonatorelementen.

In linearen Systemen kann ein kompletter Resonatorumlauf eines rotationssymmetrischen Systems in einer einzigen Matrix beschrieben werden, welche mit Standardalgorithmen auch auf einem Personalcomputer schnell⁷ vollständig diagonalisiert werden kann. Aus der Berechnung erhält man somit nicht nur den Grundmode des Systems, sondern auch die höheren Moden. Erst diese Tatsache ermöglicht es, die Wechselwirkung des Grundmodes mit höheren Moden klar zu identifizieren und zu charakterisieren.

Systeme mit sättigbarer Verstärkung können in einem Zweischnitt-Verfahren vollständig gelöst werden, solange ausschließlich der Grundmode die Oszillationsschwelle erreicht. Sobald der Grundmode nach dem Fox-Li Verfahren bestimmt ist, wird die resultierende Verstärkung festgehalten. Anschließend können die höheren Moden wie in einem linearen System bestimmt werden, da sie der Voraussetzung nach nicht anschwingen und die Verstärkung beeinflussen können.

Die folgenden Untersuchungen bestehen vorwiegend aus Simulationen unter Vernachlässigung der Laserverstärkung. Die Ergebnisse sind dennoch auf aktive Laserresonatoren übertragbar, da Simulationen unter Berücksichtigung typischer Nd:YAG-Verstärkungseigenschaften keinen nennenswerten Einfluss der Verstärkung auf die Moden zeigten

⁷z.Zt. (AMD Athlon 700 Prozessor) in wenigen Sekunden

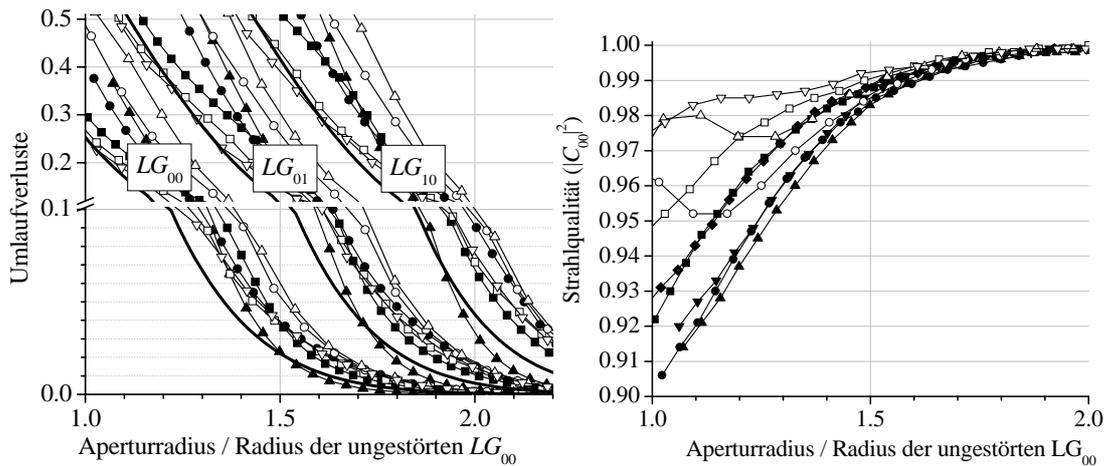


Abbildung 2.5: Einfluss von Aperturen in einer Auswahl von Resonatoren mit unterschiedlichen, durch die Linsenbrechkraft bestimmten Positionen im Stabilitätsbereich. Volle Symbole für Resonatoren mit $w_0 = 466 \mu\text{m}$ ($L_1 = 91 \text{ mm} / L_2 = 640 \text{ mm}$) und offene Symbole für Resonatoren mit $w_0 = 233 \mu\text{m}$ ($L_1 = 91 \text{ mm} / L_2 = 160 \text{ mm}$). LINKS: Relative Umlaufverluste der Laguerre-Gauß-Moden $LG'_{00}, LG'_{01}, LG'_{10}$. Durchgezogene Linien: Naive Berechnung der Verluste der Moden ohne Berücksichtigung der Strahlverformung. RECHTS: Strahlqualität der LG_{00} .

(s. Abschn. 2.2.6). In allen Simulationen wird der symmetrische Ringresonator mit Aperturen und ggfs. Aberrationen am Ort der variablen Linse (dem Laserstab) berechnet. Die Wellenlänge des Lichtes beträgt immer 1064 Nanometer.

2.2.3 Einfluss von Aperturen

Der charakteristische Einfluss von Aperturen auf frequenzentartete Moden zeigt sich bei dem betrachteten Resonatortypus nur auf einem für Nd:YAG-Hochleistungslaser irrelevanten Niveau. Dies ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass erst verhältnismäßig hohe Moden mit dem Grundmode entartet sind (s. Abschn. 2.2.4). Mit wenigen Ausnahmen sind die Verluste immer größer als diejenigen, die ein unverformter Strahl beim Durchgang durch eine Apertur erfährt (s. Abb. 2.5).

Der Einfluss der Aperturen auf die Strahlqualität des Grundmodes ist gering. Selbst bei Grundmodeverlusten von 10 % pro Umlauf fällt $|C_{00}|^2$ nicht unter 95 % (s. Abb. 2.5).⁸

Der Einfluss der Aperturen auf die Eigenfrequenzen der Moden ist hier (und vermutlich für die meisten Festkörperlaser) ebenfalls nicht signifikant. Bei aperturbedingten

⁸Diese Beobachtung steht nicht im Widerspruch zu der Beobachtung, dass in einem Freistrahler der M^2 -Wert hinter einer scharfen Apertur divergiert bzw. sehr große Werte annimmt, denn bereits sehr geringe Leistungsanteile, die an der Apertur in einen großen Divergenzwinkel gebeugt werden, verursachen einen großen M^2 -Wert.

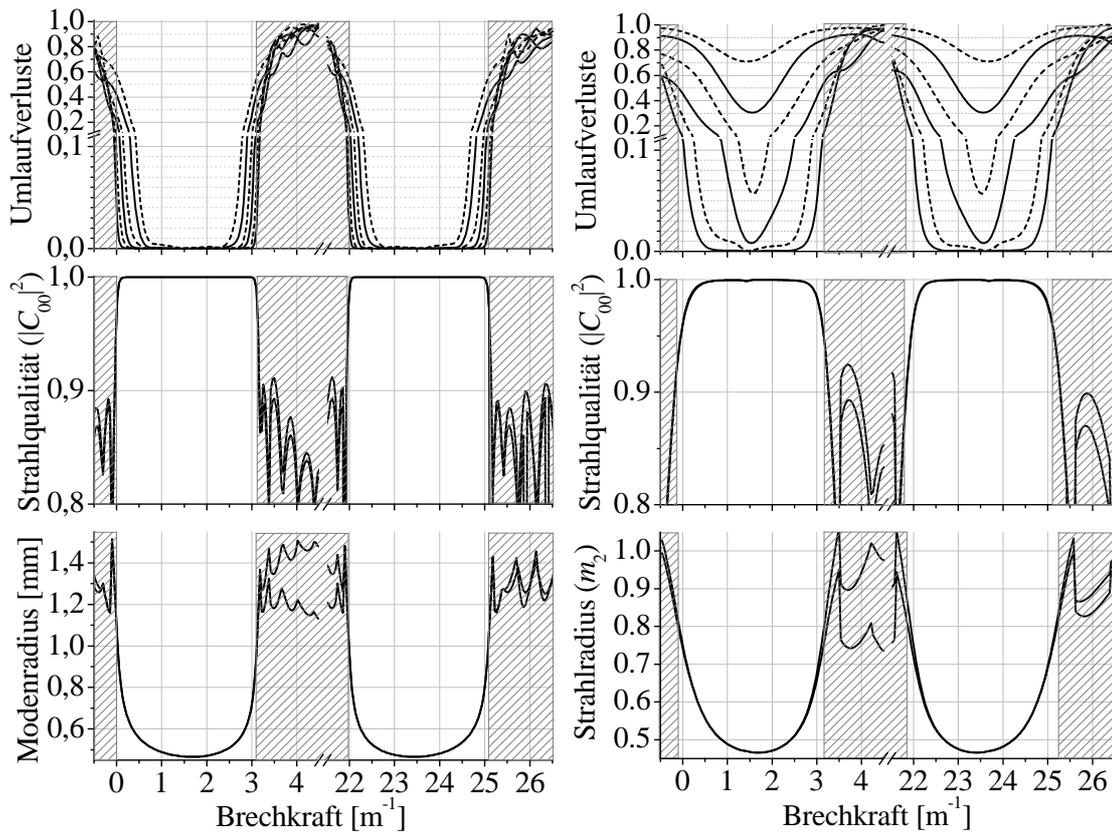


Abbildung 2.6: Stabilitätsbereiche eines symmetrischen Ringresonators mit zwei variablen Linsen endlicher Apertur (s. Abb. 2.1, $L_1=91$ mm, $L_2=640$ mm). Die grau schraffierten Flächen begrenzen die Bereiche, in welchen sich die Gouy-Phase des Grundmodus von ψ von 0 bis π bzw. von π bis 2π) entwickelt.

LINKS: 1,5 mm Aperturradius. Oben: Verluste der Moden LG'_{00} , LG'_{10} , LG'_{20} (durchgezogene Linien) und LG'_{01} , LG'_{11} , LG'_{21} (gestrichelte Linien). Mitte: Strahlqualität nach einer Linse je nach Umlaufrichtung. Unten: Modenradius an der Linse (nach der Apertur) je nach Umlaufrichtung.

RECHTS: 1,0 mm Aperturradius, sonst wie links.

Umlaufverlusten von 10 % treten typischerweise zusätzliche Phasenverschiebungen in der Größenordnung von einigen 10 mrad auf, welche sich in einer Frequenzabweichung der gestörten Moden von denjenigen des idealen Resonators von weniger als 1% des freien Spektralbereiches auswirken.

Aperturen ändern das Stabilitätsverhalten des Resonators nicht grundlegend. Insbesondere bleibt die Symmetrie der Stabilitätsbereiche in Bezug auf Modengröße und Umlaufverluste erhalten. Die Breite des Stabilitätsbereiches ist jedoch nicht mehr so eindeutig definiert wie in einem idealisierten Resonator mit transversal unendlich ausgedehnten optischen Elementen. Am Rand des Stabilitätsbereiches, wo die endliche Apertur zunehmend an Einfluss gewinnt, kommt es zu einem kontinuierlichen Übergang von einem vorwiegend stabilen Resonator zu einem instabilen Resonator (s. Abb. 2.6).

Soll eine Apertur fester Größe zur Unterdrückung transversaler Moden niedriger Ordnung eingesetzt werden, ohne dass der Grundmode deutliche Verlust erfährt, so ist eine relativ genaue Anpassung der Apertur an den Mode erforderlich (s. Abb. 2.5). Beispielsweise bestimmt die Forderung, dass der Grundmode LG'_{00} weniger als 1% Umlaufverluste erfahren soll, der erste höhere Mode LG'_{01} jedoch mehr als 1%, die Aperturgröße auf etwa $\pm 10\%$. Da die Modengröße über den Stabilitätsbereich variiert, schränkt diese geringe Toleranz die Breite des mit einer festen Apertur nutzbaren Stabilitätsbereiches deutlich ein (vergl. Abb. 2.6).

2.2.4 Einfluss von Linsenaberrationen

Im Gegensatz zu Aperturen können sphärische Linsenaberrationen, wie sie in einer thermischen Linse auftreten, die Eigenschaften der Moden in den Stabilitätsbereichen grundlegend ändern. Neben der komplexen Kopplung der Moden durch die Aberration kommt es zu einer Verschiebung der Stabilitätsbereiche verschiedener Moden gegeneinander, denn höhere Moden erfahren aufgrund ihrer breiteren Feldverteilung im Mittel eine geringere Brechung an den außen schwächer brechenden thermischen Linsen (s. Abb. 2.7 oben). Als Folge kann sich das die Kopplung bestimmende Überlappintegral zwischen den Moden deutlich verändern. Da ein realer Laserresonator notwendigerweise Aperturen hat, führt ein Vergrößerung des Modenquerschnitts durch die Stabilitätsbereichsverschiebung natürlich zu einem Anwachsen der Modenverluste (vergl. Abb. 2.6 rechts oben und Abb. 2.7 oben).

Die resonante Kopplung entarteter oder nahezu entarteter Moden resultiert in sehr ausgeprägten Veränderungen. Es entstehen neue deutlich verzerrte Überlagerungsmoden. Für den Grundmode bedeutet eine solche resonante Kopplung mit einem anderen Mode generell einen deutlichen Verlust an Strahlqualität. Im Allgemeinen beobachtet man ein deutliches Anwachsen der Umlaufverluste des Grundmodes (s. Abb. 2.7, etwa in der Mitte der Stabilitätsbereiche, vergl. Abb. 2.6).

Da eine resonante Kopplung zwischen Moden nur dann auftreten kann, wenn beide Moden in ihrer Gouy-Phase (bis auf ein Vielfaches von 2π) nahezu entartet sind, tritt dieser Effekt zwischen LG'_{00} -Grundmode und dem nächst höheren LG'_{01} -Mode (bzw. den HG'_{10}, HG'_{01}) nur in näherungsweise planar äquivalenten ($G = 1, \psi_{\text{ideal}} = 0$) oder konzentrisch äquivalenten ($G = 1, \psi_{\text{ideal}} = 2\pi$) Resonatoren, also an den Außenrändern der Stabilitätsbereiche auf (siehe Abb. 2.2 und 2.8). Bei idealisiertem Phasenverlauf sollte eine Resonanz des Grundmodes mit LG'_{10} oder LG'_{02} ($HG'_{02}, HG'_{11}, HG'_{20}$) nur in planar, konfokal ($G = -1, \psi_{\text{ideal}} = \pi$) oder konzentrisch äquivalenten Resonatoren auftreten. Die Verschiebung der Stabilitätsbereiche von Grundmode und höheren Moden gegeneinander und die damit verbundene Verzerrung der Gouy-Phasenverläufe (s. Abb. 2.7 und vergl. Abb. 2.2 und 2.8) führt allerdings im ersten Stabilitätsbereich zu einer Einengung des nutzbaren Bereiches durch die resonante Kopplung von LG'_{00} mit LG'_{10} . Erst LG'_{11} -, LG'_{03} - ($HG'_{30}, HG'_{21}, HG'_{12}, HG'_{30}$) Moden haben notwendigerweise eine Phasentartung

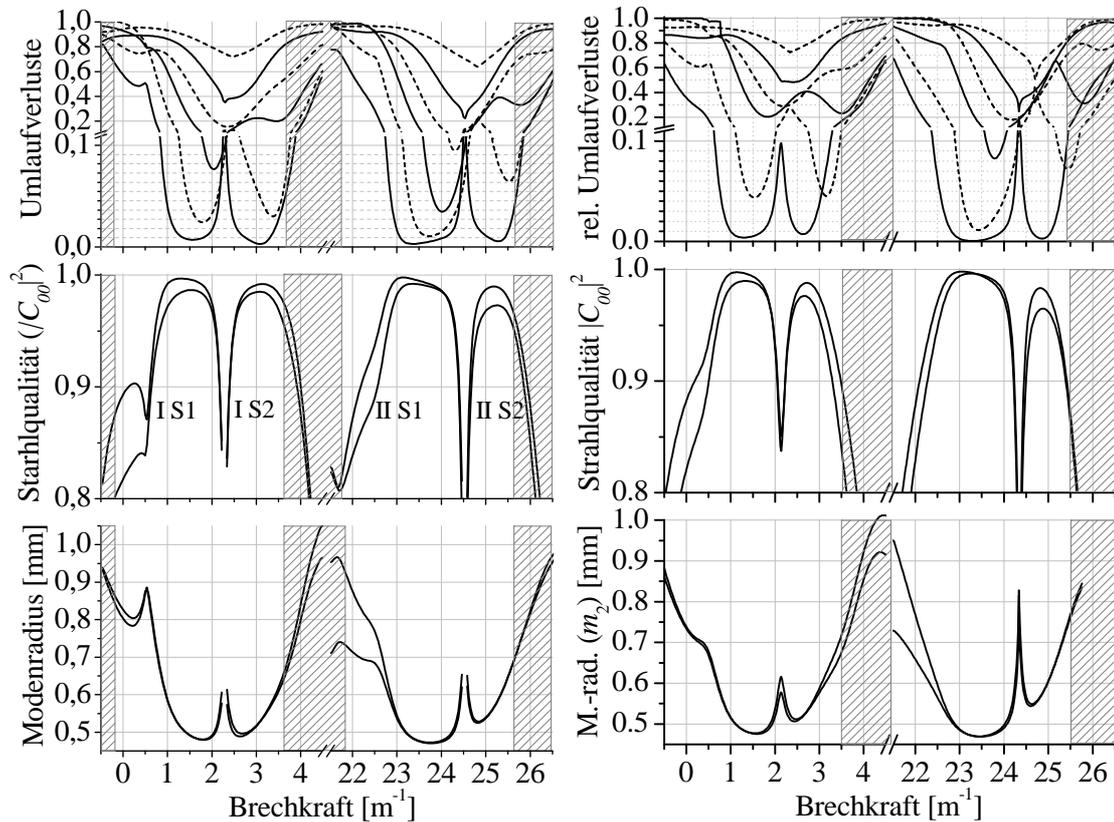


Abbildung 2.7: Stabilitätsbereiche eines Ringresonators wie in Abb. 2.6 rechts, jedoch mit axial rotationssymmetrischen Aberrationen. Die grau schraffierten Flächen begrenzen die Bereiche, in welchen sich die Gouy-Phase des Grundmodes von ψ_g von 0 bis π bzw. von π bis 2π) entwickelt.

LINKS: Sphärische Aberration $-0,5 \times 10^{-6}(r/1 \text{ mm})^4$. Oben: Verluste der Moden $LG'_{00}, LG'_{10}, LG'_{20}$ (durchgezogene Linien) und $LG'_{01}, LG'_{11}, LG'_{21}$ (gestrichelte Linien). Mitte: Strahlqualität der LG'_{00} nach einer Linse je nach Umlaufrichtung und Bezeichnung der Stabilitätsbereiche und Segmente. Unten: Modenradius an der Linse (nach der Apertur) je nach Umlaufrichtung.

RECHTS: Kombination aus parabolisch-logarithmischer Linse mit 3,5 Dioptrien Zentralbrechkraft und variabler idealer Linse. Aufteilung wie links.

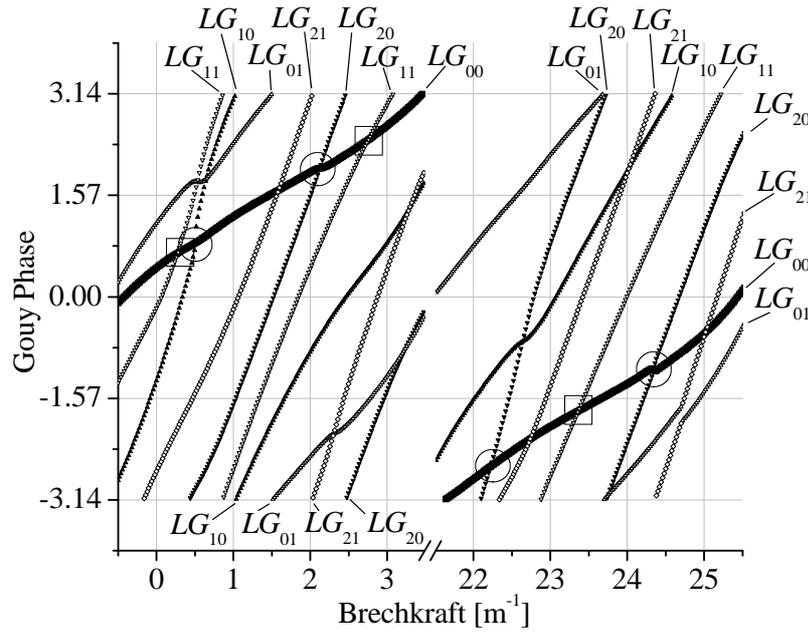


Abbildung 2.8: Gouy-Phasengänge einiger niedriger Moden im Resonator in Abhängigkeit von der Linsenbrechkraft.

KREISE: An diesen Phasenkreuzungen kommt es zu deutlichen Störungen des Resonators im Stabilitätsbereich der Grundmode (vergl. Abb. 2.7).

RECHTECKE: Diese Moden koppeln aufgrund ihrer Symmetrie bei zylindersymmetrischen Phasenstörungen der thermischen Linse nicht. Bei einer Symmetriebrechung, z.B. durch Verkippung der Phasenfront oder Koma, haben sie jedoch Einfluss auf den Grundmode (s. Abb. 2.9).

mit dem Grundmode innerhalb beider Stabilitätsbereiche. Zur Kopplung bedarf es allerdings der Brechung der Zylinder- und X- oder Y-Symmetrie des Resonators bzw. der Störung. An Phasenüberkreuzungen des Grundmodes mit diesen Moden zeigt der Resonator daher eine hohe Empfindlichkeit gegen Dejustage und Unregelmäßigkeiten in der thermischen Linse (s. Abb. 2.8 und 2.9). Den größten Resonanzeffekt zeigt die Phasentartung des LG'_{00} Modes mit dem LG'_{20} ($HG'_{mn}, m+n=4$). Dieser Mode hat in Gegenwart sphärischer Aberration die größte Wechselwirkung mit dem Grundmode. Er ist im Allgemeinen noch relativ verlustarm, so dass es zu einer starken Feldüberhöhung kommt. Ohne Berücksichtigung der verzerrten Phasenverläufe tritt die Entartung dieser Moden bei $\psi_{\text{ideal}} = 0, 1/2\pi, \pi, 3/2\pi$, d.h. $G = 1, 0, -1, 0, 1$ auf. Es kommt damit mindestens einmal etwa in der Mitte der Stabilitätsbereiche zu einer starken Kopplung der beiden Moden, welche zu deutlichen Umlaufverlusten sowie einer Reduktion der Strahlqualität des Grundmodes führt. Beide Stabilitätsbereiche (I/II) werden dadurch in jeweils zwei nutzbare Segmente (I S1, I S2, II S1, II S2) zerteilt (s. Abb. 2.7).

In Resonatoren mit großen Aperturen können auch Resonanzen des Grundmodes mit LG'_{pq}, HG'_{mn} Moden größerer als 4. Ordnung ($2p+q, m+n > 4$) auftreten. Die Wechselwirkung dieser Moden mit dem Grundmode wird jedoch durch die geringe räumliche

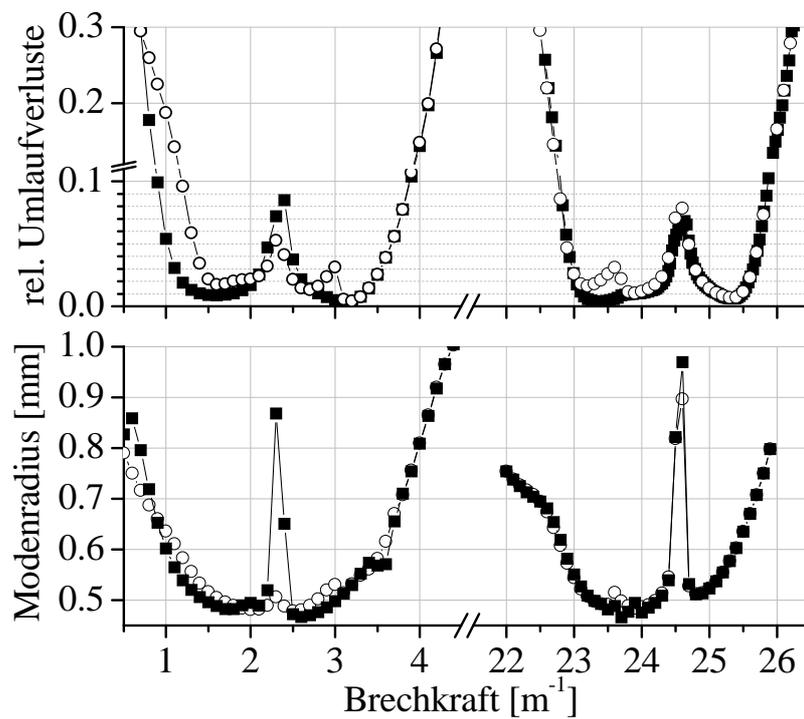


Abbildung 2.9: Resonator wie in Abb. 2.6 und 2.7, jedoch mit sphärischer Aberration und Koma: $W(r, \theta) = -0,5 \times 10^{-6}(r/1 \text{ mm})^4 + 0,05 \times 10^{-6}(r \cos \theta/1 \text{ mm})^3$. Bei Symmetriebrechung durch Koma (offene Symbole) treten im Gegensatz zu symmetrischen Aberrationen (geschlossene Symbole) resonante Kopplungen der LG'_{00} mit LG'_{11} auf.

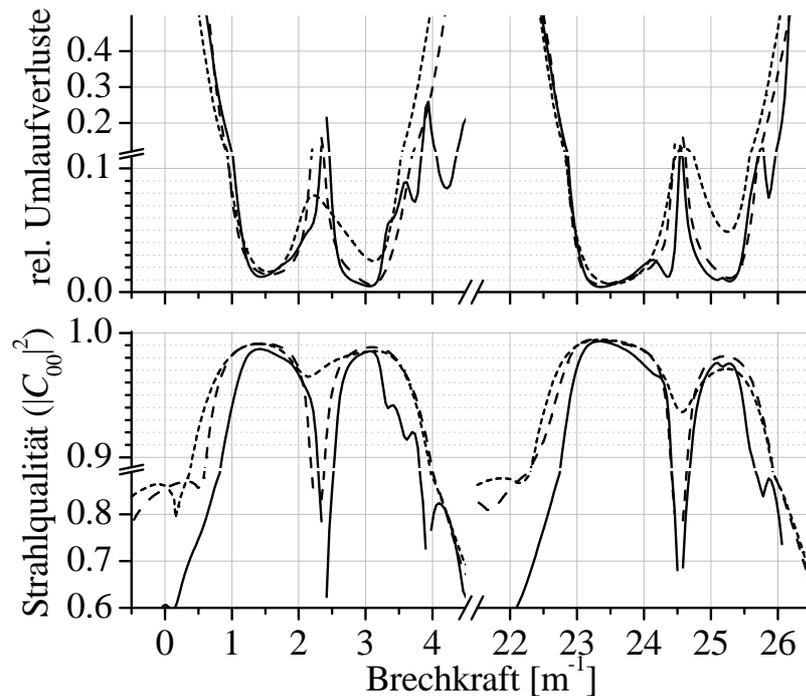


Abbildung 2.10: Strahlqualität und Umlaufverluste des Grundmodes in einem Resonator mit Aberrationen und Aperturen. Einfluss von Aperturgröße (0,9 mm – kurze Striche, 1,0 mm – lange Striche, 1,5 mm – durchgezogene Linie) bei konstanter sphärischer Aberration ($W(r) = -0,5 \times 10^{-6}(r/1 \text{ mm})^4$).

Überlagerung und die hohe transversale Raumfrequenz der Felder der höheren Moden immer geringer. In Anwesenheit starker negativer Aberrationen wirkt in der ersten Hälfte der Grundmode-Stabilitätsbereiche zudem die Verschiebung der Stabilitätsbereiche der hohen Moden zu höheren Brechkraften, und die damit verbundene Vergrößerung ihres Querschnitts und ihrer Umlaufverluste einer starken Wechselwirkung und einer ausgeprägten Resonanz mit dem Grundmode entgegen. In Simulationen mit bis zu 1,5 mm Aperturradius bei einem minimalen Grundmoderadius w_{30} von 0,45 mm konnte beispielsweise eine Kopplung des Grundmodes mit dem LG'_{21} Mode nicht beobachtet werden.

Aus den Simulationen und den vorangehenden theoretischen Überlegungen können unmittelbar einige wichtige qualitative Beobachtungen gemacht und Schlüsse gezogen werden. Abseits der Resonanzen beobachtet man aufgrund der geringen Wechselwirkung des Grundmodes mit den höheren Moden auch bei verhältnismäßig starken Aberrationen nur geringe Strahlqualitätseinbußen und moderate Verluste. Mit Hilfe speziell angepasster Aperturen lässt sich (vornehmlich im Fall schwacher Aberration) die Zahl der Resonanzen mit höheren Moden einschränken. Eine Unterdrückung der Resonanzen mit Moden vierter oder niedrigerer Ordnung bei starken Aberrationen erscheint jedoch praktisch nicht möglich, da die starke Kopplung dann zu einer Verbreiterung der Resonanz und erhöhten Verlusten führt (s. Abb. 2.10).

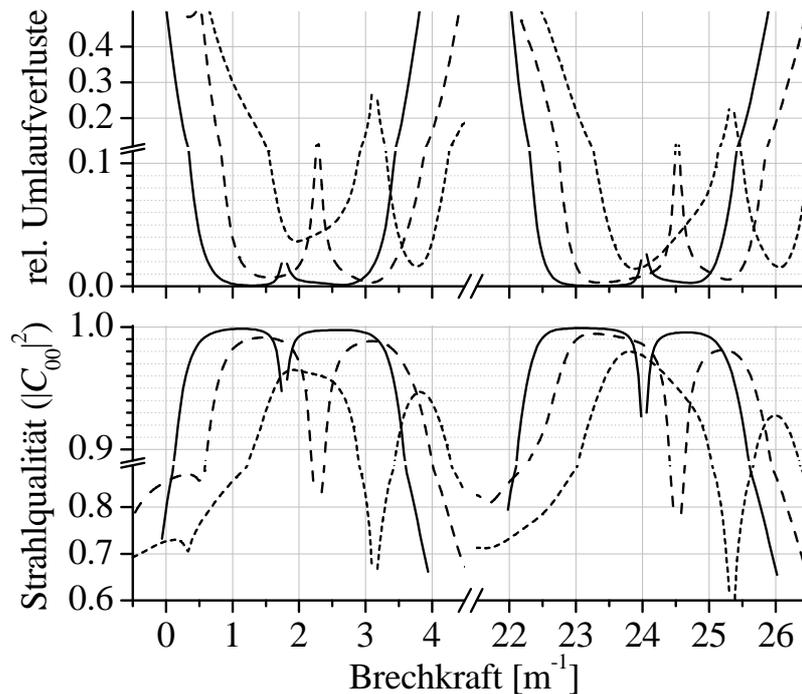


Abbildung 2.11: Strahlqualität und Umlaufverluste des Grundmodes für Resonatoren mit zunehmender sphärischer Aberration ($W(r) = -1 \times 10^{-6} C'_4 (r/1 \text{ mm})^4$, $C'_4 = 0,2$ – durchgezogene Linie, $0,5$ – lange Striche, $1,0$ – kurze Striche) bei fester Apertur ($1,0 \text{ mm}$).

Die Stärke der Aberration, die für ein Lasersystem noch tolerierbar ist, hängt insbesondere von Details der Aberration ab. Die parabolisch-logarithmische Linse hat im Vergleich zu einer Linse mit rein sphärischer Aberration einen verringerten Einfluss auf den Grundmode, der praktisch keine Phasenfehler erfährt. Sie hat jedoch einen großen Effekt auf höhere Moden mit ihren nach außen verlagerten Feldverteilungen (vergl. Abb. 2.7 rechts mit Abb. 2.7 links). Diese spezielle Aberration erlaubt daher den Betrieb von Grundmodelasern mit verhältnismäßig großem Pumpfleck ($w_p > w_0$) ohne den Einsatz von exakt auf den Resonator angepassten Modenblenden (vergl. Abschn. 2.2.3, s. Kap. 5).

Für Linsenaberrationen, die zu einer nach außen abnehmenden Brechkraft führen ($C_4 < 0$), hat sich in allen Simulationen das erste Segment des zweiten Stabilitätsbereiches als am besten für den Laserresonator geeignet erwiesen. Die zweiten Segmente beider Stabilitätsbereiche sind deutlich schmaler. Das erste Segment des ersten Stabilitätsbereiches (welches einem nahezu planaren Resonator entspricht) zeigt sich als störungsempfindlicher als das des zweiten Stabilitätsbereiches. Dieses gilt insbesondere für asymmetrische Störungen.⁹

⁹Dieser Bereich hat auch die höchste gaußoptische Dejustageempfindlichkeit (vergl. [29, 28]).

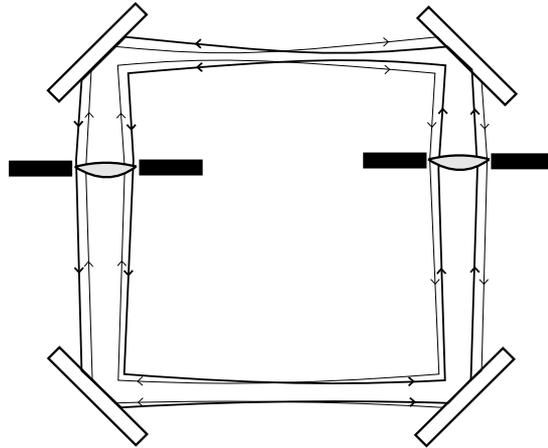


Abbildung 2.12: Schema zweier Grundmoden mit entgegengesetzter Umlaufrichtung in einem symmetrischen Resonator mit Beugungsverlusten.

Experimentell von hohem Wert ist die Relation zwischen Strahlqualität und Umlaufverlusten. Ein stark verzerrter Grundmode erfährt auch hohe Umlaufverluste (s. Abb. 2.7, 2.10, 2.11).¹⁰ In einem aktiven Resonator wird also entweder die Ausgangsleistung einbrechen, oder es schwingen höhere Moden, die nun geringere Verluste als der Grundmode haben (vergl. Abb. 2.7), in einer freien Oszillation bei anderen Frequenzen an. Daher lässt sich mit Leistungsoptimierung und gleichzeitiger Überprüfung des Ausgangsstrahls auf Schwebungssignale zwischen Grundmode und eigenständigen transversalen Moden bereits eine Resonatoroptimierung durchführen.

Es ist offensichtlich, dass in Resonatoren mit aberrationsbehafteten Linsen Strahlqualitätsunterschiede dies- und jenseits einer Linse oder Apertur auftreten müssen. In den Simulationen wurde generell eine geringfügig bessere Strahlqualität des Grundmodes im längeren Resonatorteil festgestellt. Sobald zusätzlich signifikante Beugungsverluste auftreten, ist der Durchmesser des Grundmodes bei vorgegebener Umlaufrichtung in den beiden Aperturen nicht mehr gleich groß (s. Abb. 2.7 und 2.12). Die entgegengesetzt zirkulierenden Grundmoden sind daher ähnlich wie in instabilen Resonatoren nicht mehr räumlich deckungsgleich.

2.2.5 Einfluss von Modengröße und Resonatorsymmetrie

Neben der Lage des Arbeitspunktes in den Stabilitätsbereichen kann zur Resonatoroptimierung die Form der Stabilitätsbereiche durch zwei Parameter beeinflusst werden. Über die größere Resonatorlänge L_2 lässt sich der minimale Grundmoderadius w_{30} gekoppelt

¹⁰Bekannterweise kann diese Aussage nicht stringent gelten. Durch gezielt eingesetzte Phasenplatten lassen sich im Prinzip beliebig geformte, theoretisch verlustfreie Grundmoden erzeugen. Das zufällige Auftreten einer solchen Konstellation ist in einem Festkörperlaser jedoch praktisch ausgeschlossen. Bemerkung: Die Modenformung und Selektion [45] mittels diffraktiver Elemente lässt sich in einem Hochleistungslaser leider (noch) nicht einsetzen, da Einfügeverluste zu hoch sind [46].

mit der Breite der Stabilitätsbereiche ändern: $\Delta D \propto 1/w_{30}^2$ (s. Abschn. 2.1.2). In einem realistischen Modell muss dabei auch die Pumpspotgröße w_{p0} in gleichem Maß angepasst werden. Wird der Resonator insgesamt maßstäblich skaliert, kann man leicht analytisch zeigen, dass sich in einem System mit linearen thermischen Eigenschaften ohne sättigbare Verstärkung unter Vernachlässigung der Pumpstrahldivergenz die Resonator- und Strahleigenschaften abgesehen von der Größenskalierung nicht ändern. Unter Einbezug der Pumpstrahldivergenz und nichtlinearer Effekte bringt ein kleinerer Pumpspot jedoch eine höhere Modenwechselwirkung und eine geringere Breite der Stabilitätsbereiche mit sich. Ein Vorteil kleinerer Moden könnte hingegen in der geringeren Dejustage-Empfindlichkeit des Systems liegen. Die abwägende Bewertung beider Effekte ist aufgrund der rechenzeitintensiven Modellierung zukünftigen numerischen Untersuchungen vorbehalten. Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde diesbezüglich lediglich eine experimentelle Optimierung durchgeführt (s. Kap. 4).

Über die Symmetrie des Resonators lässt sich die Form der Stabilitätsbereiche beeinflussen, indem der parabolische Verlauf des Stabilitätsparameters G genutzt wird. Im zweiten Segment des ersten Stabilitätsbereiches und im ersten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches nimmt der Abstand der Resonanzen bei Annäherung an einen doppelt symmetrischen Ringresonator ($L_1 \rightarrow L_2$) zu, da die Gouy-Phase dort nur langsam zunimmt (vergl. Abb.2.2 und 2.13). In den Simulationen ist die Verbreiterung des Bereiches II S1 mit einer geringen Anhebung der Verluste verbunden, deren Ursache noch nicht geklärt ist. Bei einem nahezu symmetrischen Resonator kommt es weiterhin zu einer Überschneidung des ersten Stabilitätsbereiches höherer Moden mit dem zweiten Stabilitätsbereich des Grundmodes. Dadurch treten vermehrt resonante Kopplungen zwischen den Moden auf, welche den Grundmodebetrieb des Lasers stören.

2.2.6 Einfluss von Verstärkung

Durch eine um die Kristallachse zentrierte Verstärkung ändert sich das Verhalten der Resonatoren nicht grundlegend. Passive Umlaufverluste und Strahlqualität ändern sich durch die Verstärkung nicht, d.h. insbesondere, dass durch kurze aktive Verstärkungsbereiche kein *Gain-Guiding*-Effekt entsteht.¹¹ Bekanntermaßen wird durch die zentrale Verstärkung und eine für alle Moden gleichartige Leistungsauskopplung der Verlustabstand der höheren Moden zur Grundmode vergrößert. Die Simulationen bestätigen, dass dieser Effekt direkt an der Laserschwelle am größten ist, da das Zentrum des Verstärkungsprofils an der Schwelle noch nicht durch Sättigung abgeschwächt wird.

Die starke Modenselektivität der parabolisch-logarithmischen Linse erlaubt es in einem Laserresonator, den Modenradius im Verhältnis zum Pumpradius verhältnismäßig klein zu wählen und so den Grundmode zum großen Teil im aberrationsfreien Teil der

¹¹Die in diesen Simulationen gefundenen Ergebnisse, dass weder eine Verringerung der Modengröße noch eine Erhöhung der Verstärkung zu einer Verbesserung der Strahlqualität oder Reduktion der passiven Umlaufverluste führt, steht in Widerspruch zu den Simulationsergebnissen von Tidwell [22]. Möglicherweise änderte Tidwell in seinen Rechnungen zur Variation der Modengröße die Resonatorsymmetrie.

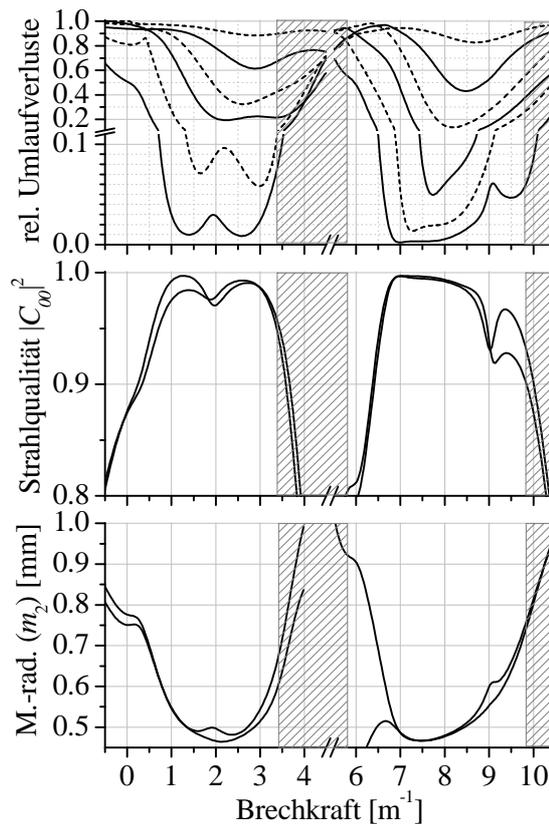


Abbildung 2.13: Eigenschaften eines Resonators mit verringerter Asymmetrie ($L_1 = 320$ mm, $L_2 = 640$ mm). Oben: Umlaufverluste der LG'_{0q} und LG'_{1q} ($q = 0, 1, 2$). Mitte und unten: Strahlqualität und Größe des Grundmodes LG'_{00} .

Linse zu halten, ohne dass höhere Moden anschwingen oder genau angepasste Modenblenden zur Modenselektion eingesetzt werden müssten. Im Resonator kann dadurch ein justageempfindliches Element eingespart werden. In Abbildung 2.14 sind die Simulationsergebnisse für einen Laserresonator mit homogen sättigbarer Verstärkung im ersten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches (II S1) dargestellt, in welchem bei konstanter Pumpleistung die Modengröße und die genaue Positionierung des Arbeitspunktes im Segment durch die Resonatorlängen variiert wurden. In Gegenwart der nach außen zunehmenden Aberrationen besteht eine allgemeine Korrelation zwischen Modenradius und Strahlqualität des Grundmodes (Abb. 2.14 B): je kleiner der Mode desto besser die Strahlqualität. Obwohl am linken Rand des Segments ($dw_3/dD \ll 0$, Quadrate in Abb. 2.14) aufgrund der sehr hohen Umlaufverluste der höheren Moden (vergl. Abb. 2.7) der kleinste Grundmoderadius erreicht werden kann, ohne dass höhere Moden anschwingen (Abb. 2.14 A), zeigt dieser Arbeitspunkt nicht die größte Strahlqualität und Ausgangsleistung (Abb. 2.14 B/C). Zusätzlich ist diese Resonatorconfiguration besonders empfindlich auf einen Längenfehler in L_1 : eine geringfügige Vergrößerung führt sofort zu einem Anschwingen höherer Moden (Abb. 2.14 D). Resonatoren im rechten Bereich des Segments (Rauten und offene Dreiecke in Abb. 2.14) zeigen für die Anwendung den Nachteil, dass bei der

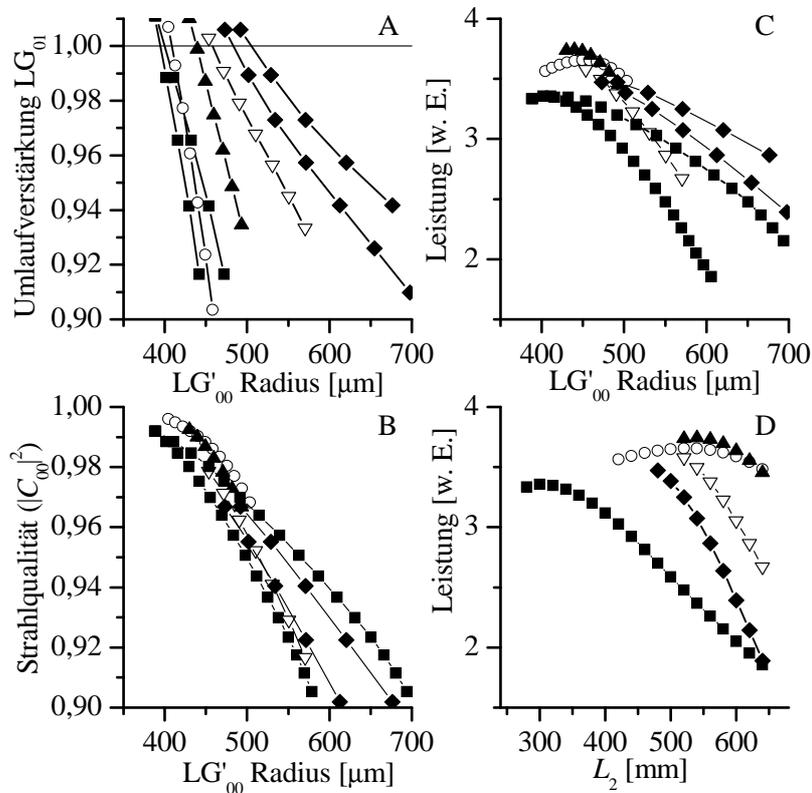


Abbildung 2.14: Modeneigenschaften eines Resonators mit konstanter Verstärkung und thermischer Linse (parabolisch logarithmisches Modell) im ersten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches (II S1, vergl. Abb 2.7) in Abhängigkeit des über die Resonatorlänge L_2 variierten Grundmoderadiuses. Die Graphen enden auf der linken Seite, d.h. bei kleinem Modenradius bzw. kurzer Länge L_2 , jeweils mit dem Datenpunkt, an welchem eine höhere Mode anschwingt. Auf der rechten Seite sind die Graphen willkürlich abgebrochen. Die Abhängigkeit des Modenradius von der Umlaufrichtung des Lichts im Resonator (s. Abb. 2.12) führt zu einer Aufspaltung der Graphen, welche jedoch nur in den Extremfällen dargestellt ist.

A: Umlaufverstärkung des ersten höheren Modes (LG'_{01})

B: Strahlqualität des Grundmodes.

C: Grundmode-Ausgangsleistung.

D: Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge.

Verschiedene Arbeitspunkte im Segment:

QUADRATE: links außen — $dw_3/dD \ll 0$, $L_1 = 88$ mm,

OFFENE KRINGEL: Mitte links — $dw_3/dD < 0$, $L_1 = 90$ mm,

GEFÜLLTE DREIECKE: dynam. Stabilitätspkt. d. Segm. — $dw_3/dD = 0$, $L_1 = 92$ mm,

OFFENE DREIECKE: Mitte rechts — $dw_3/dD > 0$, $L_1 = 94$ mm,

RAUTEN: rechts außen — $dw_3/dD \gg 0$, $L_1 = 96$ mm.

Reduktion der Modengröße über die Länge L_2 kein Leistungsmaximum eintritt, bevor höhere Moden anschwingen, eine zu große Länge aber schnell zu deutlichen Leitungseinbußen führt (Abb. 2.14 C u. D). Am Punkt der dynamischen Stabilität des Segments ($dw_3/dD_f = 0$) wird die beste Ausgangsleistung und nahezu die beste Strahlqualität erreicht.

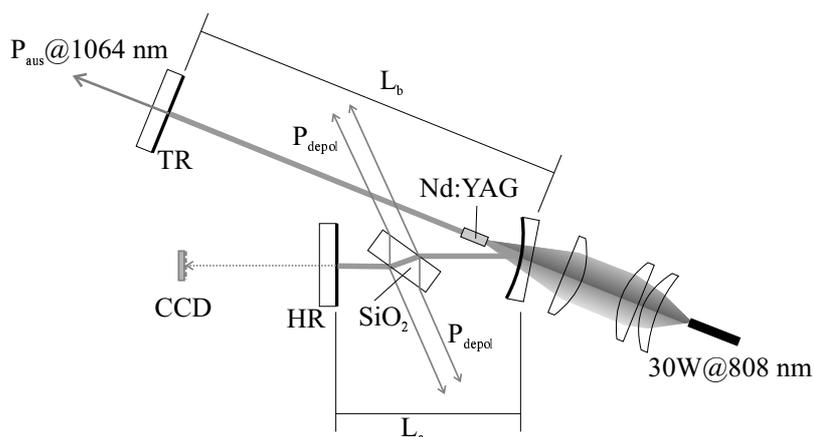


Abbildung 2.15: V-Resonator zur Untersuchung der Modeneigenschaften in Gegenwart einer aberrationsbehafteten thermischen Linse

2.3 Experimentelle Untersuchungen

Zur experimentellen Verifikation der numerischen Untersuchungen wurde ein modenselektiv endgepumpter Nd:YAG-V-Resonator aufgebaut (s. Abb. 2.15). Die passiven Eigenschaften dieses Stehwellenresonators gleichen denjenigen eines durch symmetrische Ergänzung gebildeten Ringresonators. Seine aktiven Eigenschaften unterscheiden sich von denjenigen des Ringes durch die Ausbildung von Stehwellen im Verstärkungsmedium, welche über das sogenannte *spatial hole burning* das Anschwingen mehrerer longitudinaler Moden fördern. In der Praxis hat sich bestätigt, dass der Resonator hinsichtlich Strahlqualität und Leistungsskalierung nahezu äquivalent zu dem durch symmetrische Ergänzung gewonnenen Ring ist. Der Ringlaser stellt jedoch bei angepasstem Auskoppelgrad etwa die doppelte Ausgangsleistung zur Verfügung. Ein großer Vorteil des V-Resonators gegenüber dem Ringresonator liegt in seiner deutlich einfacheren Justierbarkeit und Variierbarkeit, so dass er auch während der Optimierung der Resonatordimensionen als Vorstufe zum symmetrischen Ringresonator eingesetzt werden kann.

Im Resonator (Abb. 2.15) wurde ein 1,1 % dotierter Nd:YAG Stab von 6 mm Länge und 3 mm Durchmesser mit undotierten Endkappen eingesetzt. Über die Pumpoptik wurde das Faserende einer 30 W fasergekoppelten Laserdiode durch den Faltungsspiegel in einen $460 \mu\text{m}$ Fleck im Kristall abgebildet. Durch eine Brewsterplatte wurden linear polarisierte Moden erzwungen. Die Dicke der Brewsterplatte wurde dabei so gewählt, dass Spiegelastigmatismus und Bifokussierungsastigmatismus des Nd:YAG bei hohen Pumpleistungen für den Grundmode kompensiert werden, und abseits der Entartungen ein runder Mode resultierte. Die durch die Spannungsdoppelbrechung im Laserkristall depolarisierten Anteile der Moden werden an den Brewsterplatten zu 42 % aus dem Resonator herausgekoppelt. Da die Depolarisation im Laserstab radial zunimmt, entsteht effektiv eine Apertur, welche mit zunehmender Modengröße anwachsende Verluste erzeugt. Die Größe des Grundmodes wurde durch die Resonatorlängen so eingestellt, dass sie im Zentrum

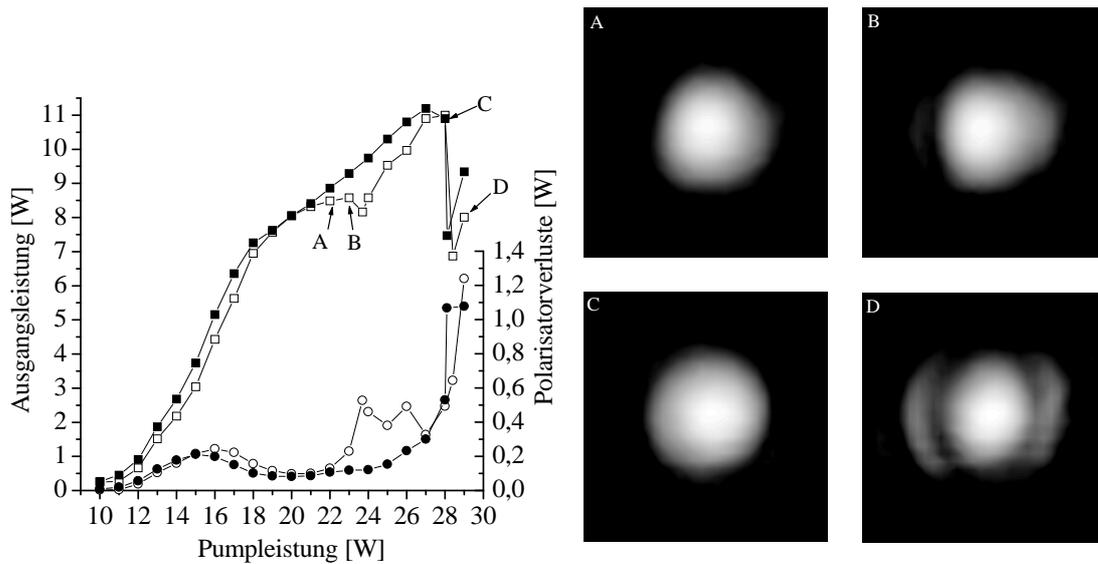


Abbildung 2.16: Eigenschaften und Modenbilder eines V-Resonators, welcher erst bei starken thermischen Linsen im zweiten Stabilitätsbereich stabil wird.

($L_a = 66$ mm, $L_b = 165$ mm, $R_{Sp} = 150$ mm).

LINKS: Gefüllte Symbole: optimal einjustierter Resonator; offene Symbole: geringfügig transversal dejustierter Resonator.

RECHTS: Überlagerungszustände des Grundmodes HG'_{00} mit höheren Moden;

A: $HG'_{00} + HG'_{12}$ B: $HG'_{00} + HG'_{12}$,

C: weitgehend ungestörter HG'_{00} D: $HG'_{00} + HG'_{40}$.

der dynamischen Resonatorstabilität abseits der Bereiche der Modenentartung nur geringe Verluste erfährt, während eine Oszillation höherer transversaler Moden im gesamten Stabilitätsbereich ausgeschlossen wurde.

Zur Untersuchung der Modeneigenschaften wurden Ausgangsleistung, Modenbild und Depolarisationsverluste als Funktion der Pumpleistung für verschiedene Resonatoren aufgezeichnet. Aus sprunghaften Veränderungen in Ausgangsleistung und Depolarisationsverlusten lässt sich auf eine resonante Kopplung des Grundmodes mit einem höheren, also größeren und deutlich stärker depolarisierten, Mode schließen. Durch die Form des Modenbildes, in welche der ursprünglich runde Mode übergeht, lässt sich der beteiligte höhere Mode bestimmen. In einem gut ausgerichteten Resonator lassen sich nur die Resonanzen des HG'_{00} mit dem HG'_{04} und HG'_{40} deutlich erkennen (Abb. 2.16 und 2.17). Die Tatsache, dass HG'_{04} und HG'_{40} nicht entartet sind und die Resonanz des HG'_{40} mit dem Grundmode bei schwächeren Brechkräften auftritt, lässt vermuten, dass die Bifokussierung des Nd:YAG für diese hohen Moden durch die Brewsterplatte nicht vollständig kompensiert wird. Eine am linken Rand der Stabilitätsbereiche auftretende schwache Erhöhung der Depolarisationsverluste ist vermutlich auf den dort sehr großen Grundmode zurückzuführen.

In dejustierten Resonatoren ist wie theoretisch vorhergesagt eine resonante Kopplung des Grundmodes mit HG'_{21} bzw. HG'_{12} und HG'_{30} zu beobachten. Bei geringfügig höher-

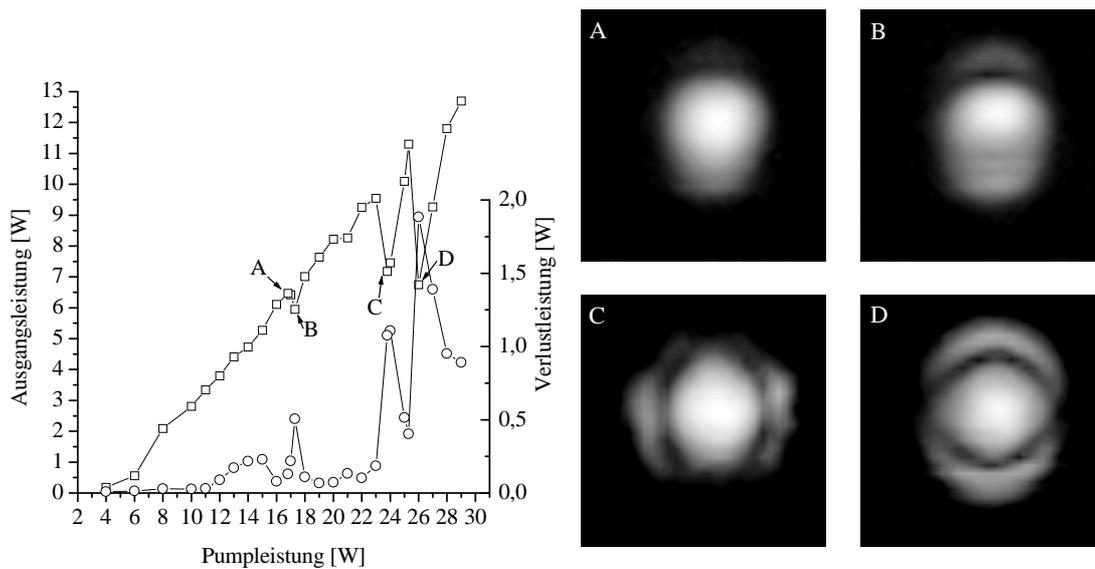


Abbildung 2.17: Eigenschaften und Modenbilder eines geringfügig dejustierten V-Resonators, welcher bei einer schwachen thermischen Linse im zweiten Stabilitätsbereich stabil wird.

($L_a = 76$ mm, $L_b = 165$ mm, $R_{Sp} = 150$ mm)

RECHTS: Überlagerungszustände des Grundmodes HG'_{00} mit höheren Moden;

A: $HG'_{00} + HG'_{12}$,

B: $HG'_{00} + HG'_{30}$,

C: $HG'_{00} + HG'_{40}$,

D: $HG'_{00} + HG'_{04}$

er Pumpleistung kann eine weitere justageabhängige schwache Überlagerung beobachtet werden (in Abb. 2.16 bei 26 W Pumpleistung und in Abb. 2.17 bei 21 W Pumpleistung). Das Modenbild dieser Resonanz zeigte keine deutliche Abweichung vom Grundmode, möglicherweise handelt es sich um eine schwache Kopplung mit einer Mode 7. Ordnung (HG'_{mn} , $m + n = 7$).

Aus dem Auftreten einer resonanten Kopplung zwischen Grundmode und höheren Moden lässt sich auf die Brechkraft der thermische Linse im Nd:YAG zurückschließen. Die Genauigkeit der Werte hängt dabei von den verwendeten Linsen- und Resonatormodellen ab. Unter der Annahme parabolisch-logarithmischer Linsen erhält man aus den Messwerten in Abb. 2.16 einen thermischen Linsenkoeffizienten β_{th} von $1,6 \times 10^{-7}$ bis $1,9 \times 10^{-7}$ m/W für die parallele Strahlausdehnung und bis zu 7% geringere Werte für die sagittale Strahlausdehnung. Aus den in Abb. 2.17 dargestellten Daten ergeben sich geringere Werte für β_{th} : $1,2 \times 10^{-7}$ bis $1,5 \times 10^{-7}$ m/W für die parallele Strahlausdehnung und bis 15% weniger für die sagittale. Die Werte liegen weitgehend in der theoretisch vorhergesagten Bandbreite. Eine geringe generelle Abweichung nach unten ist möglicherweise durch die Verwendung undotierter Endkappen zu erklären, welche die Verkrümmung der Kristalloberflächen reduziert.

2.4 Resumee

Die zu Anfang des Kapitels erwähnte Ähnlichkeit einiger Modeneigenschaften eines stabilen Resonators mit endlichen Aperturen und Aberrationen mit denjenigen eines instabilen Resonators ist auf die Aufhebung der Orthogonalität der Moden zurückzuführen. Die dadurch hervorgerufene Kopplung der Moden bestimmt im Wesentlichen die erreichbare Strahlqualität und die sinnvoll nutzbaren Arbeitsbereiche eines modenselektiv endgepumpten Festkörperlasers. Speziell die resonante Wechselwirkung entarteter Moden führt zu einer Segmentierung des nutzbaren Stabilitätsbereiches.

Die untersuchten Modelle der Resonatoren zeigen Vorteile für den Betrieb des Lasers im ersten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches. Die Breite dieses Segments kann durch die Resonatorsymmetrie beeinflusst werden. Die absolute Größe der Moden hat im Rahmen des hier verwendeten Modells keinen Einfluss auf die Strahlqualität. Ebenso zeigt eine resonatorinterne Verstärkung keinen signifikanten Einfluss auf die Moden, die (nach wie vor) weitgehend durch die passiven Resonatoreigenschaften bestimmt sind.

Die qualitative Kenntnis der durch Aberrationen stark beeinflussten Resonatoreigenschaften erlaubt es, den bei der Laserentwicklung experimentell zu überprüfenden Parameterraum einzuschränken und experimentelle Beobachtungen richtig zu interpretieren. Die Beobachtung resonanter Kopplungen zwischen den Moden ermöglicht eine Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse während des Laserbetriebs direkt aus den Lasereigenschaften ohne weiteren Messaufwand.

Eine Beschreibung der exakten Eigenschaften von Resonatoren in Gegenwart der thermischen Linse unter exakter Berücksichtigung ihrer Depolarisations- und Bifokussierungseigenschaften, welche eine vektorielle Feldbeschreibung benötigt, sowie der Dejustageempfindlichkeit verbleibt in Abhängigkeit von der zur Verfügung stehenden Rechenleistung für die mittelfristige Zukunft. Eine solche Beschreibung sollte es dann ermöglichen, eine Laserentwicklung zu großen Teilen durch numerische Simulationen durchzuführen.

Kapitel 3

Injection-Locking

Die Synchronisation eines Hochleistungslasers auf einen stabilen, einrequenten Oszillator niedriger Leistung durch *Injection-Locking* (s. Abb. 3.1) bietet eine gute Möglichkeit, die für einen interferometrischen Gravitationswellendetektor qualifizierte optische Eingangsleistung zur Verfügung zu stellen, denn die Anforderungen an die Interferometer-Lichtquelle können in zwei weitgehend unabhängigen, allein jeweils einfacher realisierbaren Teilschritten erreicht werden: erstens die Bereitstellung einer einrequenten, frequenzstabilen Strahlung ohne besondere Leistungsanforderung, zweitens die Leistungsbereitstellung mit reduzierter Anforderung an Frequenzstabilität.

Zum *Injection-Locking* wird die Strahlung eines stabilen, einrequenten Lasers in den Resonatormode eines zweiten Lasers eingekoppelt (*Injection*, s. Abb. 3.1). Liegt die Frequenz der eingekoppelten Strahlung ω_m innerhalb der Verstärkungsbandbreite des Verstärkungsmediums in geeigneter Nähe einer Resonatorresonanz ω_s , also innerhalb des sogenannten *Locking-Ranges* $|\omega_m - \omega_s| < \omega_1$, so erlöschen die freien Oszillationen in diesem Resonatormode. An ihrer Stelle oszilliert der Mode mit der Frequenz der eingekoppelten Strahlung und etwa mit der Gesamtleistung der unterdrückten Moden. Aufgrund dieser Abhängigkeit werden die beiden Laser auch als *Master-Laser* und *Slave-Laser* bezeichnet. Eine tiefere Einführung in die Thematik ist in Anhang B gegeben.

Das *Injection-Locking*-Verfahren ist bereits vielfach untersucht worden [47, 48, 49, 50, 51, 29, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58]. Leider ziehen sich durch einen großen Teil der Literatur systematische Fehler in der Beschreibung von gekoppelten Laseroszillatoren, indem der Anteil des *Master-Laser*-Strahls, welcher direkt am Resonator reflektiert wird, vernachlässigt wird (s. Anh. B.1). Dieses mag von einigen Autoren bewusst in Kauf genommen worden sein, um die Beschreibung der prinzipiellen Funktion einfach zu halten. Teilweise werden daraus aber von anderen Autoren quantitativ und qualitativ falsche Aussagen abgeleitet. Die Bedeutung dieses in vielen (allen mir bekannten) klassischen Beschreibungen regelmäßig vernachlässigten Feldanteils auf die Leistungsextraktion aus dem Laser wird in Abschnitt 3.2 untersucht; sein Einfluss auf das Fluktuations-Transferverhalten

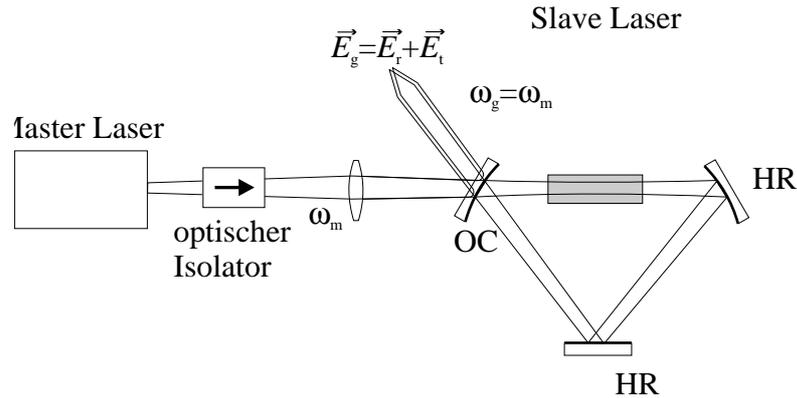


Abbildung 3.1: *Injection-Locking* eines *Slave-Lasers* auf die Frequenz eines *Master-Lasers*.

vom *Master-Laser* in den Systemausgang in Abschnitt 3.3.¹ Besonders auffällig wird die Vernachlässigung dieses Terms in Beschreibungen der quantenmechanischen Fluktuationen des Laserfeldes. Bekannte Theorien zur Beschreibung dieser Fluktuationen enthalten daher in der Regel den direkt reflektierten Feldanteil [55, 58]. Es handelt sich jedoch nicht um einen quantenmechanischen Effekt oder einen Effekt, der nur für kleinste Amplituden relevant ist.

Ein weiterer, in der Vergangenheit noch nicht untersuchter Effekt ist der einer Wellenlängenverschiebung zwischen Verstärkungsmaximum des *Slave-Lasers* und Injektion durch den *Master-Laser*, wie sie beispielsweise durch die verschieden starke thermische Belastung der Laserkristalle in den beiden Oszillatoren auftritt. Einige Folgen einer solchen Fehlanpassung werden in Abschnitt 3.4 untersucht.

Weitere Details der Thematik sowie die physikalischen Voraussetzungen und Annahmen, die hier wie auch von den meisten anderen Autoren zur Beschreibung des *Injection-Locking* gemacht werden, sind in Anhang B.2 beschrieben.

3.1 Transmittierte und reflektierte Felder

Die in Anhang B.3 dargestellte, sehr anschauliche Theorie stationärer und inkohärenter Wechselwirkung der in den *Slave-Laser* injizierten bzw. in ihm oszillierenden Felder (s. auch [29]) ergibt quantitativ richtige Aussagen, solange man sich nur für Prozesse interessiert, welche sehr langsam im Vergleich zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus und dem inversen des *Locking-Range* ω_1 sind. In Abbildung 3.2 sind mit Hilfe dieser Theorie numerisch berechnete Amplituden- und Phasengänge der komplexen Feldam-

¹Eine falsche Beschreibung der Leistungsextraktion gibt es z.B. bei [49]. Klassische Beschreibungen des Fluktuationstransferverhaltens ohne den reflektierten Anteil findet man in [53, 54].

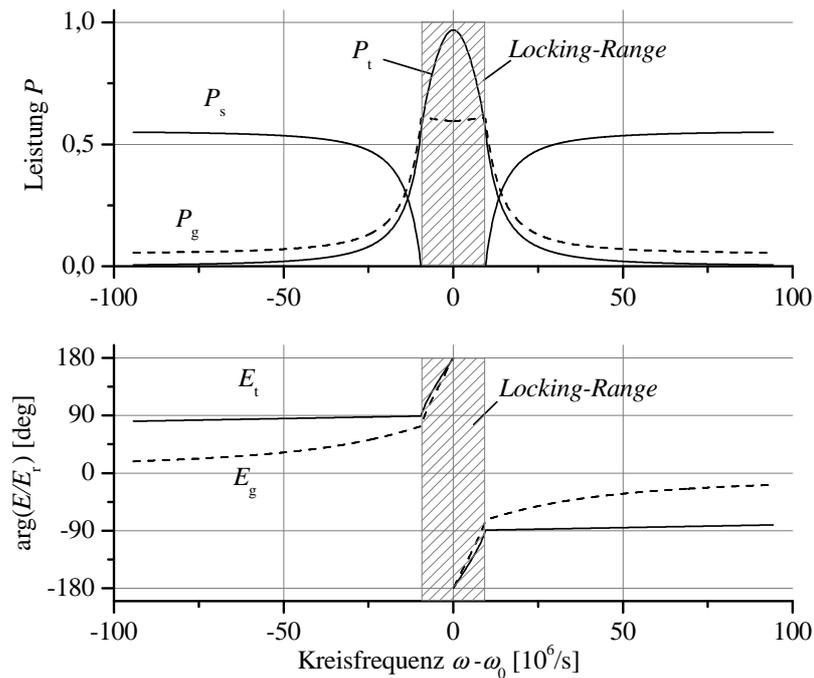


Abbildung 3.2: Numerische Berechnung der Ausgangsfelder eines injektionsgekoppelten Lasersystems nach der Theorie stationärer inkohärenter Feldwechselwirkung. Es wurden für einen Nd:YAG Laser mittlerer Leistung typische Parameter gewählt: Resonatorlänge 1 m, Koppelspiegeltransmission $t^2 = 0,10$, Resonatorverluste $2\delta_l = 0,0106$, Kleinsignalverstärkung $2\gamma_0 = 0,695$, Injektionsleistung $P_m = 0,05$. Alle Leistungen sind auf die Sättigungsleistung normiert. P_t entspricht dem Quadrat des transmittierten Feldes, ist aber keine physikalisch existente Leistung.

plituden des transmittierten Feldes² E_t und des insgesamt reflektierten Feldes E_g eines injektionsgekoppelten Lasersystems bei langsamer Frequenzverstimmung der Laser gegeneinander dargestellt (Lösung der Gl. B.1 u. B.3). Man erkennt eine deutliche Überhöhung des transmittierten Feldes E_t im Fall der resonanten Injektion, die natürlich mit einer ebenso deutlichen Überhöhung der im Resonator zirkulierenden Leistung verbunden ist, aber keineswegs mit einer signifikanten Überhöhung der insgesamt reflektierten Leistung $P_g = |E_g|^2$, da direkt reflektierter Anteil $E_r = rE_m$ und transmittierter Feldanteil teilweise destruktiv interferieren: $E_g = E_r + E_t$. Der deutliche Unterschied zwischen tatsächlich

²Hier und im Folgenden wird ausschließlich von einem einzigen räumlichen Mode in und außerhalb des Resonators ausgegangen. Daher wird das Feld in der *Slowly-Varying-Envelope-Approximation* vollständig durch seine komplexe Amplitude $E(z, t)$ und seine Phasenentwicklung mit der Lichtfrequenz bzw. Wellenzahl beschrieben: $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{m}(x, y, z)E(z, t) \exp(i\omega(t - z/c))$, mit \vec{m} einem über das Intensitätsintegral über den Querschnitt normierten Modenprofil. Da immer nur auf die Verhältnisse von Feldstärken oder auf Intensitäten Bezug genommen wird, kann der Betrag der Feldamplitude zudem schlicht als Wurzel der Strahlintensität definiert werden. Schließlich wird hier nicht auf den Einfluss von Strahlquerschnittsänderungen eingegangen, wodurch die Leistung mit dem Absolutquadrat der Feldamplitude gleichgesetzt werden kann. Erst wenn nichtlineare (sättigbare) Materialwechselwirkung quantitativ betrachtet werden soll, muss von dieser einfachen Notation abgewichen werden.

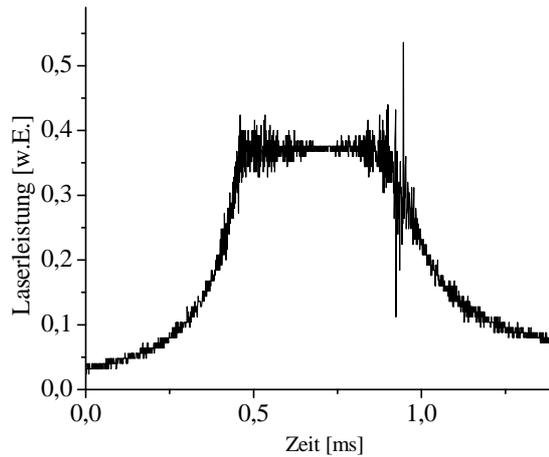


Abbildung 3.3: Experimentelle Messung der Ausgangsleistung (unskaliert) beim Durchgang durch den *Locking-Range* eines Nd:YAG-Ringlasers. Hierbei wurde der frei laufende Laser zuvor durch eine Asymmetrie in die andere Umlaufrichtung gebracht (instabil). Am Rande des *Locking-Ranges* und beim Verlassen desselben treten relaxationsoszillationsartige Transienten auf.

reflektierter Leistung P_g und der unphysikalischen „Leistung“ $P_t = |E_t|^2$ lässt bereits erahnen, dass eine Vernachlässigung des direkt reflektierten Feldanteils, damit also das Gleichsetzen von P_g mit P_t auch deutliche Konsequenzen für Berechnungen weiterer Lasereigenschaften haben wird.

In Abbildung 3.3 ist die Ausgangsleistung eines realen Nd:YAG-Ringlasers beim Durchstimmen über einen *Locking-Range* dargestellt. Man erkennt, dass die mittlere Leistung sich wie theoretisch beschrieben verhält, jedoch am Rande des *Locking-Range* deutliche relaxationsoszillationsartige Leistungsschwankungen auftreten. Damit werden die Grenzen der stationären Theorie aufgezeigt, aber auch Grenzen der üblichen Auswertung der dynamischen Beschreibung von injektionsgekoppelten Lasern, die aufgrund der Annahme einer Entkopplung von Amplitude und Phase nur in der Mitte des *Locking-Ranges* gilt. Wenn im Abschnitt 3.3 also von Störungen der Phase bzw. Frequenz gesprochen wird, so sind nur kleine und im Mittel verschwindende Abweichungen aus dem Zentrum des *Locking-Ranges* gemeint. Zuvor soll es jedoch um eine stationäre Eigenschaft des Systems gehen: die Leistungsextraktion.

3.2 Leistungsextraktion

Eine richtige Beschreibung der Leistungsextraktion in Abhängigkeit von *Slave-Laser*-Parametern kann nur unter Berücksichtigung des am *Slave-Resonator* direkt reflektierten Lichtes gewonnen werden. Im Gegensatz zu früheren Berechnungen [49] kann die aus dem *Slave-Laser* extrahierte Leistung $P_g - P_m$ dabei nicht über den Wert gesteigert werden, der

bei optimaler Auskoppelspiegel-Transmission auch mit dem freilaufenden Laser erreicht werden kann.

Kombiniert man eine Rigrod-Beschreibung des *Slave-Laser* (s. Gl. B.4 oder [29, 12.4]) mit den Termen für injiziertes und direkt reflektiertes Feld, so erhält man eine transzendente Gleichung für die Gesamtausgangsleistung, welche sich leicht numerisch lösen lässt. Die Gleichung lässt sich jedoch so schreiben, dass man ohne explizite Lösung Aussagen über die injektionsgekoppelte Laserleistung erhält.

Wenn $P_s(T')$ die Ausgangsleistung des freilaufenden Lasers bei der Leistungstransmission des Auskoppelspiegels T' und P_m die Leistung des *Master-Lasers* ist, so erhält man für die Gesamtleistung $P_g(T)$ des injektionsgekoppelten Lasersystems exakt auf der Resonanz:

$$P_g(T) = P_s(T') + P_m \quad \text{mit} \quad (3.1)$$

$$T' = 1 - \left(r + T \frac{1}{r + \sqrt{P_g/P_m}} \right)^2 = T \left(1 - \frac{2r}{r + \sqrt{P_g/P_m}} \right) - \frac{T^2}{(r + \sqrt{P_g/P_m})^2}.$$

Dabei wurde $r = \sqrt{1-T}$ gesetzt, d.h. die Absorption oder Streuung des des Koppelspiegels vernachlässigt und die Amplitudenreflektivität des Koppelspiegels hier und im folgenden als real und positiv definiert (s. auch [29]).

Gleichung 3.1 lässt erkennen, dass die maximal erreichbare Leistung des injektionsgekoppelten Systems die Summe aus optimierter Leistung des freilaufenden Lasers und Injektionsleistung nicht übersteigen kann. Die optimale Spiegeltransmission ist jedoch eine andere als die des freilaufenden Lasers. Da $T < 1$ und bei der Anwendung des *Injection-Locking* zur Leistungsverstärkung $P_g \gg P_m$ gilt, verhält sich die Leistungskurve des Systems in relevanten Bereichen etwa wie eine gestreckte und um P_m erhöhte Version der Extraktionskurve des frei laufenden Lasers (s. Abb. 3.4):

$$P_g(T) \approx P'_g(T) = P_s\left(\frac{T'_{\text{opt}}}{T_{\text{opt}}}T\right) + P_m, \quad (3.2)$$

wobei sich das Verhältnis der optimalen Auskoppeltransmissionen explizit berechnen lässt:

$$T_{\text{opt}} = \frac{(1 - 2r'_{\text{opt}}/V_E)V_E^2}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{4T'_{\text{opt}}}{(1 - 2r'_{\text{opt}}/V_E)^2 V_E^2}} - 1 \right)$$

$$\approx \frac{T'_{\text{opt}}}{1 - 2r'_{\text{opt}}/V_E} \quad (3.3)$$

mit

$$V_E \equiv 1 + \sqrt{P_{s\text{opt}}/P_m + 1}.$$

Zur Überprüfung einer Spiegelwahl kann im gekoppelten System die Leistung mit und ohne Injektion verglichen werden. Da bei für das System optimaler Auskopplung der frei laufende Laser bereits leicht überkoppelt ist, sollten sich Systemleistung und Slave-laserleistung um etwas mehr als die Injektionsleistung unterscheiden. Am Schnittpunkt

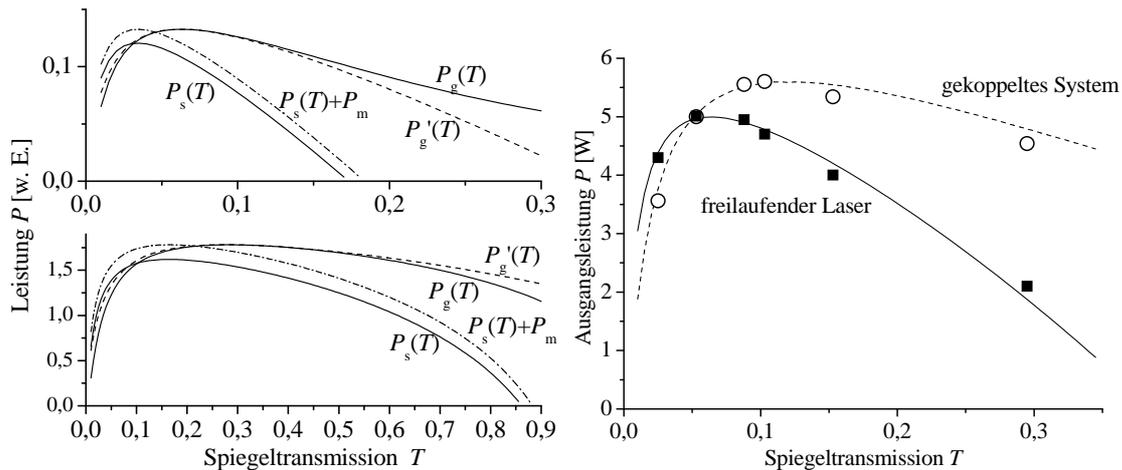


Abbildung 3.4: LINKS: Berechnete Leistungsextraktionskurven für zwei Laser mit geringer Verstärkung (oben) und hoher Verstärkung (unten), jeweils mit einem Verhältnis 1:10 zwischen Injektionsleistung und maximaler *Slave-Laser*-leistung.

RECHTS: Experimentelle Aufnahme der Leistungsextraktion für einen 5 W Nd:YVO₄ Ringlaser, welcher an einen einrequenten 600 mW Nd:YAG-Lasers angekoppelt wurde. Für die Theoriekurven wurden die Parameter so gewählt, dass der Graph für den frei laufenden Laser an die Messpunkte angepasst ist, während für den Graphen des gekoppelten Systems die so gewonnenen Parameter unverändert übernommen wurden.

$P_g(T) = P_s(T) + P_m$ liegt eine kleine, aber im allgemeinen unbedeutende Unterkopplung vor. Ist der Leistungsunterschied deutlich kleiner, so kann von einer signifikanten Fehlanpassung ausgegangen werden (s. Abb. 3.4). Hier ist das System insbesondere auf eventuell alterungsbedingt zunehmende Resonatorverluste besonders empfindlich.

3.3 Zeitabhängige Störungen

3.3.1 Phasenfluktuationen

Die zeitabhängige Beschreibung des *Injection-Locking* geht von den gleichen physikalischen Voraussetzungen (s. Anh. B.2) aus wie die einfache stationäre Theorie. Eine Ausnahme bildet die Annahme vollständiger Kohärenz der beteiligten Felder. Diese Annahme ist für den hier interessanten Bereich innerhalb der *Locking-Ranges* trivialerweise erfüllt.

Die mathematische Beschreibung geht von Differentialgleichungen in der Näherung der langsam veränderlichen Amplitudeneinhüllenden (*slowly varying envelope approximation*, *SVEA*) der Neoklassischen Lasertheorie aus. Die zeitliche Entwicklung des Feldes wird in der Phasen-Amplituden Form $E(t) = |E(t)| \exp(i(\omega_1 t - \phi(t)))$ beschrieben.

Aus den drei gekoppelten Differentialgleichungen (B.8 ff) für Amplitude und Phase des Feldes sowie die Inversion der Mediums leiten Farinas [53] und Barillet [54] Transferfunktionsgleichungen für die Feldentwicklung bei moduliertem injiziertem Feld ab. Farinas

nimmt dabei auch in Randbereichen des *Locking-Range* eine vollständige Unabhängigkeit der Amplituden- und Phasenmodulation an, was sich, wenn überhaupt, höchstens für sehr kleine injizierte Signale — etwa $P_i < P_1/100$ — rechtfertigen lässt (s. Abb. 3.2 u. 3.3). Die von Barillet [54] geführten Überlegungen zu Phasenfluktuationen unter Vernachlässigung von Sättigung im Laser Medium zeigen ein Systemverhalten zweiter Ordnung mit einer gedämpften Resonanz bei ω_l . Die Dämpfung nimmt zum Rand des *Locking-Range* hin auf null ab. Wenn die Abweichung der *Slave*-Frequenz von der *Master*-Frequenz jedoch klein gegenüber dem *Locking-Range* ist $\omega_m - \omega_s \ll \omega_l$, geht das System in das unten beschriebene Verhalten über. Die folgende Beschreibung basiert auf der Untersuchung von Farinas, beschränkt sich aber auf im Mittel verschwindende, generell geringe Abweichungen aus der *Locking-Range*-Mitte. Die Herleitung ist von Farinas' Lösungen ist auch in Anhang B.5 skizziert.

Für die Fourieramplituden $\tilde{\phi}(\omega)$ der Phasenabweichung von der mittleren *Master-Laser*-phase erhält man

$$F'_m(\omega) = \frac{\tilde{\phi}_t(\omega)}{\tilde{\phi}_m(\omega)} = \frac{1}{1 + i \frac{\omega}{\omega'_1}}, \quad (3.4)$$

$$F'_s(\omega) = \frac{\tilde{\phi}_t(\omega)}{\tilde{\phi}_s(\omega)} = \frac{1}{1 - i \frac{\omega'_1}{\omega}}. \quad (3.5)$$

Dabei stehen $\tilde{\phi}_m$ und $\tilde{\phi}_s$ für Phasenstörung des *Master-Lasers* bzw. des *Slave-Lasers* und $\tilde{\phi}_t$ für die resultierende Phasenabweichung des transmittierten Feldes. Die Größe ω'_1 wird über die Auskoppelrate γ_e des Resonators und das Amplitudenverhältnis zwischen einfallendem Feld E_m und transmittiertem Feld E_t definiert:

$$\omega'_1 = \gamma_e \left| \frac{E_m}{E_t} \right| = \gamma_e \frac{|E_m|}{|E_g| + r|E_m|} \quad (3.6)$$

Sie wird häufig (aufgrund der Verwechslung des transmittierten Feldes E_t mit E_g bzw. dem Feld des freilaufenden Lasers E_s) mit dem *Locking-Range*

$$\omega_l = \gamma_e \sqrt{\frac{P_m}{P_s}} \quad (3.7)$$

gleich gesetzt, ist aber tatsächlich etwas kleiner (für den in Kap. 4 beschriebenen GEO 600 Laser etwa 20%).

Die Antwort des insgesamt reflektierten Lichtes auf eine Phasenstörung ergibt sich jedoch erst unter Berücksichtigung der am *Slave*-Resonator direkt reflektierten Feldamplitude, die in keiner der erwähnten Arbeiten berücksichtigt wird (s. Abb. B.1):

$$\phi_g = \arg (|E_t|e^{i\phi_t} - r|E_m|e^{i\phi_m}). \quad (3.8)$$

Für kleine Phasenstörungen $\phi_{m/t} \ll 1$ gilt $\exp i\phi \approx 1 + i\phi$ und $\phi_g \approx \text{Im}E_g/\text{Re}E_g$, so dass sich eine Gesamt-Modulationsphasentransferfunktion ergibt:

$$\tilde{\phi}_g(\omega) = F_m(\omega) \tilde{\phi}_m(\omega) + F_s(\omega) \tilde{\phi}_s(\omega) \quad (3.9)$$

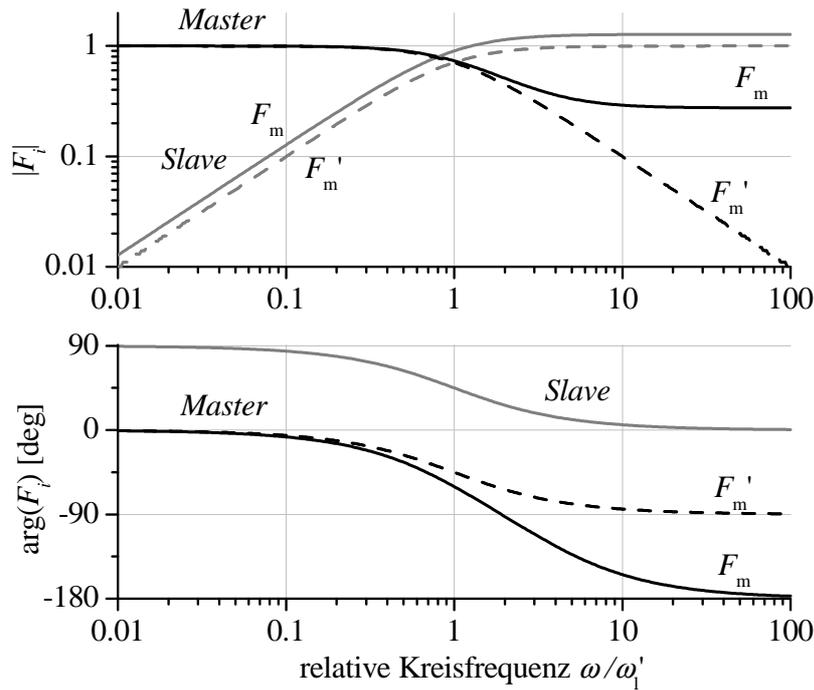


Abbildung 3.5: Einfluss von Phasenstörungen in *Master*- und *Slave*-Laser auf die Phase des Systemausgangsstrahls. Gestrichelt jeweils die Lösung unter Vernachlässigung des direkt reflektierten Feldanteils. Der Phasenverlauf des *Slave*-Einflusses ist in beiden Fällen identisch.

$$F_m(\omega) = \left| \frac{E_t}{E_g} \right| F'_m(\omega) - \left| \frac{E_r}{E_g} \right|$$

$$F_s(\omega) = \left| \frac{E_t}{E_g} \right| F'_s(\omega).$$

In Abbildung 3.5 sind die Transferfunktionen für den Beispielresonator aus Abbildung 3.2 grafisch dargestellt. Die gestrichelten Graphen zeigen dabei jeweils die Ergebnisse ohne Beachtung des direkt reflektierten Anteils. Aufgrund der Interferenz von transmittiertem und direkt reflektiertem Licht erfährt die *Master*-transferfunktion mit zunehmender Frequenz keine 90°-Phasenverschiebung sondern eine 180°-Phasenverschiebung. Der Einfluss des *Master*-Lasers verschwindet auch nicht vollständig, sondern stellt sich für hohe Frequenzen, wenn die Reaktionsträgheit des Resonator groß und nur noch der direkt reflektierte Teil moduliert ist, auf den Wert $-|E_r/E_g| \approx -\sqrt{P_m/P_s}$ ein. Phasenstörungen, welche aus dem *Slave*-Resonator stammen, werden bei Fourierfrequenzen kleiner ω'_1 deutlich unterdrückt, allerdings wiederum ein wenig schlechter als gemeinhin angenommen.

Es sei hier jedoch darauf hingewiesen, dass Resonatorlängenänderungen und damit die meisten klassischen Störprozesse besser durch eine Resonanzfrequenzänderung beschrieben werden als durch eine Phasenstörung³. Die Transferfunktion lässt sich in diesem

³Eine zeitlich unbegrenzte Resonatorlängenänderung führt immer zu einer instationären Phase. Im Fourierraum sind Frequenz- und Phasenamplituden durch $\tilde{\omega}(\omega) = i\omega\tilde{\phi}(\omega)$ verbunden.

Sinne auch so interpretieren, dass Frequenzfluktuationen des *Slave*-Resonators bei Fourierfrequenzen unterhalb ω'_1 mit einem Faktor $|E_t|/(|E_g|\omega'_1) \approx 1/\omega'_1$ in Phasenfluktuationen konvertiert werden. Dies bedeutet aber, dass der *Slave-Laser* auch bei sehr niedrigen Frequenzen immer einen endlichen Einfluss auf die Phase des Systems haben wird. In Anhang B.9 sind einige weitere Überlegungen über den Einfluss des *Slave-Lasers* auf das System und daraus folgende Konsequenzen für mechanische Ausführung und Regelungstechnik am *Slave-Laser* aufgeführt.

3.3.2 Leistungsfuktuationen

Wiederum der Herleitung von Farinas [53] folgend (s. Anh B.6) gewinnt man im Fourierraum für den Transfer von relativen Pump- oder *Master-Laser*-Leistungsfluktuationen $\tilde{p}_p(\omega)/P_p$ bzw. $\tilde{p}_m(\omega)/P_m$ in relative Ausgangsleistungsfluktuationen $\tilde{p}_t(\omega)/P_t$ die folgenden Ausdrücke⁴:

$$\frac{\tilde{p}_t/P_t}{\tilde{p}_m/P_m} = G'_m(\omega) = \omega'_1 \gamma_s \frac{1 + i \frac{\omega}{\gamma_s}}{\omega_{sp}^2 + 2i\gamma_{sp}\omega - \omega^2} \quad (3.10)$$

$$\frac{\tilde{p}_t/P_t}{\tilde{p}_p/P_p} = G'_p(\omega) = \frac{\Gamma \gamma_2 \gamma_c}{\omega_{sp}^2 + 2i\gamma_{sp}\omega - \omega^2}. \quad (3.11)$$

Dabei ist γ_s , die Zerfallsrate der Inversion im Betrieb des Lasers, definiert durch

$$\gamma_s = \Gamma \gamma_2 \left(1 + 2 \frac{\omega'_1}{\gamma_c} \right) \approx \Gamma \gamma_2. \quad (3.12)$$

Die Relaxationsoszillationsfrequenz ω_{sp} ergibt sich zu

$$\omega_{sp}^2 = (\Gamma - 1) \gamma_2 \gamma_c + (\Gamma + 2) \gamma_2 \omega'_1 + 2\Gamma \frac{\gamma_2}{\gamma_c} \omega'_1{}^2 \approx (\Gamma - 1) \gamma_2 \gamma_c, \quad (3.13)$$

und die Oszillationsdämpfung γ_{sp} ist durch

$$\gamma_{sp} = \frac{\Gamma \gamma_2}{2} + \left(\frac{1}{2} + \Gamma \frac{\gamma_2}{\gamma_c} \right) \omega'_1 \approx \frac{1}{2} (\Gamma \gamma_2 + \omega'_1) \quad (3.14)$$

gegeben. Hierbei sind wiederum Γ , γ_2 und γ_c die Pumprate mit Bezug auf die Schwellpumpleistung, die Zerfallsrate des oberen Laserniveaus bzw. die Abklingrate des Resonators. Die Näherungen in Gleichungen 3.12 und 3.13 bedürfen dabei der Voraussetzung $\omega'_1/\gamma_c \approx |E_m/E_t| \ll 1$.

Die transmittierte Leistung P_t ist nur über das Quadrat des transmittierten Feld definiert und hat keine physikalische Bedeutung, denn wie zuvor müssen bei diesen „klas-

⁴Vorsicht Tippfehler in [53]

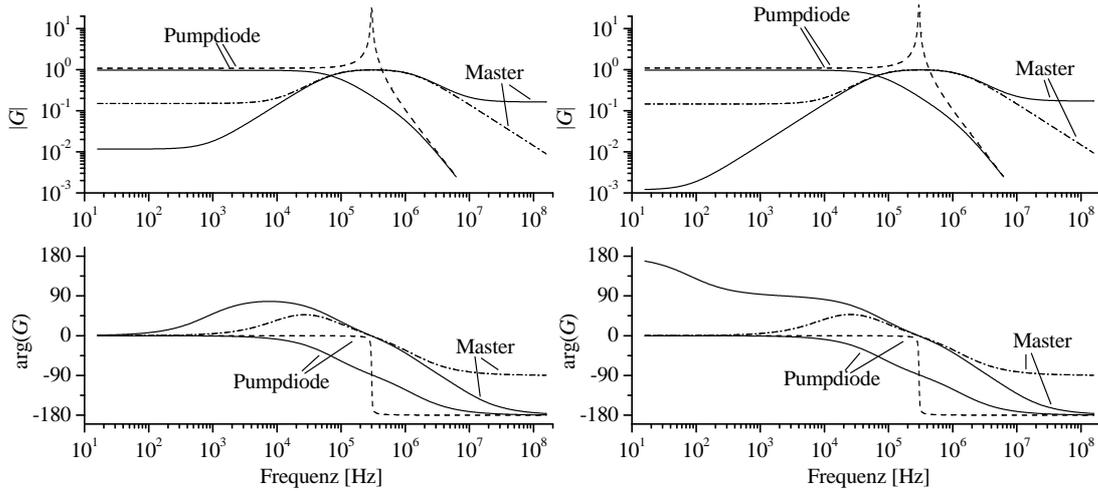


Abbildung 3.6: Amplitudenmodulations-Transferfunktionen.

Durchgezogene Linien beschreiben das gekoppelte System. Gestrichelt ist die Pumptransferfunktion für den *Slave-Laser* ohne Injektion dargestellt, strichpunktiert die *Master*-transferfunktion ohne Berücksichtigung des direkt reflektierten Anteils. Die Systeme unterscheiden sich nur in den resonatorinternen Verlusten: links 2%, rechts 3%. Weitere in die Simulation eingegangene Parameter sind Resonatorlänge 530 mm, Koppeltransmission 10%, Kleinsignalverstärkung 0,78, injizierte Leistung 0,037 P_{sat} . Die Leistung der frei laufenden Laser beträgt das 1,27- bzw. 1,17-fache der Sättigungsleistung P_{sat} .

sischen“ Lösungen noch die am Resonator direkt reflektierten Feldkomponenten berücksichtigt werden. Es ergibt sich in der Mitte des *Locking-Ranges* aus $|E_g| = |E_t| - r|E_m|$:

$$\frac{\tilde{p}_g/P_g}{\tilde{p}_m/P_m} = G_m(\omega) = \sqrt{\frac{P_t}{P_g}} G'_m(\omega) - \sqrt{\frac{P_m}{P_g}} r \quad (3.15)$$

$$\frac{\tilde{p}_g/P_g}{\tilde{p}_p/P_p} = G_p(\omega) = \sqrt{\frac{P_t}{P_g}} G'_p(\omega). \quad (3.16)$$

Im Pumpmodulationstransfer erzeugt der direkt reflektierte Feldanteil nur einen Skalierungsfaktor der Größenordnung 1. Im Mastertransferverhalten tritt durch die Interferenz der beiden modulierten Teilstrahlen jedoch ein qualitativer Unterschied zwischen G'_p und G_p auf (s. Abb. 3.6). Bei hohen Modulationsfrequenzen folgt der Resonator (G'_p) dem von außen einfallenden Feld zwar nicht mehr, jedoch bleibt die Modulation durch die Reflexion im Ausgangsstrahl erhalten. Bei niedrigen Frequenzen zeigt sich jedoch, dass die direkt reflektierte und die transmittierte Modulation aufgrund der Sättigung im Verstärkungsmaterial nahezu die gleiche Größe haben, also das Ergebnis der Interferenz essenziell von kleinen relativen Änderungen einer der beiden Terme abhängt. Durch Veränderung des Verhältnisses von Resonatorverlusten zu Kopplung können tatsächlich reflektierte oder transmittierte Amplitude wahlweise gleichgroß oder beliebig entweder

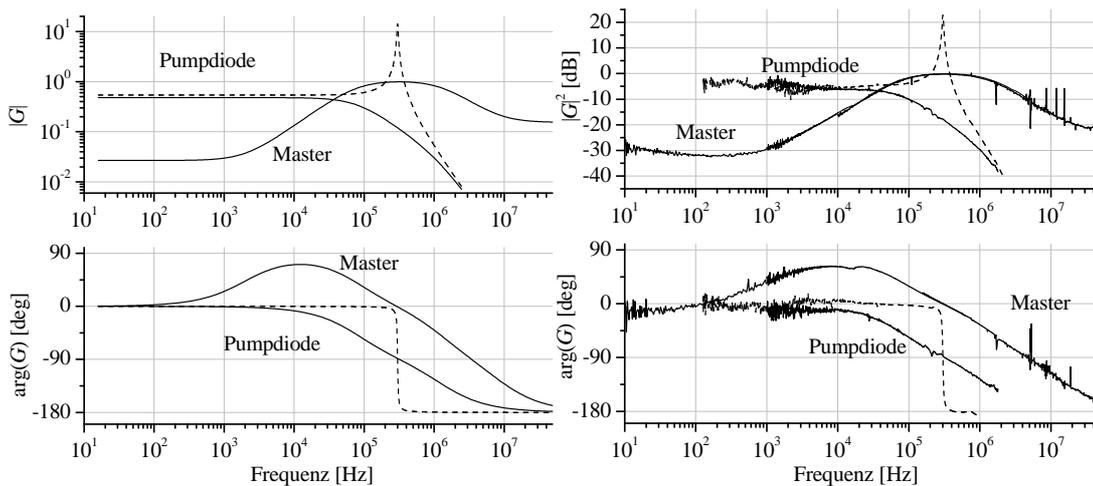


Abbildung 3.7: AM-Transferfunktionen in Simulation und Experiment.

Experimentelle Daten: Resonatorlänge 530 mm, Koppeltransmission 10%, 9,5 W *Slave*-Ausgangsleistung und 9,5 W System-Ausgangsleistung nach Injektion von 0,25 W *Master*-Strahlung. Fitparameter in der Simulation: Kleinsignalverstärkung 0,78 anhand der Relaxationsoszillationsfrequenz, Resonatorverluste 0,9% zur Angleichung von *Slave*- und System-Ausgangsleistung. Das Verhältnis von Injektions- zu *Slave*-Leistung wurde wie im Experiment gewählt (0,037/1,4)

kleiner oder größer als die jeweils andere gewählt werden, so dass die resultierende Modulation bei niedrigen Frequenzen verschwindet oder das Vorzeichen wechselt (s. Abb. 3.6). Für einen sinnvoll eingestellten injektionsgekoppelten Nd:YAG Laser, der eine gute Leistungseffizienz zeigt, wird jedoch im allgemeinen die Kopplung so gewählt sein, dass die transmittierte Amplitudenmodulation im Bereich niedriger Frequenzen größer als die reflektierte ist.

3.3.3 Einfluss von Quanteneffekten

Der Einfluß von Quantenfluktuationen auf einen 4-Niveau Festkörperlaser ist durch T. C. Ralph in einer gut anwendbaren Form aufgestellt worden [55] und durch ihn und seine Mitarbeiter im Laufe der letzten Jahre weiterentwickelt und überprüft worden [56, 59]. Eine für die Anwendung auf Leistungsfluktuationen sehr einfache Aufbereitung in Form von quantenmechanischen Transferfunktionen, mit der die folgenden Darstellungen berechnet worden sind, kann in [57] gefunden werden. Die quantenmechanischen Transferfunktionen für die Einflüsse von *Master-Laser* und *Slave-Laser* sind dabei identisch mit den oben berechneten Funktionen unter Beachtung des direkt am Resonator reflektierten Feldanteils. Üblicherweise werden sie jedoch nicht als relative Leistungsfluktuationen dargestellt, sondern als Rauschleistungsdichten mit Bezug auf das Schrotrauschlimit dargestellt. Es gibt aber auch originäre Quanteneffekte, welche nicht in einer klassischen Beschreibung nicht auftreten; sie entstammen einer quantenmechanischen Beschreibung von Verlusten im

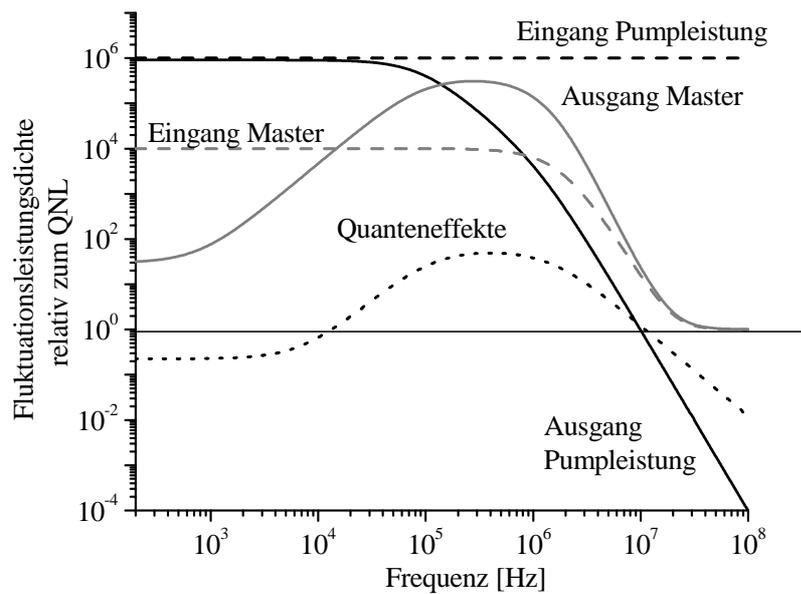


Abbildung 3.8: Berechnete Rauschbeiträge für einen 9 W Nd:YAG Laser.

Laser, von Spontanemission und von Dipolfuktuationen. Für den mit Multimode-Dioden gepumpten Laser, sind diese Quanteneffekte jedoch vernachlässigbar. In Abbildung 3.8 ist eine Beispielrechnung mit realistischen Annahmen für den 9 Watt Laser dargestellt, der auch im vorherigen Abschnitt berechnet und vermessen wurde. Dabei wurde davon ausgegangen, dass die Pumpdiode ein weißes relatives Leistungsrauschen von $1 \times 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}}$ hat, was für einen Multimode-Emitter bereits ein sehr guter Wert ist. Für den *Master-Laser* wurde angenommen, dass er bereits eine Leistungsstabilisierung besitzt, welche die Relaxationsoszillationen unterdrückt und die relativen Leistungsfluktuationen unterhalb von 2 MHz ebenfalls auf $1 \times 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}}$ unterdrückt. Oberhalb von 2 MHz wurde ein Abfall der Rauschleistung mit 2ter Ordnung auf das Quantenrauschen angenommen. In der Graphik ist weiterhin der Einfluss der Quanteneffekte zusammengefasst in einen einzigen Graph dargestellt. Man erkennt, dass das Schrotrauschlimit des Lasers prinzipiell nur unterhalb von 10 kHz oder oberhalb von 10 MHz erreicht werden kann. Eine technisch Realisierung eines bei niedrigen Frequenzen quantenrauschbegrenzten Festkörperlaser ist jedoch nur mit Single-Mode-Pumpdioden möglich, deren Rauschen selbst quantenlimitiert ist.

Die Quantenmechanische Beschreibung von Phasenfluktuationen hat für den Einfluss von *Master-Laser* und *Slave-Laser*-Resonatorlänge wiederum die klassischen Transferfunktionen [58] wie oben beschrieben, jedoch ist es nicht sinnvoll möglich, den Einfluss des *Slave-Laser* als Transferfunktion mit einem Quantenrauschlimit als Eingangs- und Ausgangs-referenzgröße zu beschreiben, da die Resonatorlängenfluktuationen keine Quantisierung wie eine Lichtleistung haben. Quanteneffekte, welche Einfluss auf die Resonatorlänge haben könnten, wie z.B. das Strahlungsdruckrauschen, sind für einen Festkörper-Leistungsozillator vernachlässigbar. Wiederum gibt durch Dipolfuktuationen und Resonatorverluste originär quantenmechanische Einflüsse auf die Phase der Lasers. Sie haben

etwa das Transferverhalten, wie die *Master-Laser*-Phase. Da sie jedoch aus dem Resonator selbst stammen, gibt es keinen direkt reflektierten Anteil, d.h. Ihr Einfluss verschwindet zu hohen Frequenzen hin. Insgesamt kann der injektionsgekoppelte Laser sich nur bei sehr hohen Frequenzen dem Quantenlimit des Phasenrauschen nähern.

3.4 Wellenlängenfehlpassung

In Nd:YAG- oder Nd:YVO₄-Lasern hoher Leistung können aufgrund des durch den Pumpprozess bedingten Wärmeeintrages im Zentrum der Laserkristalle hohe Temperaturen auftreten (s. Kapitel 2 und 5), welche mit einer spektralen Verschiebung des Verstärkungsprofils verbunden sind. Bei gleicher Temperatur haben Nd:YVO₄-Laser leicht gegenüber Nd:YAG-Lasern verschobene Verstärkungsprofile.

Durch eine Modifikation der Beschreibung stationärer Wechselwirkung kann der Einfluss einer Wellenlängenverschiebung des *Master-Lasers* gegenüber dem Verstärkungsmaximum des *Slave-Lasers* auf den *Locking-Range* berechnet werden. In diese Rechnung gehen die geringere Verstärkung der *Master-Laser*-Wellenlänge im *Slave-Laser* und ihre geringere Sättigungswirkung ein. Die Konsequenz der Wellenlängenverschiebung ist eine Reduktion des *Locking-Ranges*:

$$\omega_1 = \sqrt{\gamma_e^2 \frac{P_m f(\lambda_m - \lambda_{\max})}{P_1} - \frac{1}{\tau^2} \frac{\{1 - \exp[(1 - f(\lambda_m - \lambda_{\max})) \ln(\gamma_c \tau)]\}^2}{\exp[2(1 - f(\lambda_m - \lambda_{\max})) \ln(\gamma_c \tau)]}}, \quad (3.17)$$

wobei $f(\Delta\lambda)$ die Linienform des Verstärkungsprofils mit $f(0) = 1$ und τ die Umlaufzeit im Resonator ist. Für eine Übereinstimmung von Injektionswellenlänge λ_m mit dem Verstärkungsmaximum λ_{\max} geht Gleichung 3.9 in die bekannte Formel für den *Locking-Range* über (Gl. 3.7).

In Abbildung 3.9 ist links die Abhängigkeit des *Locking-Ranges* von der Wellenlängenfehlpassung für verschiedene Injektionsleistungen am Beispiel eines 11 Watt Nd:YAG-Lasers berechnet. Dabei wurde für die Rechnung ein Lorentz-Verstärkungsprofil angenommen, welches die Breite eines zuvor gemessenen Nd:YAG-Fluoreszenzspektrums hat.

Auf der rechten Seite in Abbildung 3.9 sind die für eine Kopplung der Laser maximal möglichen Fehlanpassungen dargestellt, wie sie sich in Abhängigkeit von der *Master-Laser*-Leistung aus Experiment und Theorie ergeben. Im Experiment wurde dabei die Wellenlänge des *Slave-Lasers* durch Änderung der *Slave-Laser*-Kristalltemperatur verschoben. Die Überprüfung des kopplungsbedingten Einfrequenzbetriebes erfolgte mit einem durchstimmbaren konfokalen Fabry-Perot-Interferometer. Die Wellenlängenbestimmung der freilaufenden Laser wurde mit einem hochauflösenden Gitterspektrographen bestimmt, wobei für den ungleichmäßig multimodig freilaufenden *Slave-Laser* mittlere Wellenlängen und Ausgleichsgraden über große Temperaturbereiche zur Bestimmung einer mittleren Temperatur-Wellenlängen-Abhängigkeit genutzt wurden.

Die *Locking-Ranges*, die über das Pound-Drever-Hall-Fehlersignal bestimmt werden (s. Anh. B.8) fallen generell etwa 10 Prozent kleiner aus als nach Gleichung 3.7 oder 3.17

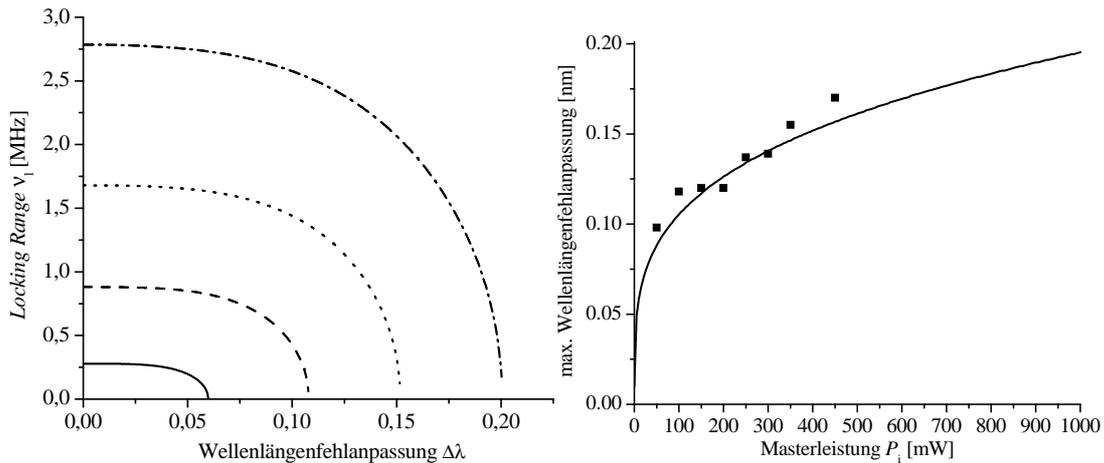


Abbildung 3.9: Folgen einer Wellenlängenfehlanpassung für die Injektionskopplung eines 11 Watt Nd:YAG-Lasers mit 10% Auskoppeltransmission, einer Resonatorlänge von 0,57 m und einer Verstärkungslinienbreite von 0,7 nm.

LINKS: Berechnete *Locking-Ranges* in Abhängigkeit von der Fehlanpassung für Injektionsleistungen von 0,011, 0,11, 0,4 und 1,1 Watt.

RECHTS: Maximal mögliche Fehlanpassung bis zum Anschwingen weiterer Moden in Experiment und Theorie.

erwartet. Bei 400 Milli watt injizierter Leistung wurde ohne Wellenlängenfehlanpassung ein *Locking-Range* $\nu_1 = \omega_1/2\pi$ von 3 Megahertz bestimmt. Bei einer Fehlanpassung von 0,1 Nanometer wurde ein noch 5 bis 15 Prozent geringerer Wert gefunden, wobei nach Gleichung 3.17 eine Reduktion von 15 Prozent vorhergesagt wird.

Als experimentelle „Warnlampe“ für eine Wellenlängenfehlanpassung kann eine qualitative Veränderung im Pound-Drever-Hall-Fehlersignal herangezogen werden: da der *Locking-Range* der leistungsschwachen Seitenbänder früher als derjenige des Trägersignals einbricht, verschwinden bei einer Wellenlängenfehlanpassung zuerst die für das *Injection-Locking*-Verfahren charakteristischen großen Seitenband-Fehlersignale (s. Abb. 3.10 u. Anh. B.8).

Die scheinbar koinzidente Beobachtung der *Locking-Range*-Reduktion in der Unterdrückung einer wellenlängenverschobenen Laseroszillation und im Pound-Drever-Hall-Fehlersignal, welches durch die Phasenentwicklung des injizierten und regenerativ verstärkten Signals entsteht, ist mit Vorsicht zu betrachten und muss noch weiter untersucht werden, da diese Prozesse im Prinzip voneinander unabhängig sind. Nur bei Übereinstimmung der Wellenlängen von freier Oszillation und Injektion sollten sie gleiche charakteristische Kenngröße, nämlich den den *Locking-Range*, haben.

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Lasersystemen kann durch die Wahl der Kristalltemperatur immer eine exakte Übereinstimmung der Wellenlängen von Verstärkungsmaximum und *Master-Laser*-Injektion erreicht werden.

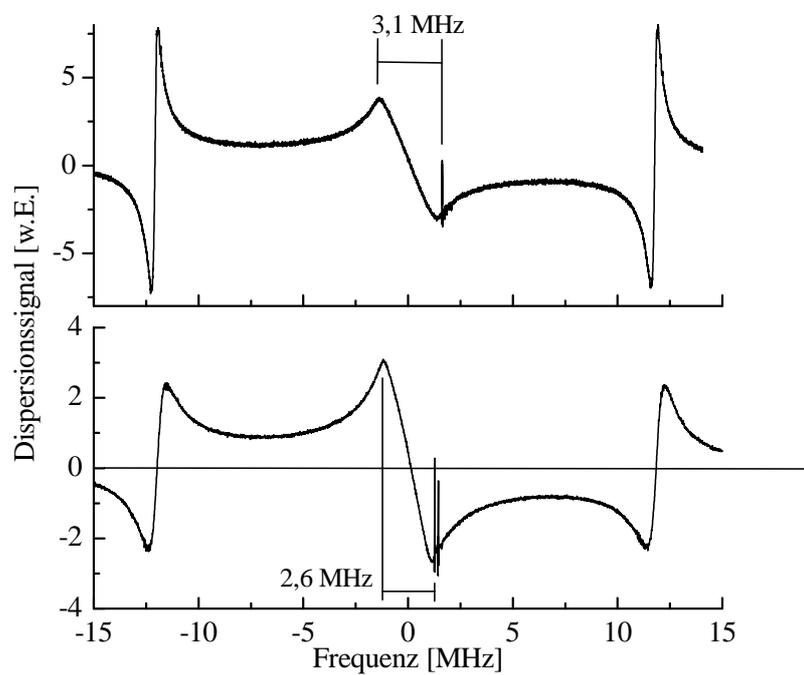


Abbildung 3.10: Pound-Drever-Hall-Fehlersignal bei angepasster (oben) und 0,1 Nanometer fehlangepasster Injektion. Besonders beachtenswert ist die qualitative Veränderung der Seitenband-Fehlersignale, die durch die Reduktion der der Seitenband-*Locking-Ranges* auf Null hervorgerufen wird.

Kapitel 4

12 Watt Nd:YAG-Ringoszillator

4.1 Optisches Laserkopfdesign

Für den Aufbau des *Slave-Laser*-Resonators wurde ein symmetrischer, planarer *Bow-Tie*-Ringresonator mit zwei separaten, durch fasergekoppelte Laserdioden modenselektiv endgepumpten Nd:YAG Stäben gewählt (Abb. 4.1). Die Wahl fasergekoppelter Laserdioden wurde aufgrund ihrer rotationssymmetrischen, für das modenselektive Endpumpen gut geeigneten Strahlcharakteristik getroffen. Zusätzlich bieten die Fasern die Möglichkeit, die Halbleiterlaser räumlich vom Laserkopf zu trennen, wodurch eine mechanische Störung des Laserkopfes durch turbulentes Kühlwasser an den Dioden vermieden wird. Im Falle einer Diodenstörung erfordern steckbare Faserverbindungen zudem nur eine kurze Unterbrechung des Laserbetriebs zum Austausch der Diode.

Die Aufteilung der resonatorinternen Verstärkung auf zwei Pumpvolumen in zwei getrennten Nd:YAG Stäben erlaubt eine hohe Flexibilität im Resonatordesign (vergl. Kap. 2). Die kommerziell erhältlichen, fasergekoppelten Industriestandard-Diodenlaser mit 30 Watt Nennleistung bei 808 Nanometer Wellenlänge können zur Erhöhung der Lebensdauer bei deutlich reduzierter Ausgangsleistung betrieben werden; ihre Emission kann mit einfachen Teleskopen aus sphärischen Linsen in die Laserstäbe eingebracht werden.

4.1.1 Resonatordesign

Entsprechend den numerischen Untersuchungen in Kapitel 2 wurde ein symmetrischer Ringlaserresonator im ersten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches aufgebaut. In experimentellen Untersuchungen des ersten Stabilitätsbereiches konnten keine befriedigenden Ergebnisse erzielt werden. Dieses kann durch die schlechteren Eigenschaften des Bereiches in Gegenwart sphärischer Aberrationen (s. Abschn. 2.2) und die generell schlechte Abstimbarkeit des Resonators auf die thermische Linse (s. Abschn. 2.1.2) begründet werden. Als Verstärkungsmedium wurden zwei 1,1 %-dotierte Nd:YAG-Stäbe von 3 Millimeter Durchmesser und 6 Millimeter Länge gewählt. Die Größe des Pumpflecks und des

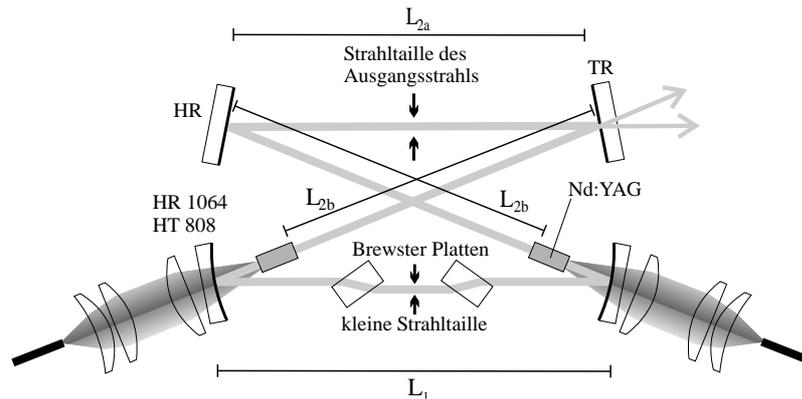


Abbildung 4.1: Schema des Laserresonators. Die Länge $L_2 = L_{2a} + 2L_{2b}$ bestimmt den minimalen Modenquerschnitt an den Laserkristallen. Durch den Abstand der gekrümmten Spiegel L_1 lässt sich die Lage des zweiten Stabilitätsbereiches bezüglich der Brechkraft der thermischen Linse optimieren.

Modenquerschnitts im Laserkristall, die genaue Lage des Arbeitspunktes im Stabilitätssegment sowie der Auskoppelgrad wurden experimentell iterativ optimiert. Dabei dienten die erreichbare Ausgangsleistung, das Modenbild bzw. die Strahlqualität sowie deren Empfindlichkeit auf Dejustage und Pumpleistungsänderungen als zur Bewertung des Lasers. Die Untersuchungen resultierten in einem kompakten *Bow-Tie*-Ringresonator, welcher aus zwei konkaven Resonatorspiegeln mit 150 Millimeter Krümmungsradius in der Nähe der Laserkristalle und zwei Planspiegeln besteht (Abb. 4.1). Über die Position der Planspiegel konnte während der Resonatoroptimierung die große Resonatorlänge $L_2 = L_{2a} + 2L_{2b}$ (vergl. Abb. 4.1 und Abb. 2.1) und damit der minimale Modenradius w_{30} in den Laserkristallen sowie die damit verknüpfte Breite der Stabilitätsbereiche ΔD (Gl. 2.7 und Abb. 2.2) eingestellt werden. Über die Länge L_1 konnte die Lage des zweiten Stabilitätsbereiches in Bezug auf die Brechkraft der thermischen Linse (Gl. 2.5) kontinuierlich variiert werden.

Für zweimal 17 Watt Pumpleistung und Pumpfleckradien von etwa 460 Mikrometer wurden optimale Resonatorlängen¹ L_1 und L_{2a} von 134 Millimeter bzw. 130 Millimeter (entsprechend einem L_2 von 415 Millimetern) ermittelt. Der (berechnete) Modenradius in den Laserkristallen nimmt in dieser Konfiguration in den Punkten der dynamischen Stabilität ($dw_{30}/dD = 0$) den minimalen Wert w_{30} von 360 Mikrometern an. Der Laser wird kurz unterhalb der $HG'_{00} - HG'_{03}$ -Entartung (s. Kap. 2) betrieben, so dass die Strahleigenschaften auch bei einem Abfall der Pumpleistung und einer Resonatordejustage nicht durch die Entstehung eines ausgeprägten Überlagerungsmodes beeinträchtigt werden. Durch einen Vergleich der Ausgangsstrahlparameter und der Frequenzen erzwungener höherer Moden (vergl. Abschn. 4.3.1) mit berechneten Werten konnte die Brechkraft im Zentrum der thermischen Linse zu etwa 4,4 bis 5.0 Dioptrien in paralleler Ausdehnung

¹geometrische Länge, d.h. ohne Berücksichtigung der Länge, Brechungsindizes und Orientierung der Laserkristalle und Brewster-Platten

und 4,0 bis 4,6 Dioptrien in sagittaler Ausdehnung bestimmt werden. Diese Werte entsprechen thermischen Linsenkoeffizienten β_{th} von 1,6 bis $2,0 \times 10^{-7}$ m/W, sie liegen also im Bereich der theoretischen Vorhersage (Abschn. 2.1.4). Die höchste Leistungsextraktion aus dem Ringlaser wurde bei Auskoppelgraden zwischen 9% und 11% erreicht.

Bei der Optimierung des Resonators musste insbesondere die in den Resonatorsimulationen vernachlässigte thermisch induzierte Doppelbrechung (s. z.B. [34, Kap. 7]) im Nd:YAG-Kristall berücksichtigt werden. Da diese eine unpolarisierte Laseremission fördert, wird eine über den gesamten Strahlquerschnitt nahezu gleich bleibende lineare Polarisation des Ausgangsstrahls durch zwei resonatorinterne Quarzglas-Brewster-Platten erzwungen. Diese erzeugen für sagittale Polarisationskomponenten einen Gesamtverlust von 42 Prozent pro Umlauf. Die verbleibende Depolarisation (s. zB. [34, Kapitel 7]) in den Nd:YAG-Kristallen führt dann zu radial zunehmenden, azimuthal variierenden Verlusten für den hauptsächlich parallel polarisierten Mode. Durch Anpassung der Modengröße an Laserverstärkung und Depolarisationsprofil konnten für den Grundmode Depolarisationsverluste von weniger als einem Watt bei einer zirkulierenden Leistung von etwa 120 Watt erreicht werden, während höhere transversale Moden zuverlässig unterhalb der Oszillationsschwelle gehalten wurden. Im Grundmode-Ausgangsstrahl des Lasers konnten mehr als 99 Prozent der Ausgangsleistung in der gewünschten linearen Polarisation erzeugt werden.

Bei erzwungener linearer Polarisation des Lasers verursacht die thermisch induzierte Doppelbrechung im Laserkristall weiterhin einen Astigmatismus der thermischen Linse. Dieser führt im Resonator zusammen mit dem Astigmatismus, der durch den schrägen Strahleinfall auf den gekrümmten Spiegeln hervorgerufen wird, zu einem elliptischen Mode oder im Extremfall zur Resonatorinstabilität in einer transversalen Dimension (vergl. [27]). Im zweiten Resonator-Stabilitätsbereich lässt sich der Astigmatismus jedoch einfach um einen festen Wert korrigieren, da die Lage des Stabilitätsbereiches hinsichtlich der Linsenbrechkraft in gleichem Maße von der Brennweite der thermischen Linse wie vom direkten Abstand der gekrümmten Spiegel (der Länge L_1 in Abbildung 4.1) abhängt. Die unterschiedlichen Strahlpropagationslängen einer Brewster-Platte für sagittale und parallele Strahlausdehnung

$$L_{\text{sag}} = \frac{L_{\text{geo}}}{n}, \quad L_{\text{par}} = \frac{L_{\text{geo}}}{n^3} \quad (4.1)$$

können also genutzt werden, um die Propagationslängen in beiden Ausdehnungen an den Linsen- und Spiegelastigmatismus anzupassen. Für den *Slave-Laser* wird die Elliptizität des Ausgangsstrahls bei der Nennpumpleistung von 34 Watt durch zwei Quarzglas-Brewster-Platten von 8 mm Dicke (9,7 mm geometrische Strahlpropagationslänge L_{geo}) auf unter 10% kompensiert.

Im Rahmen der mechanischen Weiterentwicklung (Abschn. 4.2) des Lasers und seiner Reproduktion für verschiedenen Einsatzorte wurden sieben im optischen Layout identische Laser aufgebaut. Die Kenndaten der einzelnen Laser variieren leicht. Den größten Einfluss haben dabei die verwendeten Laserdioden. Ein schmales optisches Spektrum der Laserdioden, welches zu einer kurzen Absorptionslänge im Nd:YAG führt, zeigt sich vorteilhaft. Unregelmäßigkeiten in der Abstrahlungscharakteristik einiger Dioden (s. Abschn.

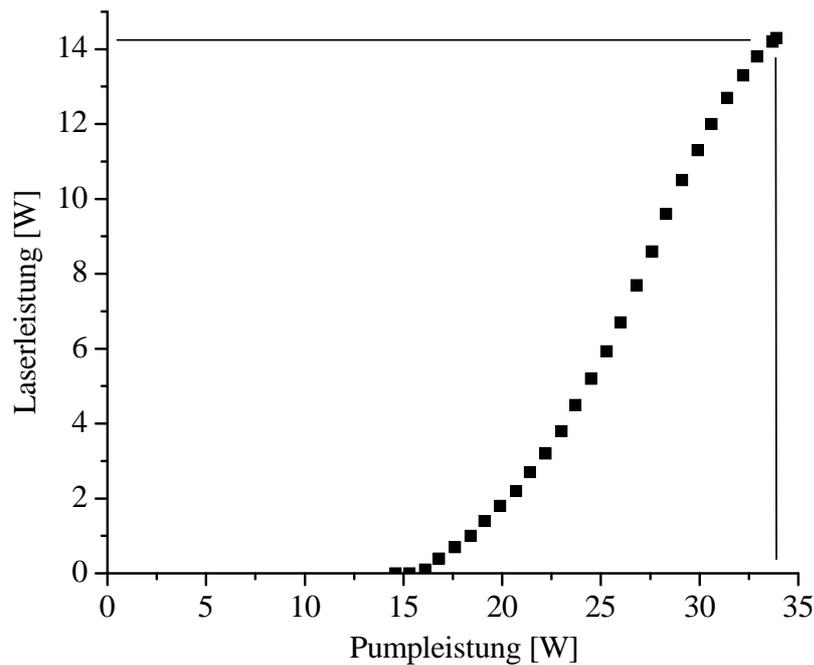


Abbildung 4.2: Ausgangsleistung des *Slave-Lasers* in Abhängigkeit von der Gesamtpumpleistung (an den Faserenden).

4.1.2), die zu einer unregelmäßigen thermischen Linse in Nd:YAG führen, wirken sich leistungsreduzierend aus. Alle Laser emittier(t)en bei einer Pumpleistung von zweimal 17 Watt zwischen 12,5 und 14,3 Watt im transversalen Grundmode (s. Abb. 4.2). Berechnet vom Ende der Pumpfasern bis in den Laserausgangsstrahl liegt die optisch-optische Effizienz also zwischen 36 % und 42 %. Die Taille der Laserausgangsstrahlen misst 260 bis 290 μm , ihre Beugungsmaßzahlen M^2 haben Werte kleiner oder gleich 1,1.

4.1.2 Pumplicht

Eine hohe Bedeutung kommt einer homogenen transversalen Pumplichtverteilung in den Pumpvolumen der Laserstäbe zu, da Inhomogenitäten im Wärmeeintrag zu verstärkten Aberrationen in der thermischen Linse führen. Daraus können eine reduzierte Lasereffizienz und eine schlechte Strahlqualität folgen (vergl. Kap. 2 und Abschn. 4.3.5). Mittenbetonte Pumpprofile verursachen zudem im Vergleich zu einer homogenen Pumplichtverteilung eine größere Brechkraft der Linse, wodurch die Breite der Stabilitätsbereiche im Bezug auf die eingesetzte Pumpleistung reduziert wird. Multimodefasergekoppelte Diodenlaser bieten daher für den Laser den Vorteil, dass sie im Idealfall eine rotationssymmetrische Abstrahlung von einer rotationssymmetrischen Fläche mit homogener Intensitätsverteilung haben. Mit sphärischer abbildender Optik (Abb. 4.3) lässt sich daraus ein rotationssymmetrisches Pumpvolumen im Laserstab erzeugen, dessen transversale Inhomogenität nur durch die Pumpstrahl-Divergenz über die Absorptionslänge des Lichtes im Laserstab und gegebenenfalls durch Abbildungsfehler bestimmt ist. Dadurch werden

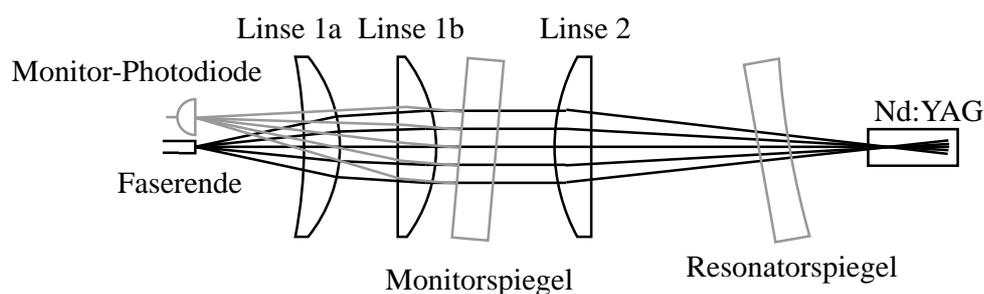


Abbildung 4.3: Schema der Pumpoptik für Einzelfaser-Laserdiode mit Faserdurchmesser 0,4 mm und NA 0,22. Alle Linsen sind sphärisch. Der Monitorspiegel wirft 0,1% des Pumplichtes zur Leistungskontrolle auf eine Silizium-PIN-Photodiode zurück.

Verzerrungen der Lasermode durch eine ungleichmäßige thermisch induzierte Linse gering gehalten.

Tatsächlich zeigen die eingesetzten Laserdiodensysteme Abweichungen von einer idealen Abstrahlungscharakteristik. Zu Beginn der Arbeiten wurde eine Diode eingesetzt, welche das Pumplicht aus einem Bündel von 19 dünnen, auf einer Fläche von 1,16 Millimeter Durchmesser konzentrisch angeordneten Fasern mit einer numerischen Apertur (NA) von 0,12 bereitstellte². Bei gleichmäßiger Leistungsverteilung auf die Fasern entsteht in der Bildebene des Pumpteleskops eine Intensitätsverteilung mit zylindrischer Einhüllender, die im Detail jedoch aus 19 kleinen Pumpflecken sehr hoher Intensität besteht (Abb. 4.4 oben). Im Nd:YAG-Kristall entsteht entsprechend ein Pumpvolumen mit 19 stark gepumpten Bereichen. Solange nur lineare thermische Prozesse im Laserkristall auftreten, wird die Welligkeit des Wärmeeintrags mit hoher Raumfrequenz durch die Wärmeleitung geglättet. Die thermische Linse zeigt dann nur geringe Abweichungen von der eines gleichmäßig gepumpten Volumens. Wenn Nichtlinearitäten im thermo-optischen Verhalten signifikant werden oder thermische Spannungen die Bruchgrenze erreichen (s. Kap. 5), kann sich die hohe Spitzenbelastung des Materials jedoch negativ auswirken. Darüber hinaus kommt es bei alterungsbedingten, ungleichmäßigen Leistungseinbußen der Halbleiteremitter notwendigerweise zu einer Ungleichverteilung der Pumpleistung am Faserende und im Laserkristall und somit über die ungünstige thermische Belastung des Materials zu einer überproportionalen Leistungs- und möglicherweise zu einer Strahlqualitätseinbuße (s. Abschn. 4.3.5).

Später wurden Laserdioden verwendet, bei denen das Licht aller Halbleiteremitter in eine einzelne Faser mit 400 μm Kerndurchmesser und eine numerischen Apertur von 0,22 eingekoppelt wird³. In der Regel kommt es dabei zu einer Ungleichverteilung des Lichtes in der Faser, die über mehrere Meter Faserlänge erhalten bleibt. Etwa in der Mitte des Faserquerschnittes kann typischerweise eine deutlich höhere Intensität als am Rand gemessen

²Hersteller: *Opto Power* später *Sprectra-Physics Semiconductor Lasers*. Typenbezeichnung: *H01-D040-807FC* oder *BFA1100-808-30-01*

³Diodelaser-Hersteller: *DILAS*, Typ: *MF81-30*, Faser-Hersteller: *CeramOptec*, Faser-Typ: *WF400/480BT*

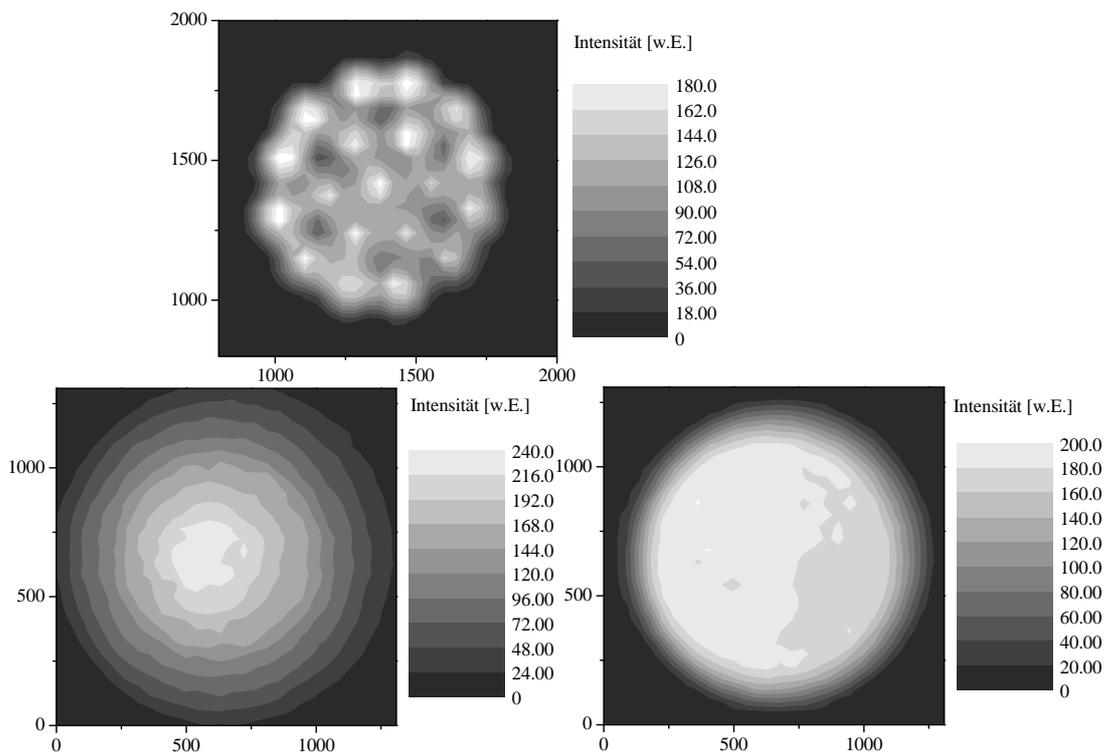


Abbildung 4.4: Abbildung der Faserenden der Pumpdioden auf eine CCD-Kamera.
OBEN: 19 konzentrisch angeordnete dünne Fasern,
UNTEN LINKS: Einzelfaser ohne Modenumverteilung,
UNTEN RECHTS: Einzelfaser mit Modengleichverteilung durch zwei Faserschleifen.

werden, deren Schwerpunkt zudem durch eine Veränderung der Faserverlaufs verschoben werden kann. Eine weitgehende Gleichverteilung über den Faserquerschnitt kann jedoch durch zwei Windungen der Faser mit 40 Millimeter Biegeradius erzeugt werden (Abb. 4.4 unten).

Experimentell wurde mit den Faserbündel-Dioden die höchste Laserleistung in einem nur geringfügig deformierten Gaußschen-Grundmode bei einer Abbildungsverkleinerung von 0,8, also einem Pumpfleck von 0,46 Millimeter Radius, gefunden. Für die später eingesetzten Einzelfaser-Dioden wurde die Abbildung so angepasst, dass ein gleich großer Pumpfleck entstand und keine Änderung des Resonators notwendig wurde.

4.2 Mechanisches und thermisches Design

Das mechanische Design des *Slave-Lasers* ist durch die monolithischen Miniatur-Ringlaser [17, 20] inspiriert. Während ein rein monolithischer Aufbau aufgrund der Resonatorgröße nicht sinnvoll ist, kann eine sehr geringe Störempfindlichkeit des Lasers gegen Umwelteinflüsse auch noch durch einen beinahe- oder quasi-monolithischen Aufbau erreicht (Abb. 4.5) werden. Dafür werden sämtliche optische Komponenten unverstellbar an einem monolithischen Resonatorblock aus Invarstahl verschraubt oder verklebt. Die einzigen beweglichen Elemente des Systems sind die auf Ringpiezoaktuatoren befestigten Planspiegel, die einige Mikrometer entlang ihrer Oberflächennormalen bewegt werden können, um die Resonatorlänge elektronisch kontrolliert einzustellen. Durch eine massive Deckelplatte und die Anbauteile wird der Resonator dabei nach außen hin staubdicht abgeschlossen.

Durch diesen quasi-monolithischen Aufbau können störende Vibrationen der optischen Komponenten, die durch Körper- oder Luftschall von außen angeregt werden, gering gehalten werden. Demzufolge werden Fluktuationen der Resonanzfrequenz, Intensität oder Strahllage reduziert, und die Wahrscheinlichkeit eines Verlustes der Oszillatorkopplung an den *Master-Laser* durch große äußere Störereignisse wird verringert. In Abbildung 4.6 sind als Beispiel die Frequenzfluktuationen dargestellt, die ein quasi-monolithisch aufgebauter Resonator im Vergleich zu einem diskret aufgebauten in normaler Laborumgebung zeigt.

Die geringe thermische Ausdehnung des Invarstahls reduziert den Einfluss der Außentemperatur auf die Resonatorlänge und damit den notwendigen Hub der aktiven Stellements. Der starre, temperaturunempfindliche Aufbau des Systems verhindert gleichzeitig eine langsame, sukzessive Dejustage des Resonators durch Vibrationen oder thermische Wechselbelastung, welche langfristig zu Leistungseinbußen, Strahllageänderungen, Modenverzerrungen und dem Anschwingen höherer Resonatormoden führen könnte. Durch den beinahe luftdichten Aufbau des Resonatorhohlraums ist eine Verschmutzung der resonatorinternen Optik durch Ablagerungen aus der Luft deutlich reduziert. Leistungseinbußen durch Lichtstreuung und Absorption können damit verringert und Reinigungsintervalle (nach bisherigem Kenntnisstand auf über zwei Jahre Dauerbetrieb) verlängert werden.

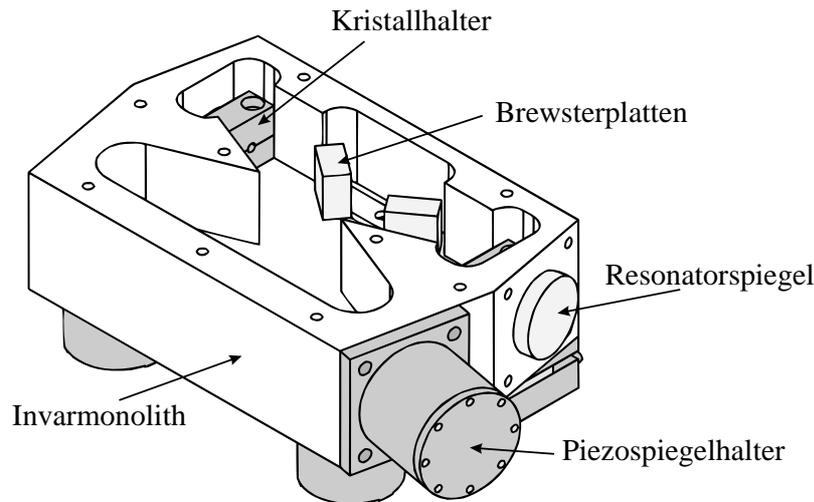


Abbildung 4.5: Monolithischer Resonatorblock ohne Deckplatte mit Anbauteilen.

4.2.1 Resonatorblock

Der als Träger aller optischen Elemente fungierende Resonatorblock (s. Abb. 4.5) wurde aus einem Stück ausdehnungsarmen Stahl (1.3912 / Invar) herausgefräst. Dabei wurden große Wandstärken belassen, indem nur in unmittelbarer Umgebung des Strahlverlaufs und an den Orten der Kristallhalter und Brewsterplatten Material aus dem Blockinneren entfernt wurde. Dadurch konnte eine hohe Verwindungssteifigkeit erreicht, der Einfluss potentieller Resonanzschwingungen im Block und deren Anregung durch externen Schall reduziert und die Bedeutung von Luftschall im Hohlraum gering gehalten werden. Die Außenflächen, an welchen die optischen Elemente angebracht werden, wurden mit einer Toleranz von 0,05 Millimeter (maximaler Winkelfehler 2,5 Milliradian bzw. $0,14^\circ$) gefertigt.

4.2.2 Langzeit-Längenstabilität

Um den Einfluss temperaturabhängiger mechanischer Resonatorlängenänderung zu reduzieren, wurde der Resonatorblock aus Invarstahl hergestellt (s. Tab. 4.1). Der Vorteil des Stahls gegenüber den Glas- oder Glaskeramikwerkstoffen ULE (® Corning) und Zerodur (® Schott) liegt in der einfachen Verarbeitbarkeit. Der gegenüber Invar nochmals geringere Längenausdehnungskoeffizient der beiden Werkstoffe käme in dem offenen Resonator aufgrund der umgebungsbedingten Luftdichteschwankungen (s. Tab. 4.2) nicht zum Tragen.

Die optische Resonatorlänge hängt neben den geometrischen Resonatorabmessungen auch vom Brechungsindex der im Resonator befindlichen Medien ab. Die Länge des eingesetzten Resonators teilt sich in 514,5 mm Luft, etwa 12 mm Nd:YAG und 24,3 mm Quarzglas auf. Alle Medien ändern ihre Länge und ihren Brechungsindex mit der Tempe-

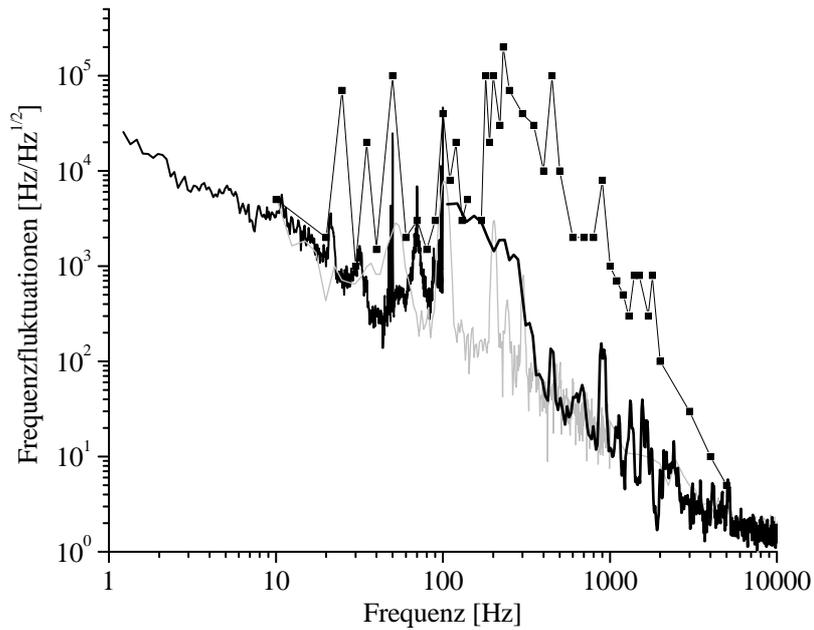


Abbildung 4.6: Frequenzfluktuationen des *Slave-Laser* Resonators in normaler Laborumgebung.

PUNKTE: Slave-Resonator aus herkömmlichen, diskret auf einer Grundplatte montierten Optikhaltern.

SCHWARZE LINIE: Quasi-monolithischer Resonator mit fest verschraubten oder verklebten Optiken.

GRAUE LINIE: (zum Vergleich) Frequenzfluktuationen eines frei laufenden, monolithischen NPROs. Die Daten für die *Slave-Laser* wurden aus den Piezostellsignalen gewonnen, welche zur Stabilisierung des Slave-Lasers auf einen aktiv frequenzstabilisierten NPRO eingesetzt werden.

	Mittlere relative Längenausdehnung α [10^{-6}K^{-1}]	Bereich [$^{\circ}\text{C}$]	Quelle
Invar-Stahl (1.3912 / Ni36Fe64)	0,8(3) 1,5(3)	20-50 20-100	[60]
ULE ®	< 0,03	5-35	[61]
Zerodur ®	< 0,02	0-50	[62]
Edelstahl (V2A)	16	0-100	[63]
Messing	18	0-100	[63]
Kupfer	16,8	0-100	[63]
Molybdän	5,2	0-100	[63]
Aluminium	23,8	0-100	[63]

Tabelle 4.1: Ausdehnung verschiedener potentieller Materialien für die tragenden Strukturen des Slavelasers.

	Mittlere relat. Längenausd. [10^{-6}K^{-1}]	Brechungsindex bei Raumtemp.	dn/dt [K^{-1}] (dn/dp [hPa^{-1}])	Bereich	Quelle
Luft		1,0003	9×10^{-7} ($2,7 \times 10^{-7}$)	20°C 1013 hPa	[64]
Nd:YAG	6,5...7	1,82	$6,5 \dots 8 \dots 10 \times 10^{-6}$	300 K	[65]
Quarzglas	ca. 0,5	1,45	9×10^{-6}	22°C	[61]

Tabelle 4.2: Thermische Längenausdehnung, Brechungsindex sowie thermische und druckbedingte Brechungsindexänderung der resonatorinternen Materialien.

Teilsystem	Optische Weglängenänderung [$\mu\text{m}/\text{K}$]
Invarblock	0,44
Piezsystem ⁴	0,04
Luft	-0,46
Quarzglas	0,22
Summe	0,24

Tabelle 4.3: Beiträge zur thermischen Änderung der optischen Weglänge. Die Temperatur der Nd:YAG Stäbe wird durch Regler konstant gehalten, daher entsteht durch sie kein Längenausdehnungsbeitrag.

ratur. Der Brechungsindex der Luft hängt zudem noch vom Druck ab. Die gesamte optische Resonatorlängenänderung beträgt rechnerisch etwa $0,24 \mu\text{m}/\text{K}$ bzw. $0,14 \mu\text{m}/\text{hPa}$ (s. Tab. 4.3).

Aufgrund der Faltung des Resonators wirkt sich der Stellweg des Piezoaktuators doppelt auf die Resonatorlänge aus. Der Stellweg der eingebauten Piezos von 4 Mikrometer ermöglicht also die Kompensation von Temperaturschwankungen des Resonatorblocks bis zu 32 °C oder alternativ Druckschwankungen bis zu 55 hPa.

4.2.3 Spiegelhalterung

Die Resonatorplanspiegel, also Auskoppler und schneller Piezospiegel, sind ohne Verstellmöglichkeiten direkt über die entsprechenden Strahlöffnungen im Block auf dessen Außenflächen, bzw. über den Piezospiegelhalter parallel zu den Außenflächen montiert (s. Abb. 4.5).

⁴Piezsystem mit Halter aus Invar. Die ersten Lasersysteme hatten Piezohalter aus Kupfer.

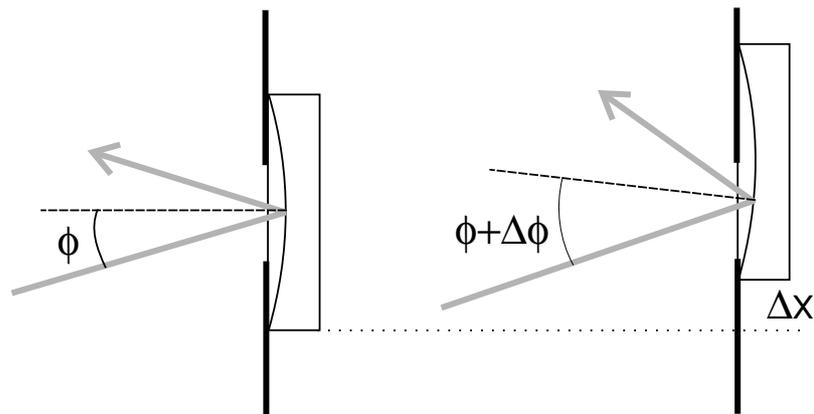


Abbildung 4.7: Justagemöglichkeit der Konkavspiegel. Der Stellwinkel $\Delta\phi$ ergibt sich aus der Krümmung des Spiegels R und der transversalen Spiegelverschiebung Δx zu $\Delta\phi = 1/R \Delta x$. Die Verwendung von 25 mm Spiegeln über den 15 mm Bohrungen des Blockes erlaubt maximal ± 5 mm Verschiebung aus der zentrierten Lage also bei einem Krümmungsradius von 150 mm etwa einen Winkelstellbereich von ± 33 mrad oder $\pm 1,9^\circ$.

Die korrekte Lage des Lasermodes in den Pumpvolumen wird durch die Justage der Konkavspiegel sichergestellt. Letztere werden dabei ebenfalls vollständig auf den Resonatorblock aufgelegt. Der Reflexionshalbwinkel kann dann jedoch noch durch die transversale Lage der Spiegel variiert werden (s. Abb. 4.7). Nach der Optimierung der Spiegellage werden die Laserspiegel während des Laserbetriebs verklebt, so dass eine nachträgliche Justage entfällt und eine Selbst-Dejustage verhindert wird.

Über die Positionierung der Konkavspiegel können auch eventuelle statische Ausrichtungsfehler der Planspiegel bezüglich der Strahlage in den Laserkristallen kompensiert werden. Dies führt jedoch zu einer Strahlageverschiebung an den Planspiegeln (s. Tab. 4.4). Letztere ist weniger kritisch als die Strahlage in den Laserkristallen. Mechanisch ist lediglich der kleine Durchmesser des schnellen Piezospiegels zu beachten. Im ungünstigsten Fall maximaler Toleranzausschöpfung der Resonatorblockdimensionen und sich addierender Fehlerwirkungen würden $2 \times 2,5$ mrad Dejustage der Planspiegel zu Lagefehlern an den Planspiegeln von maximal 0,7 mm führen. Bei einem Durchmesser des kleinsten Spiegels von 7 mm kann dieser Wert gut toleriert werden. Optisch kann eine Planspiegeldejustage zu einer nicht planaren Strahlführung und damit zu Polarisationsdrehungen des Lichts im Resonator führen. Als Konsequenz treten dann Verluste an den Brewsterplatten auf und der Ausgangsstrahl wird elliptisch polarisiert.

4.2.4 Piezospiegel

Der *Slave-Laser*- Resonator kann durch ein piezoelektrisches Längenstellelemente resonant auf die Frequenz des *Master-Lasers* eingestellt werden. Hier wurde ein Spiegel von

verkipptes Element	Strahlquerschnittsverschiebung bei Element [in mm je mrad Spiegelverkippfung]			
	Plansp. 1	Plansp. 2	Kristall 1	Kristall 2
Plansp. 1 (P1)	-0,150	-0,004	0,137	-0,040
Plansp. 2 (P2)	-0,004	-0,150	-0,040	0,137
Konkavsp. 1 (K1)	0,144	-0,025	-0,190	0,308
Konkavsp. 2 (K2)	-0,025	0,144	0,308	-0,190
$\Delta\phi_{K1} = -0,229 \Delta\phi_{P1}$ $\Delta\phi_{K2} = -0,584 \Delta\phi_{P1}$ $\Delta\phi_{P2} = 0$	-0,168	-0,083	0	0

Tabelle 4.4: Transversale Strahlquerschnittsverschiebung an den kritischen Orten der Laserkristalle und Resonatorplanspiegel, in Abhängigkeit von verkippten Elementen. In den ersten vier Zeilen ist jeweils nur ein einzelnes Element verkippt, in der fünften Zeile wird der Effekt einer Planspiegelverkippfung an den Kristallen durch gezielte Konkavspiegelverkippfung kompensiert. Zur Berechnung wurde eine Brechkraft der thermischen Linsen von je 4,3 Dioptrien angenommen.

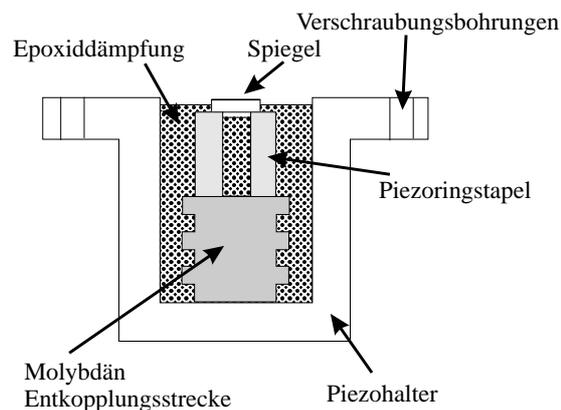


Abbildung 4.8: Schnittbild Piezospiegelsystem. Die Reduktion von regelungstechnisch problematischen Resonanzen im Längenstellelement wird durch die Kombination zweier Maßnahmen erreicht. Durch den Einsatz der Molybdän-Entkopplungsstrecke werden Aufhängungsresonanzen durch die Reaktionskraft des Piezos nur wenig angeregt. Durch den Epoxidharzverguß werden alle Schwingungen im relevanten Frequenzbereich bis 300 kHz gedämpft.

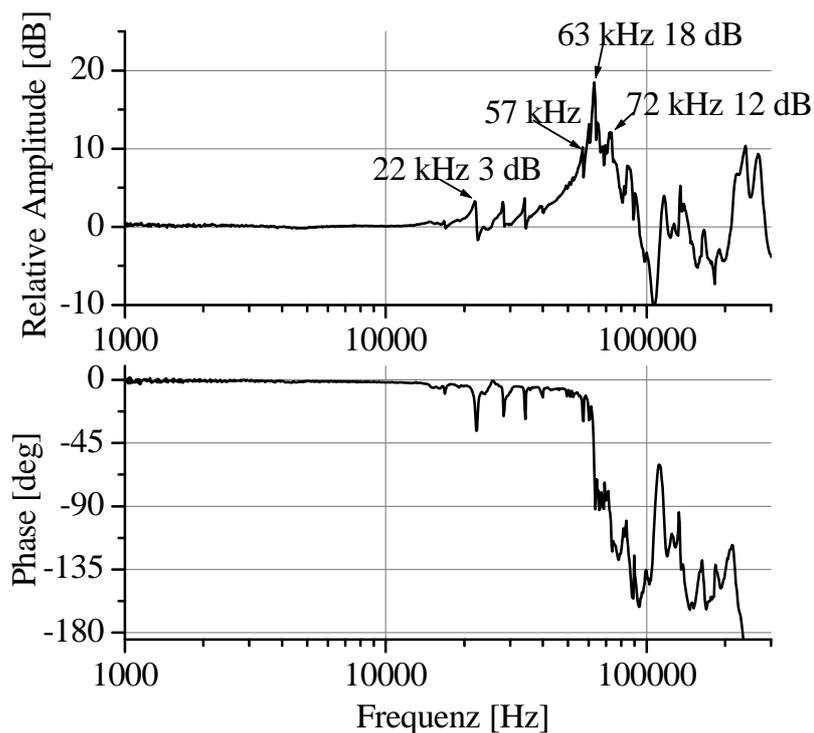


Abbildung 4.9: Reaktion des *Slave-Laser*-Piezospiegels auf elektrische Anregung. Die Resonanzen bei 22 kHz, 28 kHz, 34 kHz können auf den Spiegelhalter des Piezos zurückgeführt werden. Diese Aufhängungsresonanzen zeichnen sich durch eine Erhöhung der Phase der Transferfunktion nach der Resonanz aus. Die Hauptlängenresonanz des Piezospiegelsystems liegt bei 63 kHz. Sie hat eine 180° Phasenverschiebung der Transferfunktion zur Folge.

1 mm Dicke und 7 mm Durchmesser auf einem Ringpiezostapel⁵ eingesetzt. Bei einer Ansteuerspannung von -100 bis $+500$ Volt hat der Piezo einen Hub von 6,5 Mikrometer und eine erste mechanische Resonanz bei etwa 80 Kilohertz.

Die Piezokeramik ist zur Dämpfung der mechanischen Hauptresonanz in Epoxidharz eingegossen, wodurch der Hub des Piezospiegels auf etwa 4 Mikrometer eingeschränkt wird. Die Kombination des Piezoelements mit einem Spiegel und der Einbau in einen Halter verschiebt die Piezoresonanzen zu tieferen Frequenzen, und weitere Resonanzen des Gesamtsystems (bestehend aus Halter, Piezo, Spiegel und Resonatorblock) treten in der Reaktion auf eine elektrische Anregung auf (s. Abb. 4.9). Der Einfluss der Resonanzen von Spiegelaufhängung und Block kann jedoch durch eine Entkopplungsstrecke [66, 67] (acoustic delay line, s. Abb. 4.8)) reduziert werden. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar unter die Piezokeramik eine sehr harte und schwere Reaktionsmasse eingefügt, welche zusätzlich mechanisch stark bedämpft ist. Durch eine in Epoxidharz eingegossene Molybänreaktionsmasse ($\varnothing 15 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$) als Sockel für die Piezokeramik wird der Einfluss der halterinternen Resonanzen stark reduziert. Die vollständig mit Epoxidharz ausgefüll-

⁵Pickelmann HPSt 500/10-5/5

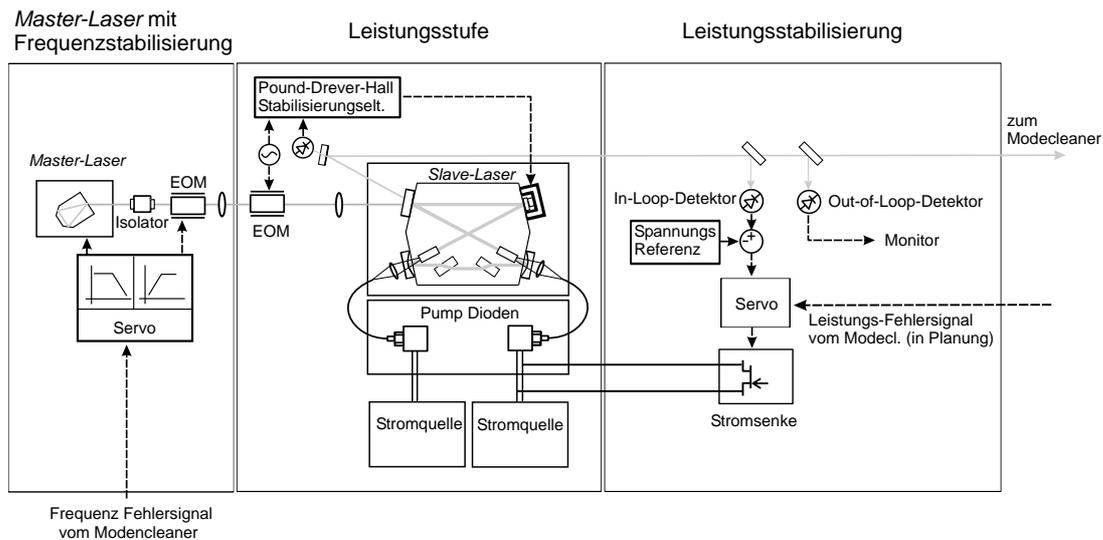


Abbildung 4.10: Vereinfachtes Schema des Lasersystems am Gravitationswellendetektor.

te Spiegelhalterstruktur reduziert den Einfluss der Resonanzen der Halterverschraubung am Resonatorblock und im Resonatorblock selbst bis zur Bedeutungslosigkeit. Mit diesem Piezosystem und einer angepassten Regelungselektronik kann eine Regelbandbreite zwischen 10 und 20 Kilohertz erreicht werden.

4.3 Integration im System

Der bis hier beschriebene *Slave-Laser* oszilliert im transversalen Grundmode, jedoch in vielen longitudinalen Moden in beiden Umlaufrichtungen. Der zuverlässige und frequenzstabile Betrieb in nur einem longitudinalen Mode wird wie in Kapitel 3 beschrieben durch das Verfahren des *Injection-Locking* erreicht. Der *Master-Laser*⁶, ein einfrequenter, nicht-planarer, monolithischer Miniatur-Ringlaser aus Nd:YAG hat eine Nennleistung von 800 Milliwatt. Der Laser ist mit einem Regelkreis ausgestattet, welcher seine Relaxationsoszillationen bei 600 Kilohertz unterdrückt und Leistungsschwankungen oberhalb von 150 Hertz bis hin zur Frequenz der Relaxationsoszillationen auf eine relative spektrale Dichte unter $1 \times 10^{-7}/\sqrt{\text{Hz}}$ reduziert. Die Frequenzstabilisierung des *Master-Laser* erfolgt bei Fourierfrequenzen unterhalb von 0,3 Hertz über die Temperatur des monolithischen Nd:YAG-Kristalls, im Bereich bis etwa 30 Kilohertz über eine auf den Laser aufgebrachte Piezokeramik und oberhalb dieser Frequenz bis etwa 100 Kilohertz durch einen externen elektro-optischen Phasenmodulator (EOM) (s. Abb. 4.10). Alternativ zur Frequenzregelung über die Piezokeramik, kann auch der Strom der Pump-Laserdioden als Stellelement eingesetzt werden, wenn der Leistungsregelkreis deaktiviert ist [16, 68]. Der Mode des *Master-Laser* wird mit Hilfe sphärischen Linsen an den des *Slave-Laser* angepasst,

⁶InnoLight Mephisto 800 NE



Abbildung 4.11: Foto eines integrierten Systems ohne externe schnelle Phasenkorrektur. A: *Master-Laser*, B: Phasenmodulator für Pound-Drever-Hall-Verfahren, C: Isolator, D: *Slave-Laser*, E: Kombiniertes Photodetektor für Pound-Drever-Hall-Verfahren und Leistungsstabilisierung.

wobei die elliptische Polarisation des Strahls mit Hilfe von Wellenplatten und Polarisatoren zuerst an Isolator und EOM und schließlich an den *Slave-Laser* angepasst wird. Ein zweiter EOM im Strahl des *Master-Lasers* erzeugt die zur *Slave-Resonator*-Stabilisierung notwendige Phasenmodulation bei 12 Megahertz Modulationsfrequenz. Aus dem Strahl nach dem *Slave-Laser* werden mehrmals geringe Anteile ausgekoppelt, um Signale für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung des *Slave-Resonators* auf den *Master-Laser* und für die Amplitudenstabilisierung zu gewinnen.

4.3.1 Locking

Der einem Gaußmode sehr ähnliche, weitgehend rotationssymmetrische Grundmode des *Slave-Resonators* erlaubt eine sehr gute Modenanpassung zwischen *Master-* und *Slave-Laser* ohne den Einsatz asphärischer oder zylindrischer Linsen. Ein großer Vorteil des *Slave-Resonators* liegt weiterhin in den großen Verlusten von Moden höherer transversaler Ordnung. Auch bei einer räumlichen Fehlanpassung des *Master-Modes* an den *Slave-*

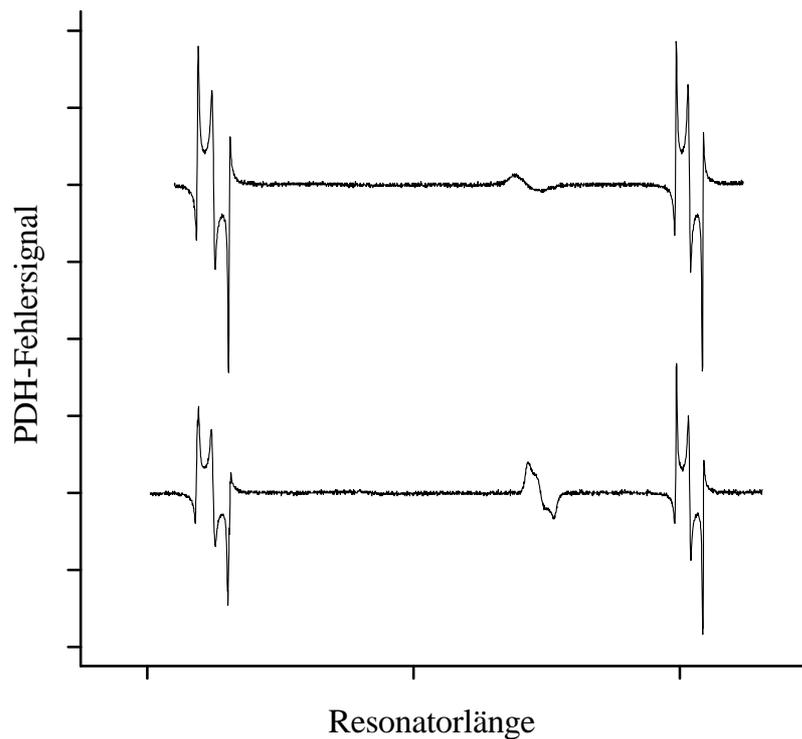


Abbildung 4.12: Mehrfache Pound-Drever-Hall-Fehlersignale beim Durchstimmen der Resonatorlänge über einen freien Spektralbereich. Die zwischen den regulären Fehlersignalen auftretenden Signale niedriger Finesse gehören zu HG'_{10} - bzw. HG'_{01} - Moden, welche durch eine vorsätzliche Strahlagefehlanpassung des *Master-Laser*-Strahls an den *Slave-Laser*-Resonator angeregt werden.

Grundmode und einer beliebigen Resonanzfrequenzverschiebung werden generell nur wenige höhere Moden signifikant angeregt (s. Abb. 4.12). In der Praxis ist hierdurch eine hohe Zuverlässigkeit im Betrieb gewährleistet, da die Wahrscheinlichkeit der Kopplung an eine falsche Resonatormode auch bei Dejustage der Koppeloptik gering ist.

Die Breite des *Locking-Range* wurde anhand des Pound-Drever-Hall-Fehlersignals bestimmt. Bei einer injizierten Leistung von 600 Milliwatt und einer Freilaufleistung des *Slave-Lasers* von 13,5 Watt konnte ein *Locking-Range* von etwa 1,7 Megahertz erreicht werden. Der theoretisch vorhergesagte Wert nach Gleichung B.6 ist mit 1,85 Megahertz etwa zehn Prozent größer. Allerdings ist das Messverfahren aufgrund der thermischen Wechselbelastung der Laserkristalle beim Durchstimmen des Resonators über eine Resonanz mit dem *Master-Laser* und den damit verbundenen Schwankungen in der Resonatorlänge sowie der prinzipiellen Schwierigkeit, die Grenzen des *Locking-Range* aus dem Fehlersignal exakt zu bestimmen, relativ fehlerbehaftet, so dass das Ergebniss als durchaus zufriedenstellend betrachtet werden kann. Dies gilt insbesondere, wenn man die Abweichung mit den in der Literatur teilweise deutlich größeren negativen Abweichungen (z.B. [29, 54]) vergleicht.

Im freilaufenden Zustand emittiert der Laser seine Leistung zwischen den Umlaufrichtungen mit typischerweise 10 Kilohertz wechselnd. Nur im gekoppelten Zustand wird die gesamte Leistung dauerhaft in eine einzige Umlaufrichtung emittiert. Damit ist eine Leistungsüberwachung zur Unterscheidung zwischen gekoppeltem und ungekoppeltem Betriebszustand geeignet. Dabei kann entweder die gewünschte oder die unerwünschte Umlaufrichtung überwacht werden. Für GEO 600 wird die Emission in erwünschter Umlaufrichtung genutzt, indem die Leistung auf der PDH-Photodiode mit einem Schwellwert verglichen wird. Somit ist für die Kopplungsakquisition und -erhaltung nur eine Photodiode notwendig.

Das gekoppelte Lasersystem zeigt keine Abweichungen vom einfrequenzen Laserbetrieb. Zur Analyse wurden dabei sowohl ein konfokales Scanning-Fabry-Perot Interferometer (FPI) mit einer Finesse von 300 eingesetzt als auch ein schneller, kleinflächiger Detektor (SNR des Schwebungssignals zweier longitudinaler Moden im freilaufenden Slave: > 50 dB), mit welchem der Strahlquerschnitt nach Schwebungssignalen zwischen dem Grundmode und höheren frequenzverschobenen Moden systematisch abgesucht wurde. Mit beiden Verfahren konnten keine Signale oberhalb des Detektorrauschens beobachtet werden.

4.3.2 Strahleigenschaften

Die gute Strahlqualität des *Slave-Lasers* drückt sich bereits im kleinen M^2 -Wert des Laserausgangsstrahls von 1,1 aus. Bei guter Strahllageanpassung zwischen Master und Slave bleibt dieser Wert für das Gesamtsystem etwa erhalten. Für die Anwendung aussagekräftiger ist jedoch der Anteil der System-Lichtleistung, welcher in den Grundmode eines stabilen passiven Resonators eingekoppelt werden kann (vergl. Kap. 2). Experimentell konnten mit ausschließlich sphärischer Optik (keine Asphären oder Zylinderlinsen) mehr als 94% der Leistung durch den Grundmode eines passiven, entartungsarmen, stabilen Ringresonators (eines sogenannten *Premodecleaners*) mit einer Finesse von 200 und einer Länge von etwa 40 cm hindurchgekoppelt werden (s. Abb. 4.13). In den ersten *Modecleaner* des Gravitationswellendetektors (8 Meter optische Länge und Finesse 2700) konnten ebenfalls 94% der Laserleistung eingekoppelt werden.

Die Strahllagefluktuationen des Lasersystems wurden mit einer Quadranten-Photodiode 120 cm hinter dem *Slave-Laser* vermessen (s. Abb. 4.14). Oberhalb von 10 Hz ist die Fluktuationsdichte des Laserstrahls geringer als $10^{-8} \text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$, bzw. bezogen auf den Strahlradius von 1,2 Millimeter geringer als $10^{-5} \sqrt{\text{Hz}}$. Quellen der Strahllagefluktuationen können Vibrationen sämtlicher strahlführender Komponenten im optischen Aufbau oder auch Luftbewegungen sein. Der Umgebungseinfluss lässt sich teilweise reduzieren, indem die Schwingungsisolierung des optischen Tisches aktiviert wird. Zu einem nicht vernachlässigbaren Anteil stammen die Strahllagefluktuationen jedoch aus dem Lasersystem. Insbesondere konnte beim Piezospiegel des *Slave-Lasers* neben der Translation normal zur Spiegelfläche auch eine geringfügige dynamische Verkipfung festgestellt werden. In den Spektren erkennt man deutlich eine Spitze bei ca. 60 Kilohertz, welche durch

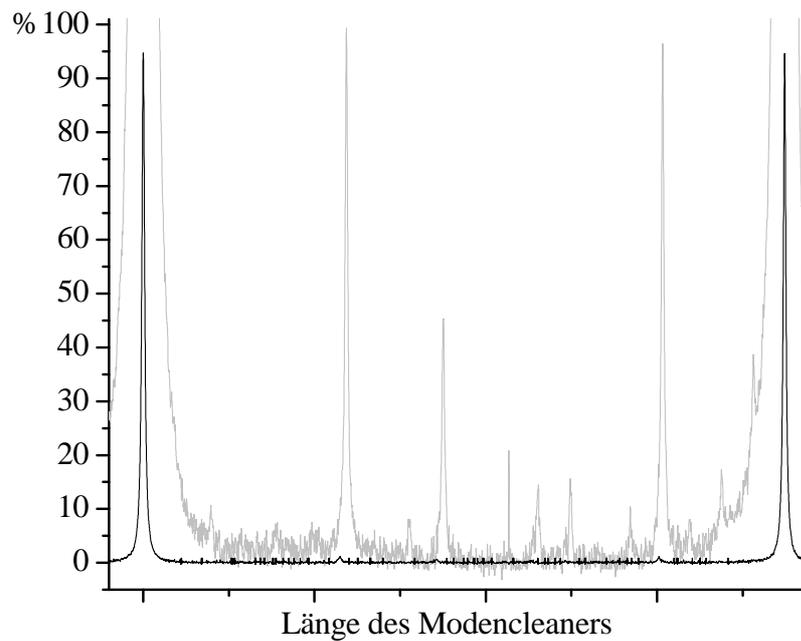


Abbildung 4.13: Transmissionssignal am *Premodecleaner*.
 SCHWARZ: Transmission, GRAU: Transmission $\times 100$

die Anregung der Resonanz des *Slave-Laser*-Piezos verursacht wird. Die Größe dieses Signals ist jedoch auch nur so groß wie der allgemeine Umgebungseinfluss auf den Laserstrahl im Bereich um 1 Kilohertz. Eine ursächliche Bekämpfung der durch den *Slave-Laser*-Piezo verursachten Strahllagefluktuationen wurde bereits durch den stabilen Aufbau des Lasers realisiert (vergl. Abb. 4.6): die geringe, zur Stabilisierung des Lasers benötigte Piezodynamik verringert natürlich auch die dynamische Verkipfung des Piezospiegels. Eine weitere Maßnahme läge in der Entwicklung verkipfungsärmerer Piezoaktoren.

Eine weitere bekannte Quelle für eine Strahllagefluktuation ist die piezoelektrische Frequenzbeeinflussung des *Master-Lasers*. Fluktuationen in der Pumpleistung und der räumlichen oder spektralen Pumpleistungsverteilung der Laser könnten ebenfalls zu Variationen in der Strahllage und -form beitragen. Zumindest beim *Master-Laser* ist die Strahllagebeeinflussung durch den Pumpstrom jedoch deutlich geringer als diejenige des Piezokristalls. Eine Untersuchung dieses Effektes beim *Slave-Laser* steht noch aus.

4.3.3 Leistungsstabilisierung

Die Kurzzeit-Leistungsstabilität des Lasersystems ist im wesentlichen durch das Rauschen der *Slave-Laser*-Pumpdioden bestimmt. Das Pumpleistungsrauschen ist zum Teil durch Stromrauschen der Netzgeräte, insbesondere das dem Gleichstrom überlagerte Netzbrummen bestimmt. Jedoch zeigt sich, dass sich durch den Einsatz eines passiven Stromfilters zwar das Netzbrummen entfernen und allgemein das Rauschen reduzieren lässt, aber das verbleibende optische Leistungsrauschen der Laserdioden (und als Folge dasjenige

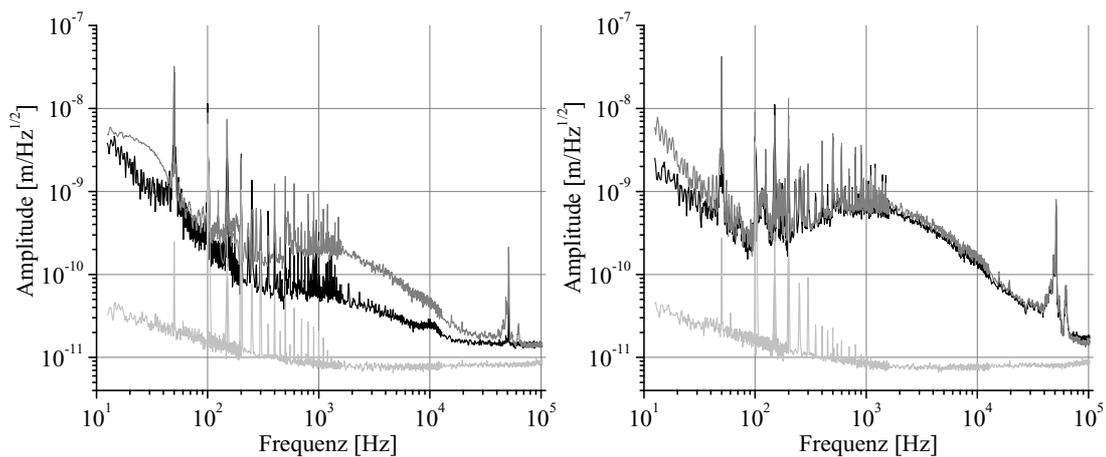


Abbildung 4.14: Fourierspektrum der Strahlfluktuationen des Systemausgangsstrahls 120 cm hinter dem *Slave-Laser*. Jeweils mit (schwarzer Graph) und ohne (dunkelgrauer Graph) Schwingungsisolierung des optischen Tisches. Der hellgraue Graph ist der elektrische Rauschuntergrund des Messaufbaus.

LINKS: horizontale Lagefluktuationen,

RECHTS: vertikale Lagefluktuationen.

des Nd:YAG-Lasersystems) nach wie vor deutlich über dem Stromrauschen liegt. Dieser Effekt lässt sich durch Fluktuationen in der räumlichen Abstrahlungscharakteristik der Diodenbarren erklären, die durch eine bezüglich des Abstrahlungsortes und -winkels ungleichmäßige Effizienz der Faserkopplung in Leistungsfluktuationen in der Faser umgesetzt werden (vergleiche auch [59]). Änderungen der Abstrahlungscharakteristik der Halbleiterlaser können trotz Faserwicklungen zur Moden-Gleichverteilung auch zu geringfügigen Änderungen der Abstrahlung vom Faserende führen. Schließlich können Fluktuationen des Emissionsspektrums und möglicherweise der elektrisch-optischen Effizienz der Diodenbarren ebenfalls zu einer zeitlichen Veränderung der für den Festkörperlaser zur Verfügung stehenden, innerhalb des Modenvolumens absorbierten Pumpleistung führen (s. z.B. [69]). Die am Faserende beobachtbaren Pumpleistungsfluktuationen treten bei verschiedenen Laserdioden gleichen Typs in unterschiedlichem Maße auf. Sie sind allgemein von Betriebstemperatur und -Strom abhängig. Auslösend oder verstärkend könnten sich Rückreflexe aus der Faser oder der Faserkopplung in den Halbleiterlaser auswirken. Experimentell konnte der Befund jedoch durch die Verwendung verschiedener, teilweise antireflexbeschichteter Fasern oder durch Bewegung der Faser nicht beeinflusst werden. Eine ursächliche Bekämpfung dieser Leistungsfluktuationen erscheint nur über den Einsatz von *single-mode* Pumplasern bzw. ihrerseits injektionsgekoppelten Pumplasern möglich. Dieses ist im Prinzip erreichbar (s. z.B. [69]), ist jedoch bei Laserdioden in der Leistungsklasse einiger 10 Watt noch nicht demonstriert worden.

Für das GEO 600-Lasersystem wurde eine symptomatische, aktive Leistungsstabilisierung auf Basis einer Überwachung der Laserausgangsleistung und einer elektronischen Rückkopplung implementiert (s. Abb. 4.10). Hierzu wird ein Teil des Lichtes über einen

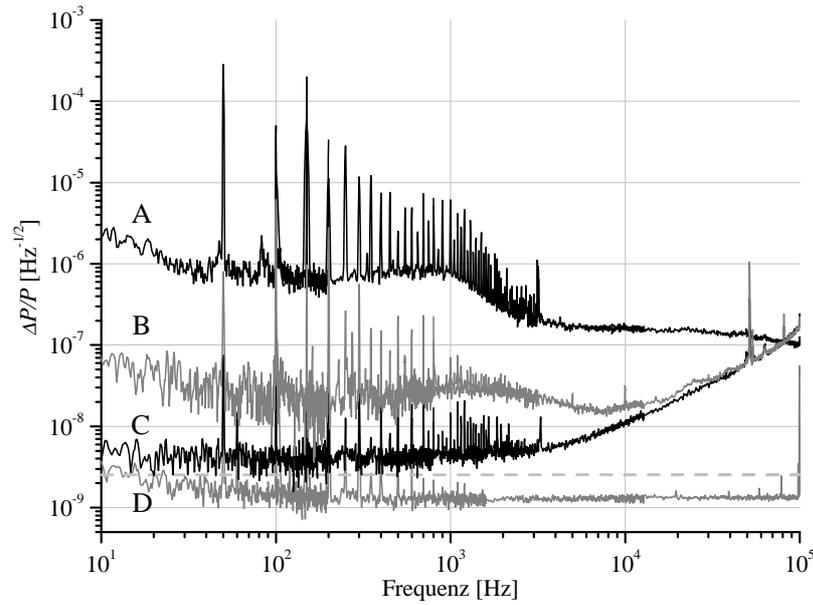


Abbildung 4.15: Spektrale Dichte der Leistungsfluktuationen des Lasersystems.

A: ohne Stabilisierung,

B: mit aktiver Leistungsstabilisierung auf unabhängigem Photodetektor außerhalb der Regelschleife (*Out-Of-Loop*),

C: Leistungsfluktuationen innerhalb der Regelschleife (*In-Loop*),

D: Rauschen von Photodetektor und Spektrumanalysator ohne Licht, gestrichelt: Schrotrauschen von 50 mA Photostrom (berechnet).

Strahlteiler aus dem Ausgangsstrahl des Lasersystems ausgekoppelt und mit Hilfe eines Indium-Gallium-Arsenid-Photodetektors (*In-Loop*-Detektor) überwacht. Bei einer Abweichung des Detektorsignals vom Sollwert (Fehlensignal) wird ein entsprechendes Korrektursignal (Stellsignal) auf den Strom der Laserdioden aufgeprägt. Dieses Verfahren ist bei niedrigen Fourier-Frequenzen fundamental nur durch Schrotrauscheffekte am Strahlteiler und an der Photodiode begrenzt (s. z.B. [70]). Wird nur ein kleiner Teil der Laserleistung für die Regelschleife verwendet, ist das fundamentale Limit für die erreichbare relative Leistungsrauschdichte im Nutzstrahl ungefähr durch das Schrotrauschen der detektierten Lichtleistung oder gleichbedeutend das Schrotrauschen des Photostroms der Photodiode gegeben. Für die spektralen Rauschdichten Δp gilt:

$$\frac{\Delta p_{\text{nutz}}}{P_{\text{nutz}}} \gtrsim \frac{\Delta p_{\text{detschrot}}}{P_{\text{det}}} = \sqrt{\frac{2e}{I_{\text{det}}}}, \quad (4.2)$$

wobei e die Elektronenladung ist. Experimentell wurde eine Regelschleife mit 50 mA Photostrom implementiert. Die Leistungsfluktuationen, die durch einen separaten Photodetektor außerhalb der Regelschleife (*Out-Of-Loop*-Detektor) gemessen wurden, konnten durch die aktive Stabilisierung über 30 dB reduziert werden und unterschritten teilweise relative Rauschdichten von $2 \times 10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$ (s. Abb. 4.15).

Die erreichte Stabilität liegt jedoch über dem durch das Schrotrauschen des Photostroms definierten fundamentalen Limit von $2,5 \times 10^{-9} / \sqrt{\text{Hz}}$. Elektronisches Rauschen der Spannungsreferenz begrenzt die Leistungsstabilität innerhalb der Regelschleife (genau genommen die des *In-Loop*-Photostroms, siehe unten) auf etwa $4 \times 10^{-9} / \sqrt{\text{Hz}}$. Die außerhalb der Regelschleife noch deutlich größeren Leistungsfluktuationen lassen vermuten, dass Strahlfluktuationen die Ursache der Begrenzung bilden. Durch Inhomogenitäten in der Empfindlichkeit der Photodiodenoberfläche werden diese in Photostromfluktuationen umgesetzt und fälschlicherweise als Leistungsfluktuationen interpretiert. Tritt dieser Fehler innerhalb der Regelschleife auf, so können durch die Rückkopplung auf den Pumpdiodenstrom des Lasers sogar entsprechende echte Leistungsfluktuationen auf die Laserleistung aufgeprägt werden. Für GEO 600 ist auch hier zunächst eine symptomatische Lösung geplant, indem das Leistungsfehlersignal nach den *Modecleanern* gewonnen wird. Die spezielle Aufhängung der *Modecleaner*-Spiegel im Vakuum reduziert die Strahlfluktuationen, so dass man ein deutlich geringeres Übersprechen auf die detektierte Leistung erwartet.

4.3.4 Frequenzstabilisierung

Eine Frequenzvorstabilisierung des Lasersystems mit Fehlersignalgewinnung vor dem *Slave-Laser* (Abb. B.5 links) wurde von O. S. Brozek im Rahmen seiner Promotionsarbeit [71] untersucht. Dabei wurde noch ein diskret aufgebauter *Slave*-Prototyp eingesetzt. In diesem Aufbau wurden Beiträge des *Slave-Lasers* zum Gesamtfrequenzrauschen in der Größenordnung von 10^{-1} bis 10^{-2} Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ gefunden. Da diese Beiträge zum Teil auf akustische Vibrationen zurückzuführen waren, ist anzunehmen, dass sie durch den quasi-monolithischen Aufbau weiter reduziert werden (vergl. Abb. 4.6). Bei der erreichten Gesamtstabilität des Systems (s. Abb. 4.16) sind diese Beiträge jedoch vernachlässigbar.

Mit dem quasi-monolithischen *Slave-Laser* wurde kein Vorstabilisierungskonzept mehr verfolgt, da beim Gravitationswellendetektor das Frequenzfehlersignal direkt an den *Modecleanern* bzw. der *Power-Recycling-Cavity* abgeleitet wird. Damit wird das Fehlersignal nach dem *Slave-Laser* gewonnen (vergl. Abb. B.5 rechts). In diesem Konzept konnten A. Freise und das GEO-Team bei Fourierfrequenzen unterhalb von einem Kilohertz eine sehr hohe Frequenzstabilität von etwa 1 mHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ im Bezug auf den ersten *Modecleaner* realisieren [72]. Dabei konnte bei bis zu Fourierfrequenzen von 30 Kilohertz kein signifikanter Unterschied zwischen einem Betrieb des *Master-Laser* allein und dem Lasersystem inklusive *Slave-Laser* ausgemacht werden. Die Frequenz des Laserstrahls nach den *Modecleanern* konnte bei einer Fourierfrequenz von 100 Hz bis auf Fluktuationen von etwa $100 \mu\text{Hz} / \sqrt{\text{Hz}}$ an die *Power-Recycling-Cavity* angekoppelt werden.

4.3.5 Zuverlässigkeit

Von Juli 2000 bis Januar 2001 wurde ein Lasersystem beinahe kontinuierlich im Labortest betrieben. Im Januar 2001 wurde das System am Gravitationswellendetektor installiert

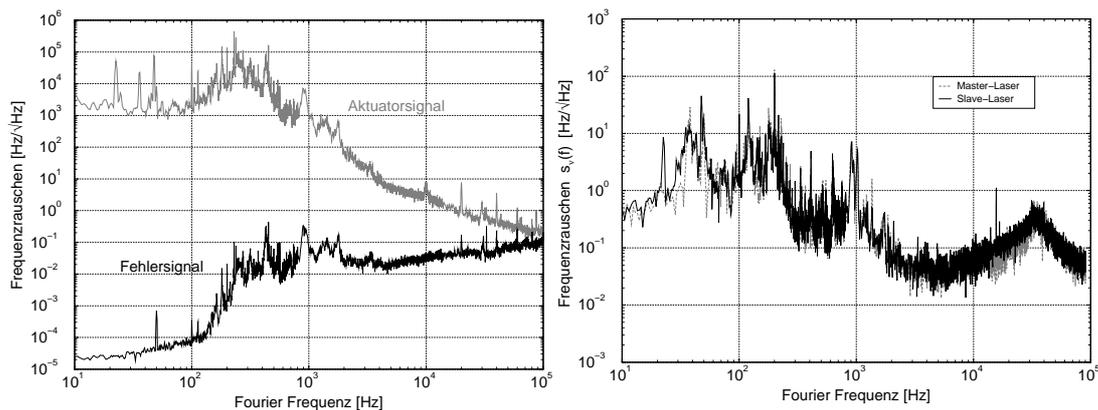


Abbildung 4.16: Charakterisierung der Laserfrequenzstabilität aus [71].

LINKS: „Frequenzrauschen der *Slave-Laser* Cavity (obere Kurve) [herkömmlicher Aufbau aus diskreten Einzelkomponenten] und relatives Frequenzrauschen zwischen *Master-Laser* und injektion-gelocktem Laser System (untere Kurve).“ [71, Abb. 5.5].

RECHTS: „Frequenzrauschen des stabilisierten Master Lasers und des injection-gelockten Laser Systems relativ zu einer ZERODUR-Cavity. Der Slave-Laser fügt keine signifikanten Störbeiträge zum Frequenzrauschen bei.“ [71, Abb. 5.8].

und seitdem ununterbrochen eingesetzt. Bei einer Anfangsleistung von 14,5 W wurde bis September 2001 ein leichter Leistungsrückgang um 5% beobachtet. Im März 2002 fiel die Leistung um über 20%, bis schließlich im April 2002 weniger als 50% der Leistung zur Verfügung standen. In allen Fällen wurden Pumpleistungseinbußen gefunden, die in ihrer Größe den Ausgangsleistungsverlust jedoch nicht erklären konnten. Eine sorgfältige Untersuchung des Resonators konnte eine Dejustage, Verschmutzung oder Beschädigung des Resonators und der Pumpoptik als Fehlerursache ausschließen. Durch einen Austausch der Pumpdioden gelang es schließlich, die ursprüngliche Ausgangsleistung des Lasers wieder herzustellen und einen bis heute störungsfreien Betrieb zu gewährleisten. Eine Untersuchung der ausgetauschten Laserdioden zeigte den Ausfall mehrerer Fasern des Faserbündels als einzige erkennbare Ursache für den Leistungseinbruch, da Ausgangsleistung und zentrale Emissionswellenlänge der Dioden durch eine Strom- und Temperaturanpassung erhalten werden konnten, und die spektrale Breite der Laseremission ebenfalls keine den Leistungseinbruch erklärende Veränderung zeigte. Der Leistungsverlust des Lasers kann also nur durch die deutlich unregelmäßige und durch Leistungskompensation möglicherweise stärkere thermische Linse im Nd:YAG-Kristall erklärt werden, welche zu erhöhten Umlaufverlusten geführt und den Resonator möglicherweise in einen ungünstigen Arbeitspunkt im zweiten Segment des zweiten Stabilitätsbereiches verschoben hat. Diese Problematik sollte in den neueren Versionen des Lasers durch den Einsatz von Laserdioden mit einer Einzelfaser und die erzwungene Modenhomogenisierung durch Faserschleifen nicht mehr auftreten.

Kapitel 5

25 Watt Neodym-Vanadat-Ringlaser

5.1 Einleitung

Der in Kapitel 4 beschriebene Nd:YAG-*Slave-Laser* wird hinsichtlich seiner optisch-zu-optischen Effizienz im wesentlichen durch die thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung mit den daraus folgenden Depolarisationsverlusten limitiert. Diese radial zunehmenden Verluste erfordern bei hohen Pumpleistungen eine Reduktion des Modenquerschnitts deutlich unter den Querschnitt des Pumpvolumens ($\sim 460 \mu\text{m}$ Pumpradius und $\sim 360 \mu\text{m}$ Modenradius, s. Kap. 4). Als Folge verschlechtert sich der Überlapp zwischen Pump- und Modenvolumen, wodurch die Effizienz des Lasers sinkt.

Laser auf der Basis von neodymdotiertem Yttrium-Orthovanadat (Neodym-Vanadat, Nd:YVO₄) hingegen zeigen keine vergleichbaren thermisch induzierten Depolarisationsverluste, da die Vanadat-Kristalle bereits von sich aus stark doppelbrechend ($n_o \sim 1,96$, $n_e \sim 2,17$) sind, und somit die spannungsinduzierte Doppelbrechung nur eine sehr geringe Drehung des Indexellipsoids zur Folge hat. Ein weiterer Vorteil des Nd:YVO₄ liegt in der im Vergleich zum Nd:YAG geringeren Sättigungsintensität für parallel zur Kristallachse polarisiertes Licht (Nd:YVO₄: $\sigma_{\text{eff}}\tau = 15,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot 100 \mu\text{s}$ vs. Nd:YAG: $\sigma_{\text{eff}}\tau = 2,9 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot 230 \mu\text{s}$). Diese ermöglicht bei gegebener Pumpintensität im Vergleich zum Nd:YAG eine höhere Kleinsignalverstärkung und damit in Gegenwart von Resonatorverlusten eine bessere Leistungsextraktion aus dem Laser. Positiv für diodengepumpte Laser wirkt sich zudem die breitere Absorptionsbande für das Pumplicht bei 809 nm Wellenlänge aus. Schließlich zeigt das Nd:YVO₄ noch eine geringere Abhängigkeit des Brechungsindex von der Kristalltemperatur ($dn_o/dt \sim 8,5 \cdot 10^{-6}/\text{K}$, $dn_e/dt \sim 3,0 \cdot 10^{-6}/\text{K}$).

Ein Nachteil des Nd:YVO₄ liegt allerdings in seiner geringen Wärmeleitfähigkeit ($\sim 5 \text{ W}/(\text{mK})$), die den Vorteil des kleinen dn/dt teilweise wieder aufhebt, und zusammen mit einer geringen Zugspannungsbelastbarkeit zu verhältnismäßig geringen Zerstörschwellen bezüglich der Pumpintensität führt.

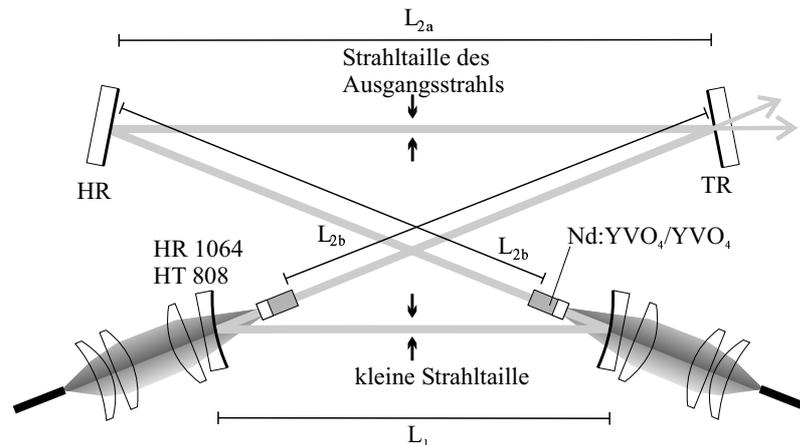


Abbildung 5.1: Schema des Laserresonators für Nd:YVO₄ Laserkristalle.

5.2 Resonatordesign

Der Aufbau des Resonators folgt dem gleichen Prinzip wie der des Nd:YAG Ringlasers (vergl. Abb. 4.1 und Abb. 5.1). Lediglich einige Abmessungen und Details wurden geändert. Die Pumpdioden und die Pumpoptik wurden unverändert belassen, so dass wiederum ein Pumpfleck mit 0,46 Millimeter Radius im Kristall entsteht. Es wurden 0,5 Prozent neodymdotierte Kristalle mit einem quadratischen Querschnitt von drei Millimeter Kantenlänge und einer dotierten Länge von sechs Millimeter gewählt. Zur Reduktion der thermischen Last an der ungekühlten Front-Facette werden Kristalle mit undotierten Endkappen von zwei Millimeter Länge¹ auf der Pumpseite eingesetzt. Durch den Einsatz der maximal zu Verfügung stehenden Pumpleistung von 30 Watt pro Kristall tritt bei Pumpquerschnitten von 0,664 mm² eine Intensität von höchstens 45 W/mm² auf. Untersuchungen von Y.-F. Chen [73] und M. Tsunekane [74] ergaben für eine gleichartige Pumpanordnung Zerstörschwellen von 56 W/mm² in einfachen Laserkristallen bzw. noch etwa 50% höhere Werte für Kristalle mit undotierten Endkappen. Damit sollte der gewählte Pumpquerschnitt ausreichend große Sicherheitsreserven für eine zuverlässige Anwendung gewährleisten. Tatsächlich traten beim Einsatz der Dioden mit der 400 Mikrometer Multimodefaser (s. Abschn. 4.1.2) bei 30 Watt Pumpleistung keine Zerstörungen von Laserkristallen auf. Beim Einsatz der Laserdioden mit 19 dünnen Einzelfasern (s. Abschn. 4.1.2) entstanden jedoch oberhalb von 20 Watt Pumpleistung nach kurzer Zeit Risse im Inneren des Kristallvolumens, welche auf eine extrem hohe lokale Belastung des Materials in den Abbildungen der Einzelfasern hinweisen. Die Laserkristalle sind mit horizontaler Orientierung der C-Achse in den Laser eingebaut. Der im Verhältnis zur A-Achse zweifach größere Emissionsquerschnitt der C-Achse ($15,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ vs. $7,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$) fördert im Laserbetrieb einen horizontal linear polarisierten Ausgangsstrahl. Die starke Doppelbrechung des Kristalls reduziert zudem die Depolarisationseffekte im Laser drastisch, so dass insgesamt ein hoher linearer Polarisationsgrad ohne den Einsatz von resonatorinternen

¹hergestellt durch Onyx-Optics Inc., Kalifornien, USA

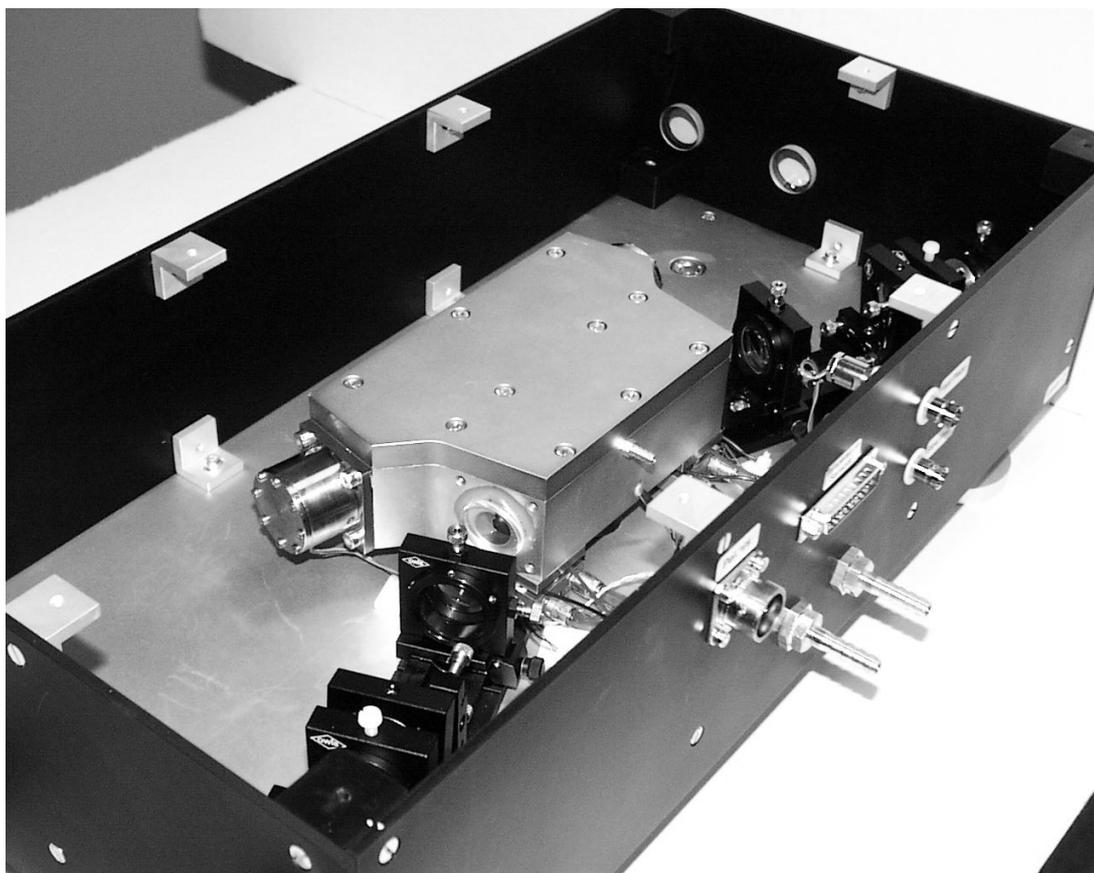


Abbildung 5.2: Fotografie des Nd:YVO₄ *Slave-Lasers*.

Brewster-Flächen oder anderen Polarisatoren erreicht werden kann. Im Experiment zeigte sich, dass auch eine resonatorinterne Astigmatismus-Kompensation nicht erforderlich ist, so dass die im Nd:YAG-Laser aus diesen beiden Gründen benötigten Brewster-Platten vollständig eingespart werden können.

Die Resonatorlängen wurden experimentell optimiert, so dass eine hohe Leistung bei guter Strahlqualität erreicht wird. Da im Gegensatz zum Nd:YAG keine Aperturereffekte durch Depolarisationsverluste auftreten, musste die Modengröße im Pumpvolumen im Hinblick auf das Anschwingen höherer Moden bei zu kleinem Modenvolumen und das Auftreten von Verlusten und Einbußen an Strahlqualität durch Linsenaberrationen bei zu großem Modenvolumen optimiert werden. Die besten Ergebnisse wurden mit einem Resonator mit einem minimalen Modenradius von etwa 390 Mikrometer in den Laserstäben erreicht. Für den Resonator wurde wiederum der Arbeitsbereich im zweiten Stabilitätsbereich unterhalb der Entartungspunkte von Grundmode mit HG'_{03} und HG'_{04} gewählt, so dass auch bei abnehmender Pumpleistung eine Kopplung des Grundmode mit diesen höheren Moden niedriger Ordnung ausgeschlossen bleibt. Die geometrischen Längen L_1 und L_{2a} des optimierten Resonators betragen 130 bzw. 168 Millimeter (s. Abb. 5.1).

Mit einem zu 16 Prozent durchlässigen Auskoppelspiegel konnte der Laser bei zweimal 22 Watt Pumpleistung auf eine Ausgangsleistung im Grundmode von 22 Watt (s. Abb. 5.3) bei einer Beugungsmaßzahl M^2 von etwa 1,1 optimiert werden. Etwa 99,5 Prozent der Laserleistung sind in linearer horizontaler Polarisation verfügbar. Dabei ist der Strahl — vermutlich aufgrund einer geringfügigen Aplanarität des Ringresonators — leicht elliptisch polarisiert, jedoch werden 0,2 Prozent der Leistung durch thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung depolarisiert. Der Ursprung dieser Depolarisation wurde bisher nicht geklärt: als Ursache kämen sowohl thermisch induzierte Spannungen in den Laserkristallen in Frage als auch solche, die durch Absorption der Laserstrahlung in den Resonatorspiegeln hervorgerufen werden.

Die Strahltaillen der 22 Watt Ausgangsstrahlen dreier baugleicher Laser liegen zwischen horizontal 320, vertikal 350 Mikrometern und horizontal 370, vertikal 390 Mikrometern. Durch den Vergleich dieser Werte mit numerischen Resonatorsimulationen lässt sich der Modendurchmesser in den Laserkristallen zu 395 bis 420 Mikrometern und die Brechkraft der thermischen Linse zu 2,9 bis 3,2 Dioptrien bestimmen. Die Elliptizität des Ausgangsstrahls ist dabei durch den Spiegelastigmatismus erklärbar. Damit zeigen die Vanadatkristalle einen thermischen Linsenkoeffizienten $\beta_{th} = 8,8 \times 10^{-8} \text{ m/W} \dots 9,7 \times 10^{-8} \text{ m/W}$ (s. Gl. 2.15). Diese Werte sind mit den aus Materialeigenschaften kalkulierten vergleichbar, wenn man annimmt, dass die thermische Längenausdehnung aufgrund der undotierten Endkappen keinen Einfluss auf die thermische Linse hat, und spannungsinduzierte Effekte vernachlässigbar sind. Bei einem Heizwirkungsgrad $\eta = 0,3 \dots 0,4$ erhält man aus den Materialkonstanten $\beta_{th} = 9 \times 10^{-8} \text{ m/W} \dots 12 \times 10^{-8} \text{ m/W}$.

Bei weiter erhöhter Pumpleistung zeigte einer der aufgebauten Laser gelegentlich auftretende Oszillationen eines HG_{01} Modes. Bei zweimal 23 Watt Pumpleistung konnte eine Schwebungsfrequenz dieses Modes mit dem Grundmode von 326 Megahertz bei einem freien Spektralbereich des Lasers von 471 Megahertz gemessen werden. Daraus lässt

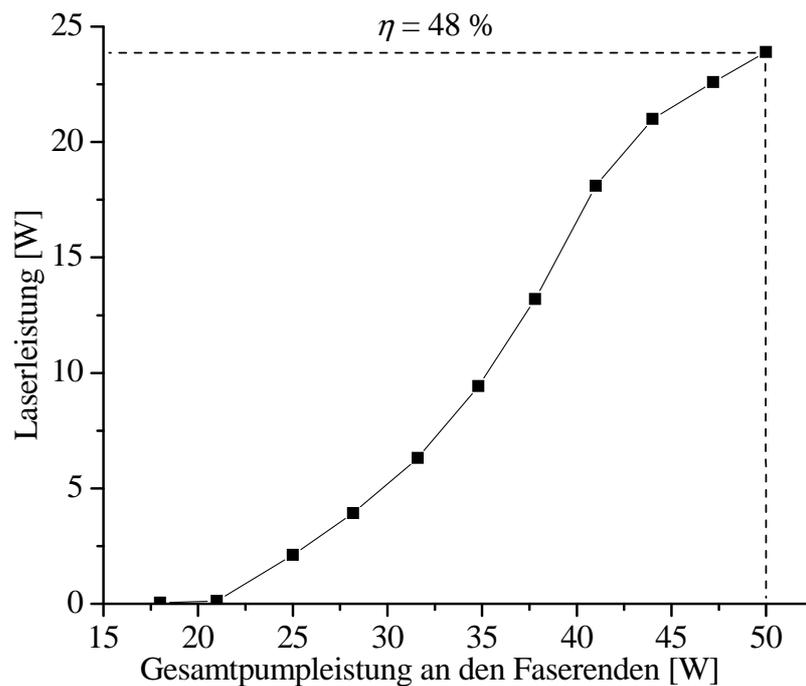


Abbildung 5.3: Ausgangsleistung des Nd:YVO₄-Slave-Lasers in Abhängigkeit von der Gesamtpumpleistung (an den Faserenden).

sich ebenfalls durch einen Vergleich mit numerischen Simulationen die thermische Linse und ein Linsenoeffizient bestimmen. Durch den Vergleich mit Simulationen mit einem parabolisch-logarithmisches Linsenmodell ergibt sich eine Brechkraft im Zentrum der Linse von 3,75 Dioptrien, entsprechend einem Linsenoeffizienten $\beta_{th} = 11 \times 10^{-8} \text{ m/W}$.

Zwei Laser konnten durch Erhöhung der Pumpleistung auf über 25 Watt Ausgangsleistung skaliert werden, bevor höhere Moden anschwanen. Ein sicherer Grundmodebetrieb des freilaufenden Lasers bei dieser Leistung erscheint jedoch nur zuverlässig gewährleistet, wenn der Modenradius etwas erhöht wird, wobei jedoch Verschlechterungen der Strahlqualität aufgrund der Linsenaberrationen in Kauf genommen werden müssen.

5.3 Wellenlängenverträglichkeit mit Nd:YAG

Der Vanadat-Ringoszillator konnte ohne weiteres durch das Verfahren des *Injection-Locking* (s. Kap. 3) an einen einrequenten 800 Milliwatt *NPRO*² angekoppelt werden. Dabei konnte auch eine Unterdrückung höherer transversaler Moden beobachtet werden, so dass eine stabile einfrequente Emission von 25 Watt erreicht wurde. Das breite, überwiegend homogen verbreiterte Verstärkungsprofil des Nd:YVO₄ ermöglicht bei konstanter Temperatur des Vanadatkristalls einen großen Abstimmbereich der Emissionsfrequenz über die

²Innolight Mephisto 800 NE

Temperatur des *Master-Laser*-Kristalls. Bei 22 Watt Ausgangsleistung und einer Kristallhaltertemperatur des Vanadat-*Slave-Lasers* von 25°C konnte die Kristalltemperatur des *NPRO* im Bereich von 15 bis 45°C gewählt werden und damit die einfrequente Emissionswellenlänge des gekoppelten Systems etwa 0,18 nm durchgestimmt werden.

Ein Vergleich der Freilaufwellenlängen von Nd:YVO₄ Laser und Nd:YAG *NPRO* lässt eine gute Übereinstimmung der Verstärkungsmaxima bei geeigneter Temperaturwahl erkennen (s. Abb. 5.4). Tatsächlich können bei gleicher Kristallhaltertemperatur von 30°C identische Emissionswellenlängen beobachtet werden. Der Temperatur-Abstimmkoeffizient der Nd:YVO₄-Wellenlänge zeigte sich dabei mit 0,003 nm/°C als etwa halb so groß wie der Koeffizient von Nd:YAG.

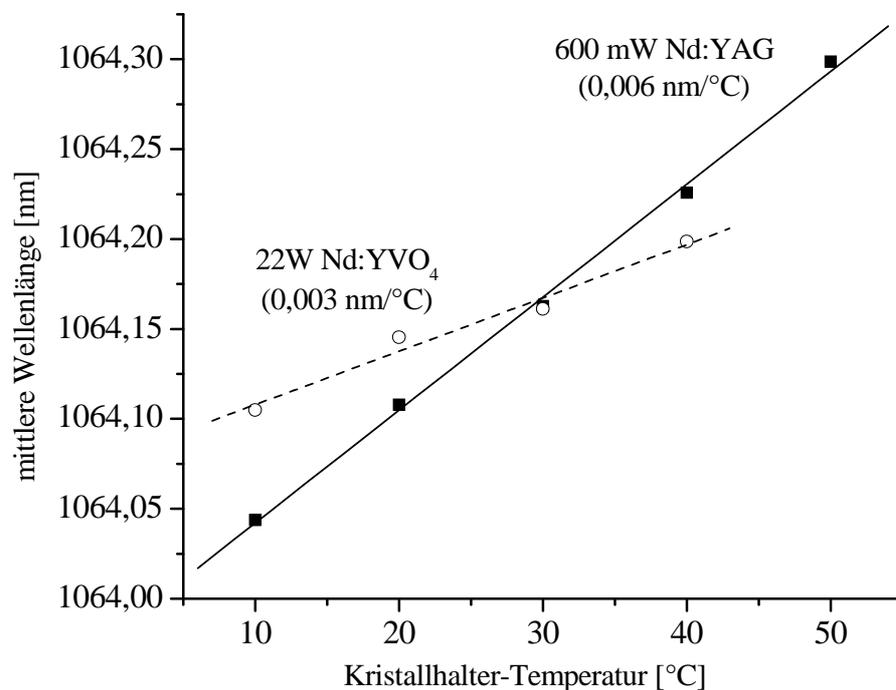


Abbildung 5.4: Emissionswellenlänge von 22 W Nd:YVO₄ Laser und 600 mW Nd:YAG *NPRO* im Vergleich.

Die im Vergleich zu Literaturwerten relativ große Emissionswellenlänge des Nd:YVO₄ lässt auf eine relativ hohe Temperatur des Kristalls im Pumpvolumen schließen. Aus Vergleichen von Fluoreszenzspektren und Laseremissionswellenlängen bei verschiedenen Kristallhaltertemperaturen und Pumpströmen kann die Temperatur im Pumpvolumen im Laserbetrieb zu etwa 70°C bei 22 Watt Pumpleistung und 20°C Haltertemperatur abgeschätzt werden. Darüberhinaus gibt es deutliche Hinweise auf eine temperaturbedingte Abnahme der Wärmeleitfähigkeit in stark gepumpten Nd:YVO₄-Kristallen. Während der Abstimmkoeffizient für das Maximum des Fluoreszenzspektrums bezüglich der Kristallhaltertemperatur bei niedrigen Pumpleistungen bei 0,002 nm/K liegt, findet man bei 18 Watt einen Koeffizienten 0,0035 nm/K. Bei einer Kistallhaltertemperatur von 40°C

ergeben die Temperaturabschätzungen eine Kristallkerntemperatur im Laserbetrieb von knapp über 100°C bei 22 Watt Pumpleistung pro Stab. Die Temperatur ohne Laserbetrieb liegt nochmals 20 °C über diesem Wert. Der Rückschluss auf eine temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit wird durch die Beobachtung untermauert, dass sich die Lage der Stabilitätsbereiche des Lasers in Bezug auf die Pumpleistung durch die Temperatur der Kristallhalter geringfügig verschieben lässt also die Brechkraft der thermischen Linse von der Kristallaußentemperatur abhängig ist.

5.4 Resumee

Der modenselektiv endgepumpte Nd:YVO₄-*Slave-Laser* ist dem gleichartig aufgebauten Nd:YAG-*Slave-Laser* bei sonst vergleichbaren Eigenschaften in der Ausgangsleistung um fast einen Faktor zwei überlegen. Da die Verstärkungsmaximum des Nd:YVO₄-Lasers unter thermischer Belastung gut mit derjenigen von thermisch gering oder moderat belasteten Nd:YAG Lasern übereinstimmt, kann dieser Laser gut als leistungsstärkerer *Slave-Laser* für injektionsgekoppelte Systeme mit Nd:YAG-*Master-Laser* eingesetzt werden. Dieser Laser wurde daher als *Slave-Laser* für das Lasersystem des italienisch-französischen Gravitationswellendetektors VIRGO gewählt.

Da die Laserausgangsleistung durch die temperaturbedingt abnehmende Wärmeleitfähigkeit des Nd:YVO₄ begrenzt ist, sollte eine weitere Leistungssteigerung bei unverändertem Laserkonzept möglich sein, wenn bereits kommerziell erhältliche Pumpquellen mit geringerer Beugungsmaßzahl bei gleicher oder höherer Ausgangsleistung eingesetzt werden. Durch die Verwendung geringerer Neodym-Dotierungen kann dann die Absorptionslänge in den Kristallen vergrößert werden, ohne dass durch die Pumpstrahldivergenz der Überlapp des Pumpvolumens mit dem Lasermode verschlechtert wird. Damit kann die mittlere Kristalltemperatur auch bei höherer Pumpleistung relativ niedrig gehalten werden. Eine Reduzierung des Querschnitts des schlecht wärmeleitenden Kristalls auf die minimal notwendige Größe könnte ebenfalls eine etwas höhere Wärmebelastbarkeit des Kristalls ermöglichen.

Auf der anderen Seite wird Nd:YVO₄ unabhängig vom Laserkonzept immer dann nicht mit Nd:YAG kombinierbar sein, wenn der Nd:YAG-Laser Kristalle mit sehr hohen Kerntemperaturen hat, denn das Nd:YVO₄ kann der dann auftretenden Wellenlängenverschiebung des Nd:YAG nicht folgen. Dieses könnte beispielsweise bei Nd:YAG-Hochleistungslasern mit stark gepumpten Laserstäben großen Durchmessers oder dicken Slabkristallen der Fall sein. Für solche „heißen“ Nd:YAG-Laser wird ein Nd:YVO₄-Laser oder ein Nd:YAG-Nd:YVO₄-Lasersystem daher nicht als *Master-Laser* einsetzbar sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Mit dem direkten Nachweis von Gravitationswellen kosmischen Ursprungs würde ein wichtiger Aspekt der Allgemeinen Relativitätstheorie unmittelbar bestätigt werden. Der wiederholte oder kontinuierliche Empfang dieser Signale würde das Feld der Gravitationswellenastronomie eröffnen und uns bisher unzugängliche Informationen über unser Universum liefern. Die extrem empfindlichen Michelson-Interferometer, mit deren Hilfe die Gravitationswellen erfasst werden sollen, benötigen als Lichtquelle sehr stabile, einfrequente Laser mit hoher Leistung in einem beugungsbegrenzten Gaußschen Grundmode.

Während das Lasermaterial Nd:YAG prinzipiell die Voraussetzungen sowohl für sehr hohe Laserleistungen als auch für hohe Strahlqualität und Stabilität bietet, ist die Kombination dieser Eigenschaften auf höchstem Niveau in einem Laseroszillator nicht einfach realisierbar oder gar kommerziell erhältlich. Leistungsstarke Systeme zeigen aufgrund thermo-optischer Verzerrungen im Lasermaterial im Allgemeinen eine geringe Strahlqualität und aufgrund ihres komplexen mechanischen Aufbaus und aktiver turbulenter Wasserkühlung nicht die erforderliche Stabilität. Hochstabile Laseroszillatoren mit einem beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl hingegen sind auf wenige Watt Ausgangsleistung limitiert.

Im Rahmen dieser Promotionsarbeit konnten die zur Zeit leistungsstärksten für Gravitationswellendetektoren qualifizierten Nd:YAG-Laser und Nd:YVO₄-Laser realisiert werden. Hierfür wurden modenselektiv endgepumpte Leistungszillatoren mit bis zu 14,5 bzw. 25 Watt Ausgangsleistung bei hoher Effizienz, nahezu beugungsbegrenzten Ausgangsstrahlen und sehr guter Grund- und Langzeitstabilität entwickelt. Der Einfrequenzbetrieb und die erforderliche Frequenzstabilität konnten durch eine Synchronisation auf hochstabile, einfrequente, monolithische Miniatur-Ringlaser über das Verfahren des *Injection-Locking* sichergestellt werden. Mittels einer aktiven Regelung konnte eine ausgezeichnete Leistungsstabilität erreicht werden.

Zur Sicherstellung einer hohen Strahlqualität bei den Grundmode-Leistungszillatoren wurden die Modeneigenschaften von stabilen Resonatoren in Gegenwart von thermo-optischen Verzerrungen und Aperturen detailliert untersucht. Es zeigte sich, dass die Strahleigenschaften im Wesentlichen durch die Aufhebung der Orthogonalität der Moden

bestimmt wird. Durch die damit verbundene Kopplung der Modenfelder aneinander kann in der Nähe einer Frequenzentartung eines höheren Modes mit dem Grundmode ein neuer Überlagerungsmodus entstehen, welcher in seinen Eigenschaften durch beide Moden bestimmt wird und daher in einer geringen Strahlqualität und Ausgangsleistung des Lasers resultiert. Auf der anderen Seite ergaben die Untersuchungen jedoch, dass eine starke sphärische Aberration, wie sie in modenselektiv endgepumpten Lasern auftritt, in Teilen der Resonator-Stabilitätsbereiche eine starke Unterdrückung höherer Moden bewirkt, ohne den Grundmode zu stören. Durch eine geeignete Wahl der Resonatorabmessungen und des Arbeitspunktes in den Stabilitätsbereichen kann daher trotz der Aberrationen der thermischen Linse ein zuverlässiger Grundmodebetrieb mit sehr hoher Strahlqualität erreicht werden.

Bestehende Beschreibungen des *Injection-Locking* Verfahrens, welches zur Ankopplung der Leistungoszillatoren an hochstabile *Master-Laser* genutzt wurde, wurden aufgearbeitet. Dabei konnte insbesondere die Bedeutung des in der klassischen Theorie häufig vernachlässigten, direkt am *Slave*-Resonator reflektierten Anteils des *Master*-Strahls aufgezeigt werden. Durch Einbeziehung dieses Terms konnte nicht nur eine verbesserte Beschreibung der Leistungsextraktion aus dem *Slave-Laser* und der starken resonatorinternen Leistungsüberhöhung gewonnen werden, sondern es war auch möglich, Widersprüche zwischen verbreiteten klassischen und quantenmechanischen Beschreibungen des Laser-Rauschverhaltens aufzuheben.

Basierend auf den genannten Untersuchungen wurde ein *Slave-Laser* für ein injektionsgekoppeltes Lasersystem entwickelt. Der planare *Bow-Tie*-Ringresonator mit zwei durch fasergekoppelte Diodenlaser modenselektiv endgepumpten Nd:YAG Stäben erwies sich als zuverlässig reproduzierbar und tolerant gegenüber Schwankungen in der Qualität optischer Aufbaukomponenten. Sieben im Resonatorlayout identische Exemplare erreichten eine Ausgangsleistung von 12,5 bis 14,5 Watt bei einer Pumpleistung von jeweils 34 Watt. Die Laser zeigen eine sehr gute Strahlqualität: Beugungsmaßzahlen (M^2) von kleiner 1,1 und ein Polarisationsgrad von 98% wurden gemessen; die Elliptizität der Ausgangsstrahlen betrug weniger als 10%. Für höchste Zuverlässigkeit wurde der mechanische Aufbau nach Beendigung der optischen Entwicklung in einem quasi-monolithischen Design ausgeführt, welches abgesehen von piezoelektrischen Längenselementen keinerlei bewegliche Komponenten enthält. Dadurch konnte die Empfindlichkeit des Lasers auf externe Störungen drastisch reduziert und eine allmähliche Selbst-Dejustage ausgeschlossen werden. Der nahezu luftdichte Resonator verhindert zudem eine Kontamination der Resonatoroptik in staubhaltiger Umgebung.

Die *Slave-Laser* konnten problemlos stabil an *NPROs* als *Master-Laser* angekoppelt werden. Bei 600 Milliwatt injizierter Leistung ergibt sich ein *Locking-Range* von über 1,6 Megahertz. Eines der Lasersysteme bewährt sich seit Januar 2001 in einem kontinuierlichen Betrieb beim Gravitationswellendetektor GEO 600. Am *Modecleaner* brauchten dabei nur sphärische Linsen eingesetzt werden, um eine Visibilität von 94% zu erreichen, was wiederum die sehr gute Strahlqualität des Lasers bestätigt.

Es konnte gezeigt werden, dass das Leistungsrauschen des injektionsgekoppelten Lasers im Bereich bis 100 Kilohertz durch Fluktuationen der absorbierten Pumpleistung bestimmt wird. Selbst bei sehr konstantem Versorgungsstrom zeigten die fasergekoppelten Multimode-Laserdioden Leistungsfluktuationen. Zur Kompensation dieser Leistungsfluktuationen wurde eine aktive Stabilisierung der Nd:YAG-Laserleistung eingesetzt. Mit diesem Verfahren konnten die Leistungsfluktuationen um über 30 Dezibel unterdrückt werden. Als bester Wert wurde ein relatives Leistungsrauschen von $2 \times 10^{-8}/\text{Hz}^{1/2}$ erreicht.

Analog zu den Leistungsfluktuationen sind Frequenzfluktuationen des Lasersystems bei niedrigen Fourierfrequenzen technisch bedingt. Dabei bestimmt hauptsächlich der *Master-Laser* die Stabilität des Systems. Durch das Verfahren des *Injection-Locking* und ein geeignetes Regelkonzept wird der Einfluss des *Slave-Lasers* deutlich reduziert. Im GEO 600-Lasersystem ist bei Fourierfrequenzen unterhalb von 20 Kilohertz auch bei einem Stabilitätsniveau von $1 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ kein Einfluss des *Slave-Lasers* auf die Frequenzstabilität zu erkennen.

Durch den Einsatz von Laserkristallen aus neodymdotierten Yttrium-Orthovanadat (Nd:YVO_4) mit undotierten Endkappen an Stelle der Nd:YAG-Stäbe des *Slave-Lasers* wurde eine Leistungsskalierung des Lasersystems bis zu 25 Watt einfrequenter Grundmodestrahlung bei einer optisch-zu-optischen Effizienz von 50 % ermöglicht. Der Vanadat-Laser ließ sich ebenfalls ohne besondere Vorkehrungen problemlos an den Nd:YAG *NPRO* ankoppeln. Insbesondere konnten die Emissionswellenlängen der freilaufenden Laser durch geeignete Temperaturwahl der Laserkristalle exakt aneinander angepasst werden, so dass eine zuverlässige Synchronisation des *Slave-Lasers* auf den *Master-Laser* auch bei niedriger Injektionsleistung gewährleistet ist. Dieser Laser bildet die Lichtquelle für den italienisch-französischen Gravitationswellendetektor VIRGO.

Anhang A

Interferometrische Gravitationswellendetektoren

In diesem Anhang wird das Prinzip interferometrischer Gravitationswellendetektoren am Beispiel des GEO 600-Detektors skizziert. Eine weitergehende Einführung in die Thematik ist in [75] zu finden, detektorspezifische Details und aktuelle Informationen können in den Literaturverweisen [1–14] gefunden werden.

Gravitationswellen kosmischen Ursprungs, wie sie beispielsweise von umeinander rotierenden Doppelsternsystemen ausgesandt werden, erreichen die Erde als ebene, transversal polarisierte Quadrupolwellen. Senkrecht zu ihrer Ausbreitungsrichtung verändern sie den Abstand von Raumpunkten zueinander. Dabei treten eine Dehnung und eine Stauchung des Raumes immer gleichzeitig in zueinander orthogonalen Richtungen auf (siehe Abb. A.1). Sind die Arme eines Michelson-Interferometers entlang dieser Verzerrungshauptachsen ausgerichtet, werden sie durch die Gravitationswelle entgegengesetzt länger bzw. kürzer, so dass eine Veränderung der Interferenz am Strahlteiler des Interferometers auftritt.

Astrophysikalische Überlegungen lassen jedoch nur eine extrem geringe Verzerrung des Raumes durch kosmische Gravitationswellen erwarten. Eine realistische Nachweiswahrscheinlichkeit entsteht daher erst, wenn die Detektoren eine über die relative Längenänderung der Interferometerarme definierte Amplitude

$$h_0 \equiv 2 \frac{\delta L}{L} < 10^{-21} \quad (\text{A.1})$$

erfassen können. Daher ist es zweckmäßig, möglichst lange Interferometerarme einzusetzen, um eine große absolute Längenänderung zu erhalten.¹

Das GEO 600-Michelson-Interferometer hat gefaltete Arme von effektiv 1,2 km Länge (s. Abb. A.2). Um bei dieser Länge den kleinen Effekt der erwarteten Gravitationswellen,

¹Diese Aussage gilt nur, solange die Lichtlaufzeit in den Armen klein gegen die Periode der Gravitationswellen ist.

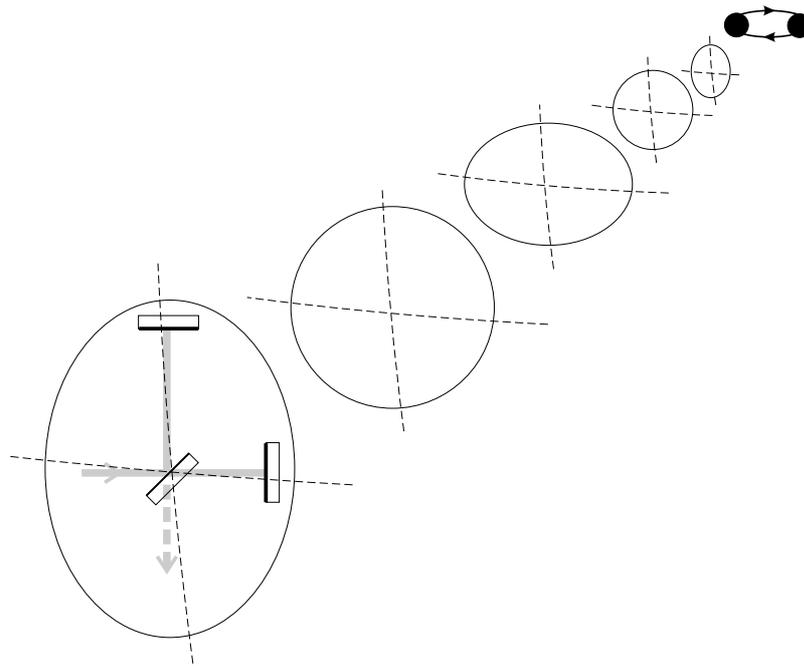


Abbildung A.1: Eine von einem rotierenden Doppelsternsystem ausgehende Gravitationswelle staucht und dehnt den Raum senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Diese Verzerrung sollte mit einem geeignet ausgerichteten Michelson-Interferometer messbar sein (vereinfachte, schematisierte Darstellung).

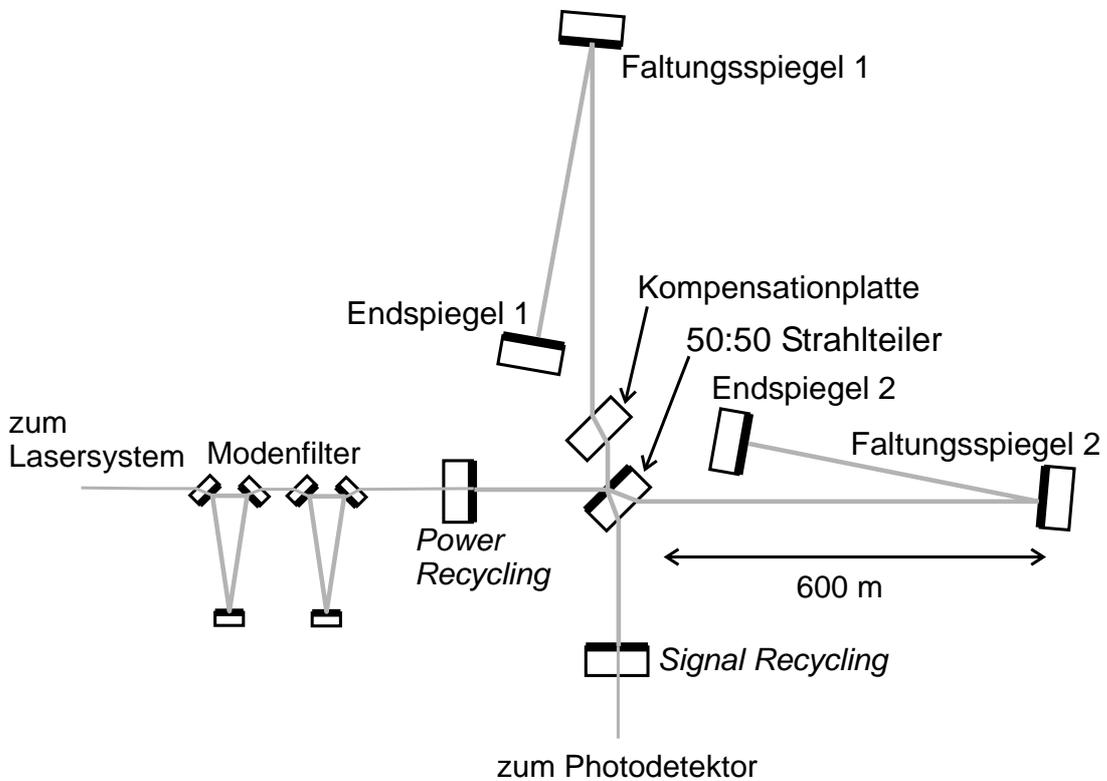


Abbildung A.2: Schema des interferometrischen Gravitationswellendetektors GEO 600.

welcher etwa einer Längenänderung um den tausendsten Teil eines Protonenradius entspricht, nicht in Untergrundstörsignalen des Aufbaus verschwinden zu lassen, müssen fast alle Systemkomponenten zuvor unerreichte technische Präzision aufweisen. So sind beispielsweise Spiegel und Strahlteiler durch aufwendige 3-fach Pendelkonstruktionen und aktive Regelung von seismischen Vibrationen entkoppelt. Brechungsindexfluktuationen der Luft werden vermieden, indem sich das gesamte Interferometer im Ultrahochvakuum befindet. Streuung und Absorption im Strahlteiler und an den Spiegeloberflächen wird durch den Einsatz eines speziell entwickelten Glases und besonders hochwertiger Oberflächenbeschichtungen auf ein Minimum reduziert. Der Einfluss der thermischen Bewegung der Spiegel wird durch die Verwendung von Materialien hoher mechanischer Güte und durch neuartige Verbindungstechniken minimiert.

Um den Einfluss des Schrotrauschens im Interferometer zu reduzieren, wird die Lichtleistung in den Armen durch ein Resonanzverfahren künstlich weit über die Leistung der Lichtquelle erhöht. Hierfür wird das Interferometer so eingestellt, dass der Ausgang im Ruhezustand dunkel bleibt und alles Licht in Richtung der Lichtquelle zurückreflektiert wird. Das gesamte Interferometer wirkt damit wie ein Spiegel, so dass durch einen geeignet positionierten, teilreflektierenden Spiegel im Eingangsstrahl eine resonante Überhöhung der Lichtleistung wie im Inneren eines Fabry-Perot-Interferometers erzeugt werden kann. Mit diesem als *Power-Recycling* bezeichneten Verfahren wird für GEO 600 eine bis zu 2000-fache Leistungsüberhöhung angestrebt, so dass aus 5 W Eingangsleistung 10 kW im Interferometer zirkulierende Leistung entsteht. Armlängenvariationen des Interferometers prägen dem zirkulierenden Licht Seitenbänder auf, welche zum Ausgang gelangen und dort erfasst werden könnten. Eine weitere Erhöhung der Empfindlichkeit kann jedoch durch das so genannte *Signal-Recycling* erreicht werden, wenn mit einem weiteren teilreflektierenden Spiegel im Ausgang eine resonante Überhöhung der Signalseitenbänder im Interferometer erzeugt wird. Die Kombination dieser Verfahren ermöglicht es, den relativen Rauschuntergrund in einem schmalen Frequenzband auf $10^{-22}/\sqrt{\text{Hz}}$ zu reduzieren.

Die Anforderungen an die Frequenz- und relative Leistungsstabilität des Eingangsstrahls ergeben sich im wesentlichen aus einer kleinen, zu Regelungszwecken notwendigen Asymmetrie der Interferometerarme sowie möglichen Abweichungen vom idealen Ruhezustand mit dunklem Signalausgang. Abschätzungen ergeben, dass vor dem *Power-Recycling*-Spiegel im Frequenzbereich unterhalb von 100 Hz spektrale Rauschdichten von $3 \times 10^{-4} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $2 \times 10^{-7}/\sqrt{\text{Hz}}$ nicht überschritten werden dürfen [16]. Im Radiofrequenzbereich muss das Licht quantenrauschbegrenzte Leistungsfluktuationen zeigen. Strahlage- und Strahlformfluktuationen müssen vermieden werden da sie im Interferometer vorübergehend höhere Moden anregen könnten, welche zu Störungen am Ausgang führen würden.

Die Anforderungen an die Lichtquelle und die Störungsabschirmung des unmittelbar auf die Lichtquelle folgenden optischen Weges lassen sich durch die *Modecleaner*, welche sich zwischen Lichtquelle und Interferometer befinden, deutlich reduzieren. Diese 8 m langen Ringresonatoren, die ebenfalls durch Pendel im Vakuum aufgehängt und von Umgebungsstörungen stark abgeschirmt sind, reduzieren Strahlage- und Strahlform-

fluktuationen sowie hochfrequentes Leistungs- und Frequenzrauschen im Eingangsstrahl, indem sie nur einen definierten Gaußschen Grundmode mit einer begrenzten Bandbreite für Modulationsseitenbänder transmittieren lassen. Die Stabilitätsanforderungen an die Laser-Lichtquelle konzentrieren sich daher auf den niederfrequenten, regelungstechnisch zugänglichen Frequenzbereich. Die Stabilität des freilaufenden Lasers und die Stellmechanismen zur Korrektur von Sollwertabweichungen müssen daher so beschaffen sein, dass die durch das Interferometer erforderte Stabilität der Strahlung durch aktive Regelung zuverlässig, d.h. unterbrechungsfrei und dauerhaft erreicht werden kann.

Anhang B

Review des *Injection-Lockings*

B.1 Stand der Technik

Der erste bekannte Bericht über die Synchronisation zweier miteinander in Wechselwirkung stehender Oszillatoren geht auf Christiaan Huygens zurück [29, 76]. Er hatte 1665 beobachtet, wie zwei Uhren exakt synchron liefen, wenn sie nahe beieinander an der gleichen Wand aufgehängt waren, ihr Lauf jedoch unterschiedlich wurde, wenn sie an entfernteren Plätzen an der Wand montiert waren. Er konnte die Kopplung der Uhren schließlich durch kleine über die Wand übertragene Vibrationen erklären.

In den 1940iger Jahren wurde die Technik des *Injection-Lockings* dazu genutzt, um mehrere Mikrowellen-Oszillatoren durch die Einkopplung eines gemeinsamen, externen Signals zu synchronisieren. Die erste ausführliche mathematische Beschreibung des Verhaltens eines Oszillators unter dem Einfluss eines externen Signals erfolgte parallel zu diesen experimentellen Arbeiten 1946 durch R. Adler [47]. Die erste experimentelle Demonstration des *Injection-Lockings* von Lasern gelang H. L. Stover und W. H. Steier 1966 durch die Kopplung von frequenzstabilen HeNe-Lasern [48]. In der Folgezeit wurde die Technik des *Injection-Lockings* auf eine große Zahl von Lasersystemen übertragen, wie beispielsweise Ionen-Lasern, Excimer-Lasern, Farbstofflasern, Diodenlasern und Festkörperlasern. Einen detaillierten Überblick über die Arbeiten bis Anfang der 70er Jahre gibt ein Artikel von C. J. Buczek, R. J. Freiberg und M. L. Skolnick [49]. Auch in diesem Artikel wird allerdings bei der theoretischen Beschreibung des *Injection-Locking* von Ringlaseroszillatoren der direkt am Resonator reflektierte Anteil des injizierten Feldes (siehe unten) vernachlässigt. Daraus werden falsche Schlüsse hinsichtlich der Leistungsextraktion aus dem *Slave-Laser* gezogen.

Parallel zu den experimentellen Untersuchungen zum *Injection-Locking* erfolgte eine intensive theoretische Analyse durch zahlreiche Autoren. Stellvertretend für diese Arbeiten seien hier zwei besonders ausführliche Darstellungen erwähnt. Eine quantenmechanische Beschreibung zweier gekoppelter Laser entwickelten M. B. Spencer und W. E. Lamb Jr. [50, 51]. Zu gleichen Ergebnissen kommt eine halbklassische Analyse, die unter anderen

durch A. E. Siegman durchgeführt wurde [29, Kapitel 29]. Eine detaillierte mathematische Analyse über das komplexe zeitabhängige Verhalten wechselwirkender, aber noch nicht fest gekoppelter Laser-Oszillatoren wurde durch M. K. S. Yeung und S. H. Strogatz durchgeführt [52]. Sowohl in [29] als auch in [52] wird ebenfalls der am Resonator direkt reflektierte Anteil des Lichtes vernachlässigt. Beide ziehen jedoch keine Schlüsse, welche von dieser „Vereinfachung“ betroffen wären.

Von besonderer Bedeutung für die Charakterisierung von injektionsgekoppelten Festkörperlasersystemen in Hinblick auf höchste Frequenz- und Amplitudenstabilität sind die Arbeiten von A.D. Farinas, et.al. [53] und R. Barillet et.al. [54], in welchen die die Laserstabilität bestimmenden Einflüsse in einem Transferfunktionsformalismus auf Basis der klassischen Theorie beschrieben werden. Die Ergebnisse in [53, 54] sind leider, wiederum aufgrund der Vernachlässigung des direkt reflektierten Lichtes, in einigen Parameterbereichen quantitativ ungenau. Insbesondere brechen sie jedoch das Korrespondenzprinzip zur quantenmechanischen Beschreibungen.

In einer Reihe von Arbeiten konnten T. C. Ralph und Mitarbeiter eine quantenmechanische Beschreibung mit analytischen Lösungen erarbeiten, welche neben dem klassischen Signaltransfer auch die fundamentalen Stabilitätslimits von frei laufenden und gekoppelten Laseroszillatoren aufzeigt [55, 56, 57, 58].

B.2 Voraussetzungen zum Laser-*Injection-Locking*

Die Kopplung eines *Slave-Laser*-Modes an die injizierte Strahlung des *Master-Lasers* erfolgt durch die sättigbare Verstärkung im aktiven Resonator. Die nahresonant injizierte Strahlung baut sich regenerativ verstärkt im Resonator auf und reduziert dabei die für andere Oszillationen verbleibende Verstärkung soweit, dass diese schließlich erlöschen.¹ Um diese Wechselwirkung von Moden über Verstärkungssättigung bei einer verschobenen Frequenz zu ermöglichen, müssen die beteiligten Frequenzen innerhalb einer homogen verbreiterten Linienbreite des Verstärkungsprofils liegen. Weiterhin können nur solche Moden beeinflusst werden, deren räumliche Feldverteilung im Verstärkungsmedium einen großen Überlapp mit dem extern angeregten Mode haben. Als Konsequenz entziehen sich Oszillationen in anderen transversale Moden eines Laserresonators weitgehend der Beeinflussung. In Stehwellenresonatoren kann auch die in den Schwingungsknoten des favorisierten Modus ungesättigte Verstärkung (*spacial hole burning*) andere freie Oszillationen erlauben.

Im weiteren Verlauf dieses Anhangs wird von einem vollständig homogen verbreiterten Verstärkungsprofil ausgegangen. Weiterhin wird zur mathematisch-physikalischen Beschreibung vorausgesetzt, dass die Verstärkungsbandbreite des Materials groß und damit die Dekohärenzzeit der Polarisation kurz gegenüber allen anderen charakteristischen

¹Bis zur vollständigen Unterdrückung aller anderen Moden findet eine kohärente Wechselwirkung der injizierten Strahlung und der freien Lasermoden mit dem Verstärkungsmedium statt, welche zu einem zeitlich komplizierten Verhalten der Ausgangsstrahlung führen kann (siehe unten).

Zeitskalen ist. Die Polarisierung des Materials folgt damit ohne eigene Dynamik unmittelbar dem elektrischen Feld. Die Dispersion des Verstärkungsmaterials wird ebenfalls aufgrund der Breite des Verstärkungsprofils vernachlässigt. Alle betrachteten Prozesse finden maximal wenige Resonatorlinienbreiten von einer einzigen einer Resonatorresonanz statt, so dass die Dispersion höchstens in einer geringfügigen Resonanzfrequenzverschiebung berücksichtigt werden müsste. Diese Annahmen sind für Nd:YAG und ähnliche Materialien sehr gut erfüllt. Es wird ein Ringlaser mit nur einem transversalen Mode betrachtet und von einer völligen Übereinstimmung (*mode matching*) der räumlichen Eigenschaften des injizierten Signals mit den Resonatormoden ausgegangen.

Außerhalb des *Locking-Range* koexistieren im Slave-Resonator neben einer Feldkomponente bei der Masterfrequenz auch eine oder mehrere weitere longitudinale Moden. Bei der stationären Betrachtung im nächsten Abschnitt wird ihr Einfluss nur als inkohärente Verstärkungssättigung betrachtet. Diese Näherung führt in Zeiträumen, die groß gegen die auftretenden Schwebungsperioden sind, zu einer guten Beschreibung der mittleren Feldamplitude und -phase bei der Masterfrequenz. Nähert sich jedoch die Frequenz der injizierten Strahlung einem frei oszillierenden Mode bis nahe an den Locking Range, so kann es durch kohärente Effekte unter anderem zu einer Frequenzverschiebung (*frequency pulling*) des freien Modes kommen, die zu deutlich reduzierten Schwebungsfrequenzen und damit zu längeren notwendigen Mittelungszeiten führt.

Die Beschreibung des *Injection-Lockings* mit Hilfe der neoklassischen Lasertheorie geht explizit von kohärenter Wechselwirkung aller im Resonator befindlicher Feldanteile mit dem Verstärkungsmedium aus. Sie ermöglicht die Beschreibung zeitabhängiger Phänomene durch Störungen des Systems, wenn es sich im synchronisierten Zustand befindet. Weiterhin kann das instationäre Verhalten eines kohärent wechselwirkenden Lichtfeldes im Resonator beschrieben werden, wenn die gegenüber der Resonanzfrequenz verschobene Emissionsamplitude nicht ausreicht, das Laserfeld zu synchronisieren. Die soweit bekannten Theorien gehen jedoch von Systemen mit nur einer einzigen Resonanzfrequenz aus. Der Einfluss von Resonatormoden, die gegenüber dem injizierten Signal und der diesbezüglich nächsten freien Mode um einen ganzen freien Spektralbereich verschoben sind, wurde bisher nicht detailliert untersucht. Weitere im Resonator oszillierende Moden reduzieren die Kohärenz zwischen elektrischer Polarisierung des Verstärkungsmediums und einzelnen Moden, so dass erwartet werden kann, dass sich das Systemverhalten der Beschreibung durch inkohärente Felder annähert.

B.3 Theorie inkohärenter, stationärer Wechselwirkung

Die anschaulichste Beschreibung des *Injection-Lockings* basiert auf der stationären Beschreibung eines regenerativen Verstärkers (s. Abb. B.1). Wird ein Feld \vec{E}_m in einen Resonator eingekoppelt, so wird ein Teil des Feldes \vec{E}_r direkt reflektiert. Aus dem in

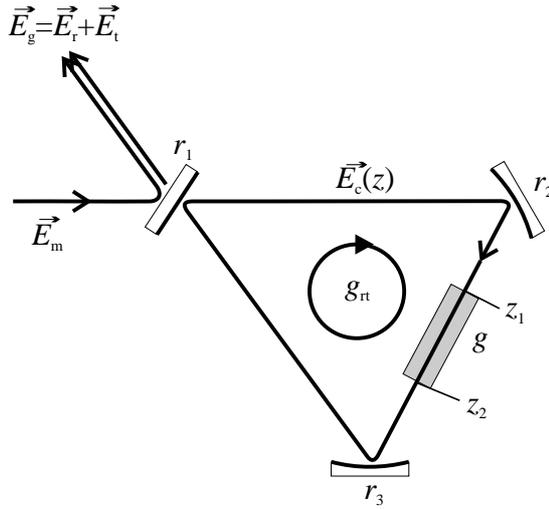


Abbildung B.1: Reflexion an einem Resonator mit komplexer Umlaufverstärkung

den Resonator eingekoppelten Feld baut sich ein umlaufendes Feld \vec{E}_c auf. Vom umlaufenden Feld wird ein Teil \vec{E}_t durch den Einkoppelspiegel transmittiert, so dass das insgesamt reflektierte Signal aus der Überlagerung von direkt reflektiertem und transmittiertem Feld besteht. Für die komplexen Amplituden $E(z)$ der Felder $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{m}(x, y, z)E(z) \exp(i\omega(t - z/c))$ ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 E_r &= r_1 E_m \\
 E_c(z_1) &= \frac{it_1 r_2}{1 - g_{rt}} E_m \\
 E_t &= -\frac{g_{rt}}{r_1} \frac{t_1^2}{1 - g_{rt}} E_m \\
 E_g &= E_r + E_t = \left(r_1 - \frac{t_1^2}{r_1} \frac{g_{rt}}{1 - g_{rt}} \right) E_m.
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Dabei sind:

- r_1 : die Amplitudenreflektivität des Einkoppelspiegels
- $t_1 = \sqrt{1 - r_1^2}$: die Amplitudentransmissivität des Einkoppelspiegels
- $g_{rt}(\omega) = r_1 r_2 r_3 g e^{-i(\omega - \omega_s)\tau}$: die komplexe Amplitudenumlaufverstärkung
- r_2, r_3 : die Amplitudenreflektivität weiterer Spiegel
- $g = |E_c(z_2)/E_c(z_1)|$: die (gesättigte) Amplitudenverstärkung im Lasermedium
- ω_s : eine Resonanzfrequenz des Resonators
- τ : die Umlaufzeit.

Bei dieser Beschreibung sind Resonatorverluste in die Reflektivitäten der Spiegel zusammengefasst. Sie erlaubt direkt die Berechnung von passiven Resonatoren ($g = 1$) und idealisierten, sättigungsfreien regenerativen Verstärkern ($g < 1/r_1 r_2 r_3$ konstant).

In realen regenerativen Verstärkern muss die Verstärkungssättigung mit in die Betrachtung einbezogen werden, welche sich im Allgemeinen jedoch nur implizit angeben lässt. Aus $dP_c/dz = 2\delta_0 P_c / (1 + P_c/P_{\text{sat}})$, mit P_c der durch das Verstärkungsmedium propagierenden Leistung, P_{sat} der Sättigungsleistung und δ_0 der differentiellen Kleinsignalamplitudenverstärkung erhält man durch Integration über die Länge des Lasermediums L_m (vergleiche Rigrod-Analyse z.B. in [29, 12.4])

$$\ln \frac{P_c(z_2)}{P_c(z_1)} + \frac{P_c(z_2) - P_c(z_1)}{P_{\text{sat}}} = 2\delta_0 L_m \equiv 2g_0 \quad (\text{B.2})$$

oder äquivalent

$$P_c(z_1) = 2P_{\text{sat}} \frac{g_0 - \ln g}{g^2 - 1}. \quad (\text{B.3})$$

Dabei hängen g_0 die Kleinsignalamplitudenverstärkung im Resonator und P_{sat} ihrerseits von der Sättigungsintensität des Verstärkungsmaterials und vom Modenquerschnitt im Verstärkungsmaterial ab.

Die Gleichungen B.1 und B.3 erlauben es, die stationäre Feldamplituden von regenerativen Verstärkern unter Berücksichtigung der Verstärkungssättigung zu beschreiben. Sie lassen sich leicht numerisch lösen. Jedoch gibt es für den allgemeinen Fall keine explizite analytische Lösung.

Ohne ein extern in den Resonator eingekoppeltes Feld lässt sich aus Gleichung B.2 die Leistung des Ringresonators als frei laufender Oszillator P_s berechnen. Unter der Voraussetzung, dass nur in einer Umlaufrichtung Licht propagiert, ergibt sich mit der Selbstkonsistenzforderung $P_c(z_1) = r_1^2 r_2^2 r_3^2 P_c(z_2)$

$$P_s = t_1^2 r_3^2 P_{c,\text{frei}}(z_2) = 2 t_1^2 r_3^2 P_{\text{sat}} \frac{g_0 + \ln(r_1 r_2 r_3)}{1 - (r_1 r_2 r_3)^2}. \quad (\text{B.4})$$

Durch einen oszillierenden Lasermode im Resonator ist der Betrag der Umlaufverstärkung durch die Sättigung immer auf eins festgelegt. Wird zusätzlich ein nicht-resonantes Signal E_m bei der Frequenz ω_m injiziert, so wird es nach Gleichung B.1 mit $g_{\text{rt}}(\omega_m) = 1 \cdot \exp -i(\omega_m - \omega_s)\tau$ verstärkt.² In der Nähe einer Resonanz kann $\exp -i(\omega_m - \omega_s)\tau$ durch $1 - i(\omega_m - \omega_s)\tau$ ersetzt werden. Man erhält ein

$$\begin{aligned} E_{\text{cm}} &\approx \frac{t_1 r_2 / \tau}{(\omega_m - \omega_s)} E_m & \text{und} \\ E_t &\approx -\frac{1}{r_1} \frac{t_1^2 / \tau}{i(\omega_m - \omega_s)} E_m. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Dabei bleiben $|g_{\text{rt}}| = 1$ und Gleichung B.3 erfüllt, indem die zirkulierende Gesamtleistung $P_c = P_{c,\text{frei}} + P_{\text{cm}}$ konstant bleibt, also die Leistung der freien Oszillation abnimmt.

Verschiebt man die Frequenz des injizierten Signals näher an die Resonanz, so nimmt die regenerativ verstärkte Umlaufleistung³ $P_{\text{cm}} = |E_{\text{cm}}|^2$ schnell zu (Abb. 3.2). Sobald sie

²unter Vernachlässigung einer gemeinsamen kohärenten Wechselwirkung aller resonatorinternen Felder mit dem Verstärkungsmedium (siehe oben)

³Definition des Feldamplitudenbetrags als Wurzel der Leistung, siehe Abschnitt 3.1

jedoch die ursprüngliche Laserleistung $P_{c,\text{frei}}$ erreicht und überschreitet, kann die Umlaufverstärkung nicht mehr konstant erhalten werden, und der frei oszillierende Lasermode erlischt. Das System oszilliert nur noch auf der Frequenz der eingekoppelten Strahlung.

Aus der Forderung $P_{\text{cm}} \geq P_{c,\text{frei}}$ oder gleichbedeutend $|E_t| \geq |E_s|$ folgt mit Gleichung B.5 und $t_1^2/r_1 = (1 - r_1^2)/r_1 \approx \ln r_1^2 = \gamma_e \tau$ für den Frequenzbereich, in welchem die freie Mode unterdrückt wird

$$|\omega_m - \omega_s| \leq \frac{t_1^2}{r_1 \tau} \left| \frac{E_m}{E_s} \right| \approx \gamma_e \sqrt{\frac{P_m}{P_s}} = \omega_1. \quad (\text{B.6})$$

Als *Locking-Range* wird meist die gesamte Frequenzbandbreite zu beiden Seiten der Resonanz bezeichnet.

$$\Delta\omega_1 := 2\omega_1 = 2\gamma_e \sqrt{\frac{P_m}{P_s}} \quad (\text{B.7})$$

Durch die Gleichungen B.1 und B.3 sind auch Amplitude und Phase des reflektierten Signals im Locking Range, bzw. ihr Mittelwerte außerhalb des Locking Ranges, definiert. Innerhalb des Locking Ranges ergibt sich jedoch keine geschlossene analytische Lösung. Näherungslösungen sind eleganter mit der Beschreibung der zeitabhängigen kohärenten Wechselwirkung zu beschreiben.

B.4 Klassische Beschreibung des Systemverhaltens

Die zeitabhängige Beschreibung des *Injection-Lockings* geht von den gleichen physikalischen Voraussetzungen (s. Abschn. B.2) aus wie die einfache stationäre Theorie. Eine Ausnahme bildet die Annahme vollständiger Kohärenz der beteiligten Felder. Diese Annahme hat nur solange eine nicht triviale Bedeutung, wie das System noch nicht vollständig auf die injizierte Strahlung synchronisiert ist, d.h. außerhalb des *Locking-Ranges* und während des Übergangs zur vollständigen Synchronisation. In diesem Bereich kann aber nur das Verhalten eines Lasers mit einem einzigen freilaufenden Mode und einem in der Nähe dieser Frequenz injizierten Signal beschrieben werden. Die mathematische Beschreibung geht von Differentialgleichungen in der Näherung der langsam veränderlichen Amplitudeneinhüllenden (*slowly varying envelope approximation, SVEA*) der Neoklassischen Lasertheorie aus. Beschreibt man die zeitliche Entwicklung des injizierten Feldes \vec{E}_m und des transmittierten Feldes \vec{E}_t in der Phasen-Amplituden Form beide mit Bezug auf die Frequenz des injizierten Feldes ω_m , also $\vec{E}_{m/t}(t) = |E_{m/t}(t)| \exp(i(\omega_m t - \phi_{m/t}(t)))$, so findet man [53, 29]⁴:

$$\frac{d|E_t|}{dt} = \frac{\gamma - \gamma_c}{2} |E_t| + \gamma_e |E_m| \cos(\phi_t - \phi_m), \quad (\text{B.8})$$

⁴Die Gleichungen B.8 und B.9 sind für stationäre Lösungen nahezu äquivalent zu Gleichung B.1. Ein Unterschied besteht jedoch darin, dass zur Herleitung von Gleichungen B.8 und B.9 die räumliche Variation der Feldstärke entlang eines Resonatorumlaufes vernachlässigt wird. Diese Näherung führt bei unsymmetrischen Resonatoren $R_2 \neq R_3$ oder einem extern eingekoppelten Signal $E_m \neq 0$ zu einer Abweichung der Ergebnisse. Diese Abweichung wird jedoch meist nur für sehr große Auskoppelgrade ($t_1^2 > 0,3$) und Verstärkung ($g_0 > 1,5$) oder große injizierte Signale ($P_m/P_s > 0,1$) relevant.

$$\frac{d\phi_t}{dt} = \omega_s - \omega_1 - \gamma_e \frac{|E_m|}{|E_t|} \sin(\phi_t - \phi_m), \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{1}{K} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{dN}{dt} = R_p - \gamma_2 N - KNn. \quad (\text{B.10})$$

Dabei sind:

- $|E_m(t)|, |E_t(t)|$: die Amplituden des einfallenden und transmittierten Lichtes,
- $\phi_m(t), \phi_t(t)$: die Phasen des einfallenden und transmittierten Lichtes,
- $N(t)$: die Inversion zwischen den Laserniveaus,
- $\gamma(t) = KN(t)$: der zeitabhängiger gesättigter Verstärkungskoeffizient,
- $\gamma_c = \gamma_e + \gamma_1$: die Verlustrate des Resonators,
- γ_e : die Auskoppelrate des Resonators,
- ω_s, ω_m : die Resonanz- und Injektionsfrequenz,
- $K =$: die Kopplungskonstante zwischen atomarer Polarisation und Feld,
- $R_p(t)$: die Pumprate,
- γ_2 : die spontane Populationszerfallsrate der atomaren Inversion.,
- $n(t) = \frac{|E_t|^2}{\gamma_e \hbar \omega}$: die Photonenzahl im Resonator,

Aus Gleichung B.9 lässt sich direkt eine Abschätzung für die stationäre Phase eines gekoppelten Lasersystems gewinnen. Mit $\phi_m = 0$ ergibt sich unter der Annahme, dass die Feldamplitude E_t aufgrund der Verstärkungssättigung nicht wesentlich von der Amplitude des frei laufenden Lasers E_1 abweicht

$$\phi_t = \arcsin \left(\frac{|E_s|}{\gamma_e |E_m|} (\omega_s - \omega_m) \right). \quad (\text{B.11})$$

Eine stationäre Lösung gibt es daher in Übereinstimmung zu den Betrachtungen des letzten Abschnittes nur im Locking Range⁵

$$|\omega_s - \omega_m| \leq \gamma_e \frac{|E_m|}{|E_s|}. \quad (\text{B.12})$$

Bei bekannter Phase lässt sich zusammen mit der Näherung $\gamma = \gamma_0 / (1 + |E_{t/s} / E_{\text{sat}}^*|^2)$, wobei $|E_{\text{sat}}^*|^2$ die aus dem Resonator herauskalierte Sättigungsleistung ist (vergl. Gl. B.3), eine Lösung für die stationäre Amplitude des Feldes finden. Für das Feld des freilaufenden Lasers gilt $\gamma = \gamma_c$ also $E_s^2 = (\gamma_0 / \gamma_c - 1) |E_{\text{sat}}^*|^2 =: (\Gamma - 1) |E_{\text{sat}}^*|^2$. Damit folgt aus Gleichung B.8

$$\gamma_c - \gamma = \frac{(\Gamma - 1)(|E_t|^2 - |E_s|^2)}{(\Gamma - 1)|E_t|^2 + |E_s|^2} \gamma_c = \frac{2\gamma_e |E_m| \cos \phi}{|E_t|}. \quad (\text{B.13})$$

Ist die injizierte Feldamplitude klein $|E_m| \ll |E_s|$ und befindet sich der Laser deutlich über der Schwelle $\Gamma \gg 1$, so findet man eine gute Näherung für die Ausgangsamplitude $|E_t|$

$$|E_t|^2 \approx |E_s|^2 \left(1 - \frac{2\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{\gamma_e |E_m|}{\gamma_c |E_s|} \cos \phi \right). \quad (\text{B.14})$$

⁵Diese Gleichung gilt tatsächlich nicht nur unter der Bedingung $E_t \approx E_s$. Siehe auch [52].

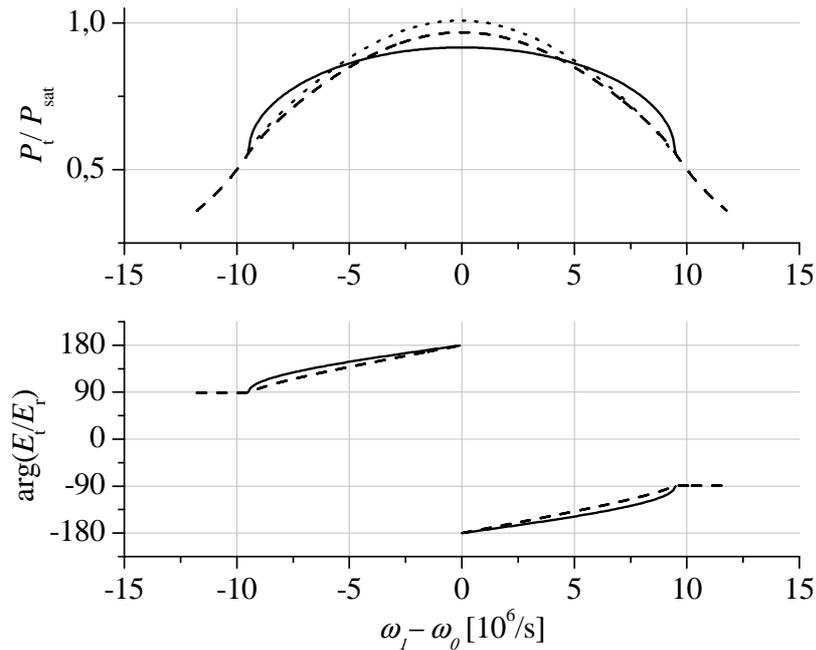


Abbildung B.2: Vergleich der Näherungslösung Gleichung B.14 (durchgezogene Linie) mit numerischen Lösungen der Gleichungen B.8 und B.9 (punktierter) und der Gleichung B.1 (gestrichelt). Die Resonatorparameter wurden identisch zu denen aus Abbildung 3.2 gewählt: Resonatorlänge 1 m, Koppelspiegeltransmission $t^2 = 0,10$, Resonatorverluste $\gamma_1\tau = \ln(r_2^2 r_3^2) = 0,0106$, Kleinsignalverstärkung $\gamma_0\tau = 2g_0 = 0,695$, Injektionsleistung $P_m = 0,05$. Alle Leistungen sind auf die Sättigungsleistung normiert.

In Abbildung B.2 sind die Ergebnisse der stationären Näherungslösungen beispielhaft mit numerischen Ergebnissen verglichen.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass die Näherung nach Gleichung B.14 zwar im Bereich ihrer Gültigkeit absolut betrachtet gute Werte für die Leistung liefert, sie sich aber nicht zur Optimierung des Koppelgrades eignet, da ihr flaches Maximum (wenn vorhanden) bei deutlich zu großen Koppelgraden liegt.

B.5 Zeitabhängige Phasenstörungen

Im gekoppelten System klingen transiente Phasenstörungen mit charakteristischen Zeiten einiger $1/\omega'_1$ auf die stationäre Phase ab. Speziell für kleine Störungen ϕ_1 um eine stationäre Phase ϕ_0 findet man aus Gleichung B.9 mit $\phi_{m0} = 0$ unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung in ϕ_1 [53]

$$\frac{d\phi_{t1}}{dt} = -\gamma_e \frac{|E_m|}{|E_t|} \cos \phi_{t0} \cdot (\phi_{t1} - \phi_{m1}) =: -\omega'_1 \cos \phi_{t0} \cdot (\phi_{t1} - \phi_{m1}). \quad (\text{B.15})$$

Die Antwort des Systems auf eine Phasenmodulation des Masters wird gerne im Fourierraum betrachtet. Aus Gleichung B.15 erhält man für die Fourieramplituden $\tilde{\phi}$ bei

der Modulationsfrequenz ω

$$\tilde{\phi}_t(\omega) = F'_m(\omega) \tilde{\phi}_m(\omega) = \frac{1}{1 + i \frac{\omega}{\omega'_1 \cos \phi_{t0}}} \tilde{\phi}_m(\omega). \quad (\text{B.16})$$

Analog können kleine Phasenstörungen aus dem Slaveresonator ϕ_{s1} betrachtet werden, indem sie als Änderung der Resonanzfrequenz beschrieben werden $\omega_s = \omega_{s0} + d\phi_s/dt$. Man erhält dann im Fourierraum

$$\tilde{\phi}_t(\omega) = F'_s(\omega) \tilde{\phi}_s(\omega) = \frac{1}{1 - i \frac{\omega}{\omega'_1 \cos \phi_{t0}}} \tilde{\phi}_s(\omega). \quad (\text{B.17})$$

B.6 Zeitabhängige Leistungsfluktuationen

Zur Beschreibung von Leistungsfluktuationen im gekoppelten System kann aus Gleichung B.8 und dem Ausdruck für die Photonenzahl eine Differentialgleichung für die Photonenzahl im Resonator gefunden werden [53]

$$\frac{dn}{dt} = KN(t)n(t) - \gamma_c n(t) + 2\gamma_e \cos(\phi_t - \phi_m) \sqrt{n(t)n_m(t)}. \quad (\text{B.18})$$

Dabei ist zur Vereinheitlichung der Schreibweise die Zahl der injizierten Photonen mit $n_m(t) \equiv |E_m(t)|^2/\gamma_e \hbar \omega$ definiert. Mit der Näherung $n \approx n_1$ unter der Wurzel kann zusammen mit Gleichung B.10 ein zu Gleichung äquivalenter Ausdruck für den stationären Zustand gewonnen werden.

Mit dem Ansatz $n = n_0 + n_1 \exp(i\omega t)$, $n_m = n_{i0} + n_{i1} \exp(i\omega t)$, $N = N_0 + N_1 \exp(i\omega t)$ und $R = R_0 + R_1 \exp(i\omega t)$ mit komplexen Amplituden n_1, n_{i1}, N_1, R_1 lassen sich im Fourierraum wiederum Transferfunktionen für Störungen aus dem stationären Zustand definieren, welche eine relative Modulation der Pumprate oder der Masterleistung in relative Ausgangsleistungsmodulationen übersetzen.

Unter Vernachlässigung quadratischer Störterme findet man dann die Gleichungen 3.10 bis 3.14 für die relative Modulation der transmittierten Leistung.

B.7 Verhalten außerhalb des *Locking-Ranges*

Für $|\omega_m - \omega_s| > \omega_1$ (außerhalb des *Locking-Ranges*) kann es keine stationären Lösungen der Gleichungen B.8 bis B.10 mehr geben. Die exakte mathematische Beschreibung des Systems wird ungleich schwieriger als im Locking Range. Analytische Näherungslösungen sind nur für einige Parameterbereiche bekannt. Generell liegt ein kompliziertes, aber nicht chaotisches Verhalten des Systems vor [52], d.h. nach einer für das System charakteristischen Zeit $1/\sqrt{2\gamma_2\gamma_c} = O(1/\omega_{sp})$ wird sich eine von den Anfangsbedingungen weitgehend unabhängige zeitliche Entwicklung (Attraktor) der Amplitude und Phase einstellen.

Der prominenteste (und einfachste) Fall ist der einer schwachen Kopplung ($E_m/E_s \ll \sqrt{\gamma_2/\gamma_c}$). Hier kann die Feldamplitude nach Abklingen eines möglichen transienten Verhaltens als näherungsweise konstant angenommen werden. Aus der Phasenentwicklung findet man dann, dass die kohärente Wechselwirkung zwischen injiziertem und freiem oszillierendem Feld neben der Erzeugung von Frequenzseitenbändern im Abstand $\omega_b = \sqrt{(\omega_m - \omega_s)^2 - \omega_1^2}$ zur Injektionsfrequenz zu einer Frequenzverschiebung (frequency pulling) des ursprünglich frei oszillierenden Feldes führt [29], so dass die Differenzfrequenz zwischen „freiem“ und injiziertem Feld ebenfalls ω_b beträgt. Befindet sich das injizierte Feld am Rande des Locking Ranges, gehen dann injiziertes und freies Feld in ein einziges synchrones Feld über.

Beim technischen Einsatz des *Injection-Lockings* zur gezielten Kopplung zweier Nd:YAG-Laser wird meist eine starke Kopplung ($E_m/E_s \gg \sqrt{\gamma_2/\gamma_c}$) vorliegen. Das Verhalten ist im allgemeinen komplexer als das im Falle der schwachen Kopplung [52]. Insbesondere gibt es neben dem *Locking-Range* noch einen Bereich, in welchem die Frequenz des Lasers noch an die Injektion gekoppelt ist, es jedoch zu einer Phasendrift zwischen beiden Systemen kommt. Betrachtet man jedoch nur die Fourierkomponente im Spektrum des Feldes, die bei der Injektionsfrequenz auftritt, so findet man mit $\tilde{E}_t(\omega_m) = i\gamma_e E_m / (\omega_m - \omega_s)$ die gleiche Lösung wie in der Beschreibung mittels inkohärenter Wechselwirkung (s. Gl. B.5). Weitere Fourierkomponenten treten mit einem Frequenzabstand größer als $\omega_m - \omega_s$ zur Injektionsfrequenz auf. Ihre Amplitude verschwindet, wenn sich die Injektionsfrequenz dem Rande des Locking Ranges nähert.

Da die Relaxationszeit in den Attraktor mit $1/\omega_{sp}$ im Fall der starken Kopplung die größte charakteristische Systemzeit ist, kann man die Ausgangsstrahlung bei der Injektionsfrequenz außerhalb des *Locking-Ranges* gut durch die einfache Theorie der stationären inkohärenten Wechselwirkung (Abschnitt B.3) beschreiben, solange man sich nur für Prozesse langsamer als ω_{sp} interessiert.

B.8 Pound-Drever-Hall-Fehlersignal

Zur Erkennung einer Abweichung der Slave-Resonanz von der Frequenz der einfallenden Master-Strahlung, mit anderen Worten zur Erzeugung eines Frequenz-Fehlersignals, wird beim GEO 600 Laser System die Pound-Drever-Hall-Technik [77, 78] (im folgenden auch kurz: PDH-Technik) eingesetzt. Dieses Verfahren hat sich in der Laserstabilisierung als ein Standard etabliert⁶. Eine allgemeine Einführung neueren Datums in das Verfahren kann in [81] gefunden werden. Im folgenden werden nur die Besonderheiten des Verfahrens beim Injection Locking erörtert.

Im Bezug auf den Einsatz beim Injection Locking hat die Pound-Drever-Hall-Technik gegenüber anderen Verfahren zur Fehlersignalerzeugung zwei Vorteile. Erstens beschränkt

⁶Das Verfahren wird in der Spektroskopie unter auch unter dem Namen Frequenzmodulations-Spektroskopie (FM-Spektroskopie) eingesetzt [79, 80].

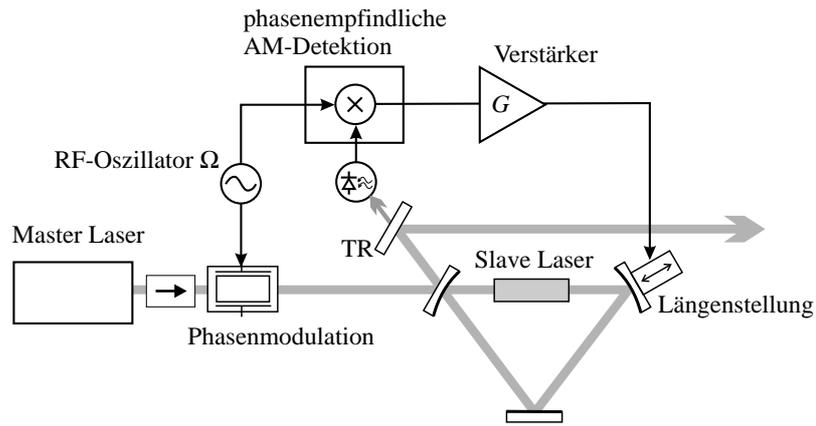


Abbildung B.3: Schema der Pound-Drever-Hall Implementierung am Lasersystem

sich die aktive Manipulation des Lasersystems auf eine Phasenmodulation im leistungsschwachen Injektionsstrahl (s. Abb. B.3), so dass auf Eingriffe an den Lasersystemen oder im leistungstarken Nutzstrahl verzichtet werden kann. Zweitens können durch das Verfahren bedingte Störungen im Nutzstrahl, die nur bei der Modulationsfrequenz und höheren Harmonischen auftreten, leicht aus den für die Anwendung relevanten Frequenzbereichen herausgehalten werden.

Im PDH-Signal spiegeln sich die charakteristischen Merkmale eines Systems wieder. Das am Slave Laser erzeugte Signal erlaubt daher nicht nur die relative Stabilisierung von Master und Slave, sondern ermöglicht auch einige allgemeine Schlüsse über das gekoppelte System. Rechnerisch ergibt sich das Fehlersignal aus der komplexen Reflektionsfunktion $S(\omega)$, die das Verhältnis der komplexen Feldamplituden von reflektiertem zu einfallendem Feld in Abhängigkeit von der Frequenz ω des Lichtes angibt.

$$S(\omega) = \frac{E_g(\omega)}{E_m(\omega)} \quad (\text{B.19})$$

Formal gleicht der gewonnene Ausdruck dabei dem für einen passiven Resonator [81], jedoch mit dem Unterschied, dass die Reflektionsfunktion nun eine Funktion der Leistung im Resonator ist. Ist dabei die Modulationsfrequenz Ω groß gegenüber dem Locking Range $\Omega \gg \omega_1$, so kann die gegenseitige Beeinflussung der Felder von Träger E_{tr} und Seitenbändern E_{sb} im Verstärkungsmedium vernachlässigt werden. Man erhält dann für das Fehlersignal nach der phasenempfindlichen Detektion unter Vernachlässigung aller Beiträge bei höheren Frequenzen

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &= |E_{tr}E_{sb}| \left\{ \text{Re} [S(\omega, E_{tr})S^*(\omega + \Omega, E_{sb}) - S^*(\omega, E_{tr})S(\omega - \Omega, E_{sb})] \sin(\theta) \right. \\ &\quad \left. + \text{Im} [S(\omega, E_{tr})S^*(\omega + \Omega, E_{sb}) - S^*(\omega, E_{tr})S(\omega - \Omega, E_{sb})] \cos(\theta) \right\} \\ &= |E_{tr}E_{sb}| \text{Im} \left\{ [S(\omega, E_{tr})S^*(\omega + \Omega, E_{sb}) - S^*(\omega, E_{tr})S(\omega - \Omega, E_{sb})] e^{i\theta} \right\}, \quad (\text{B.20}) \end{aligned}$$

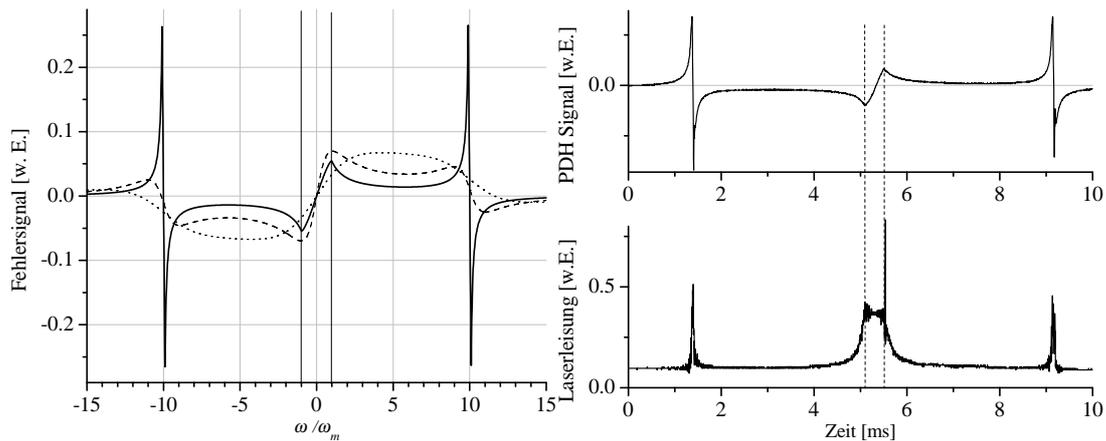


Abbildung B.4: LINKS: Berechnete Außer-Phase-Fehlersignale der Pound-Drever-Hall Technik. Durchgezogene Linie: gekoppeltes Lasersystem mit Daten wie in Abbildung 3.7 und $|E_{tr}/E_{sb}| = 10/1$ sowie $\Omega = 10\omega_1$. Gepunktete Linie: gleicher Resonator, jedoch ohne Verstärkung ($\times 10$). Gestrichelte Linie: ein passiver Resonator, dessen Linienbreite dem Locking-Range des Lasers entspricht ($\times 10$).

RECHTS: Experimentelle Aufnahme des Fehlersignals und der Laserleistung bei einer Frequenzabstimmung über den Locking Range. Aus der Steigung der Frequenzdiskriminanten ergibt sich ein Verhältnis $P_{tr}/P_s = 40$.

wobei θ die relative Phase des Lokaloszillators zum RF-Signal ist. Die geringe Güte eines Nd:YAG-Laser-Resonators bringt es mit sich, dass auch unter der Bedingung $\Omega \gg \omega_1$ nicht notwendigerweise die Modulationsfrequenz groß gegenüber der Linienbreite des kalten Resonators ist, so dass $S(\omega_s \pm \Omega)$ im allgemeinen komplex ist und die klassischen In-Phase- und Außer-Phase-Quadraturen für $\theta = \arg(S(\Omega)) + n\pi/2, n = 0, 1$ erreicht werden.

In Abbildung B.4 wird das PDH-Fehlersignal des Laserresonators, wie es sich bei einer langsamen Frequenzdurchstimmung über die Resonanz hinweg ergibt, im Vergleich mit denen zweier passiver Resonatoren dargestellt.⁷

Ein Charakteristikum des PDH-Fehlergraphen an einem Laserresonator ist die Breite des zentralen, monoton steigenden Teils des Graphen, der etwa mit dem Locking Range übereinstimmt. Genauer betrachtet begrenzen die Wendepunkte des Fehlersignals, die außerhalb des durch die beiden mittleren Extrema markierten Bereiches liegen den *Locking-Range*. Sie entsprechen den (nicht stetig differenzierbaren) Wendepunkten im Phasenverlauf des reflektierten Signals, der sich nach der stationären Theorie am Rande des *Locking-Range* ergibt (vergl. Abb. 3.2 unten). Die Phase des transmittierten Signals des gekoppelten Lasers verschiebt sich dabei von der Resonanz bis zum Rand des Locking

⁷Beachte: Ein Nd:YAG Laserresonator, bei welchem die Pumpleistung abgeschaltet wird, wird im Experiment neben dem Wegfall der Verstärkung seine Resonatoreigenschaften insgesamt deutlich verändern, da im allgemeinen auch die passiven Verluste von der durch die Pumpleistung induzierten thermischen Linse abhängen.

Ranges um 90° . Häufig beobachtet man im Experiment beim Verlust der Kopplung auch eine kurzzeitige schnelle Oszillation in der Laserleistung, bzw. des PDH-Fehlersignals.

Die Breite der Seitenbandresonanzen entspricht dem der Seitenbandleistung korrespondierenden Locking Range. Die Seitenbandresonanzen sind damit um den Faktor $E_{\text{sb}}/E_{\text{tr}}$ schmaler als die Trägerresonanz. Auch die Höhe und Steigung (*frequency discriminant*, Frequenz Diskriminante) der Dispersionssignale sind charakteristisch für das gekoppelte Lasersystem. Beim aktiven Resonator hängt die Stärke des reflektierten Signals in erster Näherung nicht von der resonant injizierten Leistung ab, daher kommt es bei resonantem Träger zu einem Signal proportional zu $2|E_{\text{s}}E_{\text{sb}}|$ (ein verstärkter Träger und zwei im wesentlichen unverändert reflektierte Seitenbänder) und bei resonanten Seitenbändern zu einem Signal proportional zu $|E_{\text{s}}E_{\text{tr}}|$ (ein verstärktes Seitenband und das nahezu unverändert reflektierte Trägersignal). Das Höhenverhältnis zwischen Trägersignal und Seitenbandsignal ergibt sich damit zu $-2|E_{\text{sb}}/E_{\text{tr}}|$. Da der Phasengang der Signale qualitativ nicht von Stärke des injizierten Signals abhängt, verhalten sich die Frequenzdiskriminanten wie das Verhältnis aus Höhe und Breite der Resonanzsignale, also reziprok zum Leistungsverhältnis zwischen Träger und Seitenbändern.

Für den zentralen Nulldurchgang des Fehlersignals erhält man bei optimierter Lokaloszillatorphase in guter Näherung

$$\epsilon = 2 \left| E_{\text{tr}} E_{\text{sb}} S(\omega_{\text{s}} + \Omega, E_{\text{sb}}) \frac{E_{\text{g}}}{E_{\text{tr}}} \right| (\phi_{\text{g}} - \phi_{\text{m}}). \quad (\text{B.21})$$

Das Fehlersignal ist direkt proportional zur Phasenabweichung zwischen Injektions- und Ausgangssignal. Im Experiment kann der Proportionalitätsfaktor auch aufgrund des nahezu linearen Verlaufes der Phasenabweichung im Locking Range abgeschätzt werden.

Ist der *Master-Laser* deutlich stabiler als der *Slave-Laser*, so gibt das Pound-Drever-Hall-Fehlersignal bei richtiger Kalibrierung direkt den Störungsbeitrag des *Slave-Lasers* zum Systemausgang an. Dies gilt auch unter Berücksichtigung einer Regelschleife, die den *Slave-Laser* mit der Schleifenverstärkung (*open loop gain*) $G(\omega)$ auf den *Master-Laser* stabilisiert. Im Fourierraum läßt sich die Phasendifferenz durch die Eingangsfrequenzfluktuationen ausdrücken.

$$\tilde{\phi}_{\text{g}} - \tilde{\phi}_{\text{m}} = \frac{F_{\text{s}}(\omega)}{G(\omega) + 1} (\tilde{\phi}_{\text{sf}} - \tilde{\phi}_{\text{m}}) \approx \frac{\tilde{\omega}_{\text{sf}} - \tilde{\omega}_{\text{m}}}{\omega_1(G(\omega) + 1)} \text{ für } \omega \ll \omega'_1. \quad (\text{B.22})$$

Dabei sind F_{s} die Transferfunktion für Phasenstörungen des *Slave-Lasers* (s. Gl. 3.9), $\tilde{\phi}_{\text{sf}}$ die Phasenfluktuationen des freilaufenden *Slave-Lasers* und $\tilde{\omega}_{\text{sf}/\text{m}}$ die entsprechenden Fourieramplituden der Frequenzfluktuationen.

B.9 Allgemeine Überlegungen zu Konsequenzen für das Laserdesign

B.9.1 Resonatorlänge

Da der Locking Range eines Resonators umgekehrt proportional zu seiner Länge ist, wird die Phasenstörungstransferfunktion (Gl. 3.5 u. 3.9) wesentlich von der Resonatorlänge beeinflusst. Zur Erörterung der Signifikanz dieser Abhängigkeit soll diese Transferfunktion in Form von Fouriertransformierten der Frequenzfluktuationen $\tilde{\omega}_{g/s/m}(\omega)$ beschrieben werden. Die funktionale Form ändert sich dabei nicht, jedoch ist die Eingangsgröße besser an die wesentlichen Störfaktoren angepasst. Im Vergleich zu den technischen Störungen, die in einem Hochleistungs-Festkörperlaserresonator auftreten sind die fundamentalen quantenmechanischen Rauschbeiträge bei Fourierfrequenzen bis zu einigen ω'_1 vernachlässigbar. Die technischen Störungen koppeln jedoch alle über eine Variation der optischen Resonatorlänge in das System ein, sie entsprechen also Resonanzfrequenzänderungen.

Im Weiteren soll angenommen werden, dass alle für die Anwendung relevanten Fourierfrequenzen ω klein gegenüber dem Locking Range $\omega_1 \approx \omega'_1$ sind, so dass mit der Näherung $F_s(\omega) \approx \omega/\omega_1$ gilt:

$$\frac{\tilde{\omega}_g}{\omega_s} \approx \frac{\omega}{\omega_1} \frac{\tilde{\omega}_s}{\omega_s} = \sqrt{\frac{P_s}{P_m}} \frac{\omega l_s}{c \ln r_1^2} \frac{\tilde{l}_s}{l_s}. \quad (\text{B.23})$$

Da die optische Gesamtlänge des *Slave-Resonators* l_s aus der Formel herausgekürzt werden kann, erkennt man, dass für Stabilität des Systems die absoluten Längenstörungen \tilde{l}_s des Slave-Resonators von Bedeutung sind. Eine Erhöhung des Locking Range durch Erhöhung der Injektionsleistung oder Reduktion der Spiegelreflektivität führt also in jedem Fall zu einer Verringerung der Systemempfindlichkeit auf Längenstörungen im Slave Resonator. Eine Längenreduktion des Resonators hat jedoch nur dann einen Einfluß, wenn die absoluten Längenfluktuationen ihrerseits eine Gesamtlängenabhängigkeit haben. Ein Beispiel für einen in guter Näherung längenunabhängigen (lokalen) Prozess ist die optische Länge eines kurzen Lasermediums, welche sich durch eine variierende thermische Last ändert. Die Länge des um das Medium gebauten Resonators hat hier keine Bedeutung. Andere Prozesse verhalten sich resonatorlängenabhängig. Eine quasistatische Gasdruckänderung in einem gasgefüllten Resonator führt im Sinne dieser Betrachtung zu einer relativen Längenänderung.

Allgemein werden verschiedene Störprozesse ein Verhalten irgendwo zwischen absoluten und relativen Längenänderungen aufweisen. Daher ist es im allgemeinen einfacher, die Fluktuationen der absoluten optischen Länge eines kleinen Systems, welches mechanisch und thermisch in Wechselwirkung mit der Umgebung steht, gering zu halten, als die eines großen. Aus dieser allgemeinen Überlegung empfiehlt sich ein kurzer Aufbau des Slaveresonators.

B.9.2 Aktive Längstabilisierung

Bei den Überlegungen zum Störungseinfluss in den vorangegangenen Abschnitten wurde davon ausgegangen, dass sich das System im Mittel in der Mitte des Locking Ranges befindet und die Abweichungen immer klein gegenüber diesem seien. Bei einer Breite des Locking Ranges von wenigen Megahertz und typischen Driftraten der frei laufenden Laser von 10 kHz/s bis 1 MHz/s kann diese Bedingung nur durch eine aktive Stabilisierung aufrecht erhalten werden. Die benötigte Regelbandbreite hängt dabei von der Fluktuationscharakteristik des Slave Resonators, bzw. seiner Empfindlichkeit gegen äußere Störungen ab. Bei diodengepumpten Festkörperlaser reichen typischerweise einige Kilohertz Regelbandbreite bei einer einfachen Integratorcharakteristik des Reglers zur Erfüllung der Bedingung $\langle \omega_1 - \omega_1 \rangle_{\text{rms}} \ll \omega_1$.

Für die Fluktuationen eines aktiv auf die einfallende Strahlung stabilisierten Slave-Lasers gilt bei einer Regelverstärkung $G(\omega)$ (*open loop gain*) [54]⁸

$$\tilde{\omega}_s = \frac{1}{G+1} \tilde{\omega}_{\text{sf}} + \frac{G}{G+1} \tilde{\omega}_m. \quad (\text{B.24})$$

Hier steht $\tilde{\omega}_{\text{sf}}(\omega)$ für die Frequenzfluktuationen des frei laufenden Slaves. Für das Gesamtfrequenzrauschen des Systems ergibt sich daher

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_g &= \left(F_m + \frac{F_s G}{G+1} \right) \tilde{\omega}_m + \frac{F_s}{G+1} \tilde{\omega}_{\text{sf}} \equiv F_m^* \tilde{\omega}_m + F_s^* \tilde{\omega}_{\text{sf}} \\ &\approx \tilde{\omega}_m + \frac{\omega}{\omega'_1(G+1)} \tilde{\omega}_{\text{sf}} \quad \text{für } \omega \ll \omega'_1. \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Durch eine aktive Stabilisierung auf den Master wird der Einfluss des Slave Resonators zusätzlich zum Mechanismus des *Injection-Lockings* weiter unterdrückt. Die Signifikanz des verbleibenden Einflusses des Slave Lasers auf die Frequenzstabilität des Systems hängt dabei noch vom globalen Stabilisierungskonzept des Lasersystems ab. Bei der Stabilisierung vor Injektion ergibt sich mit der Verstärkung des globalen Regelkreises H und den Frequenzfluktuationen der Referenz $\tilde{\omega}_{\text{ref}}$

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_g &= \frac{HF_m^*}{H+1} \tilde{\omega}_{\text{ref}} + \frac{F_m^*}{H+1} \tilde{\omega}_{\text{mf}} + F_s^* \tilde{\omega}_{\text{sf}}. \\ &\approx \frac{H}{H+1} \tilde{\omega}_{\text{ref}} + \frac{1}{H+1} \tilde{\omega}_{\text{mf}} + \frac{\omega}{\omega'_1(G+1)} \tilde{\omega}_{\text{sf}} \quad \text{für } \omega \ll \omega'_1. \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Werden die Störungen durch den *Slave-Laser* mit in die globale Regelschleife einbezogen, so können sie durch den Master als Stellelement ebenfalls korrigiert werden; man erhält

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_g &= \frac{HF_m^*}{HF_m^*+1} \tilde{\omega}_{\text{ref}} + \frac{1}{HF_m^*+1} (\tilde{\omega}_{\text{mf}} + F_s^* \tilde{\omega}_{\text{sf}}) \\ &\approx \frac{H}{H+1} \tilde{\omega}_{\text{ref}} + \frac{1}{H+1} \left(\tilde{\omega}_{\text{mf}} + \frac{\omega}{\omega'_1(G+1)} \tilde{\omega}_{\text{sf}} \right) \quad \text{für } \omega \ll \omega'_1. \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

⁸Da es hier und im weiteren nur um prinzipielle Abhängigkeiten geht, aus welchen die generellen Anforderungen an das Lasersystem abgeleitet werden sollen, werden weitere technische Rauschquellen im Regelkreis vernachlässigt. Quantenlimits spielen bei der Stabilisierung des Slave Resonators keine Rolle. Beide Einflüsse können bei der Gesamtfrequenzstabilisierung relevant sein. Auf diese soll jedoch in dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden. Zur Frequenzstabilisierung siehe [71, 72].

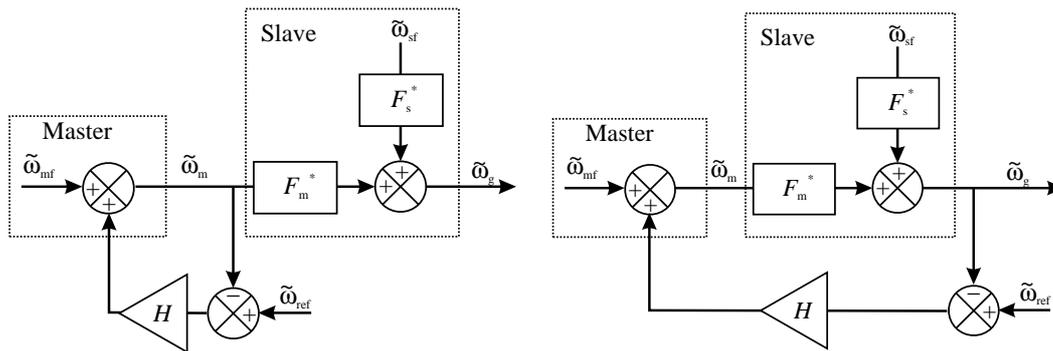


Abbildung B.5: Zwei Frequenzstabilisierungskonzepte. LINKS: Stabilisierung vor Slave. RECHTS: Stabilisierung nach Slave.

Im ersten Fall muss der Beitrag des stabilisierten *Slave-Lasers* also mit dem des stabilisierten *Master-Lasers* verglichen werden, während im zweiten Fall der Resteinfluss des Slaves mit dem frei laufenden Master zu vergleichen ist, da auch dieser Rest noch durch die globale Systemstabilisierung erfasst wird. Die Frequenzstabilitäts-Anforderungen an den Slave Laser bzw. an den lokalen Regelkreis zur Slavestabilisierung, die aus der globalen Systemstabilität erfolgen, sind im zweiten Fall deutlich herabgesetzt, ohne dass zusätzliche Anforderungen an die globale Stabilisierung gestellt werden.

Insgesamt betrachtet konzentrieren sich die Anforderungen an die *Slave-Laser* Frequenzstabilität und -stabilisierung im zweiten globalen Stabilisierungsschema für den hier betrachteten Fall, dass alle anwendungsrelevanten Fourierfrequenzen kleiner als ω_1' sind, auf die kontinuierliche Erhaltung der Bedingung $|\omega_s - \omega_m| \ll \omega_1$. Diese Forderung sollte insbesondere auch für den Fall transienter von außen eingetragener akustischer Störungen gewährleistet sein, da auch einzelne Transienten, die diese Bedingung deutlich verletzen, die gesamte Kette der strahlabwärts folgenden Gravitationswellendetektor-Komponenten vorübergehend außer Funktion setzen können.

Literaturverzeichnis

- [1] <http://tamago.mtk.nao.ac.jp>.
- [2] M. Ando, K. Tsuboni, and the TAMA Collaboration. TAMA project: Design and current status. *AIP Conference Proceedings*, 523:128–139, 2000.
- [3] M. Ando and the TAMA Collaboration. Current status of TAMA. *Class. Quantum Grav.*, 19(7):1409–1419, April 2002.
- [4] <http://www.ligo.caltech.edu>.
- [5] M. W. Coles. The status of LIGO. *AIP Conference Proceedings*, 523:101–109, 2000.
- [6] D. Sigg. Commissioning of the LIGO detectors. *Class. Quantum Grav.*, 19(7):1429–1435, April 2002.
- [7] <http://www.virgo.infn.it>.
- [8] F. Marion and the VIRGO Collaboration. Status of the VIRGO experiment. *AIP Conference Proceedings*, 523:110–117, 2000.
- [9] L. Di Fiore and the VIRGO Collaboration. The present status of the VIRGO central interferometer. *Class. Quantum Grav.*, 19(7):1421–1428, April 2002.
- [10] <http://www.geo600.uni-hannover.de>.
- [11] H. Lück and the GEO Collaboration. The status of GEO 600. *AIP Conference Proceedings*, 523:119–127, 2000.
- [12] B. Willke and the GEO Collaboration. TheGEO 600 gravitational wave detector. *Class. Quantum Grav.*, 19(7):1377–1387, April 2002.
- [13] P. Aufmuth. GEO 600 und LISA: Astronomie mit Gravitationswellen. *Astronomie + Raumfahrt*, 40(2):39–42, 2003.
- [14] <http://www.gravity.uwa.edu.au/AIGO/AIGO.html>.
- [15] D.E. McClelland and the Australian Consortium for Interferometric Gravitational Astronomy. Status of the Australian consortium for interferometric gravitational astronomy. *AIP Conference Proceedings*, 523:140–149, 2000.

- [16] B Willke, O. S. Brozek, K. Danzmann, C. Fallnich, S. Goßler, H. Lück, K. Mossavi, V. Quetschke, H. Welling, and I. Zawischa. The GEO600 stabilized laser system and the current-lock technique. *AIP Conf. Proc.*, 523:215–221, 1999.
- [17] T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional, single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 10(2):65–67, February 1985.
- [18] T. Day, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Sub-hertz relative frequency stabilisation of two-diode laser-pumped Nd:YAG lasers locked to a Fabry-Perot interferometer. *IEEE J. Quant. Electr.*, 28(4):1106–1117, 1992.
- [19] N. Uehara and K. Ueda. 193 mHz beat linewidth of frequency-stabilized laser-diode-pumped Nd:YAG ring lasers. *Opt. Lett.*, 18(7):505–507, 1993.
- [20] I. Freitag, A. Tünnermann, and H. Welling. Power scaling of diode-pumped monolithic Nd:YAG lasers to output powers of several watts. *Opt. Comm.*, 115:511–515, 1995.
- [21] T. Hill, L. Stamatescu, and M. W. Hamilton. Method for determining antiphase dynamics in a multimode laser. *Phys. Rev. E*, 61(5), 2000.
- [22] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers, and A. K. Cousins. Scaling CW diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 28(4):997–1009, April 1992.
- [23] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, and M. S. Bowers. Highly efficient 60-W TEM₀₀ CW diode-end-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 18(2):116–118, January 1993.
- [24] S. T. Yang, Y. Imai, M. Oka, N. Eguchi, and S. Kubota. Frequency-stabilized, 10-W continuous wave, laser-diode end-pumped, injection-locked Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 21(20):1676–1678, October 1996.
- [25] N. Hodgson, K. Griswold, W. Jordan, S. L. Knapp, A. A. Peirce, C. C. Pohalski, E. Cheng, J. Cole, D. R. Dudley, A. B. Petersen, and W. L. Nighan Jr. High power TEM₀₀ mode operation of diode pumped solid state lasers. *Proc. SPIE*, 3611:119–131, 1999.
- [26] H. Weber. Resonators for high power solid state lasers – the fight for beam-quality. *Proc. SPIE*, 3267:2–13, 1998.
- [27] S. Seidel, A. Schirrmacher, G. Mann, Nursianni, and T. Riesbeck. Optimized resonators for high-average power, high-brightness Nd:YAG lasers with birefringence compensation. *Proc. SPIE*, 3267:214–225, 1998.
- [28] V. Magni. Multielement stable resonators containing a variable lens. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 4(10):1962–1969, October 1987.
- [29] Anthony E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valey, California, 1986.

- [30] D. Mudge, M. Ostermeyer, P. J. Veitch, J. Munch, B. Middlemiss, D. J. Ottaway, and M. W. Hamilton. Power scalable TEM₀₀ CW Nd:YAG laser with thermal lens compensation. *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics*, 6(4):643–649, 2000.
- [31] A. K. Cousins. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods. *IEEE J. Quant. Electr.*, 28(4):1057–1069, 1992.
- [32] N. Hodgson and H. Weber. Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of Nd:YAG lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 29:2497–2507, 1993.
- [33] R. Wynne, J. L. Daneu, and T. Y. Fan. Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG. *Appl. Opt.*, 38(15):3282–3284, May 1999.
- [34] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Singapore, Tokyo, 5th edition, 1999.
- [35] A.V. Martínez. *Measurement and Analysis of Aberrations in High Power Nd:YAG Lasers*. PhD thesis, Fakultät II der Technischen Universität Berlin, 2001.
- [36] R. Wilhelm. Finite Elemente Berechnungen thermischer Linsen in Nd:YAG. Unveröffentlicht, 2002.
- [37] N. Hodgson and H. Weber. *Optical Resonators*. Springer-Verlag, London, 1997.
- [38] Y. A. Anan'ev and S. G. Anikichev. Approximate method for solving integral equations of stable resonators. *Optics & Spectrosc.*, 59(6):796–799, December 1985.
- [39] Y. A. Anan'ev. *Laser Resonators and the Beam Divergence Problem*. Adam Hilger, Bristol, Philadelphia, and New York, 1992.
- [40] A. G. Fox and T. Li. Computation of optical resonator modes by the method of resonance excitation. *IEEE J. Quant. Electr.*, 4(7):460–465, July 1968.
- [41] S. A. Collins. Diffraction-integral written in terms of matrix optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 60:1168, 1970.
- [42] Applied Optics Reserch, 1087 Lewis River Rd. #217, Woodland, WA 98674. *GLAD 4.6 Theoretical Description*, Handbuch zu Programmversion 4.6.c edition, 2001.
- [43] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Optics and Photonics. Academic Press, San Diego, Boston, New York, second edition, 1995.
- [44] J. P. Taché. Derivation of the ABCD law for Laguerre-Gaussian beams. *Appl. Opt.*, 26:2698–2700, 1987.
- [45] U. D. Zeitner and F. Wyrowski. High modal discrimination for laser resonators with gaussian output beam. *Journal of Modern Optics*, 46(46):1309–1314, 1999.

- [46] A. Tünnermann. Einsatzfähigkeit diffraktiver Optik in Hochleistungslasern. private Mitteilung, 2002.
- [47] Robert Adler. A study of locking phenomena in oscillators. *Proc. IRE*, 34:351–357, 1946. nachgedruckt in *Proc. IEEE* 61, 1380 (1973).
- [48] H. L. Stover and W. H. Steier. Locking of laser oscillators by light injection. *Appl. Phys. Lett.*, 8:91, 1966.
- [49] C. J. Buczek, R. J. Freiberg, and M. L. Skolnick. Laser injection locking. *Proc. of the IEEE*, 61:1411, 1973.
- [50] M. B. Spencer and W. E. Lamb Jr. Laser with a transmitting window. *Phys. Rev. A*, 5:884, 1972.
- [51] M. B. Spencer and W. E. Lamb Jr. Theory of two coupled lasers. *Phys. Rev. A*, 5:893, 1972.
- [52] M. K. Stephen Yeung and Steven H. Strogatz. Nonlinear dynamics of a solid-state laser with injection. *Phys. Rev. E*, 58(4):4421–4435, October 1998.
- [53] Alejandro D. Farinas, Eric K. Gustafson, and Robert L. Byer. Frequency and intensity noise in an injection-locked solid-state laser. *J. Opt Soc. Am. B*, 12(2):328–334, February 1995.
- [54] R. Barillet, A. Brillet, R. Chiche, F. Cleva, L. Latrach, and C. N. Man. An injection-locked Nd:YAG laser for the interferometric detection of gravitational waves. *Meas. Sci. Technol.*, 7:162–169, November 1996.
- [55] Timothy C. Ralph, Charles C. Harb, and Hans-A. Bachor. Intensity noise of injection locked lasers: Quantum theory using a linearized input-output method. *Phys. Rev. A*, 54(5):4359–4369, November 1996.
- [56] Charles C. Harb, Timothy C. Ralph, Eleanor H. Huntington, Ingo Freitag, David. E. McClelland, and Hans-A. Bachor. Intensity noise of injection locked lasers: Quantum theory using a linearized input-output method. *Phys. Rev. A*, 54(5):4370–4382, November 1996.
- [57] Timothy C. Ralph, Eleanor H. Huntington, Charles C. Harb, Ben C. Buchler, P. K. Lam, David. E. McClelland, and Hans-A. Bachor. Understanding and controlling laser intensity noise. *Optical and Quantum Electronics*, 31:583–598, 1999.
- [58] Eleanor H. Huntington, Timothy C. Ralph, and Ivo Zawischa. Sources of phase noise in an injection-locked solid-state laser. *J. Opt Soc. Am. B*, 17(2):280–292, February 2000.
- [59] C. C. Harb, T. C. Ralph, E. H. Huntington, D. E. McClelland, H.-A. Bachor, and I. Freitag. Intensity-noise dependence of Nd:YAG lasers on their diode-laser pump source. *J. Opt Soc. Am. B*, 14(11):2936–2945, November 1997.

- [60] Eisenlegierungen mit besonderer Wärmeausdehnung. Number 385 in STAHL-EISEN-Werkstoffblätter. Verlag Stahleisen mbH, 2 edition, 1991.
- [61] Corning Produktinformationen, 2002.
- [62] Zerodur – Präzision aus Glaskeramik. Schott Produktinformationen.
- [63] H. Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1986.
- [64] D. R. Lide, editor. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC-Press, Boca Raton, 83 edition, 2002.
- [65] K. Contag. Literaturdatenauswertung, 2001.
- [66] F. Cleva. private Mitteilung, 1998. Dämpfungsstruktur zur Verminderung von Spiegelhalter-Resonanzen.
- [67] G.A. Kerr, N.A. Robertson, J. Hough, and C.N. Man. The fast frequency stabilization of an Argon laser to an optical resonator using an extra-cavity electro-optic modulator. *Appl. Phys. B*, 37:11–16, 1985.
- [68] B. Willke, S. Brozek, K. Danzmann, V. Quetschke, and S. Gossler. Frequency stabilization of a monolithic Nd:YAG ring laser by controlling the power of the laser-diode pump source. *Opt. Lett.*, 25(14):1019–1021, July 2000.
- [69] Ch. Becher. *Erzeugung nichtklassischen Lichts mit Diodenlasern und Diodenlasergepumpten Festkörperlasern*. PhD thesis, Universität Kaiserslautern, Berlin 1999, 1998.
- [70] H.-A. Bachor. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Wiley-VCH, Weinheim, 1998.
- [71] O. S. Brozek. *Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Hochleistungs-Laser-Systems für den Gravitationswellendetektor GEO 600*. PhD thesis, Fachbereich Physik der Universität Hannover, 1999.
- [72] A. Freise, M. M. Casey, S. Gossler, H. Grote, G. Heinzl, H. Lück, D. I. Robertson, K. A. Strain, H. Ward, B. Willke, Hough J., and K. Danzmann. Performance of a 1200 m long suspended Fabry-Perot cavity. *Class. Quantum Grav.*, 19:1389–1397, 2002.
- [73] Y.-F. Chen. Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers: Influence of thermal fracture. *IEEE J. Quant. Electr.*, 35(2):234–239, February 1999.
- [74] M. Tsunekane, N. Taguchi, and H. Inaba. High power operation of diode-end-pumped Nd:YVO₄ laser using composite rod with undoped end. *Electron. Lett.*, 32:40–41, 1996.

-
- [75] P. R. Saulson. *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1994.
- [76] M. Sargent III, M. O. Scully, and W. E. Lamb Jr. *Laser Physics*. Addison-Wesley, 1974.
- [77] R.V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 17:490–505, 1946.
- [78] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilisation using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31:97–105, 1983.
- [79] A. Schenzle, R.G. DeVoe, and R.G. Brewer. Phase-modulation laser spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 25(5):2606–2621, 1981.
- [80] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency-modulation (fm) spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 32:145–152, 1983.
- [81] E. D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.*, 69(1):79–87, January 2001.

Veröffentlichungen in Zeitschriften und auf internationalen Tagungen

1. I. Zawischa, A. I. Ferguson: *Diode-pumped, continuous-wave, single-mode, tunable $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ ring laser*, Opt. Lett., 21(1) 45-47 (1996)
2. J. W. Czarske, I. Zawischa, A. Tünnermann: *Distributed Brillouin temperature ODTR fiber sensor using powerful all-solid-state lasers*, in *12th International Conference on Optical Fiber Sensors*, Technical Digest 536-539 (1997)
3. I. Zawischa, S. Knoke, H. Zellmer, A. Tünnermann, H. Welling, O. S. Brozek, K. Danzmann, I. Freitag: *High Power low intensity noise single frequency light sources at 1064 nm* in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 1998*, Technical Digest CLEO/Europe'98 160 (1998)
4. I. Zawischa, K. Plamann, C. Fallnich, H. Welling, H. Zellmer, and A. Tünnermann: *All-solid-state neodymium based single frequency master oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm*, Opt. Lett. 24(7) 469-471 (1999)
5. H. Welling, I. Zawischa: *Der Gravitationswellendetektor GEO 600*, Physikalische Blätter 55(7/8) 69-73 (1999)
6. E. H. Huntington, T. C. Ralph, I. Zawischa: *Sources of phase noise in an injection-locked solid-state laser*, J. Opt. Soc. Am. B 17(2) 280-292 (2000)
7. I. Zawischa, K. Plamann, C. Fallnich, H. Welling, E. H. Huntington: *Low noise 1064 nm master oscillator fibre power amplifier*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest 361-362 (1999)
8. B. Willke, O. S. Brozek, K. Danzmann, C. Fallnich, S. Gossler, H. Lück, K. Mosavi, V. Quetschke, H. Welling, I. Zawischa: *The GEO 600 stabilized laser system and the current-lock technique*, in *Gravitational Waves, Third Edoardo Amaldi Conference*, AIP Conf. Proc. 523 215-221 (2000)
9. I. Zawischa, O. S. Brozek, V. Quetschke, C. Fallnich, B. Willke, K. Danzmann, H. Welling: *GEO 600 slave laser prototype II*, in *Gravitational Waves, Third Edoardo Amaldi Conference, Pasadena California, 1999*, AIP Conf. Proc. 523 389-390 (2000)

10. M. Kirchner, V. Quetschke, I. Zawischa, B. Willke, K. Danzmann: *Amplitude stabilization of a 13 W master-slave Nd:YAG laser system for the gravitational wave detector GEO 600* in *Conference on Lasers and Elektro-Optics Europe 2000*
11. I. Zawischa, C. Fallnich, H. Welling, M. Revermann, H. Welling: *Numerical simulation of dynamic stability characteristics in mode selectively end-pumped Nd:YAG or Nd:YVO₄ rod lasers*, in *Advanced Solid State Lasers 2001*, OSA TOPS 50 586-592 (2001)
12. B. Willke und 69 weitere Autoren inkl. I. Zawischa: *The GEO 600 gravitational wave detector*, in *Proceedings of the 4th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, Perth, Western Australia, 8-13 July 2001*, Class. Quantum Grav. 19(7) 1377-1387 (2002)
13. I. Zawischa, M. Brendel, K. Danzmann, C. Fallnich, M. Heurs, S. Nagano, V. Quetschke, H. Welling, B. Willke: *The GEO 600 laser system*, in *Proceedings of the 4th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, Perth, Western Australia, 8-13 July 2001*, Class. Quantum Grav. 19(7) 1775-1781 (2002)

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Ivo Pascal Zawischa
Geburtsdatum und -ort: 31.03.1969 in Hannover
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet

Schulbildung

1975–1979: Grundschule Wunstorf-Luthe
1979–1981: Orientierungsstufe Wunstorf-Nord
1981–1988: Hölty-Gymnasium Wunstorf
Abschluss: Abitur

Hochschulbildung

1988–1990: Grundstudium Physik, Universität Hannover
1990–1991: 1 Semester Hauptstudium Physik, Universität Hannover
1991–1992: Unterbrechung des Studiums für Zivildienst
1992–1994: 4 Semester Hauptstudium Physik, Universität Hannover
1994–1995: Angewandte Forschungsarbeit, Strathclyde-University Glasgow
Thema: Entwicklung diodengepumpter $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ Laser
1996–1997: Diplomarbeit Uni-Hannover, Laser Zentrum Hannover e.V.
Thema: Ortsaufgelöste faseroptische Temperaturmessung
mittels zeitaufgelöster Heterodyn-Detektion
von Brillouin-Streuung
1997: Abschluss: Diplom-Physiker, Universität Hannover

Zivildienst

1991–1992: Annastift e.V., Hannover
Betreuung von schwer Körper- und Mehrfachbehinderten

Beruflicher Werdegang

1997–2003: Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Laser Zentrum Hannover e.V.

Danksagung

Ich freue mich, dass ich durch meine Arbeit in der angewandten Laserforschung einen Beitrag zum Aufbau von Gravitationswellenobservatorien leisten konnte. Dafür danke ich Herrn Prof. Dr. H. Welling und Herrn Prof. Dr. K. Danzmann, die durch ihre unermüdliche Anstrengung zum einen das Laser Zentrum mitbegründet bzw. gefördert und zum anderen den Detektor GEO 600 von einer Vision zu einer funktionsfähigen Forschungseinrichtung vorangetrieben haben. Von beiden konnte ich während meiner Arbeit am Laser Zentrum Hannover und meinen regelmäßigen Besuchen des Instituts für Atom- und Molekülphysik (bzw. der Außenstelle des Albert-Einstein-Instituts) viel für meine eigene berufliche Entwicklung lernen.

Herrn Dr. C. Fallnich, der als rechte Hand Professor Wellings die Leitung der Abteilung Laserentwicklung übernommen hat, danke ich für das stimulierende Arbeitsumfeld und die immer währende Bereitschaft, mich bei der Durchführung des Projektes zu unterstützen.

Dr. B. Willke, der Leiter der Arbeitsgruppe *Pre-stabilized-Laser-Systems*, hat sich meinen aufrichtigen Dank für die gute und unkomplizierte Integration der Teilgruppen an LZH und Universität sowie deren hervorragende Vertretung im In- und Ausland verdient. Ich schätze zudem sein gutes, übergreifendes Fachwissen mit dem er mir viele Details aus der Welt der Gravitationswellendetektoren jenseits meines „Tellerrands“ näher gebracht hat.

Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann, dem Vorgänger Dr. Fallnichts, der mich zu Anfang meiner Zeit am LZH betreute, sei ebenfalls Dank ausgesprochen. Ich werde ihn, sein Organisationstalent und seinen motivierenden Führungsstil immer in sehr guter Erinnerung behalten.

Herr Dr. I. Freitag hat mir in den letzten Monaten die Möglichkeit gegeben, die Infrastruktur seiner Firma InnoLight zum Schreiben dieser Dissertation zu nutzen. Dafür danke ich ihm sehr.

Für die viele gute Zeit bei der gemeinsamen Arbeit und für die Bereitschaft, Probleme auch einmal mit mehreren Händen und Köpfen aus der Welt zu schaffen, danke ich meinen ehemaligen und derzeitigen Kollegen aus der Abteilung Laserentwicklung des LZH sowie meinem Diplomanden M. Revermann.

Ohne die Unterstützung der Kollegen in der Abteilung Laserkomponenten hätte ich „meine“ Laser nie bauen können. Ich danke ihnen für ihre essentiellen Beiträge in „Hardware“, Rat und Tat.

Vielen anderen Mitarbeitern in den wissenschaftlichen Abteilungen, Funktionsbereichen, in der mechanischen Werkstatt, in Verwaltung und Sekretariaten fühle ich mich für ihre unkomplizierte und freundliche Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Großer Dank gilt auch den „Jungs und Mädels“ vom Institut für Atom- und Molekülphysik, mit denen ich viel gute und fruchtbare Zeit verbracht habe.

Schließlich möchte ich hier meine tiefe Dankbarkeit gegenüber meiner Familie ausdrücken: Meine Eltern haben mir das Studium der Physik ermöglicht und mich über viele Jahre in jeder Hinsicht unterstützt. Meine Frau hat mir trotz der vielen Entbehrungen, die Ausbildung und engagiertes Berufsleben für unser Privatleben bedeuteten, immer den Rücken gestärkt, einen sicheren Heimathafen gegeben und mich überproportional an der Sonnenseite unserer kleinen Tochter teilhaben lassen.