

## 1. Einleitung

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

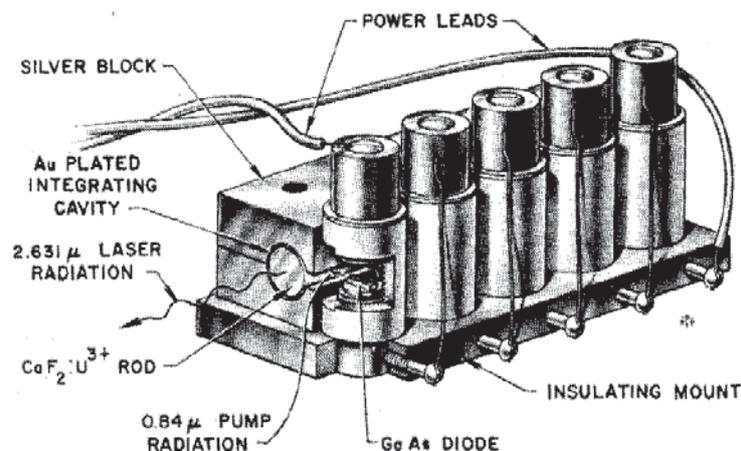


Abbildung 1.1: Zeichnung des ersten diodengepumpten Festkörperlasers [Key64].

---

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

## **Aufgabenstellung**

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

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

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

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

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

---

## 2. Grundlagen zu Nd:YAG Resonatoren

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

### 2.1. Motivation: Der advanced LIGO Oszillator

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

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

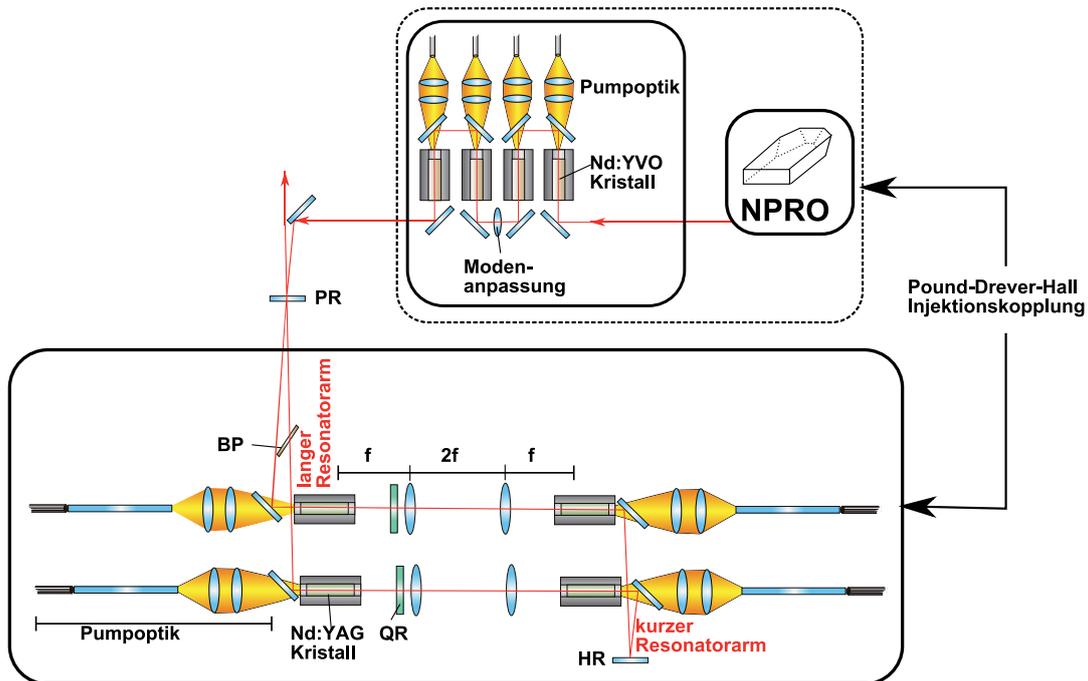


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des advanced LIGO Lasers. BP = Brewster Platte, QR = Quarzresonator, HR = hochreflektiver Spiegel, PR = partiell reflektiver Spiegel (Auskoppelspiegel), NPRO = nicht planarer Ringoszillator.

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

Die für Advanced LIGO geforderten 165 W in der linear polarisierten transversalen Grundmode werden in einer dritten Stufe, einem Nd:YAG Oszillator, erzielt. Diese wird durch Pound-Drever-Hall Injektionskopplung [Dre83] an das bereits bestehende Verstärkersystem in einen Einfrequenzbetrieb gezwungen. Dieser Oszillator setzt sich aus vier wassergekühlten Nd:YAG Stäben zusammen, die longitudinal von jeweils sieben fasergekoppelten Diodenlasern mit einer maximalen Ausgangsleistung von je 45 W gepumpt werden. Die Langlebigkeit des Systems kann gewährleistet werden, indem die Pumpdioden nur mit etwa 80 % ihrer maximalen Leistung betrieben werden. Um eine Abbildung der Faserendflächen über die Pumpoptik im Laserkristall und damit Inhomogenitäten im radialen Verstärkungsprofil zu vermeiden, wird das Pumplicht aus dem Faserbündel zunächst in einem Quarzglasstab durch Totalreflexionen an dessen Mantelfläche durchmischet. Hierdurch entsteht ein homogener Pumplichtfokus (vgl. Kapitel 3.1.3). Zur Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung und der damit verbundenen Depolarisation wird zwischen jeweils zwei Kristallen ein Abbildungssystem mit einer

Polarisationsdrehung von  $90^\circ$  eingesetzt. Die Funktionsweise dieser Doppelbrechungskompensation wird in Kapitel 2.5 näher beschrieben. Der für das Interferometer geforderte  $TEM_{00}$ -Ausgangsstrahl kann durch eine Auslegung des Resonators erzeugt werden, bei der der Abstand zwischen den Kristallen und dem Auskoppelspiegel (langer Resonatorarm in Abbildung 2.1) größer ist als der Abstand zwischen den Kristallen und dem entsprechenden hochreflektiven Spiegel (kurzer Resonatorarm) auf der gegenüberliegenden Seite. Es liegt also ein *asymmetrisches Resonatordesign* vor. Die physikalischen Hintergründe hierzu werden in Kapitel 2.6 beschrieben. Die Injektionskopplung funktioniert nur, wenn die transversale Modenstruktur von Seedquelle und Oszillator gleich – also in diesem Falle grundmodig – ist.

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

## 2.2. Zweistab Stehwellenresonatoren

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

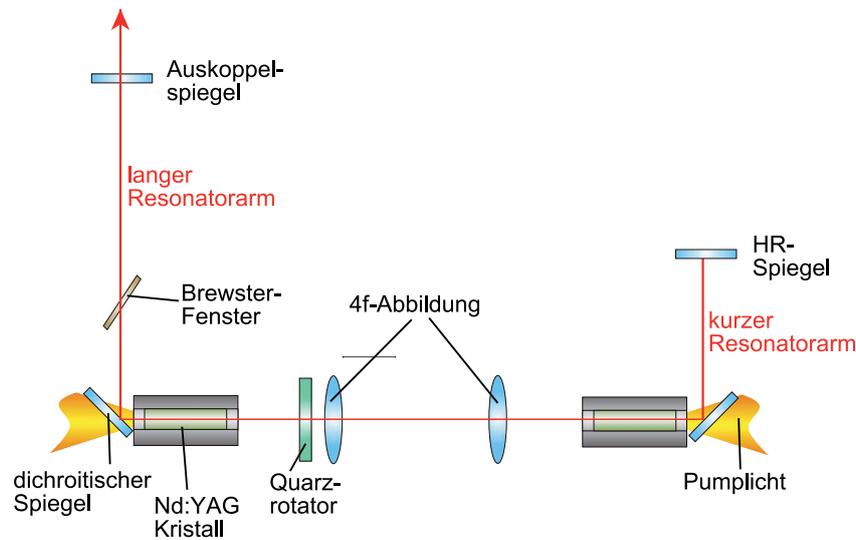


Abbildung 2.2: Aufbau eines Zweistab-Stehwellenresonators mit Doppelbrechungskompensation, wie er in der vorliegenden Arbeit als vereinfachtes Modellsystem dient. Das Brewster-Fenster sorgt für die Emission linear polarisierten Lichtes.

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

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

### 2.2.1. Resonatorstabilität

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

tor mit zwei gleich großen thermischen Linsen der Brennweite  $f$  und einer  $4f$ -Abbildung zwischen den Kristallen sind sie definiert als:

$$g_1 = 1 - \frac{2 \cdot l_2}{f} \quad (2.1)$$

$$g_2 = 1 - \frac{2 \cdot l_1}{f} \quad (2.2)$$

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

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (2.3)$$

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

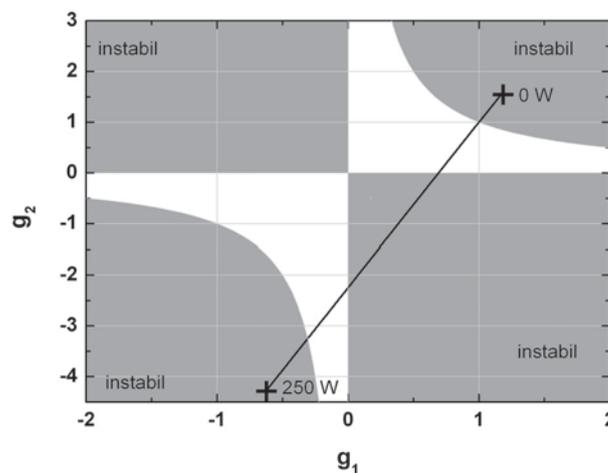


Abbildung 2.3: Stabilität eines asymmetrischen Zweistabresonators. Das System ist in zwei Pumpleistungsbereichen, nämlich dort, wo die eingezeichnete Gerade die weißen Bereiche durchquert, stabil.

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

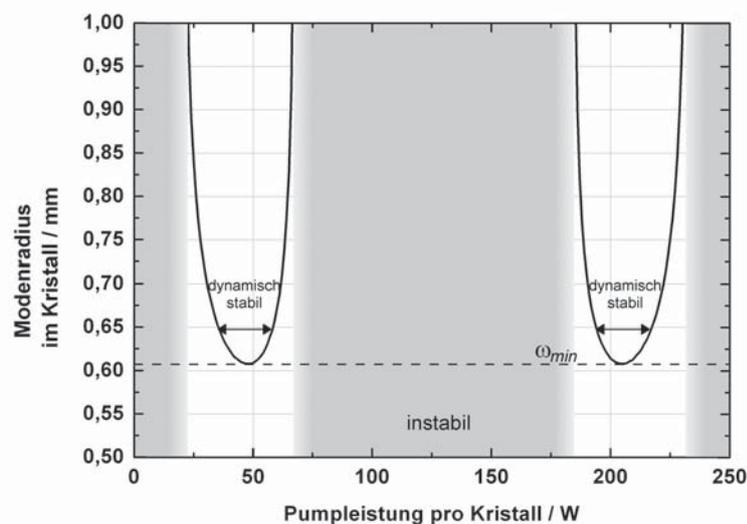


Abbildung 2.4: Modenradius in den Kristallen eines Zweistab-Resonators. Armlängen: 540 mm bzw. 150 mm.

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

$$\omega_{min}^2 = \frac{\lambda}{\pi |\Delta \frac{1}{f}|} \quad (2.4)$$

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

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

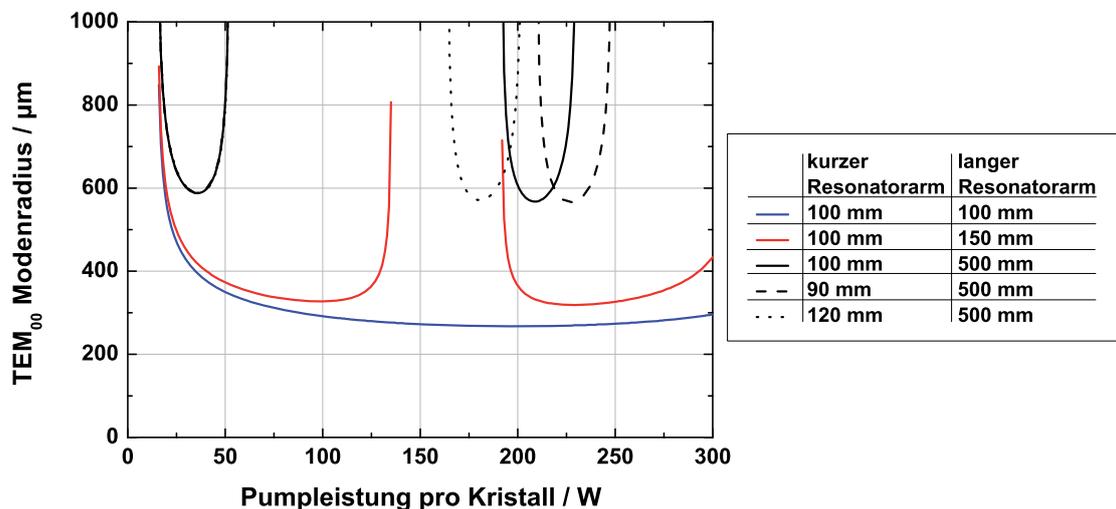


Abbildung 2.5: Modenradien in den Kristallen eines Zweistab-Resonators bei Variation der Armlängen.

### 2.2.2. Kristalldimensionierung

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

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

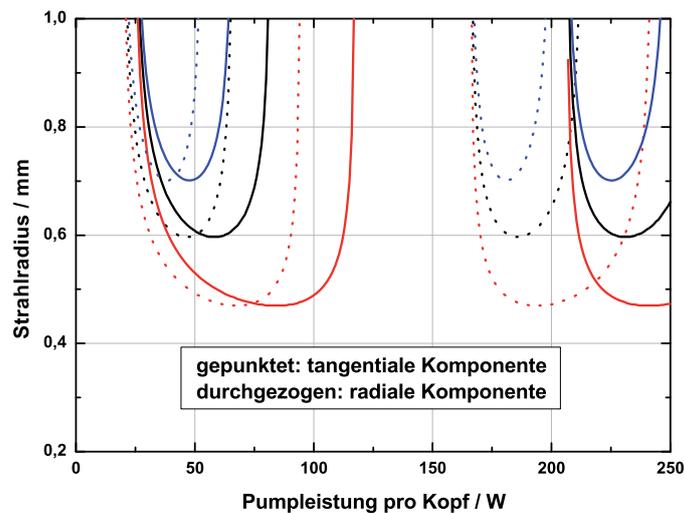


Abbildung 2.6: Für drei exemplarische Zweistabresonatoren sind die Strahlradien für radiale und tangentiale Komponente des Brechungsindex dargestellt. Je größer die Strahlradien sind, desto weiter driften die Stabilitätsbereiche auseinander. Das Verhältnis zwischen radialer und tangentialer thermischer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

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

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

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

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

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

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

$$\omega^2 \cdot P_{pump} < 188 \text{ mm}^2 \text{ W}$$

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

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

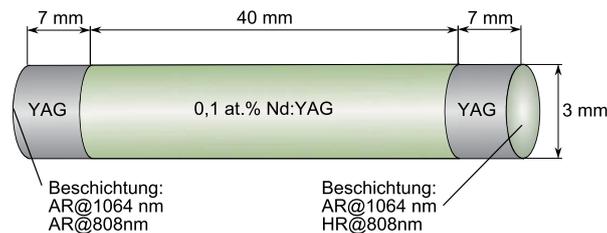


Abbildung 2.7: Kristall vom Typ „LIGO“. Diese Kristalle werden auch in der Hochleistungsstufe des advanced LIGO Lasers verwendet werden.

Der Kristall besteht aus einem  $40 \text{ mm}$  langen, mit  $0,1 \text{ at.}\% \text{ Nd}^{3+}$  dotiertem Stück YAG, an das an jedem Ende eine undotierte Endkappe gebondet ist. Die Endkappen sorgen dafür, dass der Kristall außerhalb des dotierten Bereiches gehalten und der gesamte dotierte Bereich gekühlt werden kann. Diffusionsbonden ist eine Verbindungstechnik, bei der zwei Stoffe bei hoher Temperatur unter hohem Druck zusammengepresst werden. Atome diffundieren zur Trennfläche, füllen Hohlräume aus und stellen feste Verbindungen her [Ask06]. Die Endkappen verhindern außerdem eine thermisch bedingte Aufwölbung der Endflächen, die zu einer zusätzlichen Linsenwirkung des gepumpten Kristalls führen würde [Tsu97]. Der Kristallmantel ist auf optische Qualität poliert, um möglichst verlustfreie interne Reflexionen des Pumplichtes an der Mantelfläche zu ermöglichen. Die Rückseite der Kristalle ist mit einer Beschichtung versehen, die antirefektiv für die Laserstrahlung bei  $1064 \text{ nm}$  und hochreflektiv für die Pumpwellenlänge ist, so dass das

Pumplicht im Doppeldurchgang durch den Kristall geführt wird. Die Temperaturverteilung entlang der Stabachse wird somit etwas homogener als ohne den Doppeldurchgang und deutlich homogener als bei einem Einzeldurchgang bei höherer Dotierung (Abbildung 2.8). Bei einem Pumplichtspektrum mit einer Halbwertsbreite von 2,5 nm und einem Maximum bei 808 nm können etwa 94 % des Pumplichtes absorbiert werden.

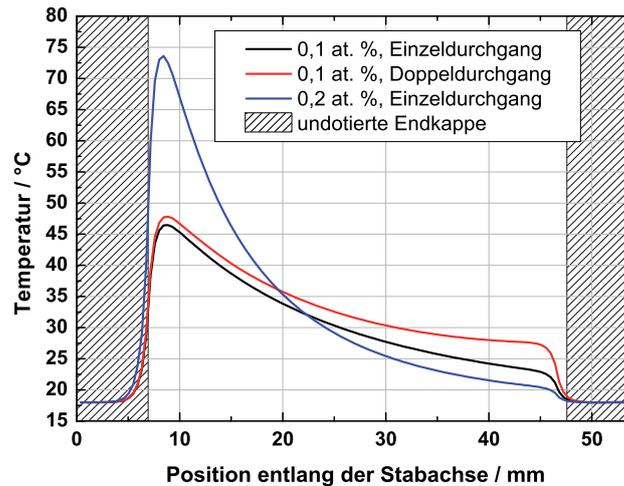


Abbildung 2.8: Simulation der longitudinalen Temperaturverteilung entlang der Stabachse in einem mit 0,1 at.% dotierter Nd:YAG Kristall im Einzeldurchgang (etwa 81 % des Pumplichtes absorbiert), im Doppeldurchgang (etwa 94 % Pumplichtabsorption), sowie in einem mit 0,2 at. % dotierten Kristall (94 %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

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

### 2.3. Nd:YAG als laseraktives Material

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

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

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

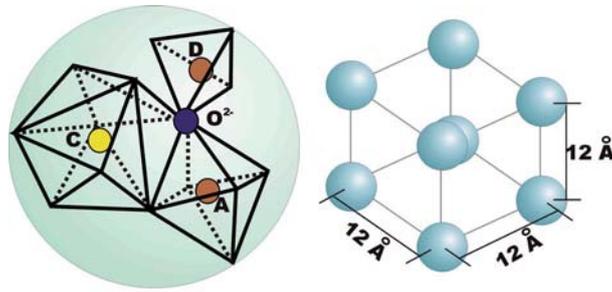


Abbildung 2.9: Links: Granat-Struktur mit der Summenformel  $C_3A_2D_3O_{12}$ . Für YAG gilt:  $A=Al^{3+}$ ,  $C=Y^{3+}$ ;  $D=Al^{3+}$  (insgesamt also  $Y_3Al_5O_{12}$ ). Die Sauerstoffatome  $O^{2-}$  befinden sich an den Schnittpunkten der schwarzen Linien. Pro Einheitszelle gibt es acht solcher Formeleinheiten (rechts).

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

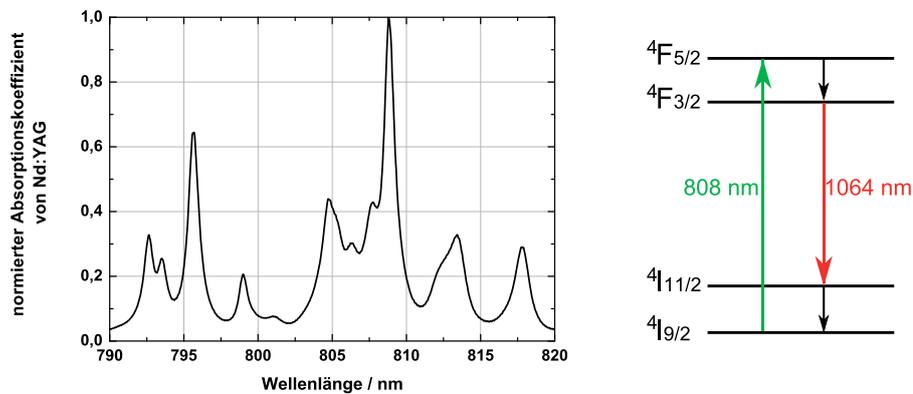


Abbildung 2.10: Links: normierter Absorptionskoeffizient von Nd:YAG in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Rechts: vereinfachtes Termschema.

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

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