

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

M. Karszewski
Scheibenlaser höchster Strahlqualität

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozeßdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Scheibenlaser höchster Strahlqualität

Von Dr.-Ing. Martin Karszewski
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Horst Weber

<p>Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme Ein Titeldatensatz für diese Publikation ist bei Der Deutschen Bibliothek erhältlich</p>
--

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2000

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2000

ISBN 3-89675-785-7

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

Die Anforderungen an Hochleistungslaser für die Materialbearbeitung werden neben einer hohen Laserleistung zunehmend dominiert durch eine hohe Fokussierbarkeit, d. h. eine gute Strahlqualität und eine kurze Wellenlänge. Gleichzeitig sollen ein hoher Wirkungsgrad, eine lange Lebensdauer und eine hohe Verfügbarkeit des Systems erreicht werden. Diodengepumpte Stab- und Slablaser der ersten Generation erfüllen viele dieser Anforderungen, jedoch können eine gute Strahlqualität, eine hohe Laserleistung und ein hoher Wirkungsgrad nicht gleichzeitig realisiert werden. Das Konzept des diodengepumpten Scheibenlasers ermöglicht die Realisierung eines Hochleistungslasers, der alle Anforderungen an einen Laser für die Materialbearbeitung erfüllen kann.

In dieser Arbeit wird zunächst das Konzept des Scheibenlasers dargestellt. Als laseraktives Material wird Yb:YAG, ein Quasi-Drei-Niveau-System eingesetzt, welches besonders gut für eine Verwendung im Scheibenlaser geeignet ist. Aus den Rategleichungen ergeben sich Auslegungskriterien, die für die Optimierung eines Scheibenlasers von entscheidender Bedeutung sind. Anhand dieser Auslegungskriterien wird zunächst der Laser charakterisiert und verbessert. Ansatzpunkte hierfür sind die Zahl der Absorptionsdurchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall, die Betriebstemperatur und die Dicke des Laserkristalls sowie die Beschichtung der optischen Komponenten im Resonator, die auch den Laserkristall einschließen.

Zur Steigerung der Strahlqualität bis zum theoretisch erreichbaren Maximum wird ein neues Resonatorkonzept erarbeitet, das es ermöglicht, den Grundmodedurchmesser des Resonators auf den gepumpten Durchmesser des Laserkristalls anzupassen und den Resonator besonders unempfindlich gegen Dejustage der Spiegel aufzubauen. Dabei muß je nach gepumptem Durchmesser auch die thermische Linse des Laserkristalls berücksichtigt werden. Der durchgeführte Vergleich von experimentell erreichten und mit einem einfachen Modell berechneten Beugungsmaßzahlen ermöglicht die Vorhersage der Strahlqualität eines gegebenen Scheibenlasers.

Beugungsbegrenzte Strahlung mit hohem Wirkungsgrad zu erzeugen ist eine wesentliche Voraussetzung für die Frequenzverdopplung mit ihren vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten. Dies wird in dieser Arbeit mit der Technik der resonatorinternen Frequenzverdopplung eines Dauerstrichlasers, der im Single-Frequency-Betrieb modensprungfrei arbeitet und dadurch das Grün-Problem vermeidet, untersucht.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Formelzeichen	9
1 Einleitung	13
1.1 Zielsetzung	14
1.2 Strukturierung der Arbeit	15
2 Grundlagen	17
2.1 Bisherige Konzepte für Hochleistungsfestkörperlaser	17
2.2 Konzept des Scheibenlasers	20
2.3 Yb:YAG als laseraktives Material	22
2.3.1 Absorptions- und Emissionsspektren	22
2.3.2 Termschema	23
2.3.3 Besetzung der Energieniveaus	24
2.4 Ratengleichungen für Quasi-Drei-Niveau-Laser	26
2.4.1 Berechnung der Laserschwelle	28
2.4.2 Berechnung der Laserleistung	29
2.5 Optimierung der Laserleistung	30
2.6 Thermische Linse	33
2.7 Resonatorkonzepte	37
2.7.1 Resonator ohne laseraktives Medium	37
2.7.2 Resonatoren mit laseraktivem Medium	38
2.7.3 Empfindlichkeit und Stabilität von Resonatoren	42
2.8 Beschichtung und Kühlung des Laserkristalls	44
3 Untersuchungen des Wirkungsgrades	47
3.1 Aufbau der Pumpanordnungen	47
3.1.1 Pumpanordnung für 8 Durchgänge der Pumpstrahlung	47
3.1.2 Pumpanordnung für 16 Durchgänge der Pumpstrahlung	50
3.2 Charakterisierung der verwendeten Komponenten	51

3.2.1	Diodenlaser	51
3.2.2	Hochreflektierende Beschichtung des Laserkristalls	53
3.3	Einfluß der Temperatur	59
3.4	Einfluß der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge	60
3.5	Einfluß der Größe des gepumpten Durchmessers	61
3.6	Einfluß der Kristalldicke	62
3.7	Einfluß des Auskoppelgrades	63
3.8	Untersuchungen der Laserschwelle	65
3.8.1	Einfluß des Auskoppelgrades	65
3.8.2	Einfluß der Temperatur	66
3.8.3	Einfluß der Kristalldicke	67
3.9	Zusammenfassende Darstellung	67
3.10	Fazit zu Kapitel 3	70
4	Steigerung der Strahlqualität	71
4.1	Untersuchung der thermischen Linse	71
4.2	Resonatorkonzepte für gute Strahlqualität	74
4.2.1	Laserkristall als Endspiegel im Resonator	75
4.2.2	Laserkristall als Umlenkspiegel im Resonator	77
4.3	Experimentelle Ergebnisse	79
4.4	Vergleich von gemessenen und berechneten Beugungsmaßzahlen	88
4.5	Konzept für Resonatoren mit geringer Dejustageempfindlichkeit	94
4.6	Experimentelle Untersuchung des neuen Resonatorkonzeptes	97
4.7	Kopplung von zwei Kristallen in einem Resonator	100
4.8	Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 4	101
5	Single-Frequency-Betrieb	103
5.1	Methoden der Frequenzselektion	103
5.1.1	Modenselektion mit Etalons	103
5.1.2	Modenselektion mit einem doppelbrechenden Filter	104
5.1.3	Kombination von Doppelbrechungsfilter und Etalons	106
5.2	Voruntersuchungen	107
5.3	Single-Frequency-Betrieb	109
6	Frequenzverdopplung	113
6.1	Grundlagen der Frequenzverdopplung	113
6.2	Verdopplungskonzept	114
6.3	Resonatorkonzept	115
6.4	Untersuchungen der Frequenzverdopplung	118
7	Zusammenfassung und Ausblick	121
	Literaturverzeichnis	124

Formelzeichen

Für alle physikalischen Größen wird das Internationale Einheitensystem (SI) als Maßsystem verwendet.

Lateinische Buchstaben

A	Fläche
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_n	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_K	Dotierungskonzentration des Laserkristalls
d	Dicke
d_L	Durchmesser des Laserstrahls
d_p	gepumpter Durchmesser
D_{th}	Brechkraft der thermischen Linse
\vec{e}	Einheitsvektor
E	Energie
E_a	Energie des unteren Laserniveaus
E_b	Energie des oberen Laserniveaus
E_i	Energien des unteren Multipletts
E_j	Energien des oberen Multipletts
E_p	Leistungsdichte der Pumpstrahlung
E_r	Leistungsdichte im Resonator
f	Brennweite
f_{th}	Brennweite der thermischen Linse
f_a	relativer Anteil der Ionen im unteren Laserniveau
f'_a	relativer Anteil der Ionen im unteren Pumpniveau
f_b	relativer Anteil der Ionen im oberen Laserniveau
f'_b	relativer Anteil der Ionen im oberen Pumpniveau
h	Plancksche Konstante
\vec{k}	Wellenvektor
k_B	Boltzmann-Konstante
k_{th}	Wärmeleitfähigkeit
l	Länge
l_i	resonatorinterne Verluste

L	Länge des Resonators
L_1	Abstand zwischen Spiegel 1 und Linse
L_2	Abstand zwischen Spiegel 2 und Linse
L_K	optische Länge des Laserkristalls
L_V	Länge des Verdopplerkristalls
M^2	Beugungsmaßzahl
n	Brechungsindex
n_{dot}	Zahl der Dotierungsatome pro Volumen
n_u	Zahl der Ionen pro Volumen im unteren Multiplett
n_o	Zahl der Ionen pro Volumen im oberen Multiplett
n_a	Zahl der Ionen pro Volumen im unteren Laserniveau
n'_a	Zahl der Ionen pro Volumen im unteren Pumpniveau
n_b	Zahl der Ionen pro Volumen im oberen Laserniveau
n'_b	Zahl der Ionen pro Volumen im oberen Pumpniveau
Δn	Inversionsdichte
N_{dot}	Zahl der Dotierungsatome
N_u	Zahl der Ionen im unteren Multiplett
N_o	Zahl der Ionen im oberen Multiplett
P	Leistung
r	Radius, Koordinate in radialer Richtung
r_L	Reflexionsgrad bei der Laserwellenlänge
r_p	Reflexionsgrad bei der Pumpwellenlänge
R	Krümmungsradius
R_{th}	Krümmungsradius der thermischen Linse
t	Zeit
t_A	Auskoppelgrad
T	Temperatur
T_k	Temperatur der Kühlflüssigkeit
T_w	Temperatur der Wärmesenke
V	Volumen
w	Strahlradius des Grundmodes
w_0	Strahlradius des Grundmodes in der Taille
w_1	Strahlradius des Grundmodes auf Spiegel 1
w_2	Strahlradius des Grundmodes auf Spiegel 2
w_f	Strahlradius des Grundmodes auf einer Linse
w_K	Strahlradius des Grundmodes im Laserkristall
$W_{a'b'}$	Rate der spontanen Absorption
W_{ab}	Rate der stimulierten Absorption
W_{ba}	Rate der stimulierten Emission
z	Koordinate in Ausbreitungsrichtung des Strahls
Z	Zustandssumme

Griechische Buchstaben

α	Einfallswinkel
η_{abs}	Absorptionsgrad
η_d	differentieller Wirkungsgrad
η_{opt}	optisch-optischer Wirkungsgrad
η_M	Überlapp
η_{st}	Stokeswirkungsgrad
η_V	Verdopplungswirkungsgrad
λ	Wellenlänge
ν	Frequenz
$\Delta\nu$	Frequenzabstand
σ_{em}	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{abs}	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{em}^{sp}	spektroskopischer Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{abs}^{sp}	spektroskopischer Absorptionswirkungsquerschnitt
τ	Lebensdauer
τ_r	Lebensdauer der Photonen im Resonator
Θ	halber Öffnungswinkel des Laserstrahls
ω	Kreisfrequenz

Indizes

1	Spiegel 1
2	Spiegel 2
3	Spiegel 3
<i>abs</i>	Absorption
<i>D</i>	Doppelbrechungsfilter
<i>em</i>	Emission
<i>E</i>	Etalon
<i>K</i>	Laserkristall
<i>l</i>	Luft
<i>L</i>	Laser
<i>p</i>	gepumpt, bei der Pumpwellenlänge
<i>s</i>	Schwelle
<i>sp</i>	spektroskopisch
<i>th</i>	thermisch
ω	Kreisfrequenz der Grundwelle
2ω	Kreisfrequenz der zweiten Harmonischen

1 Einleitung

Laser haben sich aufgrund ihrer Eigenschaften eine Vielzahl von Anwendungen erschlossen. Dazu gehören beispielsweise die Materialbearbeitung, die Mikroelektronik, die optische Informationsspeicherung, die Nachrichtentechnik, die Meßtechnik, die Spektroskopie und der Medizinbereich. Besonders für die Materialbearbeitung wird das Strahlwerkzeug Laser zunehmend eingesetzt. Für diesen Anwendungsbereich ist die Fokussierbarkeit der Laserstrahlung entscheidend. Gewünscht wird gleichzeitig eine gute Fokussierbarkeit, ein hoher Einkoppelgrad der Strahlung in das Werkstück, ein hoher Systemwirkungsgrad, eine hohe Zuverlässigkeit und eine kompakte Bauweise.

Mit den bisher überwiegend eingesetzten CO_2 -Lasern und lampengepumpten Festkörperlasern lassen sich diese Forderungen nur bedingt erfüllen. Vor allem die gleichzeitige Realisierung von guter Fokussierbarkeit und hoher Leistung ist mit diesen Lasern nur bedingt möglich. CO_2 -Laser erreichen zwar eine hohe Leistung und Strahlqualität, aufgrund der großen Wellenlänge jedoch nur eine geringe Absorption im Werkstück. Lampengepumpte Festkörperlaser arbeiten bei einer kürzeren Wellenlänge, die vorteilhaft für einen hohen Absorptionsgrad im Werkstück ist, erreichen aber aufgrund ihrer schlechten Strahlqualität keine höhere Fokussierbarkeit als CO_2 -Laser.

Die Verwendung von Diodenlasern als Pumpstrahlungsquelle führt aufgrund der besseren Anpassung des Emissionsspektrums der Diodenlaser an das Absorptionsspektrum des laseraktiven Mediums zu einem höheren Wirkungsgrad und einer geringeren thermischen Belastung des Laserkristalls. Dadurch kann eine höhere Strahlqualität und eine bessere Fokussierbarkeit der Strahlung von diodengepumpten Festkörperlasern im Vergleich zu lampengepumpten Festkörperlasern erreicht werden. Jedoch kann auf diese Weise die Strahlqualität eines Festkörperlasers, dessen laseraktives Medium die Form eines Stabs oder Slabs besitzt, nicht wesentlich gesteigert werden, wenn gleichzeitig ein hoher Wirkungsgrad erreicht werden soll.

Bei lampengepumpten Festkörperlasern ist die Form und Größe des laseraktiven Mediums im wesentlichen durch die Geometrie der zum optischen Pumpen verwendeten Lampen gegeben, da nur so die Strahlung effizient in das laseraktive Material eingekoppelt werden kann. Im Vergleich zu Lampen besitzen Diodenlaser eine höhere Strahlqualität, die es ermöglicht die Strahlung in relativ kleine Spots zu fokussieren. Dadurch kann einerseits das laseraktive Medium örtlich selektiv angeregt werden und andererseits eine hohe Pumpleistungsdichte erreicht werden. Bei Verwendung von Diodenlasern als Pumpstrah-

lungsquelle eröffnen sich daher neue Möglichkeiten, die Form des laseraktiven Mediums zu gestalten. Das Konzept des Scheibenlasers, das seit 1992 gemeinsam vom Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt entwickelt wird, ermöglicht die Nutzung der Vorteile, die Diodenlaser zum optischen Pumpen von Festkörperlasern bieten.

Bei diesem Konzept wird eine dünne Scheibe mit einer Dicke $d_K < 1$ mm über eine Stirnseite gekühlt und über die andere Stirnseite mit Diodenlasern optisch angeregt. Die Ausgangsleistung eines Scheibenlasers ist skalierbar bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität [1, 2, 3]. Dies wird in Abschnitt 2.2 näher erläutert. Durch die Verwendung von Diodenlasern als Pumpstrahlungsquelle wird eine hohe Zuverlässigkeit, eine hohe Verfügbarkeit und ein hoher Systemwirkungsgrad erreicht.

Ursprünglich wurde der Scheibenlaser entwickelt, um das Potential, welches mit Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) als laseraktives Material bietet [4], für einen Hochleistungslaser nutzbar zu machen¹. Der Scheibenlaser kann sowohl im Dauerstrichbetrieb als auch im gepulsten Betrieb eingesetzt werden. Die vielfältigen Aspekte dieser Untersuchungen und Entwicklungen am IFSW sind Gegenstand von Dissertationen, die zur Zeit in Vorbereitung sind. In der Dissertation von A. Voß wurden die grundlegenden Eigenschaften eines Scheibenlasers untersucht. Die Skalierung in den Kilowatt-Leistungsbereich wird von Chr. Stewen untersucht. Die Modellierung des Scheibenlasers wird von K. Contag und S. Erhard durchgeführt. Untersuchungen zur Pulsbarkeit werden von I. Johannsen vorgestellt, und T. Rupp berichtet in seiner Diplomarbeit über experimentelle Untersuchungen der Grundmodeeigenschaften und der Frequenzverdopplung.

1.1 Zielsetzung

In dieser Arbeit werden die Untersuchungen zur Steigerung der Strahlqualität eines Scheibenlasers dokumentiert. Der Scheibenlaser erfüllt dabei die Anforderungen an die Skalierbarkeit der Leistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität und hohem Wirkungsgrad. Wird die beste theoretisch erreichbare Strahlqualität mit einem Scheibenlaser realisiert, so ist damit die Voraussetzung für eine Frequenzverdopplung, die besonders vorteilhaft im Single-Frequency-Betrieb durchgeführt werden kann, erfüllt. Die Optimierung des Scheibenlasers bis hin zur Frequenzverdopplung geschieht schrittweise. Diese Schritte werden im folgenden genauer erläutert.

Untersuchungen zur Leistungssteigerung

Zunächst muß der Laser so gestaltet werden, daß die Pumpleistung optimal in Laserleistung umgesetzt werden kann. Dazu werden Pumpenanordnungen verwendet, die mehrfache Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall ermöglichen. Das gepumpte Volumen, der Laserkristall, seine Beschichtung und Kühlung, seine Dimensionen und Dotie-

¹Mittlerweile wurden auch andere laseraktive Materialien im Scheibenlaser erfolgreich eingesetzt.

rung und die Betriebstemperatur werden mit dem Ziel optimiert, einen optisch-optischen Wirkungsgrad von etwa 50 % zu erreichen.

Resonator-konzept

Um eine gute Strahlqualität bis zur theoretischen Grenze bei einem hohen Wirkungsgrad zu erreichen, muß das gepumpte Volumen optimal genutzt werden. Dazu muß der Resonator so aufgebaut werden, daß unter Berücksichtigung der thermischen Linse des Laserkristalls durch den Grundmode des Resonators nahezu das gesamte gepumpte Volumen ausgenutzt wird.

Frequenzverdopplung

Für einen Dauerstrichlaser sind verschiedene Konzepte zur Frequenzverdopplung geeignet. Ein Konzept, welches eine zeitlich stabile Emission der zweiten Harmonischen ermöglicht, ist die Einengung der spektralen Bandbreite eines Grundmodelasers auf eine einzige Longitudinalmode. Mit einem geeigneten Verdopplerkristall, der in den Resonator eingefügt wird, kann die zweite Harmonische erzeugt werden.

1.2 Strukturierung der Arbeit

Die Struktur dieser Arbeit orientiert sich an den dargelegten Optimierungsschritten.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen und Eigenschaften des verwendeten laseraktiven Materials dargestellt. Daraus ergeben sich Kriterien, die bei der technischen Auslegung eines Scheibenlasers berücksichtigt werden müssen. Verschiedene Beiträge zur thermischen Linse des Laserkristalls werden diskutiert. Desweiteren werden grundlegende Eigenschaften von Resonatoren erläutert mit dem Ziel, die für einen Scheibenlaser entscheidenden Auslegungskriterien abzuleiten.

Kapitel 3 beschreibt die verwendeten Pumptanordnungen und stellt die benötigten Eigenschaften der verwendeten Kernkomponenten wie Diodenlaser zum Anregen des Laserkristalls und die Beschichtung des Laserkristalls dar. Um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen, wird der Einfluß der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall und der Betriebstemperatur experimentell untersucht. Entscheidend für einen hohen Wirkungsgrad und eine geringe thermische Linse ist die Dicke des Laserkristalls. Außerdem werden die resonatorinternen Verluste untersucht, um die Anforderungen an die optischen Komponenten des Resonators abzuschätzen.

In Kapitel 4 wird die thermische Linse des Laserkristalls experimentell untersucht. Damit lassen sich Resonatoren auslegen, die es ermöglichen, eine hohe Strahlqualität zu erreichen. Um auch bei großen gepumpten Durchmessern der Kristallscheibe einen Resonator verwenden zu können, der sehr unempfindlich gegen Dejustage seiner Spiegel ist, wurde ein geeignetes Resonator-konzept entwickelt und experimentell getestet.

Die Strahlqualität wird durch die Beugungsmaßzahl $M^2 \geq 1$ beschrieben. Je kleiner die Beugungsmaßzahl, desto besser ist die Strahlqualität. Experimentelle Untersuchungen zeigen, inwieweit die Strahlqualität eines Scheibenlasers bei einer gewünschten Leistung gesteigert werden kann und welche optischen Wirkungsgrade dabei erreicht werden können. Ein Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Beugungsmaßzahlen ergänzt die experimentellen Untersuchungen und dient als Ausgangspunkt für die Auslegung von Resonatoren, die eine gewünschte Strahlqualität des Lasers ergeben.

Kapitel 5 beschreibt, ausgehend von einem Laser, der transversale Grundmodestrahlung mit $M^2 = 1$ liefert, die Einengung der spektralen Bandbreite des Lasers, so daß nur noch eine Longitudinalmode emittiert wird. Das zeitliche Verhalten dieser Longitudinalmode wird untersucht mit dem Ziel, einen modensprungfreien Betrieb mit geringem Aufwand zu erreichen.

In Kapitel 6 wird ein solcher Laser eingesetzt, um mit einem Verdopplerkristall mittels der Technik der resonatorinternen Frequenzverdopplung die zweite Harmonische zu erzeugen. Das zeitliche Verhalten und die spektralen Eigenschaften der frequenzverdoppelten Strahlung werden untersucht.

Abschließend werden die Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt und ein Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten gegeben.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird der prinzipielle Aufbau eines diodenlasergepumpten Scheibenlasers erläutert. Im Rahmen dieser Arbeit wird Yb:YAG als laseraktives Material verwendet. Daher werden die laserrelevanten Eigenschaften von Yb:YAG zunächst vorgestellt, bevor auf die Voraussetzungen, die für einen effizienten Laserbetrieb eines Scheibenlasers mit guter Strahlqualität nötig sind, eingegangen wird. Aus der Lösung der Ratengleichungen ergeben sich die Auslegungskriterien für einen Yb:YAG-Scheibenlaser. Die verschiedenen Beiträge zur thermischen Linse des Laserkristalls werden diskutiert und grundlegende Eigenschaften von Resonatoren werden vorgestellt.

2.1 Bisherige Konzepte für Hochleistungsfestkörperlaser

Werden Lampen zum optischen Pumpen eines Festkörperlasers eingesetzt, so ist die Größe des laseraktiven Materials im wesentlichen durch die Größe der verwendeten Lampen vorgegeben. Die Größe und Form des laseraktiven Materials muß so gewählt werden, daß die Strahlung der Lampen gut in das laseraktive Material eingekoppelt werden kann. Durch Verwendung eines Stabes oder Slabs kann dies erreicht werden. Auch aktive Spiegel und Scheiben mit Durchmessern von etwa 20 cm und Dicken von wenigen cm wurden eingesetzt [5, 6].

Auch bei Verwendung von Diodenlasern als Pumpstrahlungsquelle lassen sich diese Konzepte weiterhin einsetzen. Vorteilhaft dabei ist die kompakte und einfache Bauform eines solchen Lasers. Es können sowohl gestapelte Laserdiodenarrays als auch fasergekoppelte Diodenlaser zum Pumpen eines Stablasers [7, 8] oder eines dünnen Slabs [9, 10, 11] eingesetzt werden. Dadurch wird der elektrisch-optische Wirkungsgrad auf über 10 % erhöht. Lampengepumpte Laser erreichen Wirkungsgrade von etwa 2 bis 4 %. Jedoch läßt sich die Strahlqualität auf diese Weise nur wenig steigern, wenn Leistungen im Bereich einiger Hundert Watt erreicht werden sollen. Soll die Strahlqualität eines Stab- oder Slablasers bis zur theoretischen Grenze gesteigert werden, so ist die Ausgangsleistung bei Verwendung eines Stabes auf etwa 80 W begrenzt [12]. Durch Verwendung von zwei Stäben und einem Quarzrotator im Resonator konnte eine maximale Leistung im Grundmode von 118 W (optisch-optischer Wirkungsgrad 18 %) im kontinuierlichen Betrieb [13] und von 208 W im quasi-kontinuierlichen Betrieb (20 % duty-cycle) erreicht werden [14].

Bei diesen Konzepten werden jedoch noch nicht alle Möglichkeiten, die Laserdioden als Pumpstrahlungsquellen bieten, ausgenutzt. Problematisch bei diesen Konzepten sind die Aberrationen, die durch thermische Effekte im laseraktiven Medium verursacht werden und die erreichbare Strahlqualität begrenzen.

Diese thermischen Effekte sind dadurch verursacht, daß beim optischen Pumpen eines Festkörperlasers aufgrund des Wellenlängenunterschieds zwischen Pumpstrahlung und Laserstrahlung im Volumen des laseraktiven Materials Wärme frei wird. Der Anteil der entstehenden Wärme kann durch die Wahl des laseraktiven Materials beeinflusst werden. Bei Yb:YAG beträgt die Wärmeezeugung weniger als 11 %, während sie bei Nd:YAG etwa 40 % beträgt [15].

Der erste Yb:YAG Laser wurde 1971 von Reinberg et al. bei einer Temperatur von 77 K realisiert, da bei dieser Temperatur die Laserschwelle wesentlich geringer ist als bei Raumtemperatur. Es wurde ein rechteckiger Stab mit einer Kantenlänge von 2 mm und einer Länge von 25 mm verwendet. Durch Pumpen des Laserkristalls mit Leuchtdioden wurde eine Leistung von 0,7 W erreicht [16].

Erst 1991 konnte ein Yb:YAG-Laser bei Raumtemperatur von Lacovara et al. demonstriert werden [4]. Der 1,65 mm lange Laserkristall wurde mit einem Diodenlaser gepumpt, dessen Strahlung zweimal durch den Laserkristall hindurch ging. Bei Raumtemperatur wurde damit eine maximale Laserleistung von 23 mW erreicht. Um höhere Leistungen zu erreichen, schlugen die Autoren vor, eine dünne Scheibe zu verwenden, die als aktiver Spiegel [5] eingesetzt werden kann. Zur Erhöhung des Absorptionsgrades bei zwei Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall sollten Dotierungskonzentrationen von bis zu 100 % verwendet werden [4, 17]. Solch hohe Dotierungen sind aber problematisch, da Verunreinigungen im Laserkristall als Energiesenken wirken, die zu nichtstrahlenden Verlusten führen [16, 18]. Dadurch kann sogar die Lasertätigkeit ganz unterdrückt werden.

Die Verwendung von nur zwei Pumpstrahlungsdurchgängen ist daher ungeeignet, wenn ein Festkörperlaser mit einigen Zehn Watt Leistung oder sogar einigen Hundert Watt realisiert werden soll. Beispielsweise kann bei einer Pumpleistung von 500 W nur ein Wirkungsgrad von etwa 15 % erreicht werden [19]. Abgesehen davon werden die Spannungen im Laserkristall so hoch, daß der Laserkristall vermutlich versagt.

Um Laserleistungen im Bereich einiger Hundert Watt zu erreichen, wird daher auch bei Verwendung von Yb:YAG das Konzept des Stablaser angewendet. Mit einem Yb:YAG Stab laser wurde eine maximale Leistung von 953 W erreicht [20]. Dabei wurde ein Stab mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Länge von 30 mm verwendet, der über die Mantelfläche mit Diodenlasern optisch angeregt wird. Gekühlt wird der Stab ebenfalls über die Mantelfläche. Mit einem Yb:YAG Stab laser, der longitudinal gepumpt und über die Mantelfläche gekühlt wird, konnte eine Laserleistung von 434 W erreicht werden [21]. Gemessene Strahlqualitäten werden nur bei niedrigeren Leistungen angegeben. Bei einer Leistung von 340 W wurde eine Beugungsmaßzahl $M^2 = 21$ erreicht [21]. Die optisch-optischen Wirkungsgrade beider Konzepte liegen nur bei 20 bis 25 %.

Zusammenfassend zeigt die vorhergehende Diskussion, daß diodengepumpte Stablaser

gegenüber lampengepumpten Stablasern zwar höhere Wirkungsgrade, jedoch keine wesentlich bessere Strahlqualität erreichen. Die schlechte Strahlqualität von Stablasern ist bedingt durch den im Stab entstehenden Temperaturgradienten in senkrechter Richtung zum Laserstrahl, der durch die Kühlung des Stabes über dessen Mantelfläche verursacht wird. Die entstehende Wärmemenge ist durch die Wahl des verwendeten laseraktiven Material festgelegt. Günstig für eine geringe Wärmeerzeugung ist in der Regel ein großes Verhältnis aus Pump- und Laserwellenlänge. Aber auch wenn Yb:YAG, welches dieses Kriterium erfüllt und daher eine geringere Wärmeerzeugung als Nd:YAG besitzt, verwendet wird, kann die Strahlqualität bei hohen Leistungen nicht gesteigert werden.

Um die Strahlqualität zu steigern, muß also die Wärme aus dem laseraktiven Medium so abgeführt werden, daß in der Richtung senkrecht zum Laserstrahl möglichst kein Temperaturgradient entsteht. Dazu muß einerseits die Wärme effizient aus dem laseraktiven Material abgeführt werden um so die Temperatur des Laserkristalls gering zu halten. Dies ist möglich, wenn das Verhältnis aus gekühlter Oberfläche und gepumpten Volumen sehr groß gewählt wird [22]. Die Wärme entsteht im Volumen V des Laserkristalls, während sie nur über die Oberfläche A des Laserkristalls abgeführt werden kann. Andererseits muß die Kühlgeometrie aber auch so gestaltet werden, daß in senkrechter Richtung zum Laserstrahl kein Temperaturgradient auftritt.

Kühlung über die Mantelfläche

Soll die Wärme über die Mantelfläche A_M eines Stabes abgeführt werden, so ergibt sich für einen Stab mit dem Radius r und der Länge l

$$\frac{A_M}{V} = \frac{2\pi r l}{\pi r^2 l} = \frac{2}{r}. \quad (2.1)$$

Das Verhältnis aus gekühlter Oberfläche A_M zu dem Volumen V , in dem die Wärme entsteht, wird also besonders klein, wenn der Radius des Stabes r bei einem gegebenen Volumen V besonders klein wird. Im Extremfall eines sehr dünnen Stabes entsteht ein Faserlaser.

Mit dem Konzept des Faserlasers lassen sich daher gleichzeitig hohe Wirkungsgrade und eine gute Strahlqualität erreichen. Ein mit Ytterbium dotierter Faserlaser erreicht eine Leistung von 110 W bei einem differentiellen Wirkungsgrad von 58 % und einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,7$ [23]. Differentielle Wirkungsgrade von bis zu 65 % bei einer Leistung von etwa 40 W wurden erreicht [24]. Ein Faserlaser nutzt die Vorteile, die Diodenlaser als Pumpstrahlungsquelle bieten, jedoch ist bisher die Ausgangsleistung auf etwa 100 W begrenzt.

Kühlung über die Stirnseite

Wird der Laserkristall hingegen über nur eine seiner Stirnflächen A_S gekühlt, so ergibt sich für diesen Fall

$$\frac{A_S}{V} = \frac{\pi r^2}{\pi r^2 l} = \frac{1}{l}. \quad (2.2)$$

Das Verhältnis aus gekühlter Oberfläche A_S und Volumen V , in dem die Wärme entsteht wird bei einem gegebenen Volumen besonders groß, wenn der Stab eine kleine Länge l besitzt. Der Extremfall eines sehr kurzen Stabes ist eine Scheibe. Je dünner die Scheibe gewählt wird, desto größer ist das Verhältnis aus gekühlter Oberfläche und einem gegebenen Volumen. Diese Scheibe kann auch über beide Stirnseiten gekühlt werden. Der Kristall ist grundsätzlich radial oder longitudinal pumpbar.

Mit dem Konzept des Scheibenlasers, welches im folgenden Abschnitt dargestellt wird, lassen sich deutlich höhere Leistungen als mit einem Faserlaser erreichen [25]. Es kann insbesondere ein Laserbetrieb bei gleichzeitig hoher Leistung und hohem Wirkungsgrad bei guter Strahlqualität erreicht werden. Dies ist jedoch nur möglich, wenn einige Parameter geeignet gewählt werden. Diese Parameter ergeben sich aus der Wahl des laseraktiven Mediums, den Ratengleichungen, den Betrachtungen zur thermischen Linse und den Resonator Konzepten. Daher werden in den folgenden Abschnitten die Abhängigkeiten der Laserleistung und der Strahlqualität von diesen Parametern dargestellt und diskutiert.

2.2 Konzept des Scheibenlasers

Ein Scheibenlaser ist dadurch gekennzeichnet, daß das Verhältnis von Scheibendicke d_K zum Durchmesser d_p des gepumpten Bereichs deutlich kleiner als eins ist. Wird diese Bedingung erfüllt, so ist der im Laserbetrieb entstehende Wärmefluß im Laserkristall als nahezu eindimensional in Richtung der Achse des Laserkristalls zu betrachten. Dann entsteht ein Temperaturgradient hauptsächlich in Richtung der Scheibenachse. Dieser Temperaturgradient beeinflusst aber einen in gleicher Richtung propagierenden Laserstrahl nicht. Lediglich ein Temperaturgradient in radialer Richtung der Scheibe verursacht eine thermische Linse des Laserkristalls und beeinflusst dadurch die propagierende Laserstrahlung. Die thermische Linse eines Scheibenlasers wird in Abschnitt 2.6 eingehend diskutiert.

Der prinzipielle Aufbau eines Scheibenlasers ist in Bild 2.1 dargestellt. Eine dünne Kristallscheibe wird mit einer ihrer Stirnseiten auf eine Wärmesenke montiert. Die Pumpstrahlung wird über die zweite Stirnseite in den Kristall eingekoppelt. Als Pumpstrahlungsquelle können fasergekoppelte Diodenlaser oder auch gestapelte Diodenlaserbarren verwendet werden. Die Rückseite des Kristalls ist für die Pumpwellenlänge hochreflektierend verspiegelt. Ohne weitere Maßnahmen wird so ein zweifacher Durchgang der Pumpstrahlung durch den Laserkristall erreicht. Um jedoch bei möglichst geringen Kristalldicken einen hohen Absorptionsgrad der Pumpstrahlung zu erreichen, muß die Pumpstrahlung wiederholt auf den Kristall abgebildet werden. Zwei verschiedene Pumpanordnungen, die für diesen Zweck entwickelt worden sind, werden in Kapitel 3.1 vorgestellt. Sie ermöglichen 8 bzw. 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall zu erreichen.

Der Resonator kann in der einfachsten Konfiguration aus der Rückseite des Kristalls, der dann für die Laserwellenlänge ebenfalls hochreflektierend verspiegelt sein muß, und einem Auskoppelspiegel bestehen. Zur Reduzierung der resonatorinternen Verluste sollte

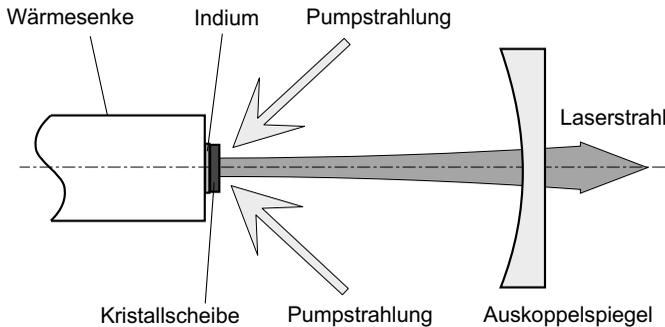


Bild 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers.

die Vorderseite des Kristalls antireflektierend beschichtet sein. Dabei ist es vorteilhaft, den Kristall für die Pump- und Laserwellenlänge antireflektierend zu beschichten.

Die Laserleistung kann über eine Vergrößerung des gepumpten Bereichs bei konstanter Pumplleistungsdichte skaliert werden. Dies wird anhand der Lösungen der Ratengleichungen in Abschnitt 2.4 diskutiert und experimentell in Abschnitt 3.5 untersucht.

Bei einem Scheibenlaser sollte immer nur ein Teil des Kristalldurchmessers, bis zu einem maximalen Durchmesser von etwa dem halben Kristalldurchmesser, optisch angeregt werden. Dadurch wird vermieden, daß eventuell in der Scheibenebene umlaufende Moden, die durch Totalreflexion an den Kristallbegrenzungen geführt werden, verstärkt werden können.

Das Konzept des Scheibenlasers ist besonders gut geeignet für laseraktive Materialien mit einer Quasi-Drei-Niveau-Struktur der Pump- und Laserenergieniveaus wie sie bei Ytterbium-dotierten Laserkristallen auftritt. Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Yb:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), abgekürzt Yb:YAG, wird aufgrund vieler für einen effizienten Laserbetrieb günstigen Eigenschaften in dieser Arbeit als laseraktives Material eingesetzt. Die Eigenschaften von Yb:YAG werden daher im folgenden Abschnitt dargestellt.

Die Verwendung dünner Scheiben mit einer typischen Dicke von 0,20 bis 0,35 mm ermöglicht darüberhinaus eine gute Strahlqualität zu erreichen. Dies wird in Kapitel 4 experimentell untersucht. Wird solch eine dünne Scheibe als Endspiegel im Resonator eingesetzt, so kann sogar der Laser so weit spektral eingeschränkt werden, daß nur ein einziger Longitudinalmode (Single-Frequency) beobachtet wird [26, 27, 28]. Sowohl mit einem Yb:YAG Mikrochip-Laser als auch mit einem 1,38 mm dicken Yb:YAG-Plättchen wurde im Single-Frequency-Betrieb eine Leistung von etwa 1 W erreicht [29, 30]. Mit einem Scheibenlaser wurde hingegen eine Leistung im Single-Frequency-Betrieb von 28 W erreicht [31]. Dies wird in Kapitel 5 dargestellt. Ein solcher Laser kann verwendet werden, um mit der Technik der resonatorinternen Frequenzverdopplung Strahlung mit einer kürzeren Wellenlänge zu erzeugen (s. Kapitel 6).

2.3 Yb:YAG als laseraktives Material

In den letzten Jahren wurde Yb:YAG als laseraktives Material verstärkt untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß es im Vergleich zu dem häufig in diodengepumpten Festkörperlasern eingesetzten Nd:YAG eine Reihe von vorteilhaften Eigenschaften aufweist [15, 32, 33]. Die Eigenschaften von Yb:YAG wurden von Brüsselbach et al. zusammengestellt und detailliert diskutiert [34].

2.3.1 Absorptions- und Emissionsspektren

Das Absorptionsspektrum (s. Bild 2.2) weist einen breiten Peak bei 940 nm auf, der zum optischen Pumpen mit InGaAs-Diodenlasern verwendet werden kann. Die zum Pumpen gut nutzbare spektrale Breite des Peaks beträgt etwa 10 nm, die Halbwertsbreite des Peaks beträgt 18 nm. Aufgrund des breitbandigen Absorptionsspektrums muß die Emissionswellenlänge der Diodenlaser, die eine typische Halbwertsbreite von etwa 4 nm besitzen, nicht sehr genau geregelt werden. Der Übergang bei 968 nm ist auch zum optischen Pumpen geeignet, allerdings muß dann die spektrale Breite der Diodenlaser ausreichend gering sein.

Im Wellenlängenbereich um 940 nm können aluminiumfreie InGaAs-Diodenlaser verwendet werden, die im Vergleich zu aluminiumhaltigen Diodenlasern, die zum Pumpen von Nd:YAG bei 808 nm verwendet werden, eine längere Lebensdauer aufweisen [35, 36]. In jüngster Zeit wurden jedoch auch Diodenlaser mit einer Emissionswellenlänge von 808 nm entwickelt, deren "quantum wells" aluminiumfrei sind [37].

Das Emissionsspektrum (s. Bild 2.2) wird von einem Peak bei 1030 nm dominiert, der eine Halbwertsbreite von etwa 10 nm aufweist. Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt bei Raumtemperatur beträgt $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [34]. In Untersuchungen, die in der

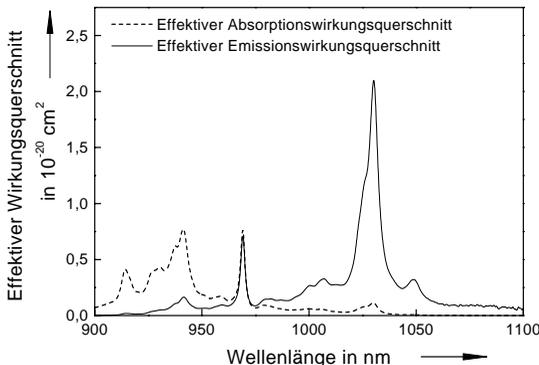


Bild 2.2: Effektive Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte von Yb:YAG bei einer Temperatur von 295 K.

Arbeitsgruppe des IFSW durchgeführt wurden, wurde ein geringerer effektiver Emissionswirkungsquerschnitt von $1,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ ermittelt. Dies ist neben der nicht ausreichenden Meßgenauigkeit bei diesen Untersuchungen auch auf eine fehlerhafte Bestimmung der Dotierungskonzentration der verwendeten Yb:YAG-Scheiben zurückzuführen. Da bei der Kristallzucht von einem Einbaukoeffizienten von 1 ausgegangen werden kann [38], werden in dieser Arbeit alle Dotierungsangaben gemäß der Einwaage angegeben. In Bild 2.2 wurden daher die am IFSW gemessenen Kurven so skaliert, daß die Peakhöhen des effektiven Absorptionswirkungsquerschnitts σ_{abs} bei 940 nm und des effektiven Emissionswirkungsquerschnitts σ_{em} bei 1030 nm mit den Literaturdaten ($\sigma_{abs} = 0,77 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_{em} = 2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [34]) übereinstimmen.

2.3.2 Termschema

Die äußere Elektronenstruktur von Ytterbium wird durch eine Konfiguration der Form $4f^{13}6s^2$ beschrieben [33, 39]. Wird Ytterbium als laseraktives Ion in YAG als Kristallmaterial dotiert, so tragen die beiden 6s-Elektronen und ein Elektron der 4f-Schale zur Bindung bei. Das Termschema von Yb:YAG ist in Bild 2.3 dargestellt. Die Energien sind in spektroskopischen Einheiten angegeben. Dabei wird die Energie $E = hc/\lambda$ in Einheiten von $1/\lambda$ mit der Einheit cm^{-1} angegeben. Diese Beschreibung hat den Vorteil, daß die Energien und Energiedifferenzen durch leicht handhabbare Zahlen ausgedrückt werden können. Die Positionen der Energieniveaus sind durch die Coulombwechselwirkung und die Kristallfeldwechselwirkung bestimmt. Die Coulombwechselwirkung spaltet die 4f-Elektronenkonfiguration in die beiden ${}^2F_{7/2}$ und ${}^2F_{5/2}$ Niveaus auf, die einen ty-

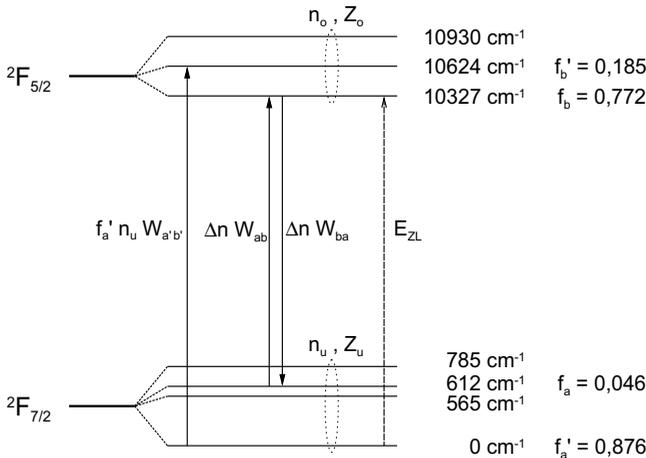


Bild 2.3: Termschema von Yb:YAG. Die Bezeichnungen werden im Text erläutert.

pischen Abstand von 10000 cm^{-1} haben. Die Wechselwirkung mit dem Kristallfeld ist recht schwach, so daß das obere Niveau in 3 und das untere Niveau in 4 Unterniveaus aufgespalten wird, die einen typischen Abstand von jeweils etwa 200 bis 300 cm^{-1} besitzen.

Aufgrund der einfachen Struktur der Energieniveaus gibt es in Yb:YAG keine Konzentrationslöschungseffekte ("concentration quenching") und keine Absorption aus angeregten Zuständen ("excited state absorption"), da im Termschema außer den dargestellten beiden Multipletts keine weiteren Energieniveaus existieren. Da der Atomradius von Ytterbium gut mit dem Atomradius von Yttrium übereinstimmt, dessen Platz im Gitter Ytterbium einnimmt, kann YAG theoretisch zu 100% mit Ytterbium dotiert werden, ohne daß sich die Lasereigenschaften verschlechtern sollten [4].

Tatsächlich scheint jedoch zur Zeit die Dotierbarkeit auf etwa 20 bis $25 \text{ at}\%$ beschränkt zu sein, wenn Laserbetrieb erreicht werden soll. Entscheidend für diese Obergrenze ist die Reinheit des Laserkristalls. Verunreinigungen im Laserkristall führen bei so hohen Dotierungskonzentrationen zu einer Verkürzung der Fluoreszenzlebensdauer [40, 41, 42], da die Verunreinigungen wie Energiesenken wirken [16, 18]. Dies wird dadurch verursacht, daß in Yb:YAG die Energie eines angeregten Ions leicht zu einem anderen Ytterbiumion oder einem Verunreinigungsatom übergehen kann (Energimigration).

Die Kristallboules können eine schwache bläulich-grüne Färbung zeigen [16, 43], die auch bei einigen der in dieser Arbeit verwendeten Kristallen beobachtet wurde. Die Farbzentren, die durch Yb^{2+} -Ionen verursacht werden und die zu der bläulich-grünen Färbung führen, können dadurch beseitigt werden, daß der Kristall unter Sauerstoff bei Temperaturen von 1400°C ausgeheilt wird [16]. Ausgeheilte Kristalle besitzen auch eine etwas längere Fluoreszenzlebensdauer [41].

2.3.3 Besetzung der Energieniveaus

Die Gesamtzahl der Ionen N_{dot} im Laserkristall ist gegeben durch die Zahl der Dotierungsatome pro Volumen n_{dot} multipliziert mit dem Kristallvolumen V . Von diesen Ionen befindet sich energetisch ein Anteil N_u im unteren Multiplett, entsprechend befinden sich die restlichen Ionen N_o energetisch im oberen Multiplett. Für die Gesamtzahl der Ionen gilt

$$N_{dot} = n_{dot}V = N_u + N_o = n_uV + n_oV. \quad (2.3)$$

Die Zahl der Dotierungsatome pro Volumen ist mit der Dotierungskonzentration c_K verknüpft durch $n_{dot} = kc_K$ mit $k = 1,38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [34].

Das untere Laserniveau a liegt bei 612 cm^{-1} . Dies entspricht bei Raumtemperatur einer Energie von etwa $3k_B T$ (s. Bild 2.3). Bei Raumtemperatur ist daher das untere Laserniveau thermisch besetzt. Der relative Anteil f_a der Ionen im unteren Laserniveau ist gegeben durch $f_a = n_a/n_u$, dabei ist n_a die Dichte der Ionen im unteren Laserniveau a und n_u die Dichte im gesamten unteren Multiplett. Entsprechende Beziehungen gelten für das obere Laserniveau b ($f_b = n_b/n_o$), das untere Pumpniveau a' ($f'_a = n'_a/n_u$), welches der Grundzustand ist, und das obere Pumpniveau b' ($f'_b = n'_b/n_o$), s. Bild 2.3. Im thermischen

Gleichgewicht sind diese Besetzungen durch Boltzmann-Verteilungen bestimmt [44, 45]. Für das untere und obere Laserniveau gilt:

$$f_a = \frac{n_a}{n_u} = \frac{1}{Z_u} \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad \text{mit} \quad Z_u = \sum_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

und

$$f_b = \frac{n_b}{n_o} = \frac{1}{Z_o} \cdot \exp\left(-\frac{E_b - E_{ZL}}{k_B T}\right) \quad \text{mit} \quad Z_o = \sum_{j=1}^3 \exp\left(-\frac{E_j - E_{ZL}}{k_B T}\right) \quad (2.5)$$

Dabei ist Z_u die Zustandssumme des unteren Multipletts, und Z_o die Zustandssumme des oberen Multipletts, E_{ZL} ist die Energiedifferenz zwischen den jeweils untersten Niveaus des oberen und unteren Multipletts (engl. zero phonon line), s. Bild 2.3. Der Nullpunkt der Energieskala ist das Grundzustandsniveau. Da bei Yb:YAG die Entartungsgrade aller Niveaus gleich sind, sind sie in den Gleichungen weggelassen worden. Für eine Temperatur von $T = 300$ K berechnet man nach Gl. (2.4) und (2.5) mit den in Bild 2.3 angegebenen Energieniveaus die Zustandssummen zu $Z_u = 1, 142$ und $Z_o = 1, 295$. Die relativen Besetzungen f der einzelnen Niveaus sind in Bild 2.3 ebenfalls mit angegeben. Bei $T = 300$ K ist das untere Laserniveau zu 4,6 % besetzt.

Da die Energiedifferenzen der einzelnen Niveaus innerhalb eines Multipletts in der Größenordnung von Phononenenergien bei Raumtemperatur liegen, ist die Annahme gerechtfertigt, daß Relaxationen innerhalb eines Multipletts sehr schnell (in einer Zeit von Pikosekunden) erfolgen [46]. Daher sind nach McCumber [47] die effektiven Wirkungsquerschnitte für die Absorption σ_{abs} und die stimulierte Emission σ_{em} bei einer gegebenen Wellenlänge λ und Temperatur T verknüpft durch [39]

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = f_{ij}(\lambda, T) \cdot \sigma_{em}(\lambda, T) \quad (2.6)$$

mit

$$f_{ij}(\lambda, T) = \frac{Z_o(T)}{Z_u(T)} \cdot \exp\left(\frac{hc/\lambda - E_{ZL}}{k_B T}\right). \quad (2.7)$$

Die effektiven Wirkungsquerschnitte beschreiben Übergänge bei einer Wellenlänge λ zwischen den beiden Multipletts. Sie hängen von der Besetzungsverteilung der Ionen innerhalb der Multipletts ab und sind daher temperaturabhängig [48]. Betrachtet man beispielsweise die Laserwellenlänge $\lambda_L = 1030$ nm so ergibt sich für Gl. (2.6)

$$\sigma_{abs}(\lambda_L, T) = \frac{f_a(T)}{f_b(T)} \cdot \sigma_{em}(\lambda_L, T). \quad (2.8)$$

Bei der Laserwellenlänge sind die effektiven Wirkungsquerschnitte σ mit den spektroskopischen Wirkungsquerschnitten σ^{sp} verknüpft durch [34]

$$\sigma_{abs}(\lambda_L, T) = f_a(T) \cdot \sigma_{abs}^{sp} \quad \text{und} \quad \sigma_{em}(\lambda_L, T) = f_b(T) \cdot \sigma_{em}^{sp}. \quad (2.9)$$

Entsprechende Beziehungen gelten für die Pumpwellenlänge. Für Yb:YAG wurde der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt und seine Temperaturabhängigkeit von Andreas Voß gemessen [49]. Daraus wurde der effektive Wirkungsquerschnitt der Emission berechnet (s. Bild 2.2).

2.4 Ratengleichungen für Quasi-Drei-Niveau-Laser

Das untere Laserniveau von Yb:YAG ist bei Raumtemperatur thermisch besetzt, wie die Diskussion im letzten Abschnitt gezeigt hat. Daher können die Lasereigenschaften von Yb:YAG nicht mit den klassischen Drei- oder Vier-Niveau-Ratengleichungen beschrieben werden. Vielmehr handelt es sich um ein sogenanntes Quasi-Drei-Niveausystem bei Raumtemperatur [33], das bei tiefer Temperatur in ein Vierniveausystem übergeht, da dann das untere Laserniveau nicht mehr thermisch besetzt ist. Dieses Quasi-Drei-Niveausystem wird in der Literatur auch als Quasi-Vier-Niveausystem bezeichnet [34].

In diesem Abschnitt werden die Ratengleichungen für einen Quasi-Drei-Niveau-Laser, die zur Berechnung von Laserschwelle und differentiellm Wirkungsgrad führen, vorgestellt. Anhand dieser Gleichungen können die prinzipiellen Auslegungskriterien für einen Scheibenlaser diskutiert werden. Ein Modell, das die Verteilung der Pumpstrahlung im Laserkristall, die temperatur- und wellenlängenabhängige Absorption und die Temperaturverteilung berücksichtigt, wurde in der Arbeitsgruppe des IFSW von A. Voß und K. Contag entwickelt [50, 48, 19].

Die Änderung der Besetzungsdichte eines Multipletts ist gegeben durch die Summe der Pumprate, der Rate der spontanen und der stimulierten Emission und der Rate der stimulierten Absorption. Bei der Berechnung dieser Raten, die die zeitliche Änderung der Zahl der Ionen pro Volumen des oberen (n_o) bzw. des unteren (n_u) Multipletts beschreiben, muß die relative Besetzung des jeweiligen Niveaus berücksichtigt werden, aus dem der Übergang erfolgt.

Wird der Laserkristall gepumpt, so werden Ionen aus dem Grundzustand, dessen Besetzungsdichte $n'_a = f'_a n_u$ beträgt, mit der Pumprate $W_{a'b'}$ in das obere Multiplett angeregt. Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts durch das Pumpen ist daher durch

$$\frac{dn_o}{dt} = f'_a n_u W_{a'b'} \quad (2.10)$$

gegeben.

Die Pumpleistung P_p ist durch das Produkt aus der Zahl der Photonen pro Volumen $f'_a n_u$, die aus dem Grundzustand in das obere Multiplett gepumpt werden, dem gepumpten Volumen, welches durch die Kristalldicke d_K und die gepumpte Fläche A_p gegeben ist, der Pumprate $W_{a'b'}$, der Energie eines Pumpphotons $h\nu_p$ und dem Absorptionsgrad der Pumpstrahlung η_{abs} gegeben [33]:

$$P_p = \frac{f'_a n_u A_p d_K W_{a'b'}}{\eta_{abs}} h\nu_p. \quad (2.11)$$

Für die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte aufgrund der stimulierten Emission und Absorption, die zwischen dem oberen und dem unteren Laserniveau stattfindet, gelten analoge Gleichungen. Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts aufgrund der stimulierten Emission ist durch die Besetzungsdichte des oberen Lasernive-

aus $n_b = f_b n_o$ und durch die Rate der stimulierten Emission gegeben:

$$\frac{dn_o}{dt} = -f_b n_o W_{ba}. \quad (2.12)$$

Die Rate W_{ba} der stimulierten Emission ist durch den spektroskopischen Emissionswirkungsquerschnitt σ_{em}^{sp} , der Leistungsdichte der Strahlung E_r im Resonator und der Energie eines Laserphotons $h\nu_L$ gegeben [33]:

$$W_{ba} = \frac{\sigma_{em}^{sp} E_r}{h\nu_L}. \quad (2.13)$$

Die spontane Emission aus dem oberen Multiplett wird durch die mittlere Lebensdauer eines angeregten Ions τ beschrieben.

Für die Änderung der Besetzungsdichte n_o des oberen Multipletts ergibt sich daher insgesamt

$$\frac{dn_o}{dt} = f'_a n_u W_{a'b'} - \frac{n_o}{\tau} - 2f_b n_o W_{ba} + 2f_a n_u W_{ab}. \quad (2.14)$$

Der Faktor 2 bei den Raten der stimulierten Emission und der stimulierten Absorption resultiert aus der Annahme, daß pro Resonatorumlauf die Photonen zweimal durch das laseraktive Medium hindurchgehen. Nach Einstein sind die Raten der stimulierten Emission W_{ba} und Absorption W_{ab} gleich ($W_{ba} = W_{ab}$) [51].

Für die Änderung der Besetzungsdichte n_u des unteren Multipletts mit der Zeit t gilt

$$\frac{dn_u}{dt} = -\frac{dn_o}{dt}, \quad (2.15)$$

da die Gesamtdichte der Ionen zeitlich konstant ist.

Die Inversionsdichte Δn zwischen oberem und unterem Laserniveau ist gegeben durch die Differenz der jeweiligen Besetzungsdichten

$$\Delta n = f_b n_o - f_a n_u. \quad (2.16)$$

Aus dieser Gleichung erhält man die zeitliche Änderung der Inversionsdichte durch Einsetzen von Gl. (2.14) und (2.15) [33]:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = f'_a (f_b + f_a) n_u W_{a'b'} - \frac{f_a n_{dot} + \Delta n}{\tau} - 2(f_b + f_a) \Delta n W_{ba}, \quad (2.17)$$

wobei die Zahl der Ionen pro Volumen im unteren (n_u) bzw. im oberen (n_o) Laserniveau mit Hilfe von Gl. (2.3) und (2.16) durch die Zahl der Dotierungsatome pro Volumen n_{dot} und der Inversionsdichte Δn ausgedrückt wurden.

Um die Leistung eines Lasers berechnen zu können, ist eine weitere Ratengleichung notwendig. Die zeitliche Änderung der im Resonator umlaufenden Leistungsdichte E_r ist gegeben durch [33]:

$$\frac{dE_r}{dt} = c \frac{d_K}{L} E_r \sigma_{em}^{sp} \Delta n - \frac{E_r}{\tau_r}. \quad (2.18)$$

Der erste Term beschreibt die Verstärkung im laseraktiven Material, die durch den spektroskopischen Emissionswirkungsquerschnitt σ_{em}^{sp} , die Inversionsdichte und dem Verhältnis aus der Dicke des Laserkristalls d_K und der Länge des Resonators L gegeben ist. Der zweite Term der Gleichung beschreibt über die mittlere Lebensdauer τ_r eines Photons im Resonator die Verluste im Resonator. Diese Verluste sind zum einen durch die Auskopplung, die durch den Transmissionsgrad t_A des Auskopplers beschrieben wird, und die über einen Resonatorumlauf integrierten Verluste l_i gegeben [33]:

$$\tau_r = -\frac{2L}{c \ln(1-t_A) + c \ln(1-l_i)}. \quad (2.19)$$

In den resonatorinternen Verlusten l_i werden dabei sämtliche Verluste im Resonator, wie beispielsweise Reflexionsverluste an hochreflektierenden Beschichtungen und Verluste im Laserkristall zusammengefaßt. Der Faktor 2 in der Gleichung berücksichtigt, daß bei einem Resonatorumlauf die Photonen einen Weg mit der zweifachen Resonatorlänge zurücklegen.

2.4.1 Berechnung der Laserschwelle

Um die Pumpleistung zu berechnen, an der der Laser die Schwelle erreicht, wird zunächst die Inversionsdichte Δn_s betrachtet. Sie ist durch die Bedingung gegeben, daß die Verstärkung und die Verluste gleich sind. Aus Gl. (2.18) ergibt sich an der Laserschwelle ($E_r = 0$) mit Gl. (2.19):

$$\Delta n_s = -\frac{\ln(1-t_A) + \ln(1-l_i)}{2d_K \sigma_{em}^{sp}}. \quad (2.20)$$

An der Laserschwelle ist die stimulierte Emission und Absorption Null. Unter stationären Bedingungen folgt für die Inversionsdichte an der Laserschwelle daher aus Gl. (2.17)

$$\frac{d(\Delta n_s)}{dt} = f'_a(f_b + f_a)n_{u,s}W_{a'b',s} - \frac{f_a n_{dot} + \Delta n_s}{\tau} = 0. \quad (2.21)$$

Einsetzen von Gl. (2.21) und (2.20) in Gl. (2.11) ergibt die Pumpleistung, bei der die Laserschwelle erreicht wird [33]:

$$P_{p,s} = \frac{A_p \hbar \nu_p}{2\eta_{abs} \sigma_{em}^{sp} \tau (f_a + f_b)} [2\sigma_{em}^{sp} f_a n_{dot} d_K + (-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i))]. \quad (2.22)$$

Der erste Summand ist ein durch den Quasi-Drei-Niveau-Charakter von Yb:YAG hervorgerufener Anteil, der die Schwelle erhöht, da zunächst eine gewisse Pumpleistung aufgewendet werden muß, um die Reabsorption bei der Laserwellenlänge zu überwinden. Der zweite Summand $-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i)$ ist die Vier-Niveau-Schwelle, die durch die Resonatorverluste verursacht ist.

2.4.2 Berechnung der Laserleistung

Wird die Pumpleistung über die Laserschwelle hinaus erhöht, so bleibt die Inversionsdichte konstant bei dem durch Gl. (2.20) gegebenen Wert, wenn ein stationärer Zustand zwischen Pump- und Laserstrahlung vorausgesetzt wird. Durch Einsetzen von Gl. (2.20) in Gl. (2.22) ergibt sich ein Ausdruck für die Rate der spontanen Emission, die gemäß Gl. (2.17) gegeben ist durch $(f_a n_{dot} + \Delta n)/\tau$. Durch Ersetzen dieses Ausdrucks in der Ratengleichung (Gl. 2.17) ergibt sich für den stationären Zustand ein Ausdruck für die Rate der stimulierten Emission und Absorption:

$$\frac{f_a n_{dot} + \Delta n}{\tau} = \frac{(f_a + f_b) \eta_{abs} P_{p,s}}{d_K A_p h \nu_p}. \quad (2.23)$$

Wird der Laser kontinuierlich gepumpt, so ist die zeitliche Änderung der Inversionsdichte $\Delta n = 0$. Auflösen von Gl. (2.11) nach $W_{a'b'}$ und Einsetzen in die Ratengleichung (2.17) ergibt

$$2\Delta n W_{ba} = \frac{\eta_{abs}}{A_p d_K h \nu_p} \cdot (P_p - P_{p,s}) \quad (2.24)$$

Einsetzen von Gl. (2.20) unter Berücksichtigung von $\Delta n = \Delta n_s$ ergibt einen Ausdruck für die Rate der stimulierten Emission W_{ba} . Aus Gl. (2.13) ergibt sich damit die resonatorinterne Leistungsdichte E_r zu

$$E_r = \frac{\eta_{abs}}{A_p} \cdot \frac{\nu_L}{\nu_p} \cdot \frac{1}{-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i)} \cdot (P_p - P_{p,s}) \quad (2.25)$$

Die ausgekoppelte Laserleistung ergibt sich dann aus dem Transmissionsgrad des Auskopplers, der Querschnittsfläche A_L des Resonatormodes und der resonatorinternen Leistungsdichte E_r :

$$P_L = t_A \cdot A_L \cdot E_r. \quad (2.26)$$

Einsetzen von Gl. (2.25) ergibt

$$P_L = \eta_d \cdot (P_p - P_{p,s}). \quad (2.27)$$

Dabei wurde der differentielle Wirkungsgrad η_d , der durch

$$\eta_d = \frac{t_A}{-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i)} \frac{A_L}{A_p} \eta_{abs} \eta_{st}. \quad (2.28)$$

gegeben ist und der Stokeswirkungsgrad

$$\eta_{st} = \frac{\nu_L}{\nu_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \quad (2.29)$$

eingeführt.

Der in dieser Arbeit häufig verwendete optisch-optische Wirkungsgrad ist durch das Verhältnis von Laserleistung und Pumpleistung definiert:

$$\eta_{opt} = \frac{P_L}{P_p}. \quad (2.30)$$

Dieser Wirkungsgrad gibt also an, wie effizient die zur Verfügung stehende Pumpstrahlung in Laserstrahlung umgesetzt werden kann. Daher wird im nächsten Abschnitt zunächst anhand der Gleichungen diskutiert, mit welchen Maßnahmen der optisch-optische Wirkungsgrad gesteigert werden kann. In Kapitel 3 werden experimentelle Untersuchungen hierzu durchgeführt.

2.5 Optimierung der Laserleistung

Optimierungsmöglichkeiten des optisch-optischen Wirkungsgrads $\eta_{opt} = P_L/P_p$ bzw. der Laserleistung P_L bei einer gegebenen Pumpleistung P_p ergeben sich aus den Gleichungen, die in den letzten beiden Abschnitten abgeleitet wurden. Für die nun folgende Diskussion seien sie hier nochmals zusammengefaßt.

Die Laserleistung ist bei einer gegebenen Pumpleistung bestimmt durch

$$P_L = \eta_d \cdot (P_p - P_{p,s}) = \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \cdot \frac{t_A}{(-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i))} \cdot \eta_{abs} \cdot \frac{A_L}{A_p} \cdot (P_p - P_{p,s}) \quad (2.31)$$

mit der Pumpleistung $P_{p,s}$ an der Laserschwelle, die gemäß Gl. (2.22) durch

$$P_{p,s} = \frac{A_p h \nu_p}{2 \eta_{abs} \sigma_{em}^{sp} \tau (f_a + f_b)} [2 \sigma_{em}^{sp} f_a d_K n_{dot} + (-\ln(1-t_A) - \ln(1-l_i))] \quad (2.32)$$

bestimmt ist.

Diese Gleichungen zeigen, daß eine hohe Laserleistung bzw. ein hoher optisch-optischer Wirkungsgrad dann erreicht werden kann, wenn die Laserschwelle $P_{p,s}$ möglichst gering ist und der differentielle Wirkungsgrad η_d hoch ist.

Der differentielle Wirkungsgrad hängt ab vom Verhältnis von Pump- und Laserwellenlänge, den resonatorinternen Verlusten l_i , vom Absorptionsgrad η_{abs} und vom Verhältnis der Querschnittsfläche A_L vom Resonatormode zur gepumpten Querschnittsfläche A_p (s. Gl. (2.31)).

Durch die Wahl des laseraktiven Materials ist das Verhältnis von Pump- und Laserwellenlänge und damit der Stokeswirkungsgrad $\eta_{st} = \lambda_p/\lambda_L$ festgelegt. Quasi-Drei-Niveau-Laser haben gegenüber Vier-Niveau-Lasern den Vorteil eines hohen Stokeswirkungsgrad, da das Verhältnis von Pumpwellenlänge und Laserwellenlänge groß sein kann. Für Yb:YAG beträgt der Stokeswirkungsgrad $\eta_{st} = 91$ % gegenüber 76 % bei Nd:YAG. Daher besitzen Quasi-Drei-Niveau-Laser einen höheren differentiellen Wirkungsgrad als Vier-Niveau-Laser. Allerdings ist bei Quasi-Drei-Niveau-Lasern die Laserschwelle aufgrund des 3-Niveau-Anteils größer als bei Vier-Niveau-Lasern, bei denen dieser Anteil Null ist. Quasi-Drei-Niveau-Laser können aber bei ausreichend hoher Leistungsdichte einen höheren optisch-optischen Wirkungsgrad bzw. eine höhere Laserleistung erreichen als Vier-Niveau-Laser. Dies ist schematisch in Bild 2.4 dargestellt.

Die resonatorinternen Verluste l_i können in begrenztem Umfang durch die Wahl der optischen Komponenten beeinflusst werden. So sollte die hochreflektierende Beschichtung

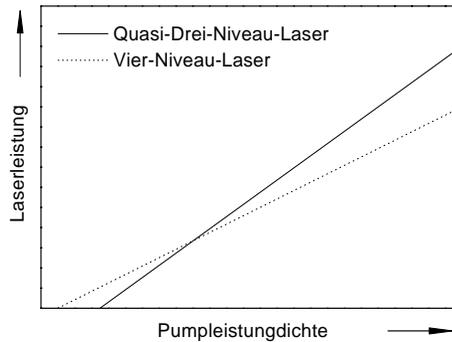


Bild 2.4: Prinzipielle Abhängigkeit der Laserleistung von der Pumpleistungsdichte für einen Quasi-Drei-Niveau-Laser und einen Vier-Niveau-Laser.

des Laserkristalls und weitere im Resonator eingesetzte Spiegel besonders geringe Verluste verursachen. Darauf wird in Abschnitt 2.8 eingegangen. Geringe resonatorinterne Verluste sind nach Gl. (2.32) auch günstig für eine geringe Laserschwelle.

Eine geringe Laserschwelle wird auch dann erreicht, wenn die gepumpte Fläche A_p sehr klein gewählt wird und darüberhinaus auch das Produkt aus Kristalldicke d_K und Dotierungskonzentration n_{dot} klein ist. Jedoch ist bei dieser Betrachtung auch der Absorptionsgrad η_{abs} zu berücksichtigen, der durch [34]

$$\eta_{abs} = 1 - \exp(-M_p(f'_a + f'_b)\sigma_{abs}^2 d_K n_{dot}) \quad (2.33)$$

gegeben ist. Der Faktor M_p berücksichtigt die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Kristall und beträgt im einfachsten Fall 2. Durch die Realisierung von mehrfachen Durchgängen ($M_p \gg 2$) der Pumpstrahlung durch den Kristall kann trotz einer geringen Kristalldicke d_K ein hoher Absorptionsgrad erreicht werden. Dadurch wird die Laserschwelle nicht erhöht, da in sie nur die tatsächliche Kristalldicke d_K eingeht (Gl. 2.32). Die Laserschwelle wird sogar gesenkt, da der Absorptionsgrad η_{abs} steigt (s. Gl. 2.33).

Die bisherige Diskussion zeigt also, daß das Produkt aus gepumpten Volumen $V_p = A_p d_K$ und Dotierungskonzentration $n_{dot} = N_{dot}/V_p$, also die Zahl der gepumpten Ionen N_{dot} , minimiert werden muß. Bei konstanter gepumpter Fläche A_p und Dotierungskonzentration muß daher die Kristalldicke reduziert werden. Um den Absorptionsgrad konstant zu halten, muß dann die Anzahl M_p der Durchgänge durch den Laserkristall erhöht werden.

Ytterbium kann in deutlich höheren Konzentrationen in YAG dotiert werden als Neodym. Zum einen ist der Atomradius von Ytterbium besser an den Atomradius von Yttrium angepaßt, dessen Platz Ytterbium im Kristallgitter einnimmt, zum anderen spielen Wechselwirkungen zwischen Ytterbiumionen eine untergeordnete Rolle [32]. Eine höhere Dotierungskonzentration ermöglicht, bei einer gegebenen Zahl von Dotierungsatomen

N_{dot} , die Verwendung von kleineren gepumpten Volumina. Dies ist vorteilhaft, da in diesem Fall die im gepumpten Volumen erzeugte Wärme nur über eine kurze Weglänge im Kristall bis zu einer Wärmesenke transportiert werden muß.

Der Temperaturanstieg im Laserkristall kann auch aufgrund der geringen Wärmeerzeugung in Yb:YAG von weniger als 11 % [15] klein gehalten werden. Im Vergleich zu Nd:YAG, bei dem etwa 40 % Wärme erzeugt wird, ist die Wärmeerzeugung in Yb:YAG um mehr als den Faktor drei geringer [15]. Dies ist auch günstig für die resultierende thermische Linse und die auftretenden Spannungen im Laserkristall.

Ein Problem bei hohen Dotierungskonzentrationen ist jedoch die Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG. Sie nimmt mit steigender Dotierungskonzentration ab [19]. Dies führt zu einer höheren Temperatur im Laserkristall. Auch mit wachsender Temperatur nimmt die Wärmeleitfähigkeit ab [19, 52], so daß die Temperatur noch weiter ansteigt. Eine hohe Temperatur im Laserkristall ist aber gerade bei Quasi-Drei-Niveau Lasern unerwünscht, da dann die Laserschwelle ansteigt und der differentielle Wirkungsgrad abnimmt. In den Gl. (2.31) bis (2.33) wird dies durch die relative Besetzung des unteren Laserniveaus f_a , die mit wachsender Temperatur zunimmt (s. Gl. 2.4) und die relative Besetzung des Grundzustands f'_a , die mit wachsender Temperatur abnimmt, da höhere Energieniveaus zunehmend besetzt werden, beschrieben. Aus den diskutierten Gründen wurden daher in dieser Arbeit Dotierungskonzentrationen von 8 bis 9 at% Ytterbium verwendet.

Die mittlere Temperatur T_m des Kristalls wächst aufgrund der homogenen Wärmeerzeugung im gepumpten Bereich quadratisch mit der Kristalldicke d_K an, wenn man eine eindimensionale Wärmeleitung im Kristall voraussetzt. Da bei einem Quasi-Drei-Niveaulaser jedoch aufgrund der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus die Laserschwelle mit steigender Temperatur anwächst (f_a in Gl. 2.22), muß einerseits bei einer gegebenen Anzahl von Pumpstrahlungsdurchgängen ein Optimum zwischen einem hohen Absorptionsgrad, der eine große Dicke erfordert, und einer niedrigen mittleren Kristalltemperatur, die eine geringe Kristalldicke erfordert, gefunden werden. Mit zunehmender Kristalldicke wachsen außerdem aufgrund der höheren Temperaturdifferenzen im Laserkristall die Spannungen an, und die Brechkraft der thermischen Linse wird größer. Diese Effekte werden in den nächsten Abschnitten untersucht. Generell gilt, daß der Kristall möglichst dünn sein sollte. Um trotzdem einen hohen Absorptionsgrad zu erreichen, muß die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge möglichst hoch sein. Experimentell wurden daher 8 und 16 Pumpstrahlungsdurchgänge realisiert (s. Abschnitt 3.1).

Bei Verwendung von Yb:YAG als laseraktivem Material sinkt der Wirkungsgrad mit steigender Temperatur, da das untere Laserniveau aufgrund des geringen Abstandes zwischen Grundniveau und unterem Laserniveau mit steigender Temperatur immer stärker thermisch besetzt wird. Daher muß zur Erreichung einer Besetzungsinversion mit einer hohen Leistungsdichte gepumpt werden. Dabei darf aber die Temperatur im Kristall nicht zu weit ansteigen, da sonst das untere Laserniveau zu stark thermisch besetzt wird. Eine dünne Scheibe ermöglicht es, den entstehenden Temperaturgradienten im Laserkristall im wesentlichen in Richtung der Propagation der Laserstrahlung im Resonator einzustellen.

Dies ermöglicht trotz eines großen Temperaturgradienten im Laserkristall die dadurch hervorgerufenen optischen Aberrationen des Laserstrahls gering zu halten und so eine gute Strahlqualität auch bei Leistungen im Bereich einiger Hundert Watt zu erreichen.

Die maximale Leistungsdichte darf aber auch nicht zu hoch sein, da sonst die Spannungen im Kristall aufgrund der thermischen Ausdehnung und der daraus resultierenden Verbiegung des Laserkristalls zu groß wird. Es muß daher ein Optimum der Kristalldicke, der maximalen Pumpleistungsdichte, der Dotierungskonzentration und der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge gefunden werden, die allen Anforderungen gut gerecht wird.

Die Fluoreszenzlebensdauer schließlich ($\tau = 951 \mu\text{s}$) ist für Yb:YAG fast um den Faktor vier größer als für Nd:YAG [40]. Dies ist nach Gl. (2.32) günstig für eine geringe Laserschwelle und besonders für einen gepulsten Betrieb eines Yb:YAG Lasers entscheidend, da eine gute Energiespeicherung im oberen Laserniveau erreicht wird [42].

Der differentielle Wirkungsgrad η_d ist schließlich besonders hoch, wenn das Verhältnis aus der Querschnittsfläche A_L des Resonatormodes und der Querschnittsfläche A_p des gepumpten Bereichs, besonders groß ist. Da das untere Laserniveau von Yb:YAG bei Raumtemperatur teilweise besetzt ist, absorbieren nicht gepumpte Bereiche des Kristalls Laserstrahlung bei der Wellenlänge von $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$. Die Querschnittsfläche A_L des Resonatormodes darf daher nicht größer als die gepumpte Fläche A_p sein. Das Verhältnis A_L/A_p muß also maximal gleich 1 sein, was durch eine geeignete Resonatorauslegung erreicht werden kann.

Die Skalierungsgesetze eines Scheibenlasers lassen sich unmittelbar aus den oben diskutierten Gleichungen und aus denen eines Slablasers oder eines Aktiven-Spiegel-Lasers (active mirror laser) ableiten. Sie werden von Brown und Lee [53] theoretisch und in der Dissertation von Christian Stewen [25] experimentell untersucht. Die Ausgangsleistung eines Scheibenlasers ist am einfachsten skalierbar über eine Vergrößerung der gepumpten Fläche der einzelnen Scheibe und/oder über eine Erhöhung der Kristallscheibenanzahl, da dann die anderen diskutierten Parameter in erster Näherung konstant bleiben. Beide Möglichkeiten die Laserleistung zu erhöhen werden in dieser Arbeit experimentell untersucht.

2.6 Thermische Linse

Wird der Laserkristall kontinuierlich gepumpt, so stellt sich eine zeitlich konstante Temperaturverteilung im Kristall ein. Vernachlässigt man zunächst die dreidimensionale Wärmeleitung im Kristall und geht von rein axialer Wärmeleitung aus, so ergibt sich in axialer Richtung innerhalb des gepumpten Volumens aufgrund der in dieser Richtung nahezu ortsunabhängigen Wärmeezeugung ein parabolisches Temperaturprofil. Aufgrund der einseitigen Kühlung ist die antireflektierend beschichtete Vorderseite des Kristalls dabei am wärmsten. Dieser Temperaturgradient hat, da er in der Propagationsrichtung der

Laserstrahlung liegt, keine thermische Linse zur Folge.

Da sich die wärmere Vorderseite des Kristalls aber stärker ausdehnt als die kältere, hochreflektierend beschichtete Rückseite, wölbt sich der Laserkristall auf (s. Bild 2.5). Durch die Art der Kontaktierung und die Form der Wärmesenke kann die Wölbung des Laserkristalls reduziert oder verstärkt werden. In Bild 2.5 sind die beiden Extreme der "festen Einspannung" und der "freien Aufhängung" schematisch dargestellt. Da die Laserstrahlung an der Rückseite der Kristallscheibe reflektiert wird, entsteht ein defokussierender Beitrag zur thermischen Linse.

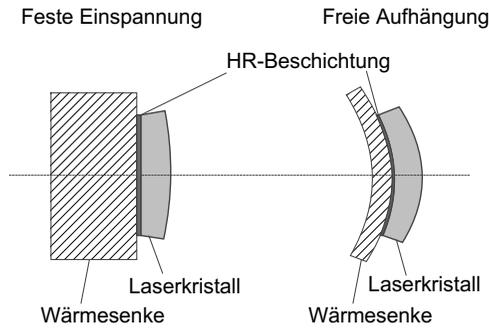


Bild 2.5: Schematische Darstellung der Wölbung des Laserkristalls. Dargestellt sind die beiden Extreme der "festen Einspannung" und der "freien Aufhängung" des Laserkristalls.

Ein weiterer Beitrag zur thermischen Linse entsteht dadurch, daß am Rand des gepumpten Bereichs ein Teil der Wärme in den ungepumpten Bereich fließt, also radial verteilt wird. Berechnete Temperaturverteilungen im Laserkristall sind in Bild 2.6 dargestellt. In diesen Berechnungen der Temperaturverteilung, die von K. Contag durchgeführt wurden, wurden die Materialparameter und die Anordnung des Kristalls, der Beschichtung, der Kontaktierung, der Wärmesenke und der Kühlgeometrie berücksichtigt [19]. Außerdem wird die Verteilung der Pumpstrahlung und die daraus resultierende Verteilung der Wärmequelle berücksichtigt.

Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,1$ mm wird ein nicht vernachlässigbarer Anteil der Wärme zuerst radial über den Kristall verteilt und dann axial in die Wärmesenke abgeführt. Dadurch wird die Kristalltemperatur bei kleinen gepumpten Durchmessern gesenkt im Vergleich zu größeren gepumpten Durchmessern (z. B. $d_p = 4,4$ mm, s. Bild 2.6), bei denen nur ein geringer Anteil der Wärme radial verteilt wird.

In YAG-Kristallen ist der Brechungsindex von der Temperatur abhängig [6]. Während ein Temperaturgradient in axialer Richtung zwar eine Brechungsindexänderung in dieser Richtung bewirkt, entsteht dadurch aber kein Beitrag zur thermischen Linse, da der Laserstrahl in gleicher Richtung propagiert. Nur ein Temperaturgradient in senkrechter Richtung zum Laserstrahl, also in radialer Richtung des Laserkristalls, bewirkt einen

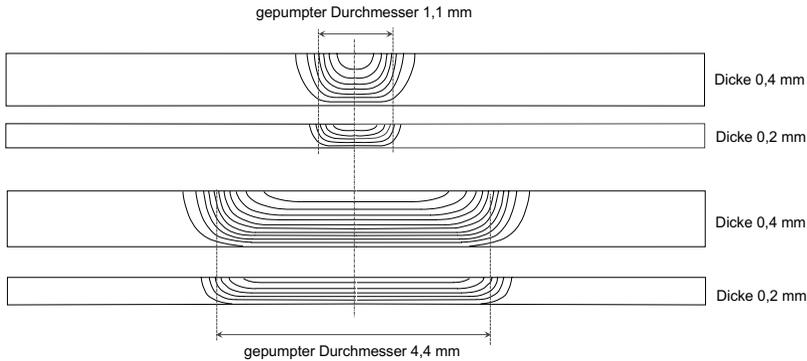


Bild 2.6: Berechnete Temperaturverteilungen im Laserkristall für gepumpte Durchmesser von $d_p = 1,1$ mm ($P_p = 50$ W) und $d_p = 4,4$ mm ($P_p = 750$ W) jeweils für Kristalldicken von $d_K = 0,2$ mm und $0,4$ mm. Dargestellt sind Isothermen mit einem Temperaturunterschied von jeweils 17°C [19]. Die Dicke der Kristalle ist gegenüber dem Durchmesser (10 mm) um einen Faktor 2 vergrößert dargestellt.

Beitrag zur thermischen Linse. Für YAG ergibt sich ein fokussierender Anteil an der thermischen Linse [6].

Entscheidend für die Brennweite der thermischen Linse, die durch die beschriebenen Effekte verursacht sind, ist die radiale Änderung des optischen Weges $L_K(r, T)$ im Laserkristall, die durch $L_K(r, T) = 2(d_K + \Delta d_K(r, T)) \cdot (n_K + \Delta n_K(r, T))$ gegeben ist. Der größte Anteil an der thermischen Linse eines Scheibenlasers wird durch die radiale Variation des Brechungsindex und der Ausdehnung des Laserkristalls hervorgerufen.

Da im Scheibenlaser der Laserkristall nur als Spiegel eingesetzt werden kann, kann die resultierende thermische Linse aufgrund der geringen Kristalldicke von $d_K < 0,5$ mm als gekrümmter Spiegel betrachtet werden. Sein Krümmungsradius ist im allgemeinen in radialer Richtung nicht konstant, sondern von der radialen Position abhängig. Dieser radial variierende Krümmungsradius kann formal in zwei Anteile aufgeteilt werden: Einen sphärischen Anteil, der von der radialen Position unabhängig ist und im folgenden durch einen Krümmungsradius R_{th} bzw. eine Brennweite f_{th} beschrieben wird, und einen asphärischen Anteil, der von der radialen Position abhängt und in dem alle restlichen Anteile der thermischen Linse zusammengefasst werden. Der sphärische Anteil der thermischen Linse kann in der Auslegung eines Resonators berücksichtigt und kompensiert werden. Dies wird in Abschnitt 2.7.2 diskutiert.

Zur weiteren Diskussion der sphärischen und asphärischen Anteile der thermischen Linse wird die Temperaturverteilung im Laserkristall betrachtet. Obwohl zur thermischen Linse auch die Ausdehnung und die Aufwölbung des Laserkristalls beitragen, können anhand der Temperaturverteilung die sphärischen und asphärischen Anteile anschaulich diskutiert werden, da die Temperaturverteilung direkt proportional zur Verteilung des

Brechungsindex ist und auch ein Maß für die Wölbung des Laserkristalls ist.

Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,1$ mm sind die Isothermen im Laserkristall innerhalb des gepumpten Bereichs stark gekrümmt (s. Bild 2.6). Daher wird der asphärische Anteil an der thermischen Linse im Vergleich zum sphärischen Anteil sehr gering sein. Die thermische Linse wird dann in sehr guter Näherung durch eine dünne sphärische Linse bzw. einen sphärischen Spiegel beschrieben.

Wird der gepumpte Bereich vergrößert, so wird die thermische Linse stärker asphärisch, da in der Mitte des gepumpten Bereichs die Temperatur in radialer Richtung nahezu konstant ist und nur am Rand des gepumpten Bereichs in radialer Richtung variiert (s. Bild 2.6).

Der asphärische Anteil der thermischen Linse führt zu Beugungsverlusten der im Resonator umlaufenden Strahlung. Vor allem, wenn eine Beugungsmaßzahl von $M^2 \simeq 1$ erreicht werden soll, muß der asphärische Anteil der thermischen Linse gering gehalten werden, wenn gleichzeitig eine hohe Laserleistung und ein hoher optisch-optischer Wirkungsgrad gewünscht sind, da nur so der gesamte gepumpte Bereich durch den Laserstrahl genutzt werden kann.

Durch die Wahl verschiedener Parameter kann experimentell die Brennweite und das Vorzeichen der thermischen Linse verändert werden. Die Dicke des Laserkristalls d_K , der Durchmesser des gepumpten Bereichs d_p und die Temperatur des Kristalls bzw. die Temperatur der Kühlflüssigkeit T_k beeinflussen die thermische Linse eines Scheibenlasers. Entscheidend für die thermische Linse ist auch die absorbierte Pumpleistungsdichte und die Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge, die radiale Verteilung der absorbierten Pumpleistung und die Grundverbiegung des Laserkristalls im ungepumpten Zustand. Darüberhinaus ist die Krümmung des Laserkristalls auch von der Befestigung des Laserkristalls auf der Wärmesenke und der Form der Wärmesenke abhängig. Ist die Wärmesenke dünn, so kann sie flexibel der Krümmung des Kristalls folgen. Ist sie hingegen massiv, so ist die resultierende Krümmung des Laserkristalls von seiner Montage auf die Wärmesenke abhängig. Die genannten Parameter eröffnen daher die Möglichkeit die thermische Linse in gewissen Grenzen zu verändern bzw. einzustellen. Zuverlässige quantitative Aussagen über die Größe der thermischen Linse erfordern jedoch experimentelle Untersuchungen.

Wird beispielsweise die Kristalldicke reduziert, so gehen die durch die temperaturabhängige Brechungsindexänderung und die thermische Ausdehnung des Laserkristalls verursachten Beiträge zur thermischen Linse stark zurück. Diese Beiträge besitzen eine fokussierende Wirkung. Die Aufwölbung der hochreflektierend beschichteten Rückseite des Laserkristalls verursacht dagegen eine defokussierende thermische Linse. Welche Anteile überwiegen, hängt dann entscheidend von der Dicke des Laserkristalls, dem Durchmesser des gepumpten Bereichs und der radialen Verteilung der Pumpstrahlung ab. Über die Wahl der Dicke des Laserkristalls kann also das Vorzeichen der thermischen Linse beeinflusst werden. Dies wird in Abschnitt 4.1 experimentell untersucht.

2.7 Resonatorkonzepte

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Eigenschaften von Resonatoren dargestellt. Dazu wird zunächst ein Resonator ohne ein laseraktives Medium, der aus zwei Spiegeln gebildet wird, untersucht. Anschließend werden die Eigenschaften eines Resonators diskutiert, der zusätzlich ein laseraktives Medium enthält. Schließlich wird die Stabilität und die Empfindlichkeit von Resonatoren gegen Dejustage der Spiegel und Störungen behandelt. Da im Rahmen dieser Arbeit nur stabile Resonatoren verwendet wurden, wird die Darstellung auf solche Resonatoren beschränkt. Konkrete Auslegungen von Resonatoren für einen Scheibenlaser werden in Kapitel 4 dargestellt und experimentell untersucht.

2.7.1 Resonator ohne laseraktives Medium

Die grundlegenden Eigenschaften von Resonatoren sind durch die Krümmungsradien der verwendeten Spiegel und ihren Abstand voneinander sowie durch die Wellenlänge des Lasers bestimmt [55].

Eine beugungstheoretische Betrachtung zeigt, daß in einem Resonator eine gewisse Anzahl verschiedener Transversalmoden anschwingen können. Die Verteilung der Leistungsdichte E des Modes mit der niedrigsten Ordnung (transversaler Grundmode) ist gegeben durch eine gaußförmige Verteilung [56, 57]

$$E(r, z) = E_0(z) \exp(-2r^2/w^2(z)). \quad (2.34)$$

Der Strahlradius w ist durch das zweite Moment der Leistungsdichteverteilung gegeben [58]. Unter der Annahme, daß die Strahltaile bei $z = 0$ liegt, folgt für die Leistungsdichte E_0 auf der Strahlachse

$$E_0(z) = E_0(0) \frac{w_0^2}{w^2(z)}. \quad (2.35)$$

Ausgehend von der Taille, in der der Strahl einen Radius w_0 besitzt, weitet er sich zunehmend auf. Für den Strahlradius ergibt sich

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_L z}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (2.36)$$

Moden höherer Ordnung können durch die Beugungsmaßzahl M^2 beschrieben werden [59]. Der transversale Grundmode ist durch $M^2 = 1$ definiert, während Transversalmoden höherer Ordnung durch Beugungsmaßzahlen $M^2 > 1$ beschrieben werden. Die Beugungsmaßzahl ist ein Maß für die Strahlqualität. Je größer die Beugungsmaßzahl, desto schlechter ist die Strahlqualität. Strahlen mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 > 1$ besitzen bei gleichem Strahlradius w_0 in der Taille einen größeren Divergenzwinkel als der transversale Grundmode und lassen sich im Vergleich zum transversalen Grundmode nur auf einen größeren Durchmesser fokussieren. Der Strahlradius W eines Strahls mit einem $M^2 > 1$ weitet sich,

ausgehend von seinem Radius W_0 in der Taille, gemäß

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda_L z}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad (2.37)$$

auf. In großen Entfernungen von der Taille ist der Divergenzwinkel Θ durch

$$\Theta = \frac{M^2 \lambda_L}{\pi W_0} \quad (2.38)$$

gegeben. Aus Gl. (2.38) folgt für das Strahlparameterprodukt $W_0 \cdot \Theta$, welches ein Maß für die Fokussierbarkeit eines Strahls ist,

$$W_0 \cdot \Theta = M^2 \frac{\lambda_L}{\pi}. \quad (2.39)$$

Ausgehend von einer ebenen Phasenfront in der Strahltaille propagiert die Phasenfront eines Strahls als sphärische Wellenfront mit dem Krümmungsradius

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{M^2 \lambda_L z} \right)^2 \right]. \quad (2.40)$$

Dieser Krümmungsradius der Wellenfront muß auf den Spiegeln des Resonators mit deren Krümmungsradien übereinstimmen. Durch diese Bedingung ergeben sich die Strahlradien auf den Spiegeln des Resonators. Bei einem Resonator der Länge L , der durch zwei Spiegel mit den Krümmungsradien R_1 und R_2 gebildet wird¹, erhält man für die Strahlradien des Grundmodes mit $M^2 = 1$ in der Taille w_0 , bzw. auf den Spiegeln 1 (w_1) und 2 (w_2) [60]:

$$\begin{aligned} w_0 &= \sqrt{\frac{\lambda_L}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}} \\ w_1 &= \sqrt{\frac{\lambda_L R_1}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L(R_2 - L)}{(R_1 - L)(R_1 + R_2 - L)}} \\ w_2 &= \sqrt{\frac{\lambda_L R_2}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{L(R_1 - L)}{(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Die Strahlradien für Strahlung mit Beugungsmaßzahlen $M^2 > 1$ können gemäß Gl. (2.41) berechnet werden, wenn man λ_L durch $M^2 \cdot \lambda_L$ ersetzt.

2.7.2 Resonatoren mit laseraktivem Medium

Das laseraktive Medium beeinflusst aufgrund seiner thermischen Linse (s. Abschnitt 2.6) die Eigenschaften des Resonators. In einem Scheibenlaser wird ein Laserkristall mit einer

¹Konkav gekrümmte Spiegel werden durch positive Radien beschrieben, konvexe Spiegel durch negative Radien.

Dicke von weniger als 0,5 mm als Spiegel verwendet. Daher kann dieser Laserkristall in sehr guter Näherung als Spiegel oder als dünne Linse mit einer variablen Brennweite f_{th} , bzw. Brechkraft $D_{th} = 1/f_{th}$ betrachtet werden, falls die asphärischen Anteile gering sind (s. Abschnitt 2.6).

Resonatoren, die durch zwei Spiegel und mehrere Linsen gebildet werden, können durch einen äquivalenten Resonator beschrieben werden, der nur noch aus zwei Spiegeln besteht [55, 61, 62]. Die Krümmungsradien dieser beiden Spiegel stimmen jedoch nicht mit den tatsächlichen Krümmungsradien überein.

Enthält der Resonator mehrere (thermische) Linsen oder Umlenkspiegel, so kann dieser Resonator aber auch so betrachtet werden, daß die beiden Endspiegel mit ihren tatsächlichen Krümmungsradien in den Rechnungen beibehalten werden und die Wirkung der Linsen und der Umlenkspiegel durch eine einzige dünne Linse der Brennweite f_{th} beschrieben werden. Der gesamte Resonator besteht dann also aus zwei Endspiegeln, mit den Krümmungsradien R_1 und R_2 , die gleich den tatsächlichen Krümmungsradien dieser Spiegel sind, und einer dünnen Linse der Brennweite f_{th} , die sich im Abstand L_1 bzw. L_2 von Spiegel 1 bzw. Spiegel 2 befindet.

Solch ein Resonator ist optisch stabil, wenn die Stabilitätsbedingung $0 < g_1 g_2 < 1$ erfüllt ist. Die Stabilitätsparameter g_1 und g_2 sind durch [55]

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f_{th}} - \frac{L_0}{R_1} \quad \text{und} \quad g_2 = 1 - \frac{L_1}{f_{th}} - \frac{L_0}{R_2} \quad (2.42)$$

gegeben. Dabei ist $L_0 = L_1 + L_2 - (L_1 L_2 / f_{th})$. Die Strahlradien des Grundmodes auf den Spiegeln sind mit diesen Stabilitätsparametern gegeben durch [55]:

$$\begin{aligned} w_1 &= \sqrt{\frac{\lambda_L L}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)}} \\ w_2 &= \sqrt{\frac{\lambda_L L}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Dabei ist $L = L_1 + L_2$ die Gesamtlänge des Resonators.

Zur Betrachtung der optischen Stabilität dieses Resonators werden neue Stabilitätsparameter p_1 und p_2 eingeführt [63]:

$$p_1 = -\frac{L_1}{L_2} g_1 \quad \text{und} \quad p_2 = -\frac{L_2}{L_1} g_2. \quad (2.44)$$

Die Stabilitätsbedingung lautet dann $0 < p_1 p_2 < 1$. Ein optisch stabiler Resonator mit einer gegebenen festen Brennweite f_{th} der thermischen Linse wird in der $p_1 p_2$ -Ebene durch einen Punkt beschrieben, der in der Region zwischen den Achsen des Koordinatensystems und der Hyperbel $p_1 p_2 = 1$ liegt (s. Bild 2.7). Variiert nun die Brechkraft $D_{th} = 1/f_{th}$ der thermischen Linse, so verschiebt sich der Punkt, der den Resonator beschreibt, entlang einer geraden Linie, die durch

$$p_2 = \frac{(R_2 - L_2) R_1 L_2}{(R_1 - L_1) R_2 L_1} \cdot p_1 - \frac{(R_2 - L_2) R_1 L_2}{(R_1 - L_1) R_2 L_1} + 1 \quad (2.45)$$

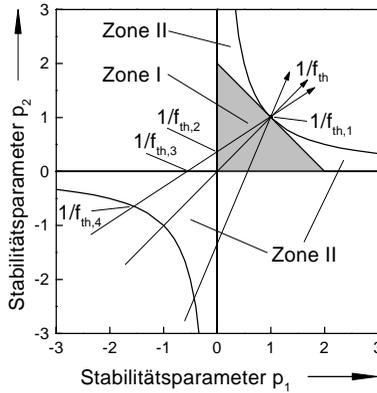


Bild 2.7: Stabilitätsdiagramm. Die grau gezeichnete Fläche repräsentiert Zone I, während Zone II durch die verbleibenden Flächen zwischen der Hyperbel und den Achsen des Koordinatensystems gegeben ist. Die 4 Grenzen der beiden Zonen sind ebenfalls dargestellt.

beschrieben wird und durch beide Zonen des Stabilitätsdiagramms geht [63]. Drei Beispiele solcher Geraden sind in Bild 2.7 eingezeichnet. Alle Geraden schneiden sich im Punkt $(1,1)$, während ihre Steigungen nur von den Krümmungsradien der Spiegel und den Abständen der Spiegel von der thermischen Linse abhängen. Die Grenzen der Stabilitätsbereiche sind gegeben durch [63, 64, 65]:

$$\begin{aligned}
 D_{th,1} &= \frac{1}{f_{th,1}} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \\
 D_{th,2} &= \frac{1}{f_{th,2}} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1} \\
 D_{th,3} &= \frac{1}{f_{th,3}} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} \\
 D_{th,4} &= \frac{1}{f_{th,4}} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

Ist die Ungleichung

$$\left| L_1 \left(1 - \frac{L_1}{R_1} \right) \right| > \left| L_2 \left(1 - \frac{L_2}{R_2} \right) \right| \tag{2.47}$$

erfüllt, so sind die Grenzen von Zone I gegeben durch die ersten beiden der obigen Gleichungen (2.46). Entsprechend ist Zone II durch die beiden letzten obigen Gleichungen (2.46) definiert. Ist die Ungleichung nicht erfüllt, so muß die zweite und die dritte der obigen Gleichungen gegeneinander ausgetauscht werden.

Ausgedrückt durch die Brechkraft der thermischen Linse ist die Breite beider Zonen

gleich groß. Aus Gl. (2.46) folgt

$$|\Delta D_{th}| = \left| \Delta \frac{1}{f_{th}} \right| = \left| \frac{1}{f_{th,1}} - \frac{1}{f_{th,2}} \right| = \left| \frac{1}{f_{th,3}} - \frac{1}{f_{th,4}} \right| = \left| \frac{-R_1}{L_1(L_1 - R_1)} \right|. \quad (2.48)$$

An den Grenzen der beiden Stabilitätszonen divergiert der Moderadius am Ort der thermischen Linse, d. h. im Laserkristall, während er im Stabilitätsbereich endlich bleibt (s. Bild 2.8). Der minimale Moderadius $w_{K,0}$, der im Laserkristall erreicht wird, ist außer von der Laserwellenlänge λ_L nur von der Breite des Stabilitätsbereichs abhängig [64]:

$$w_{K,0} = \sqrt{\frac{2\lambda_L}{\pi |\Delta D_{th}|}} \quad (2.49)$$

Dieser minimale Grundmoderadius im Laserkristall ist unempfindlich gegen Schwankungen der Brechkraft der thermischen Linse, da er nur schwach variiert, wenn die Brechkraft der thermischen Linse variiert (s. Bild 2.8). Er wird als dynamisch stabiler Punkt bezeichnet [64]. Ein Resonator sollte daher so ausgelegt werden, daß er unter Berücksichtigung der Brechkraft der thermischen Linse möglichst um den dynamisch stabilen Punkt herum arbeitet, da dann Änderungen der Brechkraft der thermischen Linse nur geringe Änderungen des Grundmoderadius im Laserkristall verursachen (s. Bild 2.8). Soll der Grundmoderadius $w_{K,0}$ im Laserkristall besonders groß sein, so ist nach Gl. (2.49) der zulässige Variationsbereich der Brechkraft der thermischen Linse besonders klein. Die Konsequenzen werden in Abschnitt 4.5 diskutiert.

Grundsätzlich können nach der dargestellten Diskussion alle Resonatoren auf zwei unterschiedliche Konfigurationen zurückgeführt werden, die sich durch die Position des laseraktiven Mediums, d. h. der thermischen Linse, im Resonator unterscheiden: Der Laserkristall kann sich einerseits im Resonator befinden, d. h. die Scheibe wird als Umlenkspiegel verwendet. Dann kann der Resonator so wie bisher beschrieben betrachtet werden.

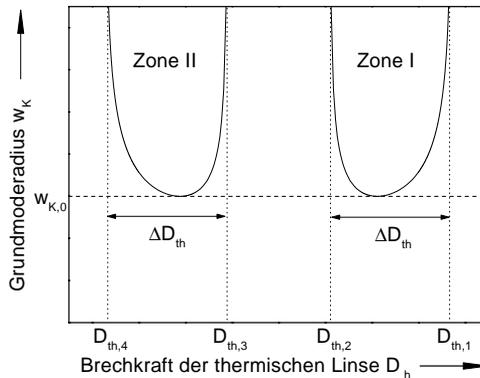


Bild 2.8: Grundmoderadius w_K im Laserkristall für die beiden Zonen der Stabilität.

Andererseits kann der Laserkristall auch als ein Endspiegel des Resonators verwendet werden. In diesem Fall gibt es nur noch eine Stabilitätszone, deren Grenzen durch die zweite und vierte Gleichung von (2.46) gegeben sind. Innerhalb dieser Grenzen darf die Brechkraft der thermischen Linse variieren, ohne daß der Resonator instabil wird. Im Stabilitätsdiagramm (s. Bild 2.7) wird dann die Gerade, die durch die Punkte (1,1) und (0,0) geht, durchlaufen. Betrachtet man die Brechkraft der thermischen Linse, so ist die Breite der Stabilitätszone gegeben durch

$$\Delta \frac{1}{f_{th}} = \frac{2R_2}{L(R_2 - L)} \quad (2.50)$$

mit $L \equiv L_2$. Da nur noch eine Zone der Stabilität existiert, ist diese doppelt so groß, wie die durch Gl. (2.48) beschriebene Breite [63]. Dies ist für die Praxis besonders günstig, da die Brennweite der thermischen Linse über einen doppelt so großen Bereich variieren darf, ohne daß sich der Durchmesser des Resonatormodes im Laserkristall wesentlich ändert.

In der Literatur sind zahlreiche Resonatorkonzepte beschrieben, die es ermöglichen, große Modedurchmesser zu erreichen [64, 66, 67, 68]. Diese Konzepte sind dann anwendbar, wenn eine thermische Linse großer Brechkraft vorhanden ist. Aufgrund der geringen thermischen Linse eines Scheibenlasers sind sie jedoch nicht auf diesen übertragbar. Daher werden in Abschnitt 4.2 Resonatorkonfigurationen, die an einen Scheibenlaser angepaßt sind, diskutiert und in den Abschnitt 4.3 und 4.6 experimentell untersucht. Wesentlich bei diesen Resonatoren ist eine geringe Empfindlichkeit des Resonators gegen eine Dejustage der Spiegel. Diese Dejustageempfindlichkeit und die Stabilität eines Resonators gegen Störungen wird daher im folgenden Abschnitt untersucht.

2.7.3 Empfindlichkeit und Stabilität von Resonatoren

Unter der Stabilität eines Resonators werden zwei unterschiedliche Eigenschaften verstanden. Zum einen werden optisch stabile und instabile Resonatoren unterschieden, die sich durch ihre Lage im Stabilitätsdiagramm unterscheiden lassen [6]. In dieser Arbeit werden ausschließlich optisch stabile Resonatoren verwendet. Daher wird die folgende Diskussion auf solche Resonatoren beschränkt. Zum anderen wird unter der Stabilität eines Resonators die Empfindlichkeit eines Resonators gegen mechanische und optische Störungen verstanden. Diese Effekte werden im folgenden als Stabilität eines Resonators betrachtet und diskutiert.

Die Empfindlichkeit eines Resonators gegen mechanische Störungen und die Justageempfindlichkeit der Resonatorspiegel ist für die Auslegung eines Resonators entscheidend. Diese Empfindlichkeit ist abhängig von den Krümmungsradien R_1, R_2 der Resonatorspiegel, den Längen L_1 und L_2 sowie der Stärke der thermischen Linse.

Zur Berechnung der Empfindlichkeit eines Resonators werden die Resonatorspiegel als unendlich groß betrachtet. Die limitierende Apertur des Resonators ist der gepumpte Bereich des Laserkristalls, der als dünne thermische Linse der Brennweite f_{th} betrachtet wird. Werden die Resonatorspiegel um einen Winkel verkippt, so geht die Laserleistung zurück,

da die optische Achse des Resonators verkippert wird und dadurch der Resonatormode nicht mehr mit dem gepumpten Bereich zusammenfällt. Ist die Verschiebung des Resonatormodes auf dem Laserkristall größer als der gepumpte Durchmesser, so wird die Leistung des Lasers auf Null zurückgehen, da der Resonatormode nicht mehr durch den Verstärkungsbereich des Laserkristalls läuft. Sollen durch Verkippungen, mechanische Schwingungen usw. verursachte Leistungsschwankungen auf Werte von deutlich unter 10 % beschränkt sein, so darf die Verschiebung der optischen Achse auf dem Laserkristall nur deutlich kleiner als der gepumpte Durchmesser sein.

Die beiden Zonen der Stabilität eines Resonators unterscheiden sich durch unterschiedlich große Empfindlichkeiten gegenüber Verkippungen der Resonatorspiegel. Resonatoren, die in Zone I der Stabilität liegen sind generell stabiler als Resonatoren, die in Zone II der Stabilität liegen [64]. Allerdings sind die Unterschiede umso geringer, je dichter beide Stabilitätszonen beieinander liegen.

Ein Resonator ist dann besonders unempfindlich gegen Dejustage der Spiegel, wenn auf seinen Endspiegeln ein sehr geringer Strahldurchmesser des transversalen Grundmodes erreicht wird [64]. Je kleiner dieser Strahldurchmesser auf beiden Endspiegeln ist, desto höhere Stabilitätswerte S erreicht ein Resonator. Der Stabilitätswert ist diejenige Brechkraft, die sämtliche optische Elemente des Resonators zusammen besitzen [69]. Soll ein Resonator eine große Unempfindlichkeit gegen Dejustage seiner Spiegel besitzen, so muß er also aus Elementen, die eine große Brechkraft besitzen aufgebaut werden.

An der Grenze $D_{th,4}$ des Stabilitätsbereichs geht der Stabilitätswert immer auf $S = 0$ zurück (s. Bild 2.9), an dieser Grenze führt eine geringe Verkippung eines Spiegels zu einer großen Änderung des Grundmoderdurchmessers des Resonators. An der Grenze $D_{th,1}$ wird genau das umgekehrte Verhalten erreicht. Der Stabilitätswert S erreicht sein Maximum, eine Verkippung eines Spiegels führt nur zu einer geringen Änderung des Grundmoderdurchmessers des Resonators.

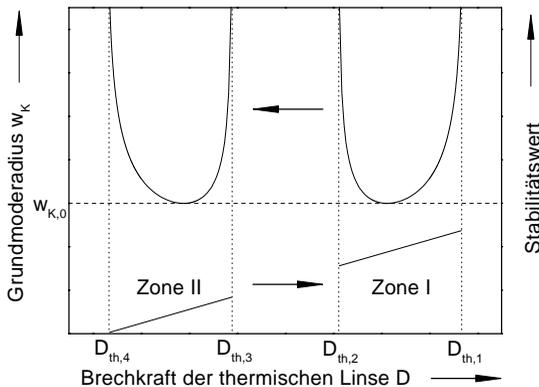


Bild 2.9: Grundmoderdurchmesser w_K im Laserkristall und Stabilitätswert für die beiden Zonen der Stabilität.

Wird der Laserkristall als Endspiegel im Resonator eingesetzt, fallen beide Zonen der Stabilität zusammen. Ist die Brechkraft der thermischen Linse negativ, d. h. der Laserkristall wirkt wie eine defokussierende Linse, so nimmt der Stabilitätswert mit zunehmender Brechkraft der thermischen Linse stark ab, da die Brennweite des Laserkristalls gegen die Grenze $D_{th,4}$ des Stabilitätsbereichs geht. An dieser Grenze $D_{th,4}$ ist der Stabilitätswert $S = 0$. Ist dagegen die Brechkraft der thermischen Linse positiv, d. h. der Laserkristall wirkt wie eine fokussierende Linse, so ist die Empfindlichkeit des Resonators gegen eine Verkipfung der Spiegel geringer und der Stabilitätswert größer. Je größer die Krümmungsradien der Spiegel und/oder die Resonatorlänge, desto größer sind die Grundmoderadien w_1 und w_2 auf den Spiegeln (s. Gl. 2.41) und desto empfindlicher reagiert der Resonator auf Verkipfungen der Resonatorspiegel und damit auch auf mechanische Störungen. Im Interesse einer geringen Empfindlichkeit des Resonators sollten daher Spiegel mit kleinen Krümmungsradien bevorzugt werden. Dann wird ein kleiner Durchmesser des transversalen Grundmodes auf dem Laserkristall erreicht, der aber nur einen kleinen Teil des gepumpten Bereichs ausgenutzt. Daher schwingen dann weitere Transversalmoden an, die die Strahlqualität des Lasers verschlechtern. Soll der Resonator gleichzeitig einen großen Stabilitätswert erreichen und eine gute Strahlqualität ermöglichen, so kann ein solcher Resonatortyp nicht verwendet werden. Dieser Resonatortyp ist jedoch gut geeignet, um die Strahlqualität eines Scheibenlasers experimentell zu untersuchen, da er mit geringem Aufwand variiert werden kann. Daher wurde er in dieser Arbeit eingesetzt, obwohl seine Stabilitätswerte gering sind. In der Praxis hat sich dieser Resonatortyp für Krümmungsradien des Auskoppelspiegels von $R_2 < 3$ m als gut geeignet erwiesen.

Wird hingegen der Laserkristall als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt, so kann durch geeignete Eingriffe in den Resonator gleichzeitig ein großer Strahldurchmesser des transversalen Grundmodes im Laserkristall und ein kleiner Strahldurchmesser auf den Endspiegeln des Resonators erreicht werden kann.

Geeignete Resonatoren für einen Scheibenlaser werden in Kapitel 4 diskutiert und experimentell untersucht. Diese Untersuchungen werden mit dem Ziel durchgeführt, die Strahlqualität eines Scheibenlasers zu steigern und dabei gleichzeitig einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad von 40 bis 50 % zu erreichen. Um gleichzeitig hohe Stabilitätswerte und große Grundmoderadien im Laserkristall zu erreichen, wurde in dieser Arbeit ein geeignetes Resonator-konzept für einen Scheibenlaser entwickelt (s. Abschnitt 4.5) und experimentell erfolgreich eingesetzt (s. Abschnitt 4.6).

2.8 Beschichtung und Kühlung des Laserkristalls

Da beim Scheibenlaserkonzept die entstehende Wärme über die hochreflektierende (HR) Beschichtung an das Kühlmedium abgeführt werden muß, sollte der Wärmewiderstand dieser Beschichtung möglichst klein sein. Üblicherweise besteht eine HR-Beschichtung aus einer Abfolge von Schichten aus zwei unterschiedlichen dielektrischen Materialien. Die Schichtdicken werden dabei so gewählt, daß die optische Dicke einem Viertel der Laser-

wellenlänge entspricht. Der Wärmewiderstand dieser Beschichtung ist um so geringer, je kleiner die Anzahl der Wechselschichten ist. Um den Reflexionsgrad möglichst nahe bei 1 zu halten, müssen dann zwei Materialien mit einem großen Brechungsindexunterschied ausgewählt werden. Aufgrund der beschränkten Anzahl der zur Verfügung stehenden Beschichtungsmaterialien sind der Auswahl allerdings enge Grenzen gesetzt. Weitere Möglichkeiten, den Wärmewiderstand zu reduzieren, ist die Verwendung von möglichst gut wärmeleitenden Materialien² für die Beschichtung, eine Beschichtungstechnologie, die sehr dicht gepackte Schichten ergibt, oder die Verwendung eines Metalls als Reflektor. Allerdings ist der Reflexionsgrad sämtlicher Metalle für einen Einsatz im Scheibenlaser nicht ausreichend. Daher muß dieses Metall mit zusätzlichen dielektrischen Schichten zur Erhöhung des Reflexionsgrades versehen werden. Als Metall kommt aufgrund seiner Eigenschaften vorzugsweise Kupfer in Frage. Die Vorteile dieses Schichtaufbaus sind die gute Wärmeleitfähigkeit des Kupfers und die geringe Anzahl von benötigten zusätzlichen dielektrischen Schichten (z. B. SiO_2 und Ta_2O_5) bei gleichzeitig hohem Reflexionsgrad. Nachteilig kann sich die problematische Haftung der dielektrischen Schichten auf dem Metall und die schwierige Prozeßführung bei der Beschichtung des Metalls bemerkbar machen [71]. Im Rahmen der Arbeiten am Scheibenlaser wurden zahlreiche Beschichtungsdesigns auf ihre Eignung untersucht. Eine repräsentative Auswahl dieser Untersuchungen wird in Abschnitt 3.2.2 vorgestellt.

Der Reflexionsgrad der hochreflektierenden Beschichtung eines Scheibenlaserkristalls muß einerseits sehr hoch sein, da bei Verwendung einer dünnen Scheibe die Verstärkung im Resonator gering ist. Aus diesem Grund müssen die resonatorinternen Verluste möglichst im Bereich von deutlich unter 1 % gehalten werden. In dieser Arbeit werden daher beschichtete Kristalle verwendet, deren berechneter Reflexionsgrad einen Wert von 0,9995 überschreitet. Andererseits muß aber auch der thermische Widerstand dieser Beschichtung ausreichend gering sein, damit die Temperatur des Laserkristalls nicht zu stark ansteigt.

Die Rückseite des beschichteten Laserkristalls eines Scheibenlasers wird auf eine Wärmesenke kontaktiert. Aufgrund seiner mechanischen Eigenschaften ist Indium als Lot gut geeignet. Bei der dem Lötprozeß folgenden Abkühlung können aufgrund unterschiedlicher Wärmeausdehnungskoeffizienten von Laserkristall, Beschichtung, Indium und der Wärmesenke (z. B. Kupfer, Silber oder Diamant) jedoch Spannungen eingefroren werden. Dies kann durch ein Kaltverpressen des Kristalls mit der Wärmesenke bei Verwendung von Indium als Lot vermieden werden. Der Preßdruck muß dabei so gewählt werden, daß das Indium ausreichend stark fließt und eine gute Verbindung zwischen Kristall und Wärmesenke resultiert. Umfangreiche Simulationen haben gezeigt, daß eine dicke Indiumschicht die Spannungen im Laserkristall verringern kann [19]. Auch hier muß also ein Optimum zwischen einer möglichst dünnen Indiumschicht, die aufgrund der relativ schlechten Wärmeleitfähigkeit von Indium (ca. $80 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$) für einen geringen Temperaturgradienten in der Indiumschicht vorteilhaft wäre und einer dicken Indiumschicht, die zur Reduzierung

²Die Messung des Wärmewiderstandes solcher Beschichtungen ist recht problematisch und Gegenstand zahlreicher Untersuchungen (s. z. B. [70] und Zitate darin).

der Spannungen vorteilhaft ist, gefunden werden. Im Rahmen dieser Arbeit haben sich Indiumdicken von 0,3 bis 0,5 mm als sehr gut geeignet erwiesen.

Die Wärmesenke selbst hat die Aufgabe, den Wärmestrom auf eine größere Fläche zu verteilen und somit die Wärmeflußdichte so zu reduzieren, daß ohne großen Temperatursprung die Wärme in eine Kühlflüssigkeit übergehen kann. Als Material für die Wärmesenke können Materialien gewählt werden, die eine hohe Wärmeleitfähigkeit haben. In dieser Arbeit wurde Kupfer (Wärmeleitfähigkeit bis zu $400 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$) verwendet. Rechnungen haben gezeigt, daß Diamant (Wärmeleitfähigkeit bis zu $2000 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$) weniger gut geeignet ist, da aufgrund der geringen Wärmeausdehnung die Spannungen im Laserkristall zu hoch werden [19].

Zur Kühlung des Laserkristalls wird die Wärmesenke von hinten mit der Kühlflüssigkeit (Wasser oder Ethanol) angeströmt. Bei dieser sog. "Impingement-Kühlung", wird die Kühlflüssigkeit durch eine oder mehrere Düsen senkrecht gegen die Wärmesenke geströmt und radial verteilt. Auf diese Weise ergibt sich ein radiales Temperaturprofil auf der Rückseite der Wärmesenke und ein hoher Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wärmesenke und Kühlflüssigkeit [72]. Dadurch wird einerseits der Temperatursprung zwischen Kühlflüssigkeit und Wärmesenke gering gehalten und andererseits auch der Temperaturgradient im Laserkristall in radialer Richtung rotationssymmetrisch.

3 Untersuchungen des Wirkungsgrades

In diesem Kapitel werden Untersuchungen vorgestellt, die das Ziel haben, den optisch-optischen Wirkungsgrad des Lasers zu optimieren. Um möglichst dünne Laserkristalle verwenden zu können und trotzdem einen ausreichend hohen Absorptionsgrad zu realisieren, wird die Pumpstrahlung wiederholt auf den Kristall abgebildet. Pumpanordnungen, die 8 [1] bzw. 16 [73] Durchgänge durch den Kristall ermöglichen, werden vorgestellt.

In den folgenden Abschnitten wird der Einfluß der hochreflektierenden Beschichtung des Kristalls auf den optisch-optischen Wirkungsgrad untersucht. Außerdem wird der Einfluß der Betriebstemperatur, der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall, der Kristalldicke und des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels eingehend betrachtet.

3.1 Aufbau der Pumpanordnungen

Die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit unterschiedlichen Konfigurationen der Pumpanordnung durchgeführt, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Die wichtigsten Daten dieser Aufbauten sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.1.1 Pumpanordnung für 8 Durchgänge der Pumpstrahlung

Zur Realisierung von 8 Pumpstrahlungsdurchgängen durch den Laserkristall wurde die in Bild 3.1 gezeigte Pumpanordnung konzipiert [1]. Als Pumpstrahlungsquelle dient ein Bündel aus fasergekoppelten Diodenlasern. Dieses Bündel wird dicht neben den auf einer Wärmesenke montierten Laserkristall positioniert.

Die Pumpanordnung besteht aus vier sphärischen Spiegeln (Durchmesser 38,1 mm, Krümmungsradius 51,5 mm) und einem planen Hilfsspiegel, der neben dem Laserkristall angeordnet ist. Alle Spiegel sind für die Pumpwellenlänge von 940 nm hochreflektierend beschichtet. Die aus dem Faserbündel divergent austretende Pumpstrahlung wird mit dem ersten sphärischen Spiegel (Nr. 1 in Bild 3.1) in einer 1:1 Abbildung auf den Laserkristall abgebildet. Sie durchläuft den Kristall und wird dabei teilweise absorbiert. Die nicht absorbierte Strahlung wird an der Kristallrückseite reflektiert und durchläuft den Kristall noch einmal. Auf diese Weise ergeben sich 2 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall. Die divergent aus dem Kristall austretende Pumpstrahlung wird mit einem

	Aufbau 1	Aufbau 2	Aufbau 3	Aufbau 4
Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge	8	8	16	16
maximale Pumpleistung	55 – 65 W	225 – 260 W	58 – 66 W	160 – 180 W
gepumpter Durchmesser	1,2 mm	2,5 mm	1,2 mm	2,1 mm
Zahl der eingesetzten Diodenlaser	1	7	1	3
nominelle Leistung je Diodenlaser	60 W	30 W	60 W	60 W
Kühlmitteltemperatur für den Laserkristall	-30°C	-30°C	15°C	15°C

Tabelle 3.1: Daten der verwendeten Pumpanordnungen.

sphärischen Spiegel (Nr. 2 in Bild 3.1) auf den Hilfsspiegel neben dem Kristall abgebildet. Dieser Hilfsspiegel ermöglicht es, die bisher benutzte Abbildungsebene zu verlassen, in dem er so positioniert wird, daß die Pumpstrahlung mit Spiegel Nr. 3 (s. Bild 3.1) auf den Kristall abgebildet wird, so daß zwei weitere Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall realisiert werden. Die divergent aus dem Kristall austretende Strahlung wird mit Hilfe des 4. sphärischen Spiegels (s. Bild 3.1) in sich zurückreflektiert, so daß sie den gesamten Weg in umgekehrter Richtung durchläuft. Dies ergibt 4 weitere Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall. Insgesamt werden also 8 Durchgänge erreicht.

Diese Pumpanordnung gestattet es, Faserbündel mit einer maximalen numerischen Apertur von 0,35 abzubilden. Für einen effizienten Laserbetrieb ist eine Leistungsdichte am Faserbündelende von etwa 5 kW/cm^2 notwendig [1]. Beispielsweise wurde mit einem Faserbündeldurchmesser von 1,0 mm und einer Pumpleistung von 45 W eine Leistungsdichte von $E_p = 5,73 \text{ kW/cm}^2$ realisiert [74]. Bei einer numerischen Apertur $N.A. = 0,35$ entspricht dies einer Brillanz von $B_p = E_p / (\pi \sin^2(N.A.)) = 14,3 \text{ kW}/(\text{sterad}\cdot\text{cm}^2)$.

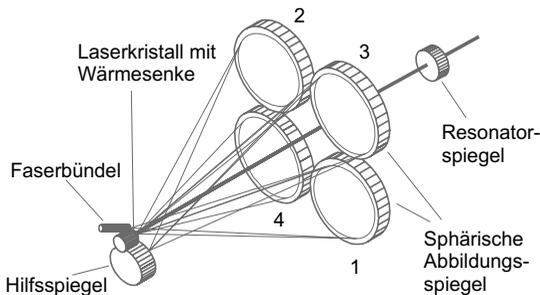


Bild 3.1: Pumpanordnung für 8 Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall.

Berücksichtigt man den Schrägeinfall auf den Kristall, so ergibt sich damit ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,1$ mm, entsprechend einer einfallenden Leistungsdichte von $4,7$ kW/cm².

Anstatt das Faserbündel neben den Kristall zu positionieren und über den 1. Spiegel auf den Kristall abzubilden, kann auch der erste Spiegel weggelassen werden und das Faserbündel unter Verwendung von Linsen direkt auf den Kristall abgebildet werden. Nach den ersten beiden Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Kristall kann dann die beschriebene Pumpanordnung verwendet werden. Für eine Pumpleistung von etwa 60 W aus einem fasergekoppelten Diodenlaser wurde dieses Konzept angewendet (Aufbau 1). Der Diodenlaser hat einen Faserbündeldurchmesser von 1,55 mm und eine numerische Apertur von $N.A. = 0,13$, dies entspricht einer Brillanz von etwa 59 kW/(sr·cm²). Das Faserbündel wird mit zwei Linsen so verkleinert auf den Kristall abgebildet, daß sich ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm ergibt. Dies entspricht einer einfallenden Leistungsdichte von $5,3$ kW/cm².

Für einen gepumpten Durchmesser von 2,5 mm wurde ein ähnliches Konzept verwendet (Aufbau 2). Die Pumpstrahlung eines fasergekoppelten Diodenlasers mit einem Faserbündeldurchmesser von 1,55 mm, einer numerischen Apertur von 0,11 und einer nominellen Leistung von 30 W wird so vergrößert auf den Laserkristall abgebildet, daß das Bild des Faserbündels auf dem Laserkristall einen Durchmesser von 2,5 mm hat. Um eine Leistungsdichte von etwa 5 kW/cm² zu erhalten, wird auf dem Kristall die Strahlung von 7 Diodenlasern überlagert. Diese Diodenlaser werden dabei in einem hexagonalen Muster (s. Bild 3.2) und unter einem solchen Winkel angeordnet, daß alle 7 Einzelbilder der Faserbündel sich auf dem Kristall überlagern. Bei Verwendung von 7 Diodenlasern mit einer gesamten Pumpleistung von etwa 250 W ergibt sich eine einfallende Leistungsdichte von $5,5$ kW/cm². Die gesamte numerische Apertur des Faser- und Linsenarrays muß dabei unter 0,35 liegen, damit diese Strahlquelle mit der oben beschriebenen Pumpanordnung wiederholt auf den Kristall abgebildet werden kann.

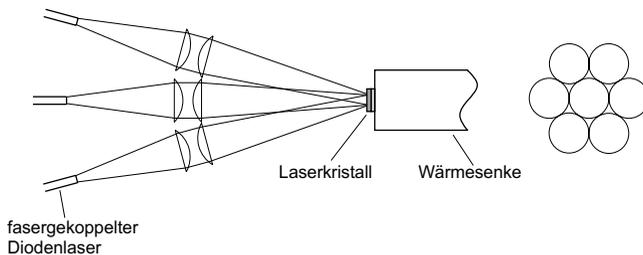


Bild 3.2: Schematische Darstellung des Faser- und Linsenarrays zur Abbildung der Pumpstrahlung auf den Kristall. Die Linsen sind in einer hexagonalen Anordnung gruppiert.

3.1.2 Pumpanordnung für 16 Durchgänge der Pumpstrahlung

Mit der in Bild 3.3 gezeigten Pumpanordnung können 16 Absorptionsdurchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall erreicht werden. Die aus einem fasergekoppelten Diodenlaser divergent austretende Pumpstrahlung wird mit einer plankonvexen Linse kollimiert und trifft auf ein 45°-Segment (Nr. 1 in Bild 3.3) eines Parabolspiegels. Da die kollimierte Strahlung parallel zur optischen Achse des Parabolspiegels einfällt und sich der Laserkristall in der Fokalebene des Spiegels befindet, entsteht ein Bild des Faserbündels auf dem Laserkristall. Die Größe des Bildes wird dabei so gewählt, daß eine maximale Leistungsdichte von 5 bis 5,5 kW/cm² auf den Kristall einfällt. Bei einer maximalen Pumpleistung von 60 W muß daher auf dem Kristall ein Bild mit einem Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm entstehen (Aufbau 3). Die Größe des Bildes ist bei gegebenem Faserbündeldurchmesser und numerischer Apertur des Faserbündels durch die Brennweite der Linse ($f = 52$ mm) und des Parabolspiegels ($f = 32,5$ mm) festgelegt. Nach dem ersten Doppeldurchgang der Pumpstrahlung durch den Laserkristall trifft die Strahlung auf Segment Nr. 2 des Parabolspiegels (s. Bild 3.3). Die vom Parabolspiegel reflektierte kollimierte Strahlung wird mit Hilfe eines Dachkantprismas so umgelenkt, daß sie auf Segment Nr. 3 auf den Parabolspiegel auftrifft. Mit dem Parabolspiegel wird die Pumpstrahlung wiederum auf den Kristall abgebildet, so daß zwei weitere Pumpstrahlungsdurchgänge realisiert sind. Dieses Abbildungsschema wird solange wiederholt, bis alle 8 Segmente des Parabolspiegels benutzt wurden. Dazu werden insgesamt drei Dachkantprismen benötigt. Auf diese Weise ergeben sich zunächst 8 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall. Die Strahlung, die Segment Nr. 8 des Parabolspiegels verläßt, wird mit einem Planspiegel in sich zurückreflektiert, so daß sie den gesamten Weg in die entgegengesetzte Richtung durchläuft. Dadurch erhält man 8 weitere Durchgänge, so daß insgesamt 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall realisiert sind.

Um die Laserleistung zu skalieren, können mehrere Faserbündel zu einem Array zusammengefaßt werden. Jede Faser wird mit einer Linse kollimiert, die Linsen werden dabei

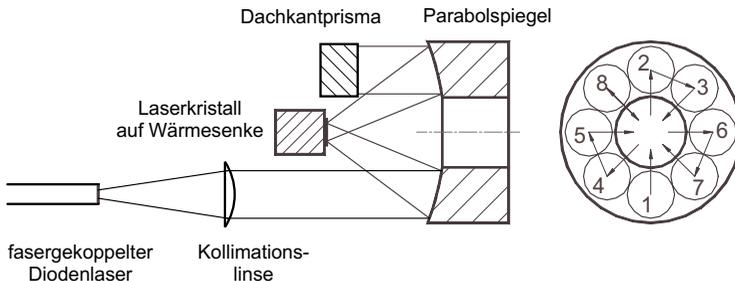


Bild 3.3: Aufbau der Pumpanordnung zur Erzielung von 16 Absorptionsdurchgängen. Die Segmente des Parabolspiegels werden in der Reihenfolge der angegebenen Zahlen benutzt.

zu einem Linsenarray zusammengefaßt. Um den resultierenden Strahldurchmesser auf die Größe des Parabolspiegelsegments anzupassen, wird ein Teleskop in den Strahlengang eingefügt. Mit insgesamt drei Faserbündeln und einer Pumpleistung von maximal 180 W wurde dieses Verfahren in dieser Arbeit verwendet (Aufbau 4). Der Pumpfleckdurchmesser d_p auf dem Laserkristall wird durch die Wahl der Linsen des Teleskops auf $d_p = 2,1$ mm eingestellt, so daß eine maximale Leistungsdichte von $5,2$ kW/cm² zur Verfügung steht.

Für noch höhere Pumpleistungen wurde eine Pumpanordnung mit einem Parabolspiegel mit einem Durchmesser von 150 mm und einer Brennweite von 60 mm realisiert. Mit dieser Optik kann mit einer Pumpleistung von über 1 kW gearbeitet werden [25].

Im Laufe der Untersuchungen zeigte sich teilweise eine leichte Abnahme der Diodenlaserleistung, so daß einzelne Diodenlaser ausgetauscht wurden. Daher wurde bei den Untersuchungen jeweils die zur Verfügung stehende Pumpleistung gemessen. Außerdem wurde eine Vielzahl von Laserkristallen verwendet. Auf die Vergleichbarkeit der so gewonnenen Ergebnisse wird in Abschnitt 3.2.2 eingegangen.

3.2 Charakterisierung der verwendeten Komponenten

3.2.1 Diodenlaser

In den Bildern 3.4 und 3.5 sind die Diodenlaserleistungen und die elektrisch-optischen Wirkungsgrade der eingesetzten Diodenlaser dargestellt. Aufgetragen ist dabei jeweils die auf den Laserkristall einfallende Diodenlaserleistung. Bei Aufbau 1 und 2 ist dies die Diodenlaserleistung hinter den Abbildungslinsen, bei Aufbau 3 und 4 die Leistung hinter der Kollimation und dem Teleskop. Es werden trotz Faserkopplung der Diodenlaser und der Abbildung über die Linsensysteme elektrisch-optische Wirkungsgrade von über 30 % erreicht. Einzelne Diodenlaser erreichen elektrisch-optische Wirkungsgrade von bis zu 40 %.

In Abschnitt 2.3 wurde bereits das Absorptionsspektrum von Yb:YAG dargestellt. Es

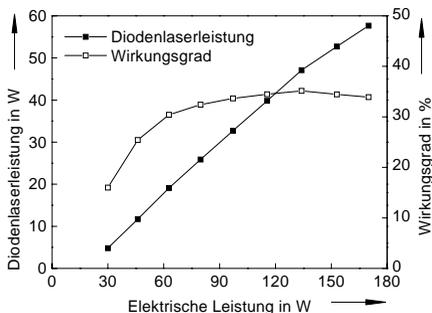


Bild 3.4: Diodenlaserleistung und elektrisch-optischer Wirkungsgrad eines Diodenlasers aus Aufbau 1 bzw. 3.

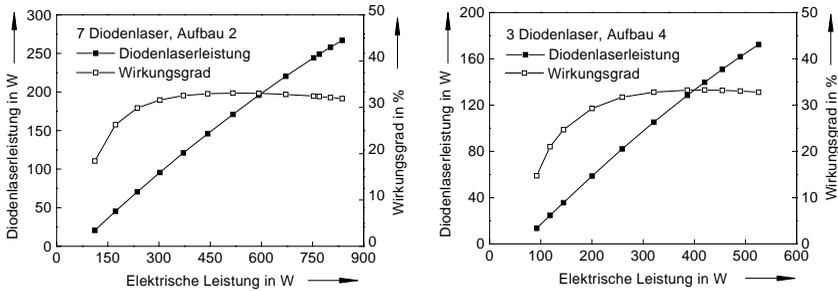


Bild 3.5: Diodenlaserleistung und elektrisch-optischer Wirkungsgrad der Diodenlaser aus Aufbau 2 und 4.

weist einen Absorptionspeak mit einer experimentell gut nutzbaren spektralen Breite von etwa 10 nm auf. Da die verwendeten Diodenlaser eine typische Emissionsbreite von etwa 5 nm besitzen, können beide Spektren leicht aneinander angepaßt werden. Dabei kann man sich die Abhängigkeit der Zentralwellenlänge der Diodenlaser von der Temperatur zunutze machen. Pro ein Grad Temperaturanstieg verschiebt sich die Zentralwellenlänge um 0,3 nm zu höheren Werten. Mit wachsendem Diodenlaserstrom I_D verschiebt sich die Zentralwellenlänge der Diodenlaser ebenfalls zu größeren Wellenlängen, da sich der Diodenlaser erwärmt. Dies ist in Bild 3.6 beispielhaft für die 7 Diodenlaser, die in Aufbau 2 verwendet werden, dargestellt. Aufgetragen ist das gesamte Emissionsspektrum der 7 Diodenlaser für unterschiedliche Diodenlaserleistungen, bzw. Diodenlaserströme. Aufgrund des spektral recht breitbandigen Absorptionsspektrum von Yb:YAG kann auf eine Regelung der Temperatur der Diodenlaserwärmesenke verzichtet werden, eine Konstanz von $\pm 2,5$ K ist ausreichend.

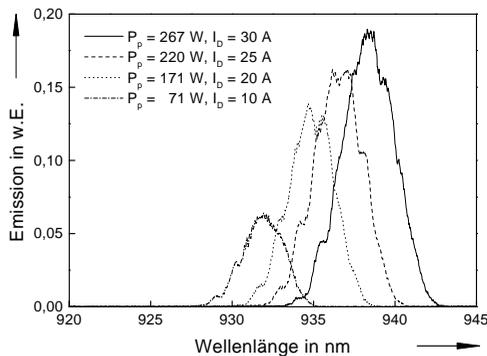


Bild 3.6: Abhängigkeit des Emissionsspektrums der Diodenlaser von der Diodenlaserleistung P_p bzw. vom Diodenlaserstrom I_D .

3.2.2 Hochreflektierende Beschichtung des Laserkristalls

In Abschnitt 2.8 wurden die Anforderungen an die Beschichtung der Laserkristalle diskutiert. Bei einem Yb:YAG-Scheibenlaser entsteht bei einer Pumpleistungsdichte von 5 kW/cm^2 eine Wärmestromdichte von etwa $0,5$ bis 1 kW/cm^2 . Die entstehende Wärme muß über die hochreflektierende Beschichtung des Laserkristalls, das Indium und die Wärmesenke an ein Kühlmedium abgeführt werden. Der Wärmewiderstand der hochreflektierenden Beschichtung sollte daher besonders gering sein. Die technologischen Möglichkeiten wurden bereits in Abschnitt 2.8 diskutiert. Die Eignung verschiedener Beschichtungsdesigns ist dabei nur experimentell durch ihren Einsatz im Scheibenlaser festzustellen.

In dieser Arbeit wurden zahlreiche unterschiedlich beschichtete Yb:YAG-Scheiben auf ihre Eignung im Scheibenlaser untersucht. Dabei wurde sowohl das Beschichtungsdesign der hochreflektierenden Schicht, als auch die Dotierung der Kristalle (etwa 5 at% bis 11 at%) und ihre Dicke variiert. Um bei den verwendeten 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Kristall den Absorptionsgrad etwa konstant zu halten, wurde das Produkt aus Dicke und Dotierung zu $d_{KC} = 3,2 \pm 0,3 \text{ mm} \cdot \text{at\%}$ gewählt.

Im folgenden sollen drei verschiedene Beschichtungsdesigns der hochreflektierenden Beschichtung näher diskutiert werden. Diese drei Designs stellen eine repräsentative Auswahl aus der Vielzahl der untersuchten Beschichtungen dar.

Aus dem Aufbau der Pumpoptiken und der Resonatorconfiguration ergeben sich die Anforderungen an die Beschichtung bzgl. der Wellenlänge, des Einfallswinkels und der Reflexionsgrade.

Im Resonator wird der Kristall als Endspiegel oder als Umlenkspiegel unter einem Einfallswinkel $\alpha < 10^\circ$ eingesetzt. Bei einem Brechungsindex von Yb:YAG von $n_K = 1,82$ ergibt sich ein Einfallswinkel der Resonatorstrahlung im Kristall von 0° bis $5,5^\circ$. Um die Verluste im Resonator gering zu halten, sollte der Reflexionsgrad r_L der Beschichtung bei der Laserwellenlänge von $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ einen Wert von $99,9\%$ deutlich überschreiten.

Die Pumpstrahlung trifft aufgrund der großen Numerischen Apertur der Diodenlaserstrahlung von bis zu $0,35$ je nach verwendeter Pumpanordnungen unter einem Winkelbereich in Luft von etwa $\alpha_{l,p} = 15^\circ$ bis $\alpha_{l,p} = 50^\circ$ auf den Kristall auf. Im Kristall liegt der Einfallswinkel zwischen $\alpha_{K,p} = 8^\circ$ und $\alpha_{K,p} = 25^\circ$. Für die Pumpstrahlung ist ein Reflexionsgrad von $r_p > 99,5\%$ bei einer Pumpwellenlänge von $\lambda_p = 940 \pm 5 \text{ nm}$ ausreichend, da hier die Verluste nicht so entscheidend sind. Ist jedoch der Reflexionsgrad zu gering, so wird zu viel Strahlung in die Beschichtung eingekoppelt, und es muß unnötig viel Wärme abgeführt werden. Verwendet man 16 und mehr Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall, so summieren sich diese Verluste, so daß der optisch-optische Wirkungsgrad η_{opt} des Lasers reduziert wird.

Bei Yb:YAG liegen die Pumpwellenlänge von 940 nm und die Laserwellenlänge von 1030 nm so eng zusammen, daß die hochreflektierende Beschichtung einfach aus einer abwechselnden Folge von zwei verschiedenen dielektrischen Schichten mit einem großen und kleinen Brechungsindex und einer optischen Dicke von einem Viertel der Laserwellenlänge aufgebaut werden kann. Da die Einfallswinkel der Pumpstrahlung größer sind als

der Einfallswinkel der Laserstrahlung, ist ein Aufbau der Beschichtung mit $\lambda/4$ -Schichten sogar besonders leicht möglich. Ein Einfallswinkel der Pumpstrahlung von 24° in Luft entspricht optisch einem Einfallswinkel von 0° bei der Laserwellenlänge.

Die wichtigsten Daten der drei im folgenden näher untersuchten Beschichtungen sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Nr.	Design	Dicke in μm	λ_0 in nm	$r_L(0^\circ)$ in %	$r_p(18^\circ)$ in %
1	Krist./ $(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}_2\text{O}_5)^{17}/\text{SiO}_2$	4,8	1020	99,95	99,96
2	Krist./ $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^3/(\text{SiO}_2/\text{Si})^5/\text{SiO}_2$	2,3	1030	99,98	99,97
3	Krist./ $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^9/\text{SiO}_2/\text{Cu}/\text{SiO}_2$	3,2	1030	99,99	99,99

Tabelle 3.2: Daten der drei verschiedenen Beschichtungen.

Beschichtungsdesign 1 besteht aus 17 Wechselschichten, d.h. aus 34 Einzelschichten, die mit einer ionenunterstützten Beleuchtungstechnik ("ion beam sputtering", IBS) gefertigt wurden. Mit dieser Technik erhält man besonders dichtgepackte Schichten, die eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen, wenn entsprechende dielektrische Beschichtungsmaterialien verwendet werden [70]. Daher wurde Al_2O_3 mit einem Brechungsindex von $n = 1,65$ als niedrigbrechendes und Ta_2O_5 mit einem Brechungsindex von $n = 2,12$ als hochbrechendes Material verwendet. Den Abschluß der Beschichtung bildet eine Schicht aus SiO_2 , die zur Verbindung mit dem Indium dient.

In Bild 3.7 ist der berechnete Reflexionsgrad der Beschichtung für verschiedene Einfallswinkel in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Die Zentralwellenlänge des Designs wurde dabei auf $\lambda_0 = 1020$ nm festgelegt, so daß bei Einfallswinkeln in Yb:YAG zwischen

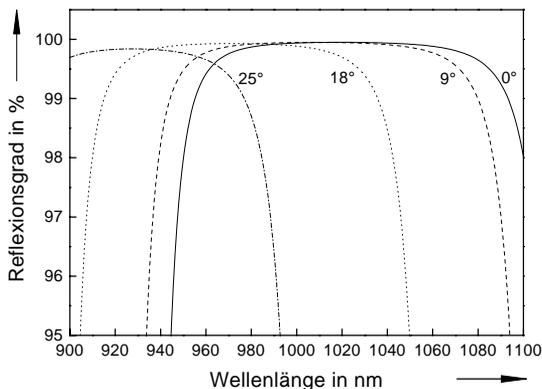


Bild 3.7: Berechneter Reflexionsgrad von Beschichtungsdesign 1 für verschiedene Einfallswinkel in Yb:YAG.

9° und 25° für $\lambda_p = 940$ nm ein Reflexionsgrad von über 99 % erreicht wird. Auf den Reflexionsgrad bei 1030 nm hat die Verschiebung der Zentralwellenlänge nahezu keinen Einfluß, der berechnete Reflexionsgrad beträgt $r_L = 99,95$ %.

In Bild 3.8 ist das Winkelspektrum des Reflexionsgrades für Design 1 dargestellt. Für die Laserwellenlänge (1030 nm) bleibt der Reflexionsgrad bis zu einem Einfallswinkel in YAG von 15° nahezu konstant. Für die Pumpwellenlänge (940 nm) wird für Einfallswinkel in YAG zwischen 12° und 27° ein Reflexionsgrad von $r_p > 99$ % erreicht. In Bild 3.8 ist sowohl für die Laserwellenlänge als auch für die Pumpwellenlänge eine starke Abnahme des Reflexionsgrades im Einfallswinkelbereich von oberhalb etwa 25° bis 30° erkennbar. Für Einfallswinkel größer als etwa 30° ist der Reflexionsgrad stark vom Einfallswinkel abhängig.

Reabsorption und anschließende spontane Emission von Strahlung bei der Pump- und der Laserwellenlänge führt dazu, daß auch in diesem Winkelbereich Strahlung von der Beschichtung reflektiert werden sollte. Daher sollte der Reflexionsgrad bei allen Einfallswinkeln hoch sein, so daß diese Strahlung nicht in der Schicht absorbiert wird und nicht zu einer Erwärmung des Kristalls beiträgt. Offensichtlich kann diese Anforderung mit Design 1 nicht erfüllt werden.

Aufgrund der großen Anzahl von Wechselschichten ist auch die Gesamtdicke der Beschichtung mit $4,8 \mu\text{m}$ recht groß. Dies läßt trotz der Verwendung von Beschichtungsmaterialien mit einer relativ hohen Wärmeleitfähigkeit einen recht hohen Wärmewiderstand and der Beschichtung erwarten. Unter diesen Gesichtspunkten ist daher Design 1 als weniger geeignet zu betrachten.

Bei Beschichtungsdesign 2 wurde die Anzahl der Wechselschichten durch die Verwendung von Silizium als hochbrechendem Material ($n = 3,8$) auf 8 reduziert. Aufgrund dieses hohen Brechungsindex ist gleichzeitig auch die Dicke der einzelnen Siliziumschichten mit 68 nm sehr klein (die in Design 1 eingesetzten Ta_2O_5 -Schichten sind jeweils etwa 120 nm dick). Die Gesamtdicke von Beschichtungsdesign 2 beträgt nur $2,3 \mu\text{m}$. Siliziumschichten zeigen allerdings eine geringe Absorption bei einer Wellenlänge von 940 nm. Daher

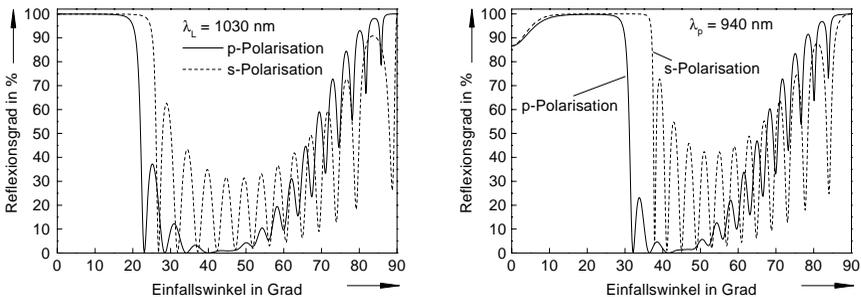


Bild 3.8: Winkelspektrum des berechneten Reflexionsgrades von Design 1 für Laser- und Pumpwellenlänge.

werden vor den Wechselschichten aus Si und SiO_2 solche aus TiO_2 und SiO_2 verwendet. Auf die Siliziumschichten trifft dann nur noch eine stark reduzierte Leistungsdichte des Strahlungsfeldes. Dies beugt einer Beschädigung und Zerstörung der Beschichtung vor.

Der berechnete Reflexionsgrad von Beschichtung 2 ist bei der Laserwellenlänge mit $r_L = 99,98\%$ (s. Bild 3.9) etwas höher als bei Beschichtung 1. Auch der Reflexionsgrad bei 940 nm, innerhalb der Einfallswinkel der Pumpstrahlung, ist mit $r_p > 99,5\%$ sehr hoch. Dies ist auch anhand der Winkelabhängigkeit des Reflexionsgrades (s. Bild 3.10) erkennbar. Im Vergleich zu Beschichtung 1 nimmt der Reflexionsgrad im Bereich größerer Einfallswinkel nicht so stark ab, nur für p-polarisierte Strahlung geht er über einen Winkelbereich von etwa 40° bis 65° nahezu auf Null zurück. Daher könnte dieses Beschichtungsdesign besser geeignet sein als Design 1.

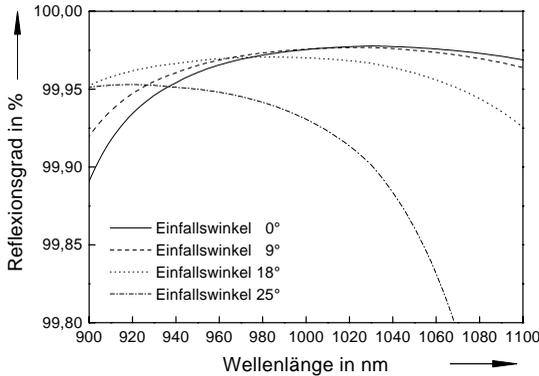


Bild 3.9: Berechneter Reflexionsgrad von Beschichtungsdesign 2 für verschiedene Einfallswinkel in Yb:YAG.

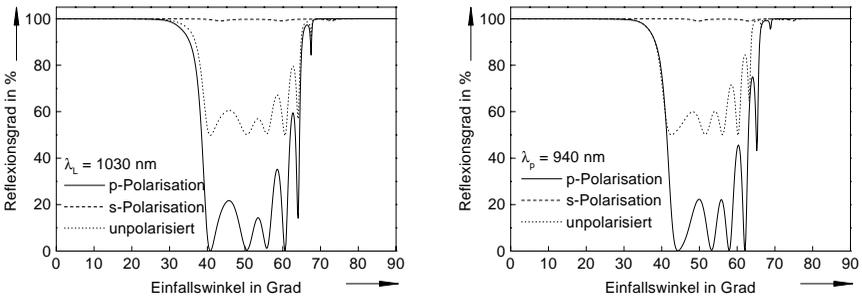


Bild 3.10: Berechnetes Winkelspektrum des Reflexionsgrades von Design 2 für Laser- und Pumpwellenlänge.

Bei Beschichtungsdesign 3 wurde eine dielektrisch verstärkte Kupferschicht als hochreflektierende Beschichtung eingesetzt. Um einen Reflexionsgrad von $r > 99,9\%$ zu erreichen, sind zusätzlich nur noch 4 dielektrische Wechselschichten aus SiO_2 und Ta_2O_5 notwendig. Da jedoch ein Reflexionsgrad von $r_L > 99,95\%$ gewünscht ist um die Verluste gering zu halten, wurde dieses Design mit 9 Wechselschichten experimentell getestet. Die spektrale Breite des Beschichtungsdesigns ist aufgrund der Verwendung von Kupfer sehr groß (s. Bild 3.11). Dies ist besonders vorteilhaft für den Reflexionsgrad bei einer Wellenlänge von 940 nm. Innerhalb des auftretenden Bereichs der Einfallswinkel der Pumpstrahlung ist der berechnete Reflexionsgrad deutlich größer als 99,98 % (s. Bild 3.11). Sogar im Bereich von Einfallswinkeln von mehr als 30° geht der Reflexionsgrad nur auf etwa 90 % zurück (s. Bild 3.12).

Die Kupferschicht besitzt außerdem eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Die Zahl der zusätzlich verwendeten dielektrischen Schichten ist mit 19 relativ klein, so daß eine hohe Wärmeleitfähigkeit der Beschichtung erwartet werden kann. Außerdem ist die Gesamt-

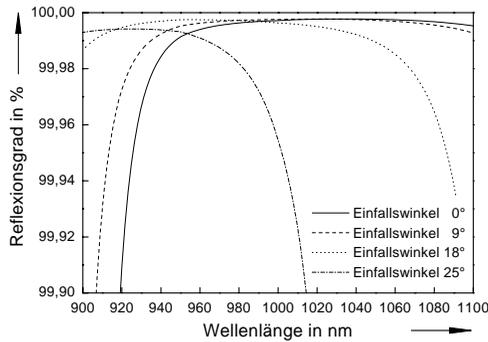


Bild 3.11: Berechneter Reflexionsgrad von Beschichtungsdesign 3 für verschiedene Einfallswinkel in Yb:YAG.

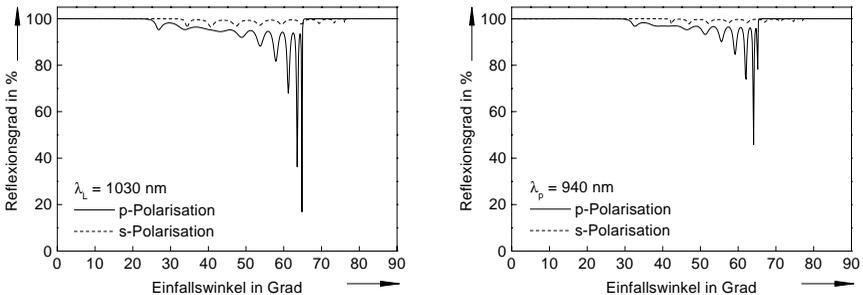


Bild 3.12: Berechnetes Winkelspektrum des Reflexionsgrades von Design 3 für Laser- und Pumpwellenlänge.

dicke der Beschichtung mit $3,2 \mu\text{m}$ nicht so groß wie bei Design 1. Es kann daher erwartet werden, daß dieses Beschichtungsdesign die Anforderungen am besten erfüllt.

Die vorgestellten Beschichtungsdesigns wurden mit einer Vielzahl von Laserkristallen getestet. In Bild 3.13 sind Untersuchungen des optisch-optischen Wirkungsgrades für die 3 verschiedenen Beschichtungsdesigns dargestellt. Bei der Auswahl der dargestellten Untersuchungen wurde auf eine möglichst gute Vergleichbarkeit geachtet. Die wichtigsten Daten der bei den Untersuchungen verwendeten Pumpanordnungen sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Für jedes Beschichtungsdesign ist jeweils eine Messung des optisch-optischen Wirkungsgrades des besten und des schlechtesten Kristalls dargestellt. Der optisch-optische Wirkungsgrad ist auch von dem jeweils untersuchten Kristall abhängig. Dennoch lassen sich aus der Vielzahl der Untersuchungen einige generelle Aussagen ableiten.

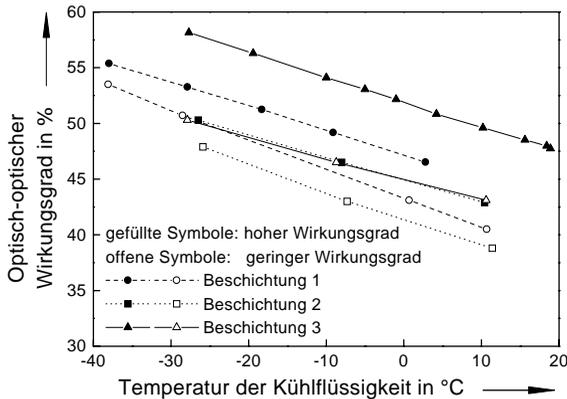


Bild 3.13: Optisch-optische Wirkungsgrade, die unter Verwendung verschiedener Beschichtungsdesigns erreicht wurden.

Design Nr.	P_p	d_p	c_K	d_K	η_{opt}
1	46,2 W	1,1 mm	8 at%	0,44 mm	50,7 %
1	46,2 W	1,1 mm	5 at%	0,70 mm	52,9 %
2	37,7 W	0,8 mm	5 at%	0,71 mm	47,9 %
2	37,7 W	0,8 mm	9 at%	0,32 mm	50,3 %
3	37,0 W	0,8 mm	8 at%	0,43 mm	50,3 %
3	57,7 W	1,2 mm	9 at%	0,29 mm	58,2 %

Tabelle 3.3: Daten der verwendeten besten und schlechtesten Kristalle. Die optisch-optischen Wirkungsgrade wurden bei den angegebenen Pumpleistungen P_p und gepumpten Durchmessern d_p bei $T_k = -30^\circ\text{C}$ gemessen.

Beschichtungsdesign 1 und 2 sind gleichermaßen geeignet. Zwar scheint Design 1 etwas höhere Wirkungsgrade als Design 2 zu ergeben, aber die Reproduzierbarkeit der Beschichtung 1 hat sich als problematisch erwiesen. Mit Beschichtungsdesign 3 dagegen werden im Mittel deutlich höhere Wirkungsgrade erreicht. Bei diesem Beschichtungsdesign wurde auch die Anzahl der Wechselschichten zwischen 6 und 9 variiert. Die gemessenen optischen Wirkungsgrade lagen im Bereich der Schwankungen der einzelnen Kristalle.

3.3 Einfluß der Temperatur

In Abschnitt 2.5 wurde bereits diskutiert, wie bei einem Quasi-Drei-Niveau-Lasersystem die Laserschwelle und der Wirkungsgrad wegen der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus von der Temperatur abhängen. In Bild 3.14 ist diese Temperaturabhängigkeit bei Verwendung von acht Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall (Dicke $d_K = 0,25$ mm, Dotierung $c_K = 8$ at%) für einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 2,5$ mm (Aufbau 2) und einer Pumpleistung von bis zu 250 W dargestellt. Bei einer Temperatur der Kühlflüssigkeit von $T_k = 9^\circ\text{C}$ wird ein optisch-optischer Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 46,7\%$ erreicht, durch Abkühlen auf $T_k = -25^\circ\text{C}$ wird er auf $\eta_{opt} = 52,4\%$ gesteigert.

Bei diesen Untersuchungen wurde der Laserkristall als Endspiegel im Resonator mit einer Länge $L = 14$ cm eingesetzt. Bei dieser Resonatorkonfiguration wird bei Verwendung eines Auskoppelspiegel (Auskoppelgrad $t_A = 3\%$) mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 1$ m eine Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 < 10$ gemessen. Alle in dieser Arbeit angegebenen Beugungsmaßzahlen werden mit einem Modemaster (Coherent) gemessen. Die Genauigkeit dieses Gerätes beträgt laut Hersteller $\pm 5\%$.

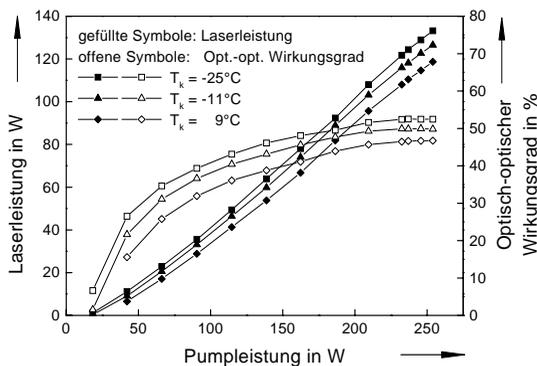


Bild 3.14: Abhängigkeit der Laserleistung und des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Pumpleistung und der Temperatur T_k (Aufbau 2, $d_p = 2,5$ mm).

3.4 Einfluß der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge

Die Abhängigkeit der Laserleistung und des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Anzahl der Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall wurde mit einem Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,25$ mm untersucht. Es wurde ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm, eine Wassertemperatur für die Kühlung des Laserkristalls von $T_k = 15^\circ\text{C}$ und eine Pumpanordnung, die maximal 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall ermöglicht, verwendet. Durch Verkippen des Endspiegels der Pumpanordnung kann die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge auf 8 reduziert werden. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß Einflüsse auf die Laserleistung durch die Verwendung unterschiedlicher Pumpanordnungen, Laserkristalle, Diodenlaser usw. ausgeschlossen werden können. In Bild 3.15 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung dargestellt. Bei einer Pumpleistung von 63 W wird bei Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung eine Laserleistung von 35,4 W erreicht, während mit 8 Durchgängen eine Laserleistung von 28,6 W erreicht wird. Dazu wurde jeweils der Auskoppelgrad variiert. Er betrug bei 16 Durchgängen $t_A = 3\%$ und bei 8 Durchgängen $t_A = 2\%$. Bei einem Auskoppelgrad von $t_A = 3\%$ wurde bei 8 Durchgängen mit 28,3 W nahezu die gleiche Ausgangsleistung wie mit einer Auskopplung von 2% erreicht.

Durch die Erhöhung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall kann also der optisch-optische Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 45\%$ auf $\eta_{opt} = 56\%$ gesteigert werden. Dies läßt sich vor allem mit dem höheren Absorptionsgrad der Pumpstrahlung bei Verwendung von 16 Durchgängen erklären. Für einen Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,25$ mm wird ein Absorptionsgrad der Pumpstrahlung von 69% bei Verwendung von 8 Durchgängen bzw. 83% bei Verwendung von 16 Durchgängen berechnet [19, 48, 50]. Die maximale Temperatur im Laserkristall wurde zu 123°C bei Verwendung von 8 Durchgängen bzw. zu 150°C bei Verwendung von 16 Durchgängen berechnet [19].

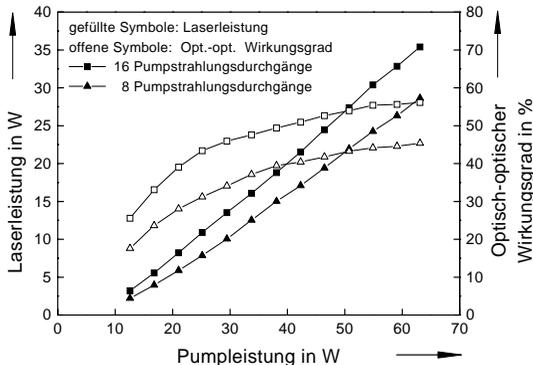


Bild 3.15: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad bei Verwendung von 16 bzw. 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall (aus [75]).

Trotz der höheren maximalen Temperatur wird also bei Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall ein höherer optisch-optischer Wirkungsgrad erreicht als bei Verwendung von 8 Durchgängen. Die berechneten optisch-optischen Wirkungsgrade betragen 46 % bzw. 57 % und liegen damit geringfügig über den experimentell erreichten Werten.

3.5 Einfluß der Größe des gepumpten Durchmessers

Bild 3.16 zeigt die Laserleistungen und die optisch-optischen Wirkungsgrade, die mit gepumpten Durchmessern von $d_p = 1,2$ mm und $d_p = 2,1$ mm bei Raumtemperatur ($T_k = 15^\circ\text{C}$) erreicht wurden. Wird ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm mit einer maximalen Pumpleistung von $P_p = 65$ W verwendet, so wird ein maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad von 57,7 % erreicht [75]. Dies entspricht einer Laserleistung von $P_L = 37,6$ W. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 64 % und bleibt über den gesamten Pumpleistungsbereich nahezu konstant. Die Laserschwelle beträgt 7 W. Mit dem verwendeten Resonator ($L = 7$ cm, $t_A = 2$ %, $R_2 = 0,5$ m) wurde eine Beugungsmaßzahl von maximal $M^2 = 7,3$ gemessen [75]. Der verwendete Laserkristall hat eine Dicke von 0,24 mm und eine Ytterbiumdotierung von 8 at%. Bei Verwendung zahlreicher anderer Laserkristalle wurden maximale optisch-optische Wirkungsgrade von bis zu 56 % erreicht. Der im Bild gezeigte sehr hohe Wirkungsgrad von 57,7 % ist auf die Verwendung einer sehr dünnen Indiumschiicht (etwa 50 bis 100 μm) bei der Montage des Kristalls auf die Wärmesenke zurückzuführen. Diese dünne Indiumschiicht verursacht einen geringeren Temperaturgradienten, als die üblicherweise verwendete Indiumdicke von 300 bis 500 μm . Der Verringerung der Schichtdicke sind allerdings Grenzen gesetzt, da bei einer Indiumschiichtdicke von weniger als etwa 100 μm sehr hohe Spannungen im Laserkristall auftreten, die leicht zur Zerstörung des Kristalls führen können.

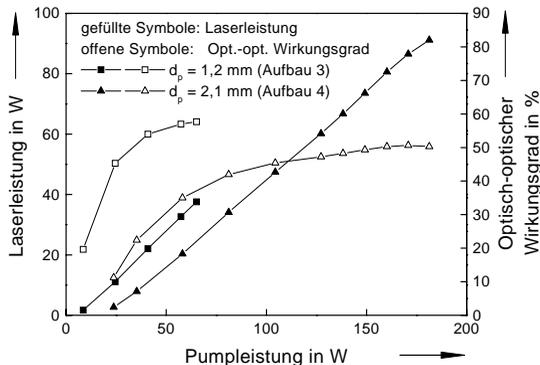


Bild 3.16: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad für gepumpte Durchmesser von 1,2 mm (Quadrate) und 2,1 mm (Dreiecke).

Die Skalierung zu höherer Leistung wurde bei Vergrößerung des gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm auf $d_p = 2,1$ mm untersucht (s. Bild 3.16). Bei einer Pumpleistung von 181 W wurde eine Leistung von 91 W erreicht bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 9$. Der optisch-optische Wirkungsgrad beträgt 50 %, der differentielle Wirkungsgrad 58 %. Die Laserschwelle wird bei einer Pumpleistung von etwa 18 W erreicht.

In Bild 3.16 ist erkennbar, daß die Pumpleistung, bei der die Laserschwelle erreicht wird, mit wachsendem gepumpten Durchmesser ansteigt. Da die Kristalldicke und die resonatorinternen Verluste etwa gleich sind, ist die Pumpleistungsdichte $E_{p,s}$, bei der die Laserschwelle erreicht wird, jedoch nahezu konstant (s. Gl. 2.22). Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm beträgt sie $E_{p,s} = 620$ W/cm² und bei $d_p = 2,1$ mm beträgt sie $E_{p,s} = 520$ W/cm².

3.6 Einfluß der Kristalldicke

Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 2,5$ mm wurde die Abhängigkeit der Laserleistung von der Kristalldicke untersucht. Dazu wurden 8 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall, der mit Ethanol ($T_k = -27^\circ\text{C}$) gekühlt wird, verwendet. Es wurden Laserkristalle (Dotierung 8 at%) mit unterschiedlicher Dicke zwischen $d_K = 0,20$ mm und $d_K = 0,43$ mm verwendet. In Bild 3.17 ist die jeweils erreichte Laserleistung für verschiedene Pumpleistungen dargestellt. Die maximale Laserleistung von 133 W wird bei einer Pumpleistung von 254 W bei Verwendung eines 0,25 mm dicken Laserkristalls erreicht.

Wird ein Laserkristall mit einer geringeren Dicke (z. B. $d_K = 0,20$ mm) verwendet, so nimmt die Laserleistung ab, da der Absorptionsgrad der Pumpstrahlung abnimmt. Der

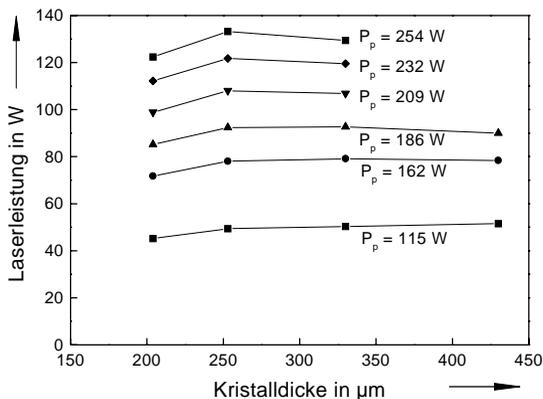


Bild 3.17: Laserleistung für unterschiedliche Kristalldicken und Pumpleistungen bei einem gepumpten Durchmesser von 2,5 mm.

berechnete Absorptionsgrad beträgt bei Verwendung eines 0,2 mm dicken Laserkristalls 68 %, während er bei Einsatz eines 0,25 mm dicken Laserkristalls 74 % beträgt [19].

Wird hingegen ein Laserkristall mit einer größeren Dicke (z. B. $d_K = 0,33$ mm) verwendet, so nimmt die Laserleistung ebenfalls ab. Bei Verwendung eines solchen Laserkristalls wird zwar im Vergleich zu einem nur 0,2 mm dicken Laserkristall ein wesentlich höherer Absorptionsgrad der Pumpstrahlung erreicht, so daß sowohl ein höherer differentieller als auch ein höherer optisch-optischer Wirkungsgrad erwartet werden könnte, jedoch wird der Laserkristall insgesamt wärmer [19]. Dies ist durch den höheren Absorptionsgrad und die größere Kristalldicke bedingt, die dazu führen, daß die Temperatur der Vorderseite und dadurch auch die mittlere Temperatur des Laserkristalls überproportional ansteigen. Bei einer Pumpleistung von 250 W wird ein Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,2$ mm auf seiner Vorderseite maximal 100°C warm und absorbiert 67 % der einfallenden Pumpstrahlung, während ein 0,33 mm dicker Laserkristall 81 % der Pumpstrahlung absorbiert und eine maximale Temperatur von 175°C auf seiner Vorderseite erreicht [19].

3.7 Einfluß des Auskoppelgrades

Typische Auskoppelgrade t_A eines Resonators für einen in dieser Arbeit untersuchten Scheibenlaser liegen je nach verwendeter Kristalldicke im Bereich von 2 % bis 5 %. Zur Erzielung eines hohen optisch-optischen Wirkungsgrades müssen daher die resonatorinternen Verluste l_i sehr gering gehalten werden, damit die Verluste durch Auskopplung dominieren. Dies ist vor allem bei komplexen Resonatoren mit mehreren Spiegeln entscheidend, da hier jede optische Komponente Verluste verursacht. Die gesamten resonatorinternen Verluste sollten deutlich unter einem Prozent liegen.

In diesem Abschnitt wird der Einfluß des Auskoppelgrades auf die Laserleistung und den Wirkungsgrad untersucht, mit dem Ziel, typische resonatorinterne Verluste abzuschätzen.

Die folgenden Untersuchungen werden beispielhaft mit zwei Kristallen durchgeführt. Sie unterscheiden sich bezüglich ihrer Beschichtung. Kristall 1 ist mit Beschichtungsdesign 3, Kristall 2 mit Design 2 beschichtet (s. Abschnitt 3.2.2). Beide Kristalle sind 0,32 mm dick und sind mit etwa 9 at% dotiert. Bei diesen Untersuchungen wurden ein gepumpter Durchmesser von 2,5 mm, eine Temperatur der Kühlflüssigkeit von $T_k = -28^\circ\text{C}$ und 8 Pumpstrahlungsdurchgänge verwendet.

Die resonatorinternen Verluste l_i können aus einer Analyse des differentiellen Wirkungsgrades η_d in Abhängigkeit des Auskoppelgrades t_A abgeschätzt werden. Nach Gl. (2.31) gilt $\eta_d = c_1 t_A / (t_A + l_i)$ unter der Voraussetzung, daß t_A und l_i sehr viel kleiner als 1 sind. Trägt man $1/\eta_d$ gegen $1/t_A$ auf, so erhält man also eine Gerade mit der Steigung $a = l_i/c_1$ und dem y-Achsenabschnitt $b = 1/c_1$. Aus dem Verhältnis a/b erhält man die resonatorinternen Verluste l_i .

In Bild 3.18 ist der reziproke differentielle Wirkungsgrad $1/\eta_d$ in Abhängigkeit des reziproken Auskoppelgrades $1/t_A$ für beide Laserkristalle dargestellt. Wertet man Bild 3.18

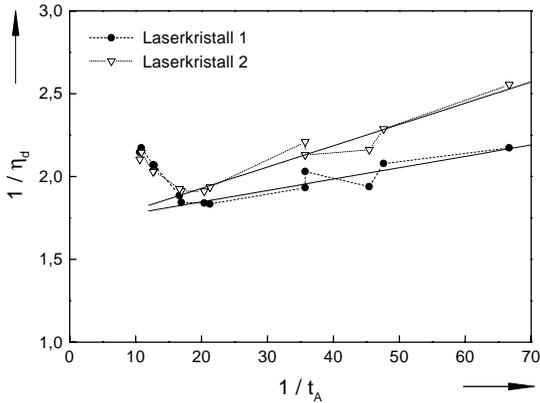


Bild 3.18: Reziproker differentieller Wirkungsgrad in Abhängigkeit der reziproken Auskoppelung.

im Bereich von $1/t_A = 17$ bis $1/t_A = 67$ aus, so erhält man $l_i = 0,4\%$ für Kristall 1 und $l_i = 0,6\%$ für Kristall 2. Die resonatorinternen Verluste sind somit wie gefordert relativ gering. Berücksichtigt man, daß mit beiden Kristallen nur geringe maximale optisch-optische Wirkungsgrade von 45% bzw. 44% bei $T_k = -28^\circ\text{C}$ erreicht wurden, so müssen resonatorinterne Verluste von $0,5\%$ als recht groß angesehen werden. Kristalle, die unter gleichen Bedingungen optisch-optische Wirkungsgrade von über 50% erreichen, verursachen vermutlich resonatorinterne Verluste von unter $0,2\%$.

Berechnet man mit einem Modell [50] die differentiellen Wirkungsgrade in Abhängigkeit des Auskoppelgrades t_A für einen vorgegebenen resonatorinternen Verlust, so ergibt die Auftragung des reziproken differentiellen Wirkungsgrades gegen den reziproken Auskoppelgrad keine Gerade, wie zur Auswertung von Bild 3.18 angenommen wurde. Vielmehr ergibt sich eine gekrümmte Kurve, aus der die resonatorinternen Verluste nur unzureichend abgeschätzt werden können [25]. Die hier ermittelten resonatorinternen Verluste sind daher nur eine grobe Abschätzung, sie zeigen aber, daß in einem Scheibenlaser die gewünschten geringen resonatorinternen Verluste durch die Wahl eines geeigneten Beschichtungsdesign der Laserkristalle realisiert werden können.

Mit einer maximalen Pumpleistung von 249 W wird bei Kristall 1 eine maximale Laserleistung von $P_L = 112\text{ W}$ bei einem Auskoppelgrad von $t_A = 2,2\%$ erreicht. Bei Kristall 2 wird die maximale Laserleistung von $P_L = 109\text{ W}$ bei $t_A = 4,9\%$ erreicht. Zusammen mit den resonatorinternen Verlusten l_i kann aus diesen Daten der Koeffizient g_0 der Kleinsignalverstärkung berechnet werden.

Im zeitlich stationären Betrieb ist das Produkt aus dem Reflexionsgrad $r_A = 1 - t_A$ des Auskoppelspiegels, dem Verstärkungsfaktor G und dem Verlustfaktor $V = 1 - l_i$ gleich 1 [57]:

$$1 = r_A \cdot G \cdot V = (1 - t_A) \cdot e^{2g_d k} \cdot (1 - l_i). \quad (3.1)$$

Dabei ist der Verstärkungsfaktor $G = e^{2gd_K}$ mit dem Koeffizienten g der Verstärkung verknüpft und es wurde angenommen, daß sämtliche Verluste im Resonator in den resonatorinternen Verlusten enthalten sind. Auflösen von Gl. (3.1) nach g ergibt:

$$g = \frac{1}{2d_K} \ln \left(\frac{1}{(1-t_A)(1-l_i)} \right) \quad (3.2)$$

Für Kristall 1 ergibt sich damit aus den oben angegebenen Daten ein Koeffizient der Verstärkung von $g = 41 \text{ \%}/\text{mm}$ und für Kristall 2 folgt $g = 8,8 \text{ \%}/\text{mm}$. Aus diesen Werten kann der Koeffizient g_0 der Kleinsignalverstärkung mit

$$g_0 = g \left(1 + \frac{E_r}{E_{satt}} \right) \quad (3.3)$$

berechnet werden, wenn die Sättigungsleistungsdichte E_{satt} und die Leistungsdichte E_r im Resonator bekannt sind. Die Leistungsdichte E_r ergibt sich aus der ausgekoppelten Laserleistung P_L unter Berücksichtigung der Leistungsüberhöhung im Laserkristall ($2/t_A$) unter der Annahme, daß der Durchmesser des Laserstrahls gleich dem gepumpten Durchmesser des Kristalls ($d_p = 2,5 \text{ mm}$) ist, zu

$$E_r = \frac{2}{t_A} \cdot \frac{4P_L}{\pi d_p^2}. \quad (3.4)$$

Für Yb:YAG beträgt die Sättigungsleistungsdichte $E_{satt} = 25 \text{ kW}/\text{cm}^2$ bei Raumtemperatur [34]. Damit ergibt sich für Kristall 1 ein Koeffizient der Kleinsignalverstärkung von $g_0 = 38 \text{ \%}/\text{mm}$ und für Kristall 2 von $g_0 = 41 \text{ \%}/\text{mm}$. Mit $G_0 = e^{2g_0d_K}$ folgt für die Kleinsignalverstärkung G_0 ein Wert von $G_0 = 1,28$ für Kristall 1 und $G_0 = 1,30$ für Kristall 2. Dies sind etwas geringere Werte als diejenigen, die mit einem umfassenden Modell des Scheibenlasers berechnet werden [19]. Dieses Modell ergibt einen Wert von $G_0 = 1,43$.

3.8 Untersuchungen der Laserschwelle

3.8.1 Einfluß des Auskoppelgrades

Trägt man die Pumpleistung $P_{p,s}$, bei der die Laserschwelle erreicht wird, gegen den Transmissionsgrad des Auskopplers auf, so erhält man nach Gl. (2.32) eine Gerade, falls der Auskoppelgrad sehr viel kleiner als 1 ist. In Bild 3.19 sind die gemessenen Pumpleistungen, bei denen die beiden vorher untersuchten Laserkristalle (s. Abschnitt 3.7) die Laserschwelle erreichen, aufgetragen. Extrapoliert man die gemessenen Pumpleistungen an der Laserschwelle auf $t_A = 0$, so erhält man eine Laserschwelle von 11,0 W. Gemäß Gl. (2.32) setzt sich dieser Wert aus der Drei-Niveau-Schwelle und aus der Schwelle zusammen, die aufgrund der resonatorinternen Verluste (Vier-Niveau-Schwelle) entsteht. Daher kann der Anteil der Drei-Niveau-Schwelle berechnet werden, falls die resonatorinternen Verluste l_i bekannt sind. Mit $l_i = 0,5 \text{ \%}$ als Mittelwert aus beiden hier vorgestellten Untersuchungen

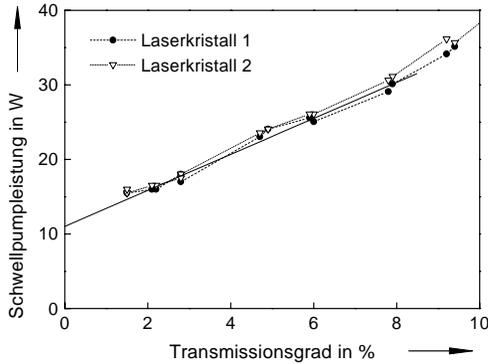


Bild 3.19: Gemessene Pumpleistungen bei Variation des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels, bei denen die Laserschwelle erreicht wird.

ergibt sich ein Beitrag von 1,2 W an der Laserschwelle aufgrund der resonatorinternen Verluste. Der Anteil der Drei-Niveau-Schwelle an der gesamten Laserschwelle beträgt daher 9,8 W. Da eine maximale Pumpleistung von 250 W zur Verfügung steht, kann ein effizienter Laserbetrieb erreicht werden, da die Reduktion des optisch-optischen Wirkungsgrades durch die Drei-Niveau-Schwelle dann vernachlässigbar ist.

3.8.2 Einfluß der Temperatur

In Bild 3.20 ist die Temperaturabhängigkeit der Pumpleistung, bei der der Laser die Schwelle erreicht, für einen gepumpten Durchmesser von 2,5 mm dargestellt. Mit steigender Temperatur steigt die Laserschwelle gemäß Gl. (2.32) aufgrund der zunehmenden

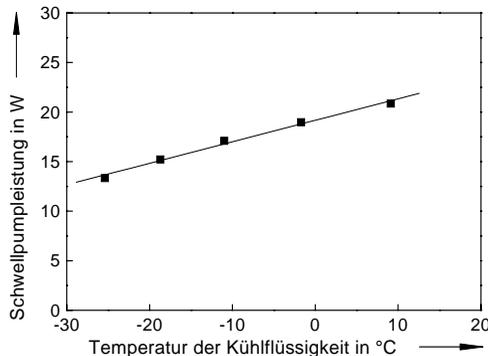


Bild 3.20: Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur bei Verwendung von 8 Pumpstrahlungsdurchgängen durch den Kristall und einem gepumpten Durchmesser von 2,5 mm.

Besetzung (f_a) des unteren Laserniveaus an. Zur Überwindung der Reabsorption bei der Laserwellenlänge und zum Erreichen einer Inversion ist dann eine höhere Pumpleistung notwendig. In erster Näherung ist dieser Anstieg linear. Aus den experimentellen Untersuchungen ergibt sich ein linearer Anstieg in Abhängigkeit der Temperatur mit einer Steigung von 0,21 W/K.

3.8.3 Einfluß der Kristalldicke

Die Pumpleistung, bei der die Laserschwelle erreicht wird, steigt linear mit wachsender Kristalldicke d_K an (s. Gl. 2.32). In Bild 3.21 ist die experimentell ermittelte Laserschwelle dargestellt. Bei einer Kristalldicke von $d_K = 0,20$ mm beträgt sie 12,4 W, während sie bei einer Kristalldicke von $d_K = 0,43$ mm 17,1 W beträgt.

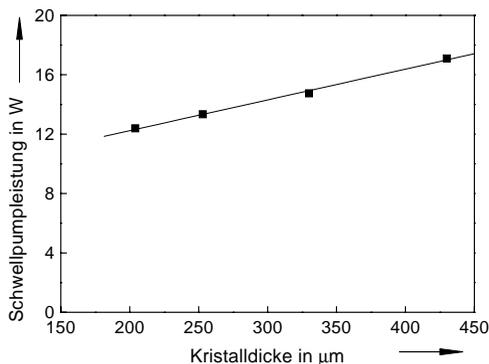


Bild 3.21: Abhängigkeit der Laserschwelle von der Kristalldicke bei Verwendung von 8 Pumpstrahlungsdurchgängen bei einem gepumpten Durchmesser von 2,5 mm.

3.9 Zusammenfassende Darstellung

Die Temperaturabhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades und die Abhängigkeit von der Zahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall ist in Bild 3.22 zusammengefaßt. Aufgetragen sind die mit den jeweiligen Pumpanordnungen erreichten maximalen optisch-optischen Wirkungsgrade.

Mit steigender Temperatur nimmt der optisch-optische Wirkungsgrad ab. Die Ursache hierfür ist die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus, die mit steigender Temperatur zunimmt. Dadurch steigt gemäß Gl. (2.32) die Laserschwelle an, da die relative Besetzung f_a des unteren Laserniveaus zunimmt. Die relative Besetzung f'_a des unteren Pumpniveaus, welches der Grundzustand ist, nimmt mit wachsender Temperatur ab, da höhere Energieniveaus stärker thermisch besetzt werden. Der differentielle Wirkungsgrad

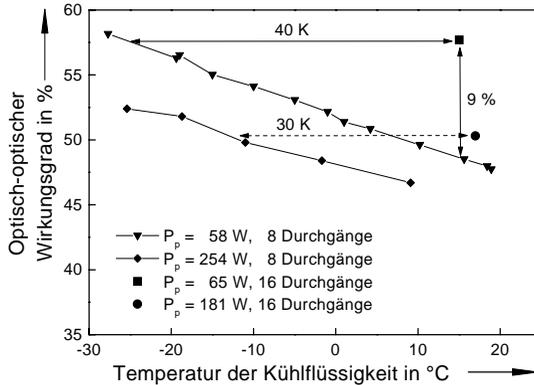


Bild 3.22: Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Temperatur bei Verwendung von 8 Pumpstrahlungsdurchgängen für verschiedene Pumpleistungen. Zum Vergleich sind die Wirkungsgrade bei Verwendung von 16 Absorptionsdurchgängen auch dargestellt.

(s. Gl. 2.31) nimmt deswegen mit wachsender Temperatur ebenfalls ab, da bei einer gegebenen Kristalldicke der Absorptionsgrad abnimmt (s. Gl. 2.33). Daher nimmt mit steigender Temperatur auch der optisch-optische Wirkungsgrad ab. Dieses Verhalten eines Yb:YAG-Lasers wird auch bei anderen Quasi-Drei-Niveau-Lasermaterialien beobachtet [76, 77].

Werden 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall verwendet, so wird bei $T_k = 15^\circ\text{C}$ ein optisch-optischer Wirkungsgrad von 58 % bei einer Pumpleistung von $P_p = 65$ W erreicht (s. Bild 3.22). Verglichen mit 8 Pumpstrahlungsdurchgängen bedeutet dies eine Erhöhung der Betriebstemperatur um 40 K, wenn der gleiche Wirkungsgrad erreicht werden soll.

Wird eine Pumpleistung von 181 W verwendet, so kann bei Nutzung von 16 Durchgängen ein Wirkungsgrad von 50 % bei Raumtemperatur ($T_k = 17^\circ\text{C}$) erreicht werden. Verglichen mit 8 Durchgängen bedeutet dies einen Temperaturvorteil von 30 K (s. Bild 3.22). Außerdem kann ein dünnerer Laserkristall ($d_K = 0,2$ mm statt $d_K = 0,25$ mm) verwendet werden. Dadurch werden die Spannungen im Laserkristall stark reduziert.

Wird ein optisch-optischer Wirkungsgrad von über 50 % angestrebt, so kann bei Verwendung von 16 Durchgängen bei Raumtemperatur gearbeitet werden. Bei Verwendung von 8 Durchgängen muß hingegen eine Betriebstemperatur des Lasers, je nach gepumptem Durchmesser, zwischen -15°C und 5°C gewählt werden (s. Bild 3.22). Bei den in den folgenden Abschnitten vorgestellten Untersuchungen wurde daher die Betriebstemperatur entsprechend gewählt.

Bei den Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit wurde zunächst Ethanol als Kühlflüssigkeit verwendet. Untersuchungen mit Wasser als Kühlflüssigkeit zeigten keine

Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom verwendeten Kühlmittel bei gleicher Temperatur und bei einer Pumpleistung von 58 W. Bei einer Pumpleistung von 251 W konnte der Wirkungsgrad bei Verwendung von Wasser statt Ethanol um 1,5 % gesteigert werden, so daß derselbe Wirkungsgrad bei einer um 7°C höheren Temperatur T_k erreicht wurde.

Vergrößert man den gepumpten Durchmesser d_p , so wird der Wirkungsgrad des Lasers etwas geringer. In Bild 3.22 ist dies für $d_p = 1,2$ mm ($P_p = 58$ W) und $d_p = 2,5$ mm ($P_p = 254$ W) dargestellt. Bei einer Kühlwassertemperatur von $T_k = 9^\circ\text{C}$ wurde experimentell ein optisch-optischer Wirkungsgrad von 50 % bei $d_p = 1,2$ mm und von 47 % bei $d_p = 2,5$ mm bei Verwendung von 8 Durchgängen der Pumpstrahlung erreicht. Berechnet werden optisch-optische Wirkungsgrade von 47,5 % bzw. 43,2 % [19]. Der berechnete Absorptionsgrad der Pumpstrahlung beträgt etwa 73 % bei $d_p = 1,2$ mm und 69 % bei $d_p = 2,5$ mm, die maximale Temperatur des Laserkristalls 137°C ($d_p = 1,2$ mm) bzw. 172°C ($d_p = 2,5$ mm), die berechnete optimale Kristalldicke beträgt 0,36 mm ($d_p = 1,2$ mm) bzw. 0,3 mm ($d_p = 2,5$ mm) bei $T_k = 15^\circ\text{C}$ [19]. Die beobachtete Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades bei Vergrößern des gepumpten Durchmessers kann daher mit der höheren mittleren Temperatur des Laserkristalls erklärt werden. Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm wird die entstehende Wärme im Laserkristall über eine größere Fläche verteilt, so daß sich der Laserkristall insgesamt nicht so stark erwärmt. Dies hat eine geringere Wärmestromdichte in der HR-Beschichtung, dem Indium und der Wärmesenke zur Folge, so daß der Temperaturgradient in diesen Komponenten zusätzlich gesenkt wird. Verglichen mit den experimentellen Untersuchungen sind die berechneten optimalen Kristalldicken jedoch zu groß. Eine Ursache hierfür könnten die asphärischen Anteile der thermischen Linse sein, die zu Beugungsverlusten führen. Bei den Berechnungen der optisch-optischen Wirkungsgrade wird hingegen ein Resonator mit einer Länge, die gleich der Kristalldicke ist, angenommen. Die resonatorinternen Verluste werden bei den Berechnungen als freier Parameter betrachtet und zu 0,1 % abgeschätzt [48, 50]. Eine Erweiterung des Modells, die auch die sphärischen und asphärischen Anteile der thermischen Linse und die dadurch verursachten resonatorinternen Verluste berücksichtigt, ist in Vorbereitung.

Werden 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall verwendet, so liegt der optisch-optische Wirkungsgrad absolut um etwa 5 bis 9 Prozent über dem Wirkungsgrad, der bei Verwendung von 8 Durchgängen der Pumpstrahlung erreicht wird (s. Bild 3.22). Dies läßt sich vor allem mit dem höheren Absorptionsgrad der Pumpstrahlung bei Verwendung von 16 Durchgängen erklären. Wird ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm verwendet, so beträgt der berechnete Absorptionsgrad bei Verwendung eines Kristalls mit einer Dicke von $d_K = 0,33$ mm etwa 76 % bei Verwendung von 8 Durchgängen, während er bei einer Kristalldicke von $d_K = 0,25$ mm etwa 83 % bei Verwendung von 16 Durchgängen beträgt [19]. Während die maximale Temperatur des Laserkristalls in beiden Fällen etwa 150°C beträgt, wird ein optisch-optischer Wirkungsgrad von 48 % bzw. 57 % bei Verwendung von 8 bzw. 16 Durchgängen berechnet [19]. Experimentell wurden optisch-optische Wirkungsgrade von 49 % bzw. von 58 % erreicht (s. Bild 3.22).

3.10 Fazit zu Kapitel 3

Es wurden zwei verschiedene Konfigurationen der Pumpanordnung vorgestellt, mit denen 8 bzw. 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Kristall realisiert werden können. Soll ein optisch-optischer Wirkungsgrad von etwa 50 % erreicht werden, so ist dies bei Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall bei einer Kühlmitteltemperatur im Bereich der Raumtemperatur möglich. Bei Verwendung von 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall wird bei dieser Temperatur ein optisch-optischer Wirkungsgrad von etwas weniger als 50 % erreicht. Der optisch-optische Wirkungsgrad kann durch Reduktion der Kühlmitteltemperatur auf 50 % gesteigert werden. Bei einem gepumpten Durchmesser von 1,2 mm muß dazu die Kühlmitteltemperatur auf 5°C gesenkt werden, während bei einem gepumpten Durchmesser von 2,5 mm eine Kühlmitteltemperatur von -15°C benötigt wird.

Es wurde außerdem untersucht, mit welchen Maßnahmen der optisch-optische Wirkungsgrad und die Laserleistung eines Scheibenlasers gesteigert werden können. Dazu wurden einige Einflußfaktoren auf die Laserleistung untersucht:

- Die hochreflektierende Beschichtung des Laserkristalls muß zur Reduzierung der Verluste einen möglichst hohen Reflexionsgrad von nahezu 1 erreichen. Dabei muß der Wärmewiderstand der Beschichtung gleichzeitig gering sein. Dies kann durch die Verwendung eines dielektrisch vergüteten Metallspiegels erreicht werden.
- Die Dicke des Laserkristalls muß, abhängig von der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall und dem Durchmesser des gepumpten Bereichs, optimiert werden. Aus den zahlreichen Untersuchungen ergibt sich bei Verwendung einer Dotierung des Laserkristalls von 8 at% Ytterbium für gepumpte Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm eine Kristalldicke von $0,28 \text{ mm} \pm 0,02 \text{ mm}$ bei 8 Durchgängen der Pumpstrahlung und von $0,24 \text{ mm} \pm 0,02 \text{ mm}$ bei Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall. Bei Verwendung von größeren gepumpten Durchmessern sind etwas dünnere Kristalle besser geeignet.
- Da typische Auskoppelgrade eines Scheibenlasers im Bereich von 3 % liegen, müssen die resonatorinternen Verluste gering gehalten werden. Typische resonatorinterne Verluste wurden zu $l_i < 0,5 \%$ abgeschätzt. Vor allem wenn komplexe Resonatoranordnungen benötigt werden, müssen die eingesetzten Optiken besonders verlustarm sein, um einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad zu erreichen.

Bei den bisher vorgestellten Untersuchungen wurde zunächst die Laserleistung und der optisch-optische Wirkungsgrad optimiert. Die Strahlqualität wurde bei diesen Untersuchungen nicht optimiert. Es wurden jedoch stets Beugungsmaßzahlen von $M^2 < 10$ erreicht. Im nächsten Kapitel wird daher untersucht, inwieweit die Strahlqualität eines Scheibenlasers gesteigert werden kann. Dabei soll gleichzeitig eine hohe Laserleistung und ein hoher optisch-optischer Wirkungsgrad erreicht werden.

4 Steigerung der Strahlqualität

Im letzten Abschnitt wurde untersucht, wie die Leistung und der optisch-optische Wirkungsgrad eines Scheibenlasers von verschiedenen Parametern abhängen. Bei diesen Untersuchungen wurde der Resonator so konfiguriert, daß eine möglichst hohe Leistung erreicht wird. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen von $M^2 = 5$ bis $M^2 = 10$ sind für viele Anwendungen ausreichend. Einige Anwendungen, wie beispielsweise eine resonatorinterne Frequenzverdopplung, erfordern jedoch eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität.

Soll ein Resonator für einen Scheibenlaser ausgelegt werden, so ist die Kenntnis der Brennweite der thermischen Linse der verwendeten Kristallscheibe notwendig, wenn eine zuverlässige Aussage über die zu erwartende Strahlqualität des Lasers gemacht werden soll.

Basierend auf Auslegungsrechnungen für einen Resonator wird experimentell untersucht, inwieweit die Strahlqualität eines Scheibenlasers gesteigert werden kann. Anschließend werden die gemessenen Beugungsmaßzahlen mit denjenigen verglichen, die anhand der Resonatorauslegung erwartet werden können. Dieser Vergleich soll die Grundlagen absichern, auf deren Basis einerseits thermische Linsen abgeschätzt werden können und andererseits Vorhersagen der Beugungsmaßzahl, die mit einer gegebenen Resonatorkonfiguration erreicht werden, gemacht werden.

Darüberhinaus wurde ein Resonator-konzept entwickelt und experimentell untersucht, welches es ermöglicht, den Resonator besonders unempfindlich gegen Dejustage seiner Spiegel aufzubauen, den Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall einzustellen und auch zu großen Werten zu skalieren. Dieses Resonator-konzept bildet somit die Grundlage für eine Skalierung der Laserleistung bei guter Strahlqualität in den Leistungsbereich einiger Kilowatt.

4.1 Untersuchung der thermischen Linse

In Abschnitt 2.6 wurden verschiedene Mechanismen, die Beiträge zur thermischen Linse liefern, diskutiert. Da die Rückseite des Laserkristalls hochreflektierend beschichtet ist, kann er im Resonator nur als Spiegel eingesetzt werden. Wird der Kristall als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt, so kann die thermische Linse formal als dünne Linse variabler Brechkraft betrachtet werden. Andererseits kann der Kristall aber auch als Spiegel variabler Brechkraft betrachtet werden, was dann besonders vorteilhaft ist, wenn er

als Endspiegel im Resonator verwendet wird. Es gibt Beiträge zur thermischen Linse, die wie ein konkav gekrümmter Spiegel wirken und solche, die wie ein konvex gekrümmter Spiegel wirken. Die resultierende Krümmung des Laserkristalls hängt davon ab, welche Beiträge überwiegen.

Die Brennweite der thermischen Linse kann mit Hilfe eines Interferometers gemessen werden. In dieser Arbeit wurde ein Interferometer nach Twyman-Green verwendet. Als Strahlungsquelle dient ein Helium-Neon-Laser ($\lambda_{HeNe} = 633 \text{ nm}$), der mit einem Teleskop mit integrierter Lochblende (Durchmesser $10 \mu\text{m}$) aufgeweitet und kollimiert wird. Ein Teil des Strahls wird von einem Referenzspiegel, der zweite Teil des Strahls von der Rückseite des Laserkristalls reflektiert. Der Meßstrahl geht also zweimal durch den Laserkristall hindurch, so daß der Gangunterschied zwischen einem hellen und dunklen Streifen im Interferometer $\lambda_{HeNe}/4$ beträgt. Dieser Gangunterschied wird mit Hilfe einer CCD-Kamera beobachtet. Zur Auswertung wird an dieses gemessene Höhenprofil eine Parabel angenähert, deren Krümmungsradius eine gute Näherung für den Krümmungsradius $R_{th} = 2f_{th}$ der thermischen Linse ist. Allerdings ist eine genaue Auswertung recht problematisch, da das Interferenzmuster, welches sich aufgrund der Verbiegung des Laserkristalls ergibt, von einem weiteren Interferenzmuster, welches durch die Interferenz von Strahlen, die an der Vorderseite des Laserkristalls reflektiert werden, und Strahlen, die an der Rückseite des Laserkristalls reflektiert werden, überlagert ist.

Die Untersuchungen der thermischen Linse wurden für einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 2,5 \text{ mm}$ unter Verwendung von 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall durchgeführt. Es wurden einige Laserkristalle unterschiedlicher Dicke ($d_K = 0,20 \text{ mm}$ bis $0,43 \text{ mm}$) mit einer Dotierung von 8 at% untersucht. Die Kühlmitteltemperatur wurde zwischen $T_k = -27^\circ\text{C}$ und $T_k = 20^\circ\text{C}$ variiert. Eine Pumpleistung zwischen $P_p = 0 \text{ W}$ und $P_p = 254 \text{ W}$ wurde verwendet. Die Größe der thermischen Linse wurde sowohl bei gleichzeitigem Laserbetrieb des Scheibenlasers, als auch ohne Laserbetrieb nur unter Pumpstrahlungsbelastung des Laserkristalls, untersucht.

Aus der Vielzahl der durchgeführten Untersuchungen ergeben sich folgende qualitativen Aussagen über die thermische Linse des Laserkristalls:

- Mit steigender Pumpleistung bzw. Pumpleistungsdichte nimmt die Brechkraft der thermischen Linse zu.
- Mit wachsender Kristalldicke nimmt die Brechkraft der thermischen Linse stark zu. Die Brechkraft der thermischen Linse kann dabei so stark sein, daß der Resonator optisch instabil wird. Wird der Laserkristall als Endspiegel im Resonator eingesetzt, eine Resonatorlänge von $L = 11 \text{ cm}$ und ein Krümmungsradius des Auskoppelspiegels von $R_2 = 0,5 \text{ m}$ verwendet, so ist der Resonator für Brennweiten der thermischen Linse von $f_{th} < 0,11 \text{ m}$ optisch instabil. Auch bei nominell gleichen Laserkristallen ist die thermische Linse nicht exakt gleich groß. Die Ursache hierfür kann die variierende Qualität der Beschichtung und der Politur des Laserkristalls, aber auch die Befestigung des Laserkristalls auf der Wärmesenke sein.

- Die Brechkraft der thermischen Linse ist bei unterbrochenem Resonator größer als im Laserbetrieb. Dieser Unterschied wird mit abnehmender Kristalldicke geringer. Bei einer Kristalldicke von $d_K = 0,2$ mm konnte kein Unterschied der thermischen Linse mit justiertem Resonator und unterbrochenem Resonator beobachtet werden. Eine Erklärung dieses Effekts könnte eine schlechtere Kühlung des Laserkristalls bei unterbrochenem Resonator sein, die dadurch verursacht ist, daß dem Laserkristall keine Strahlung durch verstärkte stimulierte Emission entzogen wird. Bei Laserkristallen mit einer Dicke von $d_K > 0,25$ mm führt das Unterbrechen des Resonators bei maximaler Pumpleistung daher zu einem Versagen des Laserkristalls. Bei Kristalldicken von $d_K < 0,25$ mm kann der Resonator auch bei maximaler Pumpleistung ohne Beschädigung des Laserkristalls unterbrochen werden.
- Für Kristalldicken $d_K \leq 0,25$ mm ist die Brennweite der thermischen Linse negativ, wirkt also wie ein konvex gekrümmter Spiegel, für $d_K \geq 0,3$ mm ist die Brennweite der thermischen Linse dagegen positiv, d. h. sie wirkt wie ein konkav gekrümmter Spiegel.
- Bei Kristalldicken von $d_K \leq 0,25$ mm ist im mittleren Teil des gepumpten Bereichs im Laserbetrieb eine nahezu konstante Phasenfrontdeformation zu beobachten, die einer Brechkraft von nahezu Null entspricht. Am Rand des gepumpten Bereichs nimmt die Phasenfrontdeformation dagegen zu. Die thermische Linse zeigt daher ein stark asphärisches Verhalten. Ohne Lasertätigkeit ist bei Laserkristallen mit einer Dicke von etwa 0,25 mm auch im mittleren Teil des gepumpten Bereichs eine Variation der Phasenfrontdeformation zu beobachten.
- Bei Kristalldicken von $d_K \geq 0,33$ mm ist auch im mittleren Teil des gepumpten Bereichs in radialer Richtung eine stark variierende Phasenfrontdeformation bei Lasertätigkeit zu beobachten. Bei unterbrochenem Resonator ist die Phasenfrontdeformation noch wesentlich stärker.
- Mit steigender Temperatur der Wärmesenke nimmt die Brechkraft der thermischen Linse zu.

Als quantitatives Ergebnis aus den experimentellen Untersuchungen ergeben sich Brechkraft D_{th} der thermischen Linse im Bereich von $-1 \text{ m}^{-1} < D_{th} < 1 \text{ m}^{-1}$. Die exakte Brennweite der thermischen Linse ist experimentell jedoch nicht aus den interferometrischen Untersuchungen zu bestimmen, es können lediglich verschieden starke thermische Linsen (z. B. bei Variation der Kristalldicke, der Temperatur, der Pumpleistung, der Pumpleistungsdichte) miteinander verglichen werden. Zum einen macht die Überlagerung der zwei beschriebenen Interferenzmuster eine quantitative Auswertung unmöglich. Dieses Problem könnte durch die Verwendung eines Interferometers, welches bei einer Wellenlänge von etwa $1 \mu\text{m}$ arbeitet, gelöst werden. Zum anderen ist aber die berechnete Brennweite vor allem davon abhängig, über welche Größe des gepumpten Bereichs die thermische Linse durch eine Sphäre angenähert wird (s. Abschnitt 2.6), da vor allem bei einem großen

Durchmesser des gepumpten Bereichs die thermische Linse asphärisch ist. Die Größe des für eine Auswertung relevanten Bereichs ist für die Berechnung der thermischen Linse entscheidend, experimentell aber nur schlecht zugänglich. Für die Auslegung eines Resonators kann dieses Problem gelöst werden, indem der Resonator so ausgelegt wird, daß der Grundmoderadius des Resonators im Laserkristall bei Variation der Brennweite der thermischen Linse möglichst wenig variiert. Dies wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.2 Resonatorkonzepte für gute Strahlqualität

Um transversale Grundmodestrahlung mit hohem optisch-optischen Wirkungsgrad zu erzeugen, muß möglichst das gesamte gepumpte Volumen der Kristallscheibe durch den Grundmode des Resonators ausgenutzt werden. Der Grundmodedurchmesser w_K des Resonators muß in der Kristallscheibe also so groß sein wie der gepumpte Durchmesser d_p . So kann das Anschwingen von höheren Transversalmoden ohne weitere Maßnahmen wie Blenden im Resonator vermieden werden. In früheren Untersuchungen wurde etwa 70 % des gepumpten Durchmessers durch den Grundmode des Resonators ausgenutzt [78]. Dies entspricht nur etwa der halben gepumpten Fläche der Kristallscheibe. Daher ging bei diesen Untersuchungen die Laserleistung im transversalen Grundmode auf etwa 70 bis 85 % eines hohen Multimodes zurück. Um diese Leistungsverluste gering zu halten, muß daher der Grundmodedurchmesser des Resonators möglichst gut auf den gepumpten Durchmesser angepaßt werden. Dabei muß die Brechkraft der thermischen Linse berücksichtigt werden. Wird der Grundmodedurchmesser des Resonators dagegen größer als der gepumpte Durchmesser eingestellt, so erfährt der Mode im ungepumpten Bereich aufgrund der Reabsorptionsverluste bei der Laserwellenlänge, die bei einem Quasi-Drei-Niveau-Laser auftreten, hohe Verluste. Dadurch wird der Laser, sofern er überhaupt anschwingt, nur mit einem geringen Wirkungsgrad arbeiten.

Zudem sollte der Resonator aber auch unempfindlich gegen Änderungen der thermischen Linse ausgelegt sein. Innerhalb des Variationsbereichs der thermischen Linse sollte daher der Resonator zumindest optisch stabil sein, so daß über den gesamten Variationsbereich der Pumpleistung Lasertätigkeit erreicht werden kann. Zusätzlich sollte der Grundmoderadius des Resonators im Laserkristall nahezu konstant bleiben, um über den gesamten Pumpleistungsbereich eine nahezu konstante Strahlqualität zu erreichen. Außerdem muß der Resonator und seine Modenverteilung unempfindlich sein gegen mechanische Störungen und gegen eine Dejustage der optischen Komponenten.

Inwieweit diese Forderungen gleichzeitig realisiert werden können, wird in den nächsten Abschnitten untersucht. Dazu werden zunächst die Eigenschaften verschiedener Resonatoren theoretisch untersucht, bevor experimentelle Untersuchungen bei unterschiedlichen gepumpten Durchmessern vorgestellt werden. Die Berechnungen der Strahlradien im Resonator erfolgen dabei mit dem kommerziellen Programm Winlase, welches die Gleichungen aus Abschnitt 2.7 verwendet.

Grundsätzlich lassen sich zwei Typen von Resonatoren unterscheiden. Die Unterschiede

sind durch die Position des Laserkristalls, d. h. durch die Lage der variierenden thermischen Linse, im Resonator gegeben. Zum einen kann der Laserkristall bei einem Scheibenlaser als Endspiegel im Resonator eingesetzt werden, zum anderen kann er als Umlenkspiegel verwendet werden.

4.2.1 Laserkristall als Endspiegel im Resonator

Die einfachste Resonatorkonfiguration, die die oben genannten Anforderungen erfüllen kann, besteht aus dem Laserkristall als Endspiegel und einem konkav gekrümmten Auskoppelspiegel. Da die Kristallscheibe dünn ist, kann dieser Resonatortyp in guter Näherung beschrieben werden durch zwei Spiegel mit den Krümmungsradien R_1 und R_2 , die sich im Abstand L befinden. Spiegel 1 sei der Laserkristall, dessen Krümmungsradius R_1 durch die thermische Linse mit der Brennweite $f_{th} = R_1/2$ verursacht ist. Spiegel 2 (R_2) ist durch die Auskoppelspiegel. Diese Konfiguration hat den Vorteil, daß sie mit einer minimalen Anzahl von optischen Komponenten auskommt, so daß die Verluste gering gehalten werden können, und daß die Resonatorkonfiguration mit geringem Justageaufwand variiert werden kann. Je nach Krümmungsradius des Auskoppelspiegels, der Brennweite der thermischen Linse und der Resonatorlänge ist dieser Resonatortyp auch ausreichend unempfindlich gegen Dejustage der optischen Komponenten, wie zahlreiche experimentelle Untersuchungen gezeigt haben. Der zulässige Variationsbereich der thermischen Linse ist bei diesem "linearen" Resonator doppelt so groß, als wenn der Laserkristall sich nicht am Ende des Resonators, sondern an beliebiger Stelle im Resonator befindet (s. Abschnitt 2.7.2).

Aus experimenteller Erfahrung ist bei einem Resonator, der aus dem Laserkristall als Endspiegel und einem Auskoppelspiegel besteht, der maximale Krümmungsradius R_2 des Auskoppelspiegels auf etwa 2 bis 3 m begrenzt, weil nur dann ein stabiler Betrieb mit einer ausreichenden Unempfindlichkeit des Resonators gegen Verkippungen der Resonatorspiegel erreicht wird. Die Grundmoderadien im Laserkristall, die mit solchen Resonatoren erreichbar sind, werden im folgenden dargestellt. Ein neues Resonatorkonzept, welches größere Grundmoderadien im Laserkristall und gleichzeitig eine geringere Empfindlichkeit gegen Dejustage der Spiegel aufweist, wird in Abschnitt 4.5 diskutiert.

In Bild 4.1 ist der berechnete Grundmoderadius für einen Krümmungsradius des Auskoppers von $R_2 = 2$ m dargestellt. In diesem Bild ist die Brennweite der thermischen Linse, und nicht wie üblich die Brechkraft der thermischen Linse aufgetragen, da in der hier gewählten Auftragung der Bereich der thermischen Linse, der für einen Scheibenlaser relevant ist, deutlicher erkennbar ist.

Im ungepumpten Zustand ist die Kristallscheibe planparallel, sie besitzt also eine "thermische" Linse unendlicher Brennweite, während sie je nach Dicke im gepumpten Zustand Brennweiten von bis zu etwa ± 1 m besitzen kann. Innerhalb dieses Variationbereichs der thermischen Linse bleibt der Grundmoderadius im Laserkristall weitgehend konstant (s. Bild 4.1).

Betrachtet man beispielsweise eine Resonatorlänge von $L = 500$ mm, so beträgt der

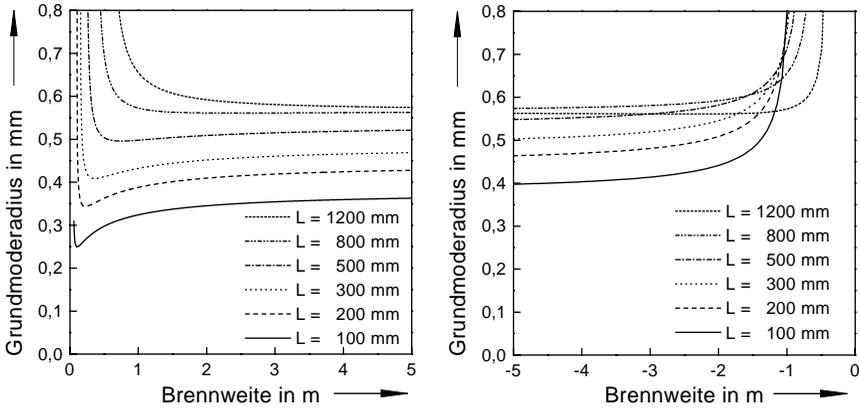


Bild 4.1: Berechneter Grundmoderadius $w_1 \equiv w_K$ im Laserkristall bei Variation der Resonatorlänge und der Brennweite f_{th} der thermischen Linse. Der Krümmungsradius des Auskoplplers beträgt $R_2 = 2$ m.

Grundmoderadius im Laserkristall 0,5 mm bis 0,55 mm für eine Brennweite f_{th} der thermischen Linse im Bereich von $1 \text{ m} < f_{th} < \infty$. Für einen gepumpten Durchmesser von etwas mehr als 1 mm kann daher mit dieser Resonatorkonfiguration Grundmodestrahlung des Lasers, unabhängig von der Brennweite der thermischen Linse, über den gesamten Pumpleistungsbereich erwartet werden, da die Brennweite der thermischen Linse in diesem Bereich liegt. Bei Verwendung dieses Pumpfleckdurchmessers kann mit einer maximalen Pumpleistung von etwa 60 W gearbeitet werden, so daß eine Laserleistung von etwa 30 W erreicht werden kann. Dies wurde auch experimentell überprüft, was in Abschnitt 4.3 dargestellt ist.

Für andere Krümmungsradien R_2 des Auskoppelspiegels im Bereich $R_2 \leq 3$ m ergeben sich Grundmoderadien im Laserkristall, die einen ähnlichen Verlauf wie die in Bild 4.1 gezeigten Kurven besitzen. Die Größe des Grundmoderadius im Laserkristall hängt von der Brennweite der thermischen Linse f_{th} , der Resonatorlänge L und des Krümmungsradius R_2 des Auskoppelspiegels ab. Der maximale Grundmoderadius w_K im Laserkristall beträgt je nach Brennweite der thermischen Linse etwa 0,7 bis 0,8 mm (s. Bild 4.2). Dort ist der Grundmoderadius im Laserkristall all in Abhängigkeit der Resonatorlänge für verschiedene Krümmungsradien des Auskoppelspiegels dargestellt. Betrachtet man einen gegebenen Krümmungsradius des Auskoppelspiegels, so steigt zunächst der Grundmoderadius bei wachsender Resonatorlänge an und fällt kurz vor Erreichen des Stabilitätsrands wieder ab. Der erreichbare maximale Grundmodedurchmesser ist auf weniger als 0,6 mm, bzw. 0,8 mm begrenzt, wenn man einen Krümmungsradius des Auskoppelspiegels von 2 m, bzw. 3 m betrachtet.

Wird der gepumpte Durchmesser d_p gleich dem maximal erreichbaren Grundmodedurchmesser von $2w_K = 1,6$ mm im Laserkristall gewählt, so kann bei einer maximalen

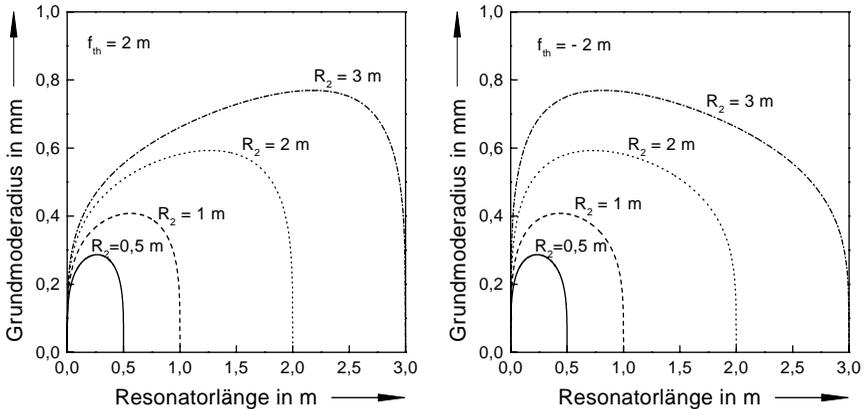


Bild 4.2: Berechneter Grundmoderadius w_K im Laserkristall bei Variation der Resonatorlänge L und des Krümmungsradius R_2 des Auskopplers. Als Brennweite des Laserkristalls wurde $f_{th} = R_1/2 = 2$ m (linkes Bild) bzw. $f_{th} = R_1/2 = -2$ m (rechtes Bild) angenommen.

Pumpleistungsdichte von 5 kW/cm^2 eine maximale Pumpleistung von $P_p = 100$ W verwendet werden. Bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 50 % bei beugungsbegrenzter Strahlqualität kann also eine Laserleistung von 50 W erreicht werden. Soll hingegen eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 2$ erreicht werden, so kann der Moderadius im Laserkristall gemäß Gl. (2.41) berechnet werden wenn dabei λ_L durch $M^2\lambda_L$ ersetzt wird. Damit erhält man einen gepumpten Durchmesser von etwa 2,25 mm, entsprechend einer Pumpleistung von 200 W und einer Laserleistung von etwa 100 W.

Insgesamt sollte es also möglich sein, bei Verwendung eines linearen Resonators mit einem Scheibenlaser für $d_p < 1,6$ mm über den gesamten Pumpleistungsbereich einen optisch stabilen Resonator so auszulegen, daß eine nahezu konstante Strahlqualität von etwas oberhalb der Laserschwelle bis zur maximalen Leistung erreicht werden kann. Diese Aussage wird in Abschnitt 4.3 experimentell überprüft werden.

Für Grundmoderadien von $w_K > 0,8$ mm im Laserkristall ist das diskutierte Resonatorkonzept ungeeignet, da aus experimenteller Erfahrung in diesem Resonatorkonzept keine Spiegel mit Krümmungsradien $R_2 > 3$ m verwendet werden können. Zur Lösung dieses Problems wurde ein neues Resonatorkonzept entwickelt, welches in Abschnitt 4.5 vorgestellt und in Abschnitt 4.6 experimentell untersucht wird.

4.2.2 Laserkristall als Umlenkspiegel im Resonator

Eine weitere Möglichkeit des Resonatoraufbaus besteht darin, den Laserkristall als Umlenkspiegel einzusetzen und zwei weitere Resonatorspiegel zu verwenden. Ein Spiegel dient als Auskoppler, während der andere Spiegel hochreflektierend verspiegelt sein muß. Der Laserkristall wirkt dann im Resonator als Umlenkspiegel mit variabler Brennweite.

Der Resonator soll über den gesamten Variationsbereich der Brennweite der thermischen Linse optisch stabil sein und eine geringe Dejustageempfindlichkeit aufweisen. Als Beispiel wird ein Resonator, bestehend aus einem Spiegel mit einem Krümmungsradius von $R_1 = 2$ m, in einem Abstand $L_1 = 0,1$ m vom Laserkristall und einem Planspiegel $R_2 \rightarrow \infty$, dessen Abstand vom Laserkristall variabel ist, näher untersucht. Diese Resonatorconfiguration wird gewählt, da durch den kurzen Abstand des gekrümmten Spiegels vom Laserkristall ein recht großer Grundmoderadius im Laserkristall erreicht werden kann. Außerdem hilft die Verwendung eines Planspiegels, im Vergleich zur Verwendung eines zweiten gekrümmten Spiegels, die Gesamtlänge des Resonators relativ klein zu halten.

In Bild 4.3 ist der berechnete Grundmoderadius im Laserkristall in Abhängigkeit der Brennweite der thermischen Linse für verschiedene Abstände des Planspiegels vom Laserkristall dargestellt. Je nach Variationsbereich der Brennweite der thermischen Linse ist der Grundmoderadius auf Werte von maximal 0,6 mm bis etwa 0,8 mm beschränkt. Diese Werte sind ähnlich denen, die mit einem linearen Resonator erreicht werden können.

Bei den betrachteten Grundmoderadien und Brennweiten der thermische Linse liegt der Resonator immer in Zone II des Stabilitätsbereichs (s. Abschnitt 2.7.2). In dieser Zone ist die Empfindlichkeit des Resonator gegen Verkippungen der Spiegel größer als in Zone I. Zone I wird bei den bisher betrachteten Resonatorconfigurationen bei Brennweiten der thermischen Linse im Bereich einiger Zentimeter erreicht und ist damit mit einem Scheibenlaser zunächst nicht nutzbar. Experimentell ist die Dejustageempfindlichkeit der hier diskutierten Resonatoren jedoch ausreichend gering.

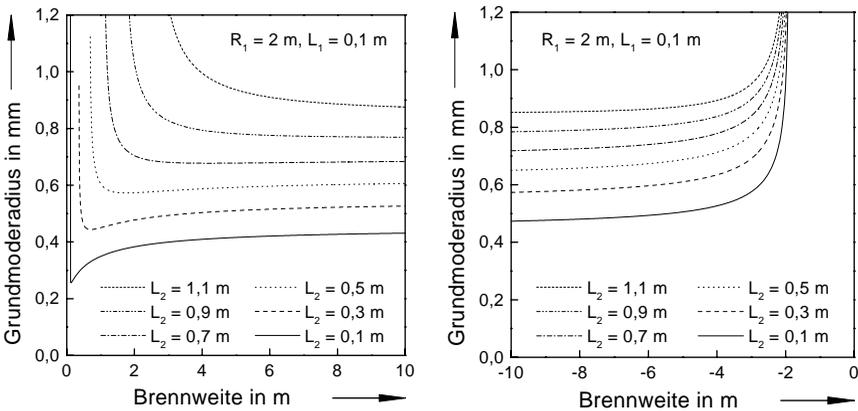


Bild 4.3: Berechneter Grundmoderadius $w_f \equiv w_K$ im Laserkristall bei Variation der Brennweite f_{th} der thermischen Linse und der Resonatorlänge.

4.3 Experimentelle Ergebnisse

Im Abschnitt 4.2 wurde dargestellt, wie der Resonator eines Scheibenlasers unter Berücksichtigung der gemessenen thermischen Linse aufgebaut werden kann. In diesem Abschnitt werden experimentelle Untersuchungen hierzu vorgestellt, die für drei unterschiedliche gepumpte Durchmesser des Laserkristalls durchgeführt wurden. Um den jeweiligen Laseraufbau zu charakterisieren, wurde zunächst die Leistung des Lasers bei Verwendung eines kurzen Resonators untersucht. Anschließend wurde systematisch die Resonatorkonfiguration geändert. Der Laserkristall wurde als Endspiegel im Resonator eingesetzt, da auf diese Weise die Resonatorkonfiguration am einfachsten variiert werden kann. Die Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl und der Leistung von der Resonatorlänge und dem verwendeten Krümmungsradius des Auskoppelspiegels wurde jeweils untersucht. Um einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad zu erreichen, muß zusätzlich der Auskoppelgrad in Abhängigkeit der Resonatorkonfiguration optimiert werden.

Zunächst wurde ein Laser mit 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Kristall verwendet (Aufbau 1). Eine maximale Pumpleistung von 57,7 W, ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm und ein Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,33$ mm ($c_K = 8$ at%) wurde verwendet. Die Wärmesenke des Laserkristalls wird mit Hilfe von wassergekühlten Peltierelementen auf -30°C abgekühlt.

In Bild 4.1 wurde gezeigt, wie sich der berechnete Grundmodedurchmesser $2w_1$ im Laserkristall in Abhängigkeit der Resonatorlänge und der thermischen Linse ändert, wenn ein linearer Resonator mit einem Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m verwendet wird. Ein Grundmodedurchmesser von $2w_1 > 1$ mm kann demnach, je nach Größe der thermischen Linse, bei einer Resonatorlänge von etwa 50 cm erreicht werden.

In Bild 4.4 sind experimentelle Untersuchungen der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Resonatorlänge dargestellt. Bei einer Resonatorlänge von

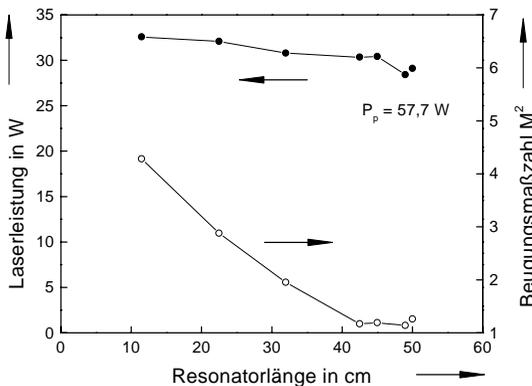


Bild 4.4: Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Resonatorlänge L für $R_2 = 2$ m und einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm.

$L = 11,5$ cm wird eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 4,3$ und eine Laserleistung von 32,6 W erreicht. Wird die Resonatorlänge vergrößert, so wächst gemäß Bild 4.2 der Grundmodendurchmesser im Laserkristall an. Die Beugungsmaßzahl nimmt dann entsprechend ab (s. Bild 4.4). Bei einer Resonatorlänge von $L > 42,5$ cm wird transversale Grundmodestrahlung mit $M^2 < 1,2$ erreicht. Die Laserleistung nimmt dabei nur wenig ab, sie beträgt je nach Resonatorlänge 28,4 W bis 30,4 W. Bei einer Pumpleistung von 57,7 W entspricht dies einem optisch-optischen Wirkungsgrad von etwa 50 %. Mit einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad des verwendeten fasergekoppelten Diodenlasers von 34 % errechnet sich ein elektrisch-optischer Wirkungsgrad von über 17 % für die Erzeugung von Grundmodestrahlung mit $M^2 < 1,2$.

In Bild 4.5 ist die Variation der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Pumpleistung für zwei Resonatoren mit einer Länge von 11,5 cm bzw. 45 cm dargestellt. Bei Variation der Pumpleistung steigt die Beugungsmaßzahl leicht an. Dieses Verhalten ist bei Verwendung einer Resonatorlänge von 11,5 cm deutlich ausgeprägter als bei Verwendung des 45 cm langen Resonators. Bei diesem Resonator liegt die Beugungsmaßzahl nahezu unabhängig von der Pumpleistung bei $M^2 < 1,2$. Dies zeigt, daß bei der Wahl einer geeigneten Resonatorconfiguration der Grundmodendurchmesser im Laserkristall nahezu unabhängig von der thermischen Linse ist.

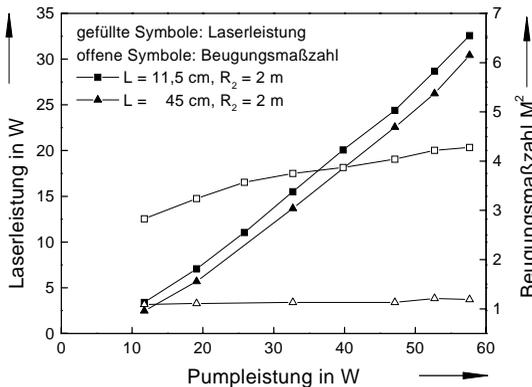


Bild 4.5: Variation der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Pumpleistung und der Resonatorconfiguration für einen gepumpten Durchmesser von 1,2 mm.

Die Pumpleistungsdichte ist nicht über den gesamten gepumpten Durchmesser konstant. Durch den Schrägeinfall der Pumpstrahlung ergibt sich vielmehr am Rand des Pumpflecks ein weiches Profil. Wird nun die Pumpleistung und damit die Pumpleistungsdichte erhöht, so wächst der Bereich des Pumpflecks an, der die Laserschwelle übersteigt. Dadurch wird der für den Laserstrahl nutzbare Pumpfleck größer, so daß weitere Transversalmoden anschwingen können. Die Beugungsmaßzahl nimmt dann entsprechend zu. Dies könnte der Grund für die beobachtete Zunahme der Beugungsmaßzahl von $M^2 = 3$

bei einer Pumpleistung von $P_p = 12$ W auf $M^2 = 4,3$ bei $P_p = 58$ W sein.

Bei Pumpleistungen bis etwa 60 W wurden eine Vielzahl von Laserkristallen untersucht. Die Leistungsverluste beim Übergang von Multimode-Strahlung mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 > 5$ zu Grundmodestrahlung mit $M^2 < 1,2$ sind nicht bei allen Laserkristallen so gering wie bei den hier dargestellten Untersuchungen. Entscheidend für diese Leistungsverluste ist die Größe der asphärischen Anteile an der thermischen Linse und an der Grundverbiegung der ungepumpten Kristalle. Einzelne Kristalle weisen eine stark asphärische Grundverbiegung auf. Mit diesen Kristallen ist Grundmodestrahlung nur unter Leistungseinbußen von typischerweise über 20 % zu erreichen. Geeignete Kristalle für einen Grundmodebetrieb wurden daher speziell selektiert.

Bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm wurde untersucht, ob sich die Ergebnisse, die unter Verwendung von 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall bei einer Wärmesenktemperatur von -30°C erreicht wurden, auf einen Betrieb bei Raumtemperatur unter Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Kristall übertragen lassen. Dazu wurde ein Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,24$ mm verwendet, der mit Wasser bei einer Temperatur von $T_k = 15^\circ\text{C}$ gekühlt wurde. Der Laserkristall diente bei diesen Untersuchungen als Endspiegel im Resonator.

In Bild 4.6 ist die Laserleistung und die Beugungsmaßzahl M^2 für drei verschiedene Kombinationen aus Resonatorlänge L und Krümmungsradius des Auskoppelspiegels R_2 dargestellt. Die höchste Laserleistung von 37,6 W wird mit einem Resonator mit einer Länge von $L = 7$ cm, einem Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 0,5$ m und einem Transmissionsgrad von $t_A = 2$ % erreicht. Bei einer Pumpleistung von $P_p = 65,2$ W entspricht dies einem optisch-optischen Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 57,7$ %. Mit einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad des fasergekoppelten Diodenlasers von 34 %

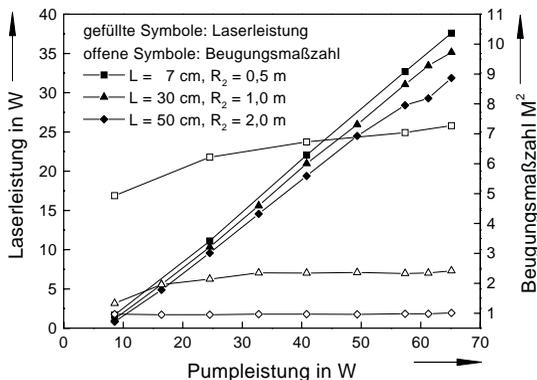


Bild 4.6: Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Pumpleistung für verschiedene Resonatorkonfigurationen [75].

ergibt sich daraus ein elektrisch-optischer Wirkungsgrad des Lasers von 19,6 % (diese Berechnung berücksichtigt nicht die Leistung, die für die Kühlung notwendig ist und die Verluste im Netzgerät des Diodenlasers). Die Beugungsmaßzahl bleibt mit $M^2 = 6$ bis 7 bei Variation der Pumpleistung nahezu konstant.

Wird die Länge des Resonators und der Krümmungsradius des Auskoppelspiegels vergrößert, so kann die Strahlqualität gesteigert werden. Bei einer Resonatorlänge von $L = 30$ cm wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 2,4$ erreicht. Dazu wurde ein Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 1$ m und einem Transmissionsgrad von 3 % verwendet. Eine Laserleistung von 35,2 W wurde erreicht.

Wird die Resonatorlänge weiter auf 50 cm vergrößert, so wird über den gesamten Variationsbereich der Pumpleistung eine konstante Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,0$ erreicht. Dazu wurde ein Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m und einem Transmissionsgrad von 3 % verwendet. Die maximale Laserleistung beträgt 31,9 W, dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 48,9 % und einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad von 16,6 %.

Bei Verwendung eines anderen Kristalls, der aber nominell gleich war, wurde bei einer Resonatorlänge von $L = 60$ cm eine Laserleistung von 33 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,13$ erreicht ($\eta_{opt} > 50$ %).

In Bild 4.7 ist die Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Resonatorlänge für verschiedene Krümmungsradien des Auskoppelspiegels dargestellt. Mit wachsender Resonatorlänge nimmt die Beugungsmaßzahl stark ab, während die Laserleistung nahezu konstant bleibt. Wird beispielsweise ein Krümmungsradius von $R_2 = 1$ m verwendet, so geht die Beugungsmaßzahl von $M^2 = 4,7$ bei einer Resonatorlänge von $L = 10$ cm auf $M^2 < 2$ für Resonatorlängen $L > 40$ cm zurück. Die Laserleistung variiert dabei nur zwischen etwa 36 W und 34 W, ist also nahezu unabhängig von der

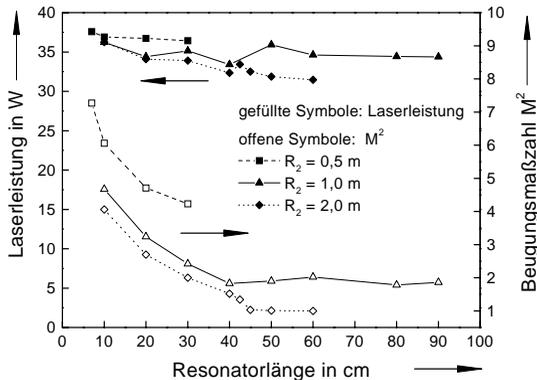


Bild 4.7: Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Resonatorlänge L und dem Krümmungsradius R_2 des Auskoppelspiegels bei $P_p = 65$ W [75].

Strahlqualität. Wird ein Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m verwendet, so wird ab einer Resonatorlänge von $L > 45$ cm Grundmodestrahlung mit $M^2 < 1,03$ bei einer Laserleistung von etwa 32 W erreicht. Wird die Resonatorlänge noch weiter vergrößert, so geht die Laserleistung stark zurück. Um den Laserkristall nicht zu beschädigen, wurde dies jedoch nicht bis zur maximalen Pumpleistung untersucht. Vermutlich ist bei Resonatorlängen von $L > 60$ cm der Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall größer als der gepumpte Durchmesser, so daß der Resonator im ungepumpten Bereich hohe Verluste erfährt und die Laserleistung daher abnimmt. Vergleiche zwischen berechneten Grundmodedurchmessern im Laserkristall und gemessenen Beugungsmaßzahlen werden in Abschnitt 4.4 diskutiert.

Die Erhöhung der Laserleistung und die Veränderung der Beugungsmaßzahl wird zunächst bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 2,1$ mm untersucht. Dabei steht eine maximale Pumpleistung von etwa 170 W zur Verfügung. Bei diesen Untersuchungen werden 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch einen 0,2 mm dicken Laserkristall (Dotierung 8 at%) , dessen Wärmesenke mit Wasser ($T_k = 17^\circ\text{C}$) gekühlt wird, verwendet (Aufbau 4). In Bild 4.8 ist die Laserleistung und die Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Pumpleistung für vier verschiedene Resonatoren dargestellt. Bei Verwendung des kürzesten Resonators ($L = 7$ cm) wird die höchste Laserleistung von 85,5 W bei einer Pumpleistung von 171 W erreicht (optisch-optischer Wirkungsgrad 50 %). Beugungsmaßzahlen zwischen $M^2 = 11$ bei einer Pumpleistung von 60 W und $M^2 = 8,2$ bei maximaler Pumpleistung wurden gemessen. Wird die Resonatorlänge vergrößert, so nimmt die Laserleistung nur geringfügig ab. Bei einer Resonatorlänge von $L = 30$ cm wird bei einer Pumpleistung von 171 W eine Laserleistung von 82 W erreicht. Allerdings kann dadurch die Strahlqualität verbessert werden. Es wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 5$ ge-

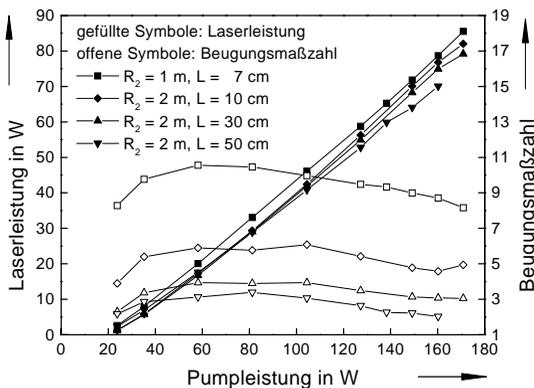


Bild 4.8: Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Pumpleistung für verschiedene Resonatorlängen L .

messen. Eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 2$ bei einer Laserleistung von 70 W wurde bei einer Resonatorlänge von 50 cm erreicht.

Bei diesen Untersuchungen nimmt die Beugungsmaßzahl bei einer gegebenen Resonatorlänge von der Schwelle aus zunächst zu. Für Pumpleistungen größer als etwa 60 W nimmt die Beugungsmaßzahl dagegen wieder ab. Dieses Verhalten läßt sich bei den verwendeten Resonatorkonfigurationen mit der beobachteten defokussierenden, also konvex gewölbten, thermischen Linse erklären. Mit wachsender Pumpleistung nimmt die Brechkraft der thermischen Linse zu. Dadurch wächst der Grundmodedurchmesser im Laserkristall an, so daß die Beugungsmaßzahl abnimmt (s. Bild 4.1). Die thermische Linse dieses Kristalls wurde gemessen und ihr Krümmungsradius bei maximaler Pumpleistung zu $R_{th} \simeq -3,2$ m abgeschätzt.

In Bild 4.9 ist die Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Resonatorlänge bei einer Pumpleistung von $P_p = 160$ W dargestellt. Wird ein Krümmungsradius des Auskopplers von $R_2 = 1$ m verwendet, so wird bei einer Resonatorlänge von $L = 7$ cm eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 8,7$ erreicht. Bei Resonatorlängen zwischen 20 cm und 60 cm bleibt die Beugungsmaßzahl mit $M^2 \simeq 7$ nahezu konstant. Bei Resonatorlängen größer als 60 cm steigt die Beugungsmaßzahl wieder an. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit der berechneten Abhängigkeit des Grundmodedurchmessers im Laserkristall von der Resonatorlänge (s. Bild 4.2). Mit wachsender Resonatorlänge steigt der Grundmodedurchmesser zunächst an und wird ab einer Resonatorlänge von etwa 50 cm wieder geringer. Die Laserleistung zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Beugungsmaßzahl. Sie geht von 79 W bei einer Resonatorlänge von 7 cm auf 74 W bei einer Resonatorlänge von 50 cm zurück. Dies zeigt, daß die zusätzlichen, durch die Resonatorverlängerung bedingten Beugungsverluste sehr gering sein müssen. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Laserleistung bei Verwendung eines Auskopplerspiegels mit einem Krümmungsradius von

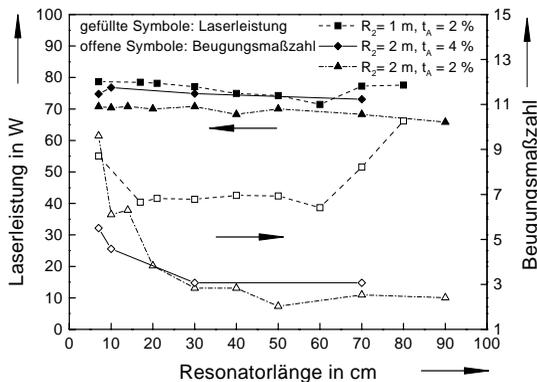


Bild 4.9: Abhängigkeit der Laserleistung und der Beugungsmaßzahl von der Resonatorlänge bei einer Pumpleistung von 160 W.

$R_2 = 2$ m. Jedoch ergibt hier die Verwendung eines Auskoppelspiegels mit einer Transmission von $t_A = 4$ % höhere Laserleistungen als bei Verwendung eines Spiegels mit einer Transmission von $t_A = 2$ %, die bei einem Krümmungsradius von 1 m die höchste Laserleistung ergab. Die Beugungsmaßzahl geht von $M^2 = 6$ bei $L = 10$ cm auf $M^2 = 3$ bei einer Resonatorlänge von 30 cm zurück. Bei noch größeren Resonatorlängen ändert sich die Beugungsmaßzahl kaum noch. Es werden Beugungsmaßzahlen zwischen 2 und 3 gemessen, wobei dieser Wert relativ empfindlich von der Justage des Resonators abhängt. So wurde bei einer Resonatorlänge von 50 cm eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 2$ bei einer Laserleistung von 70 W gemessen.

Um noch höhere Laserleistungen zu erreichen, wird ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 2,5$ mm verwendet. Mit der eingesetzten Pumptanordnung (Aufbau 2) werden 8 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall ($d_K = 0,33$ mm) erreicht. Um eine Kondensation von Wasser auf dem Laserkristall zu vermeiden, wird der Laser gegen die Außenluft abgeschirmt und die Temperatur des Kühlmittels auf $T_k = -9^\circ\text{C}$ eingestellt. Bei diesen Experimenten wurde ein Resonator, der den Laserkristall als Endspiegel verwendet und Auskoppler mit Krümmungsradien von $R_2 = 1$ m, 2 m bzw. 3 m und einem Transmissionsgrad von $t_A = 4$ % bzw. 3 % verwendet.

Bei einer maximalen Pumpleistung von 247 W wurde eine Laserleistung von 108 W, entsprechend einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 44 % erreicht (s. Bild 4.10). Bei der verwendeten Resonatorlänge von $L = 20$ cm wird nur ein leichter Anstieg der Beugungsmaßzahl von $M^2 = 9$ bei einer Pumpleistung von etwa 80 W auf $M^2 = 11,5$ bei der maximalen Pumpleistung beobachtet. Vergrößert man die Resonatorlänge auf $L = 80$ cm, so geht die Beugungsmaßzahl auf $M^2 = 6$ zurück, während die Laserleistung nur geringfügig auf 104 W abnimmt.

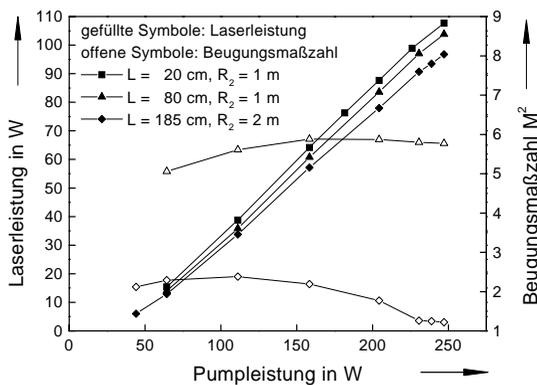


Bild 4.10: Laserleistung und Beugungsmaßzahl für 3 verschiedene Resonatorkonfigurationen. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen von $M^2 = 9$ bis $M^2 = 11,5$ für $L = 20$ cm sind nicht dargestellt.

Bei einer Resonatorlänge von $L = 185$ cm wird bei einer Pumpleistung von 247 W eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,22$ und eine Laserleistung von 97 W erreicht (s. Bild 4.10). Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 39 % und bezogen auf die elektrische Eingangsleistung der Diodenlaser von 730 W einem elektrisch-optischem Wirkungsgrad von 13,3 %.

Bild 4.11 zeigt die bei einer Pumpleistung von 247 W erreichten Laserleistungen und Beugungsmaßzahlen M^2 bei Variation der Resonatorlänge und des Krümmungsradius des Auskoppelspiegels. Dabei wurde jeweils der Laserkristall als Endspiegel im Resonator eingesetzt. Bei einem Krümmungsradius von $R_2 = 1$ m und 2 m standen Spiegel mit einem Auskoppelgrad von $t_A = 4$ % zur Verfügung, während bei einem Krümmungsradius von $R_2 = 3$ m nur ein Auskoppelgrad von $t_A = 3$ % zur Verfügung stand, so daß hier etwas geringere Laserleistungen erreicht wurden.

Wird ein Krümmungsradius von $R_2 = 1$ m verwendet, so geht bei Vergrößern der Resonatorlänge die Beugungsmaßzahl zunächst von $M^2 = 11,5$ auf $M^2 = 5,6$ bei einer Resonatorlänge von $L = 60$ cm zurück. Bei größeren Resonatorlängen steigt die Beugungsmaßzahl wieder etwas an. Die Laserleistung zeigt ein ähnliches Verhalten. Bei den höchsten Beugungsmaßzahlen wird auch die höchste Laserleistung erreicht. Jedoch variiert die Laserleistung nur schwach zwischen 108 W und 93 W.

Wird ein Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m verwendet, so kann die Beugungsmaßzahl je nach Resonatorlänge von $M^2 = 9$ bei einer Resonatorlänge von $L = 20$ cm bis auf $M^2 = 1,22$ bei einer Resonatorlänge von 185 cm reduziert werden. Die Laserleistung nimmt dabei nur geringfügig von 105 W auf 97 W ab. Dies zeigt, daß die Beugungsverluste sehr gering sind, da andernfalls bei großen Resonatorlängen die Laserleistung deutlich abnehmen würde.

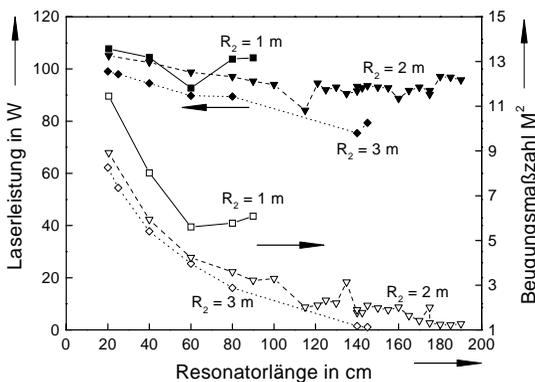


Bild 4.11: Abhängigkeit der Laserleistung (gefüllte Symbole) und der Beugungsmaßzahl (offene Symbole) von der Resonatorlänge und dem Krümmungsradius R_2 des Auskoppels bei einer Pumpleistung von 247 W.

In Bild 4.11 ist bei einer Resonatorlänge von $L = 135$ cm ein Anstieg der gemessenen Beugungsmaßzahl erkennbar. Dieser Anstieg kann durch die Annahme von schräg zur optischen Achse des Resonators umlaufender Strahlen, die sich erst nach mehrfachen Umläufen im Resonator reproduzieren, erklärt werden [80].

Wird der Krümmungsradius des Auskopplers auf $R_2 = 3$ m vergrößert, so kann die Strahlqualität noch einmal etwas gesteigert werden. Allerdings ging bei diesen Untersuchungen die Laserleistung von 99 W auf 75 W zurück. Bei dieser Leistung wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,13$ gemessen. Die Laserleistung ist bei diesen Untersuchungen relativ gering, da nur ein Auskoppelgrad von 3 % zur Verfügung stand. Vor allem bei größeren Resonatorlängen müßte die Auskoppelung auf 4 bis 5 % erhöht werden. Dann sollten ähnliche Laserleistungen wie bei Verwendung der anderen Auskoppelspiegel erreicht werden, die gemessenen Beugungsmaßzahlen sollten dabei unverändert bleiben.

In Bild 4.12 sind die aus den gemessenen Laserleistungen berechneten optisch-optischen Wirkungsgrade in Abhängigkeit der jeweils gemessenen Beugungsmaßzahlen zusammengefaßt. Der optisch-optische Wirkungsgrade ist nahezu unabhängig von der Beugungsmaßzahl. Er nimmt bei Verkleinern der Beugungsmaßzahl, d. h. bei einer Steigerung der Strahlqualität bis zur theoretischen Grenze, absolut nur um etwa 5 bis 10 % ab. Dies zeigt die hervorragende Eignung eines Scheibenlasers für Anwendungen, in denen gleichzeitig ein hoher optisch-optischer Wirkungsgrad bei Laserleistungen im Bereich einiger zehn Watt bis Hundert Watt und eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht werden soll.

Bei den Untersuchungen in denen gepumpte Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm und $d_p = 2,1$ mm verwendet wurden, wurde die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Pumpanordnung mit $M_p = 16$ Durchgängen der Pumpstrahlung verwendet. Daher sind die optisch-

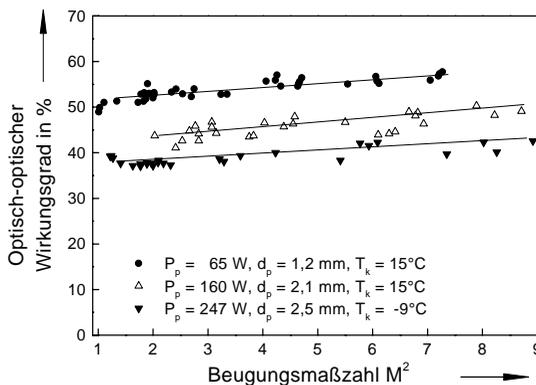


Bild 4.12: Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades von der gemessenen Beugungsmaßzahl M^2 für drei unterschiedliche gepumpte Durchmesser bzw. Pumpleistungen.

optischen Wirkungsgrade höher, als diejenigen, die bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 2,5$ mm erreicht wurden. Durch Verwendung von 16 Durchgängen anstatt der tatsächlich verwendeten 8 Durchgänge könnte auch bei $d_p = 2,5$ mm der optisch-optische Wirkungsgrad gesteigert werden. In Kapitel 3 wurde gezeigt, wie der optisch-optische Wirkungsgrad gesteigert werden kann. Dieser Wirkungsgrad ist wesentlich von der verwendeten Pumpenordnung bestimmt. Die Resonatorkonfiguration bestimmt dagegen die Strahlqualität des Lasers. Dadurch können beide Eigenschaften weitgehend unabhängig voneinander untersucht und optimiert werden.

4.4 Vergleich von gemessenen und berechneten Beugungsmaßzahlen

Die im letzten Abschnitt dargestellten Untersuchungen zeigten, daß die Strahlqualität eines Scheibenlasers durch die Wahl geeigneter Kombinationen aus Resonatorlänge L und Krümmungsradius R_2 des Auskoppelspiegels gesteigert werden kann. Es wurde jedoch nicht erläutert, warum mit einer bestimmten Kombination eine gewisse Strahlqualität erreicht wird. Das Ziel dieses Abschnitts ist es daher, einerseits die mit einer Resonatorkonfiguration erreichte Strahlqualität mit einem einfachen Modell zu verifizieren und andererseits auf dieser Basis Vorhersagen über die mit einer speziellen Resonatorkonfiguration erreichbare Strahlqualität zu ermöglichen.

In den bisher experimentell untersuchten Resonatoren wurde der Laserkristall jeweils als Endspiegel im Resonator eingesetzt. In Abschnitt 4.2.1 wurden dazu Berechnungen des Grundmodedurchmessers im Laserkristall für verschiedene Kombinationen von Resonatorlänge, Krümmungsradius des Auskoppelspiegels und Brennweite der thermischen Linse dargestellt. Diese Grundmoderadien w_K im Laserkristall werden nach Gl. (2.41) berechnet ($w_K \equiv w_1$).

Für eine Abschätzung des Grundmoderadius eines in dieser Arbeit eingesetzten Resonators sei zunächst angenommen, daß Spiegel 1 der Kristall sei und der Krümmungsradius des Kristalls unendlich ist. Dann ergibt sich für den Grundmodedurchmesser $2w_K$ des Resonators im Laserkristall:

$$2w_K \equiv 2w_1 = 2\sqrt{\frac{\lambda_L}{\pi}} \cdot \sqrt[4]{L(R_2 - L)} \quad (4.1)$$

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Aufbauten hat der Resonator eine typische minimale Länge von $L = 100$ mm und wird durch den Kristall und einen Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 500$ mm gebildet. Nach Gl. (4.1) ergibt sich im Laserkristall dann ein Strahldurchmesser von $2w_K = 0,51$ mm bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1030$ nm. Wenn die typischen Brechkräfte der thermischen Linse des Laserkristalls im Bereich von $-1 \text{ m}^{-1} < D_{th} < 1 \text{ m}^{-1}$ in dieser Rechnung mit berücksichtigt werden, ändert sich dieser Wert im allgemeinen nur geringfügig. In dieser Arbeit werden jedoch gepumpte Durchmesser von $d_p \geq 1,2$ mm verwendet. Der Gaußsche Grundmode

nutzt bei einer solchen Resonatorkonfiguration also nur einen kleinen Teil des gepumpten Durchmessers aus. Daher werden höhere Transversalmoden anschwingen, so daß die Strahlqualität abnimmt und die Beugungsmaßzahl M^2 anwächst.

Zur weiteren Berechnung von Beugungsmaßzahlen sei zunächst der Überlapp η_M betrachtet, der definiert ist als das Verhältnis aus der Querschnittsfläche A_L des Laserstrahls im Laserkristall und der Fläche A_v des Laserkristalls, die zur Verstärkung beiträgt [56]. Sollen hohe Wirkungsgrade im Laser erreicht werden, so muß möglichst die gesamte gepumpte Fläche A_p des Laserkristalls zur Verstärkung beitragen, d. h. es soll $A_v = A_p$ gelten. Da in dieser Arbeit hohe Wirkungsgrade erreicht werden, wird angenommen, daß diese Voraussetzung erfüllt ist. Es gilt daher:

$$\eta_M = \frac{A_L}{A_v} = \frac{A_L}{A_p}. \quad (4.2)$$

Die Querschnittsfläche des Laserstrahls A_L im Laserkristall ist bei den bisher untersuchten Resonatoren, in denen der Laserkristall als Endspiegel eingesetzt wird, durch den Grundmodendurchmesser $2w_1$ (s. Gl. 2.41) und die gemessene Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt [56, 21]. Mit $A_L = \pi d_L^2/4 = \pi w_1^2 M^2$ und $A_p = \pi d_p^2/4$ folgt daher

$$\eta_M = \frac{4w_1^2 M^2}{d_p^2}. \quad (4.3)$$

Soll der Überlapp nach dieser Gleichung berechnet werden, so muß neben der gemessenen Beugungsmaßzahl und dem gepumpten Durchmesser d_p auch der Grundmoderadius w_1 des Resonators bekannt sein, der nach Gl. (2.41) auch von dem Krümmungsradius R_1 bzw. der Brennweite $f_{th} = R_1/2$ des Laserkristalls abhängt. Da R_1 nicht genau bekannt ist, wird folgende Vorgehensweise gewählt: Da hohe optisch-optische Wirkungsgrade von über 50 % erreicht werden, wird angenommen, daß der Überlapp $\eta_M = 1$ ist. Aus Gl. (4.3) kann gemäß

$$M^2 \simeq \left(\frac{d_p}{2 \cdot w_1(R_1)} \right)^2 \quad (4.4)$$

eine Beugungsmaßzahl M^2 berechnet werden, die jedoch vom Krümmungsradius R_1 , bzw. von der Brennweite $f_{th} = R_1/2$ oder der Brechkraft $D_{th} = 1/f_{th}$ der thermischen Linse abhängt.

Wäre der Überlapp hypothetisch größer als 1, so würde der Laserstrahl auch durch den ungepumpten Bereich laufen. Aufgrund der Reabsorption bei der Laserwellenlänge (Quasi-Drei-Niveau-System) würde er hohe Verluste erfahren. Transversalmoden, die einen größeren Durchmesser als den gepumpten Durchmesser besitzen, werden daher nicht anschwingen. Ist der von einem Transversalmode genutzte Durchmesser dagegen deutlich kleiner als der gepumpte Durchmesser, können so viele weitere Transversalmoden anschwingen, daß die gesamte gepumpte Fläche ausgenutzt wird. Insgesamt wird sich eine Beugungsmaßzahl M^2 mit einer Verteilung der Transversalmoden einstellen, deren Durchmesser dem gepumpten Durchmesser entspricht.

Diese Berechnung der Beugungsmaßzahlen nach Gl. (4.4) kann nur als Abschätzung der tatsächlich im Experiment beobachteten Beugungsmaßzahlen dienen, da zur exakten Berechnung ein beugungstheoretischer Ansatz notwendig ist [50]. Es muß dabei auch die genaue Verteilung der Verstärkung innerhalb des Laserkristalls und die thermische Linse bzw. die Phasenfrontdeformation, die der Laserkristall verursacht, berücksichtigt werden.

Ein Vergleich zwischen gemessenen Beugungsmaßzahlen und denen, die mit Hilfe von Gl. (4.4) berechnet werden, wird im folgenden nur für einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm durchgeführt. Dieser Fall wird gewählt, da eine solche Konfiguration bisher am ausführlichsten experimentell untersucht ist (siehe z. B. [73, 74, 81, 75, 78]). Untersuchungen bei größeren gepumpten Durchmessern und höchster Strahlqualität sind bisher nicht so gut abgesichert. Das Potential, welches ein Scheibenlaser zur Erzeugung höchster Strahlqualität bei hohem Wirkungsgrad bietet, konnte trotzdem aber bis zu einer Leistung von 100 W aufgezeigt werden (s. Abschnitt 4.3).

In Bild 4.13 sind die entsprechenden Laserleistungen und Beugungsmaßzahlen, die mit 4 unterschiedlichen Resonatoren experimentell erreicht wurden, dargestellt. In diesen Untersuchungen wurden ein Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,25$ mm ($c_K = 8$ at%, $T_k = 15^\circ\text{C}$) und 16 Durchgänge der Pumpstrahlung verwendet. In allen 4 Resonatoren wurde der Laserkristall jeweils als Endspiegel im Resonator verwendet. Die Resonatoren

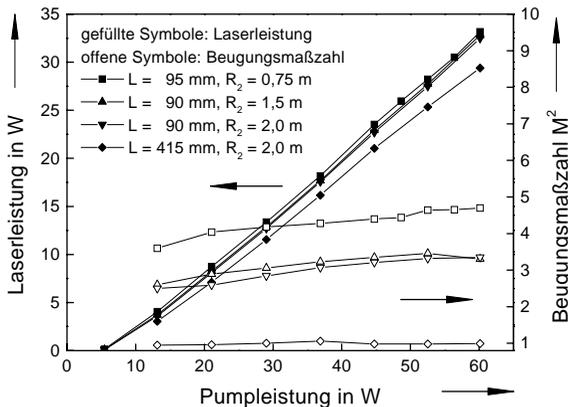


Bild 4.13: Laserleistung und Beugungsmaßzahl für 4 verschiedene Resonatoranordnungen.

unterscheiden sich bezüglich der Kombination aus Resonatorlänge L und Krümmungsradius R_2 des Auskoppelspiegels. Die Laserleistung ist bei Beugungsmaßzahlen im Bereich von $M^2 = 3$ bis 5 für jede dargestellte Pumpleistung nahezu unabhängig von der Resonatoranordnung. Durch Verwendung eines geeigneten Resonators kann die Strahlqualität bis auf eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,0$ gesteigert werden, wobei die Laserleistung dann geringfügig von etwa 33 W auf 30 W abnimmt.

Zur Berechnung von Beugungsmaßzahlen wird in Gl. (4.4) der Grundmodendurchmesser

$2w_1$ des Resonators im Laserkristall nach Gl. (2.41) eingesetzt:

$$M^2 \simeq \left(\frac{d_p}{2w_1(R_1)} \right)^2 \quad \text{mit} \quad w_1(R_1) = \sqrt{\frac{\lambda_L R_1}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{L(R_2 - L)}{(R_1 - L)(R_1 + R_2 - L)}}. \quad (4.5)$$

In diese Gleichung geht auch der Krümmungsradius R_1 des Laserkristalls ein, der mit der Brechkraft D_{th} der thermischen Linse durch $R_1 = 2/D_{th}$ verknüpft ist. Da die Brechkraft der thermischen Linse nicht genau bekannt ist, wird zunächst der Grundmoderadius w_1 im Laserkristall in Abhängigkeit der Brechkraft der thermischen Linse für die 4 verwendeten Resonatoren berechnet (s. Bild 4.14). Da mit allen 4 Resonatoren ein Laserbetrieb von der Schwelle bis zur maximalen Pumpleistung erreicht wird, kann die Brechkraft der thermischen Linse nur in dem Bereich variieren, der in Bild 4.14 durch diejenige Kurve gegeben ist, die den geringsten zulässigen Variationsbereich der thermischen Linse aufweist. Dies ist für Resonator 4 mit $L = 415$ mm und $R_2 = 2,0$ m durch $-1,1 \text{ m}^{-1} < D_{th} < 4,7 \text{ m}^{-1}$ gegeben. Die damit gemessene Beugungsmaßzahl (s. Bild 4.13) ist mit $M^2 = 1,00 \pm 0,06$

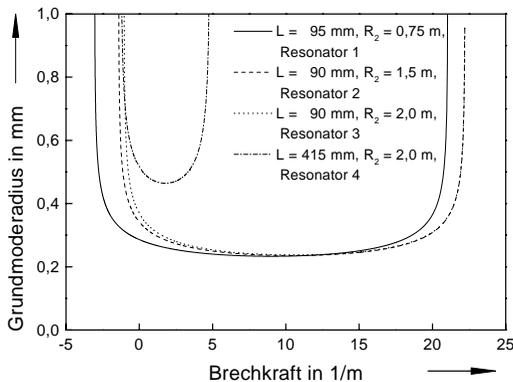


Bild 4.14: Berechneter Grundmoderadius im Laserkristall für die 4 verwendeten Resonatoranordnungen aus Bild 4.13.

sogar über den gesamten Variationsbereich der Pumpleistung konstant¹, so daß die Brechkraft der thermischen Linse tatsächlich sogar nur in einem deutlich geringeren Bereich variieren wird.

In Bild 4.15 sind die nach dem oben beschriebenen Verfahren berechneten Beugungsmaßzahlen in Abhängigkeit der Brechkraft der thermischen Linse des Laserkristalls dargestellt. Die maximale und minimale Beugungsmaßzahl, die für jede der 4 verwendeten Resonatoranordnungen gemessen wurde, ist in Bild 4.15 durch waagerechte Striche ebenfalls dargestellt. Da die maximale Beugungsmaßzahl jeweils bei der maximalen Pumpleistung

¹Physikalisch nicht sinnvolle Beugungsmaßzahlen $M^2 < 1,0$ werden gelegentlich mit dem verwendeten Modemaster gemessen, da die Meßgenauigkeit dieses Geräts laut Hersteller (Coherent) bei ± 5 % liegt.

von 60 W erreicht wurde (s. Bild 4.13), ist der Schnittpunkt der jeweils gemessenen maximalen mit der berechneten Beugungsmaßzahl daher ein Anhaltswert für die Brechkraft der thermischen Linse für diesen Fall. Für die Resonatoren 1 bis 3 erhält man aus Bild 4.15 eine Brechkraft der thermischen Linse von $0,4 \text{ m}^{-1} \leq D_{th} \leq 0,7 \text{ m}^{-1}$. Betrachtet man Resonator 4, so stimmt die für alle Pumpleistungen gemessene Beugungsmaßzahl $M^2 = 1,00 \pm 0,05$ nicht mit der für diesen Resonator bei einer Brechkraft im Bereich von $D_{th} = 0,5 \text{ m}^{-1}$ berechneten Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,5$ überein. Eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$ wird hingegen bei einer Brechkraft von $D_{th} = -0,6 \text{ m}^{-1}$ berechnet (s. rechtes Bild 4.15). Für diese Brechkraft stimmen weder die anderen maximalen noch die minimalen berechneten Beugungsmaßzahlen mit den gemessenen Beugungsmaßzahlen überein. Da die gemessenen Beugungsmaßzahlen für Resonator 1 bis 3 gut mit den berechneten Beugungsmaßzahlen für $D_{th} = 0,5 \text{ m}^{-1}$ übereinstimmen, legt dies die Vermutung nahe, daß bei Verhältnissen, die zu Beugungsmaßzahlen von $M^2 = 1$ führen, ein Effekt auftritt, der bewirkt, daß die gemessene Beugungsmaßzahl kleiner ist, als diejenige, die aus den Berechnungen unter der Annahme $\eta_M = 1$ erwartet werden kann.

In Bild 4.16 sind daher Beugungsmaßzahlen, die für einen Überlapp von $\eta_M = 0,7$ berechnet wurden, dargestellt. Dieser Überlapp entspricht bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2 \text{ mm}$ einem durch den Lasermode genutzten Durchmesser von $d_L = 1,0 \text{ mm}$. In der Berechnung wurde daher in Gl. (4.5) der tatsächlich gepumpte Durchmesser d_p durch $d_L = 1,0 \text{ mm}$ ersetzt. Berechnete und gemessene Beugungsmaßzahlen stimmen für $M^2 = 1$ (Resonator 4) bei einer Brechkraft der thermischen Linse von $D_{th} = 0,5 \text{ m}^{-1}$ sehr gut überein, während für $M^2 > 2$ bei dieser Brechkraft keine Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Beugungsmaßzahlen für Resonator 1 bis 3 erreicht wird. Gemessene und berechnete Beugungsmaßzahlen sind jedoch dann in guter Übereinstimmung, wenn angenommen wird, daß für $M^2 > 2$ der gepumpte Durchmesser von $d_p = 1,2 \text{ mm}$ gleich dem durch den Laserstrahl genutzten Durchmesser d_L ist.

Für $M^2 = 1$ ergibt sich bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2 \text{ mm}$ ein genutzter Durchmesser von $d_L \simeq 1,0 \text{ mm}$, und in diesem Fall kann ein Grundmodestrahle nicht die gesamte im gepumpten Durchmesser zur Verfügung stehende Verstärkung ausnutzen. Dies ist eine Erklärung für die in Bild 4.13 beobachtete Leistungsabnahme von etwa 33 W auf 30 W, wenn die Strahlqualität von Beugungsmaßzahlen im Bereich von $M^2 = 3$ bis 5 auf $M^2 = 1$ steigt. Warum indessen keine höheren Transversalmoden anschwingen, wenn der Grundmode nur einen Teil des gepumpten Bereichs ausnutzt, kann aus der Betrachtung der Strahldurchmesser von höheren Transversalmoden beantwortet werden: Transversalmoden besitzen im Vergleich zum Grundmode einen um mindestens den Faktor $\sqrt{2}$ größeren Strahldurchmesser [57]. Der niedrigste Transversalmode zu einem Grundmodestrahle mit einem Durchmesser von 1,0 mm besitzt daher einen Durchmesser von 1,4 mm. Dieser Durchmesser ist aber größer als der gepumpte Durchmesser, so daß dieser Mode aufgrund der Reabsorption im ungepumpten Bereich des Laserkristalls hohe Verluste erföhre und daher nicht anschwingen würde.

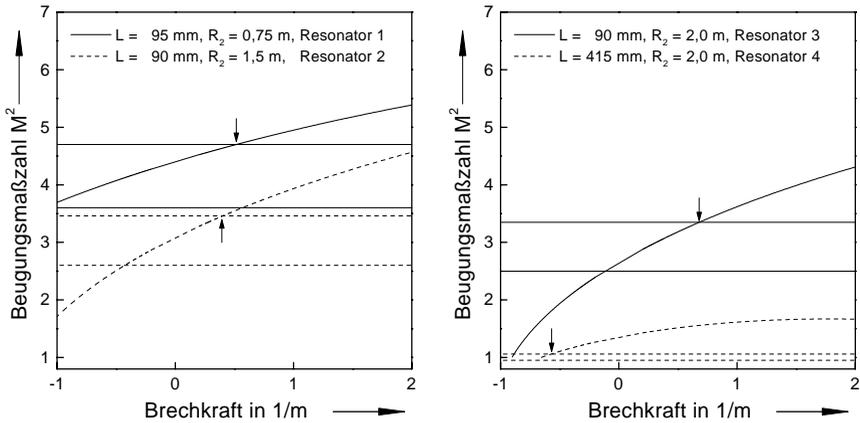


Bild 4.15: Berechnete Beugungsmaßzahlen für einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm bei Verwendung von Resonator 1 bzw. 2 (linkes Bild) bzw. bei Verwendung von Resonator 3 bzw. 4 (rechtes Bild). Die gemessenen maximalen und minimalen Beugungsmaßzahlen sind zum Vergleich durch waagerechte Linien dargestellt. Die Pfeile kennzeichnen die Schnittpunkte der berechneten und der maximal gemessenen Beugungsmaßzahlen (s. Text).

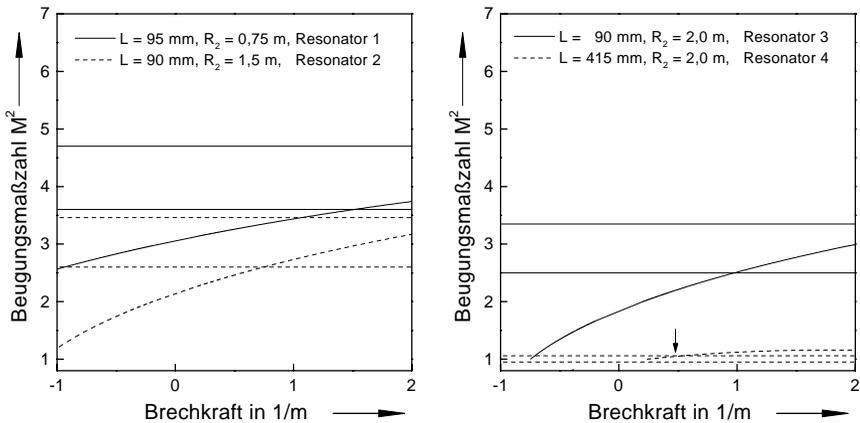


Bild 4.16: Berechnete Beugungsmaßzahlen für einen genutzten Durchmesser von $d_L = 1,0$ mm bei Verwendung von Resonator 1 bzw. 2 (linkes Bild) bzw. bei Verwendung von Resonator 3 bzw. 4 (rechtes Bild). Die gemessenen maximalen und minimalen Beugungsmaßzahlen sind zum Vergleich durch waagerechte Linien dargestellt. Die Pfeile kennzeichnen die Schnittpunkte der berechneten und der maximal gemessenen Beugungsmaßzahlen (s. Text).

4.5 Konzept für Resonatoren mit geringer Dejustageempfindlichkeit

Bei den bisher betrachteten Resonatoren war die Brennweite der thermischen Linse, entsprechend den experimentellen Erfordernissen, zwischen etwa $f_{th} \simeq 1$ m und $f_{th} \simeq -1$ m variiert worden. Für diesen Variationsbereich von $\Delta f_{th} = 2$ dpt beträgt nach Gl. (2.49) der Grundmoderadius im Laserkristall $w_{K,0} = 0,57$ mm. Mit zunehmenden Grundmoderadius im Laserkristall wird nach Gl. (2.49) der Variationsbereich der Brennweite der thermischen Linse kleiner. Soll beispielsweise ein Grundmoderadius von $w_{K,0} = 1$ mm im Laserkristall erreicht werden, so beträgt der Variationsbereich der Brechkraft der thermischen Linse nur noch $\Delta D_{th} = 1,31$ dpt. Für eine minimale Brennweite von $f_{th}^{min} = 0,5$ m ergibt sich daraus eine maximale Brennweite von $f_{th}^{max} = 1,45$ m. Geht man davon aus, daß der Laserkristall im ungepumpten Zustand plan ist, d. h. eine unendlich große Brennweite besitzt, so ist der Resonator im ungepumpten Zustand des Laserkristalls instabil. Er wird erst stabil, wenn der Laserkristall so stark gepumpt wird, daß die Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls kleiner als 1,45 m wird. Eine solch starke thermische Linse wird erst bei einer relativ hohen Pumpleistungsdichte erreicht, so daß der Laser nur bei einer noch höheren Pumpleistungsdichte überhaupt emittieren kann. Dieses Verhalten zeigen auch die bekannten Stablaser, bei denen allerdings typische Brennweiten der thermischen Linse im Bereich von einigen zehn Zentimetern gemessen werden [8, 21].

Soll auch für einen Grundmoderadius von beispielsweise $w_{K,0} = 1$ mm ein Laserbetrieb über einen großen Pumpleistungsbereich möglich sein, so muß die minimale Brennweite der thermischen Linse vergrößert werden. Bei einem Scheibenlaser ist die Brennweite der thermischen Linse einstellbar (s. Abschnitt 4.1). Beträgt die minimale Brennweite beispielsweise $f_{th}^{min} = 1,5$ m, so ist nach Gl. (2.49) für $w_{K,0} = 1$ mm der zulässige Variationsbereich der Brechkraft der thermischen Linse $0,11$ dpt $< D_{th} < 0,66$ dpt, d. h. die Brennweite der thermischen Linse muß innerhalb der Grenzen $1,5$ m $< f_{th} < 91$ m liegen.

Eine solch geringe thermische Linse hat jedoch in Verbindung mit den bisher diskutierten Resonatoren den Nachteil, daß der Resonator empfindlich auf Verkippungen der Endspiegel reagiert, da durch das Fehlen eines Elementes großer Brechkraft im Resonator auf den Endspiegeln große Strahldurchmesser resultieren.

In Hochleistungs-Stablasern tritt dieses Problem wegen der großen Brechkraft der thermischen Linse nicht auf. Jedoch ist aufgrund der kurzen Brennweite des Laserstabes der zulässige Variationsbereich der Pumpleistung stark eingeschränkt. So untersuchte beispielsweise eine Gruppe in Japan die Strahlqualität und die Laserleistung, die bei Verwendung zweier seitengepumpter Laserstäbe erreicht werden kann [79]. Um eine Laserleistung von 80 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,1$ zu erzielen, wurde der Resonator so aufgebaut, daß in den Laserstäben ein ausreichend großer Grundmodedurchmesser des Resonators entsteht. Dieser Resonator ist dann aber wegen der starken thermischen Linse der Laserstäbe nur bei einer Pumpleistung zwischen 360 W und 400 W stabil [79].

Die für Hochleistungs-Stablaser entwickelten Resonatorkonzepte können aufgrund der

geringen thermischen Linse nicht auf einen Scheibenlaser übertragen werden. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Resonatorkonzept für Scheibenlaser entwickelt und experimentell untersucht.

Bei den bisher in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren wurde der Laserkristall als Endspiegel im Resonator eingesetzt. Da die Brechkraft der thermischen Linse sehr gering ist, werden auf den Spiegeln des Resonators relativ große Strahldurchmesser erreicht, die eine große Dejustageempfindlichkeit der Spiegel zur Folge haben.

Dieses Problem kann dadurch gelöst werden, daß die Brechkraft des Resonators durch Einbringen eines zusätzlichen optischen Elements großer Brechkraft in den Resonator erhöht wird. Dies ist durch die Verwendung einer Linse mit einer Brennweite im Bereich einiger Zentimeter (z. B. $f = 10$ bis 20 cm) oder eines Umlenkspiegels entsprechender Brennweite möglich. Gegenüber einem Stablaser hat dies den Vorteil, daß die Brechkraft der Kombination aus Kristallscheibe und Umlenkspiegel nur wenig variiert, wenn die Pumpleistungsdichte verändert wird. Dadurch kann der Resonator für jede Pumpleistungsdichte stabil ausgelegt werden, und es kann sogar die Beugungsmaßzahl bei Variation der Pumpleistungsdichte von wenig oberhalb der Laserschwelle bis zur maximalen Leistung nahezu konstant bleiben. Die Stabilität eines solchen Resonators gegen Dejustage der Spiegel kann sehr hoch sein, indem der Resonator so aufgebaut wird, daß auf den Endspiegeln ein sehr kleiner Durchmesser des Grundmodes realisiert wird.

Dieses Konzept ermöglicht es, den Resonator besonders unempfindlich gegen Dejustage seiner Spiegel aufzubauen, den Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall auf einen gewünschten Wert einzustellen, und darüberhinaus auch zu großen Werten zu skalieren. Dieses Resonatorkonzept bildet somit die Grundlage für eine Skalierung der Laserleistung bei guter Strahlqualität in den Leistungsbereich einiger Kilowatt.

Als Beispiel zeigt der linke Teil von Bild 4.17 eine Resonatorkonfiguration, in der dieses neu entwickelte Konzept realisiert wird. Zur Berechnung dieser Resonatorkonfiguration wird zunächst ein Abstand zwischen Laserkristall und Umlenkspiegel gewählt [69]. Die Brennweite dieses Umlenkspiegels wird so gewählt, daß ein möglichst guter Kompromiß aus zwei Anforderungen realisiert wird: Eine kleine Brennweite (z. B. 5 bis 10 cm) dieses Umlenkspiegels ist vorteilhaft für einen Resonator, der besonders unempfindlich gegen Justage seiner Endspiegel ist. Da dieser Umlenkspiegel jedoch unter einem Einfallswinkel,

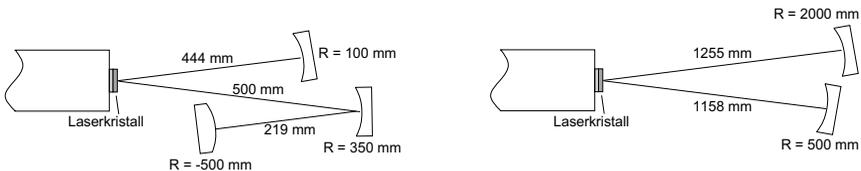


Bild 4.17: Neues Konzept für einen besonders justageunempfindlichen Resonator (linker Teil) und zum Vergleich eine herkömmliche Resonatorkonfiguration, die den gleichen Grundmoderadius im Laserkristall besitzt, aber viel justageempfindlicher ist (rechter Teil).

der durch die anderen Spiegel, den verwendeten Spiegelhaltern und deren Abstände zum Umlenkspiegel gegeben ist, eingesetzt werden muß, tritt Astigmatismus und Koma auf. Durch die Wahl eines möglichst kleinen Einfallswinkels und einer großen Brennweite des Umlenkspiegels können diese Abbildungsfehler stark reduziert werden. Wird jedoch eine zu große Brennweite des Umlenkspiegels (z. B. 100 cm) gewählt, so wird durch die geringe Brechkraft der Resonator zu empfindlich gegen Dejustage der Endspiegel. Als Kompromiß wird daher ein Umlenkspiegel mit einem Krümmungsradius von beispielsweise 350 mm gewählt. Desweiteren müssen die Krümmungsradien der Endspiegel und der gewünschte Radius $w_{K,0}$ des Resonatorgrundmodes im Laserkristall vorgegeben werden [69]. Dieser Radius wird im dynamisch stabilen Punkt des Resonators (s. Abschnitt 2.7.2) erreicht. Daher ist für die Auslegung eines solchen Resonators eine Abschätzung der Brechkraft der thermischen Linse notwendig. Die Abstände der Endspiegel vom Laserkristall bzw. vom Umlenkspiegel (s. Bild 4.17) werden dann so berechnet, daß sich der gewünschte Grundmoderadius $w_{K,0}$ des Resonators im Laserkristall im dynamisch stabilen Punkt ergibt [69].

Die berechneten Grundmoderadien im Laserkristall der beiden Resonatoren, die in Bild 4.17 dargestellt sind, sind in Bild 4.18 dargestellt. Bei der Berechnung wurde eine Brechkraft der Kristallscheibe im dynamisch stabilen Punkt von $D_{th,0} = -0,1 \text{ m}^{-1}$ angenommen und ein Grundmoderadius von $w_{K,0} = 1 \text{ mm}$ im Laserkristall gewählt.

Das entwickelte Resonatorkonzept für einen Scheibenlaser, welches den Laserkristall als Umlenkspiegel und einen weiteren Umlenkspiegel mit einer Brennweite im Bereich von 10 bis 20 cm verwendet, zeichnet sich durch eine geringe Empfindlichkeit des Resonators gegen eine Verkippung seiner Spiegel aus. Dies wird dadurch erreicht, daß die gesamte Brechkraft der im Resonator verwendeten optischen Komponenten durch die Verwendung

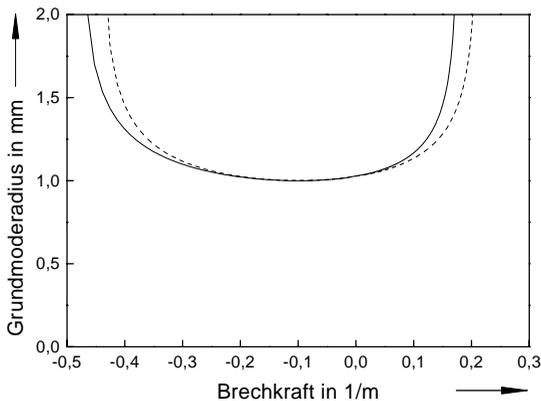


Bild 4.18: Berechnete Grundmoderadien der zwei Resonatoren, die in Bild 4.17 dargestellt sind (gestrichelte Linien: linker Teil von Bild 4.17, durchgezogene Linien: rechter Teil von Bild 4.17).

eines zusätzlichen (oder mehreren) Umlenkspiegels kurzer Brennweite künstlich erhöht wird. Die Abstände der Endspiegel von den Umlenkspiegeln werden so berechnet, daß der Grundmoderadius des Resonators im Laserkristall bei einer gegebenen Brennweite der thermischen Linse einen gewünschten Wert erreicht [69]. Der maximal erreichbare Grundmoderadius im Laserkristall ist davon abhängig, bis zu welchem gepumpten Durchmesser die thermische Linse sphärisch bleibt. Dieses Konzept ist auch geeignet, mehrere Laserkristalle in einem Resonator zu koppeln. Beide Möglichkeiten wurden in dieser Arbeit angewendet, die experimentellen Untersuchungen werden in den Abschnitten 4.6 und 4.7 dargestellt.

4.6 Experimentelle Untersuchung des neuen Resonatorkonzeptes

Im vorigen Abschnitt 4.5 wurde ein Resonatorkonzept für einen Scheibenlaser entwickelt, welches ermöglicht, den Resonator sehr unempfindlich gegen Verkippungen der Spiegel aufzubauen und die Koppelung mehrerer Laserkristalle in einem Resonator gestattet.

Zur experimentellen Umsetzung des beschriebenen Resonatorkonzeptes wurde ein gepumpter Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm bei einer maximalen Pumpleistung von 60 W, ein Laserkristall mit einer Dicke von 0,25 mm und 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall verwendet. Die Untersuchungen in Abschnitt 4.4 haben gezeigt, daß bei einem Grundmoderadius des Resonators von $w_{K,0} = 0,5$ mm im Laserkristall unter diesen Randbedingungen eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$ erwartet werden kann.

Es wurden drei verschiedene Resonatorkonfigurationen, die jeweils einen Grundmoderadius des Resonators von $w_{K,0} = 0,5$ mm im Laserkristall ergeben, verwendet. Für die Auslegung dieser Resonatoren muß die Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls abgeschätzt werden. Interferometrische Untersuchungen dieses Laserkristalls zeigen, daß die thermische Linse defokussierend ist. Die Brennweite dieser thermischen Linse muß jedoch nicht genau bekannt sein, da bei einem gewünschten Grundmoderadius von $w_{K,0} = 0,5$ mm im Laserkristall der zulässige Variationsbereich der thermischen Linse ausreichend groß ist.

Resonator 1 besteht aus dem Laserkristall als Endspiegel und einem Auskoppelspiegel mit einem Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m, der in einem Abstand von $L = 0,40$ m vom Laserkristall angeordnet wurde. Zwei weitere Resonatoren, die bei einer Brechkraft der thermischen Linse von $D_{th} = -0,1$ m⁻¹ einen Grundmoderadius im Laserkristall von $w_{K,0} = 0,5$ mm erreichen, wurden ebenfalls untersucht. Diese beiden Resonatorkonfigurationen sind in Bild 4.19 dargestellt. Resonator 2 besteht aus zwei planen Endspiegeln, der Laserkristallscheibe als Umlenkspiegel und einem Umlenkspiegel mit einem Krümmungsradius von 350 mm im Abstand von 400 mm vom Laserkristall. Bei Resonator 3 wurden zur Erhöhung der Unempfindlichkeit gegen Dejustage der Resonatorspiegel die beiden planen Endspiegel von Resonator 2 durch zwei Endspiegel mit einem Krümmungs-

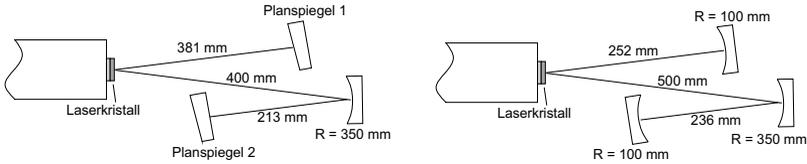


Bild 4.19: Konfigurationen von Resonator 2 (linker Bildteil) und Resonator 3 (rechter Bildteil).

radius von 100 mm ersetzt. Die Längen der Resonatoräste wurden so angepaßt [69], daß der gleiche Grundmoderadius im Laserkristall erreicht wird (s. Abschnitt 4.5).

Die berechnete Abhängigkeit des Grundmoderadius im Laserkristall ist in Bild 4.20 dargestellt. Mit allen 3 beschriebenen Resonatoren werden annähernd gleiche Laserleistungen erreicht (s. Bild 4.21). Dies zeigt, daß die Verluste, die durch das Einfügen zusätzlicher Spiegel in den Resonator verursacht werden, sehr gering sein müssen. Die höchste Laserleistung von $P_L = 29,6$ W bei einer Pumpleistung von 58,4 W (optisch-optischer Wirkungsgrad 50,7 %) wurde bei Verwendung von Resonator 1 erreicht. Ein Auskoppelspiegel mit einem Transmissionsgrad von 3 % wurde dabei verwendet. Wird der Laserkristall als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt, so wird in einem Resonatorumlauf das verstärkende Lasermedium 4 mal anstatt 2 mal durchlaufen. Daher wurde der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels auf 6 % erhöht.

Auch die gemessenen Beugungsmaßzahlen unterscheiden sich kaum. Es wurden jeweils Beugungsmaßzahlen $M^2 < 1,05$ erreicht, die auch bei Variation der Pumpleistung von der Schwelle bis zum Maximum konstant blieben. Die in Bild 4.21 sichtbaren geringen Unterschiede der Beugungsmaßzahlen sind vor allem auf die Genauigkeit der Messung der Beugungsmaßzahl zurückzuführen, die bei dem verwendeten Modemaster laut Her-

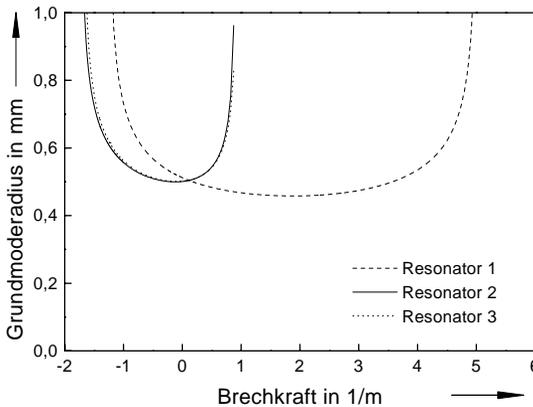


Bild 4.20: Berechnete Grundmoderadien der drei betrachteten Resonatoren.

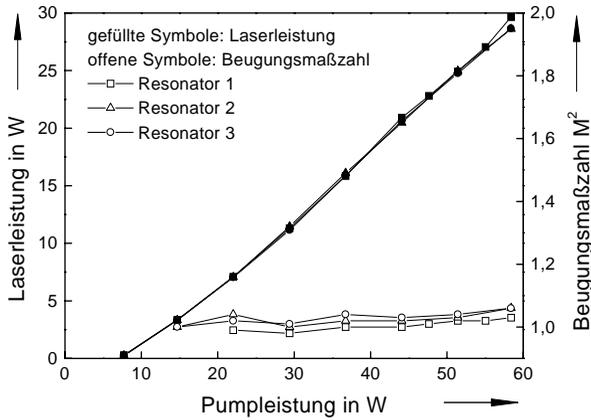


Bild 4.21: Gemessene Laserleistungen und Beugungsmaßzahlen der drei untersuchten Resonatorkonfigurationen. Resonator 2 und 3 wurden so ausgelegt, daß jeweils ein Grundmoderadius von $w_{K,0} = 0,5$ mm im Laserkristall bei $D_{th} = -0,1$ m⁻¹ erreicht wird (s. Bild 4.20).

steller (Coherent) ± 5 % beträgt. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen stimmen mit den nach der Auslegung der Resonatoren zu erwartenden Beugungsmaßzahlen überein. Da für einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm ein Grundmoderadius des Resonators von $w_K = 0,5$ mm im Laserkristall benötigt wird, um eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$ zu erhalten, muß die Brechkraft der thermischen Linse des Laserkristalls etwa $D_{th} \simeq 0,1$ dpt betragen, denn nur bei dieser Brechkraft besitzen alle 3 untersuchten Resonatoren einen Grundmoderadius von etwa $0,5$ mm im Laserkristall (s. Bild 4.20). Da bei Verwendung aller 3 Resonatoren die gleichen Beugungsmaßzahlen von $M^2 < 1,05$ gemessen wurden, muß sowohl die Brechkraft der thermischen Linse des Laserkristalls als auch die Variation der Brechkraft bei variierender Pumpleistung sehr gering sein. Dieses Ergebnis stützt die Aussagen aus Abschnitt 4.1, wonach bei Kristalldicken von etwa $0,25$ mm die thermische Linse bei den in dieser Arbeit untersuchten gepumpten Durchmessern nahezu verschwindet.

Die drei untersuchten Resonatoren unterscheiden sich stark in ihrer Empfindlichkeit gegen eine Dejustage ihrer Endspiegel. Zur Untersuchung dieses Effektes wurde bei maximaler Leistung jeweils ein Endspiegel soweit verkippt, bis die Laserleistung um 10 % zurückgegangen ist. Die Verkipnungen der Spiegel wurden dabei aus dem Drehwinkel der Justageschrauben berechnet und in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Eine hohe Brechkraft der im Resonator verwendeten optischen Elemente ist also notwendig, wenn der Resonator besonders unempfindlich gegen eine Dejustage seiner Endspiegel aufgebaut werden soll.

	Verkippung eines Spiegels in mrad
Resonator 1	0,3
Resonator 2	0,5
Resonator 3	1,8

Tabelle 4.1: Verkippung eines Resonatorspiegels aus dem justierten Zustand bis die Laserleistung um 10 % reduziert ist.

4.7 Kopplung von zwei Kristallen in einem Resonator

Eine Möglichkeit, die Laserleistung bei einer gegebenen Beugungsmaßzahl zu erhöhen, ist die Verwendung mehrerer Kristallscheiben in einem Resonator. Mit dem oben beschriebenen und untersuchten Resonator-konzept ist dies auf einfache Art zu erreichen, indem zwei derartige Laser optisch "in Serie" gekoppelt werden.

Beide Laser arbeiten mit einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm, einer Pumpleistung von etwa 60 W und 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,25$ mm. Der Resonator wurde aufgebaut wie Resonator 2 im letzten Abschnitt, jedoch wurde der Resonator an Planspiegel 1 (s. Bild 4.19) symmetrisch fortgesetzt (s. Bild 4.22).

Die erreichte Laserleistung und Beugungsmaßzahl ist in Bild 4.23 dargestellt. Die Ergebnisse, die mit jedem einzelnen Kristall erreicht wurden, sind zum Vergleich miteingezeichnet. Beide Kristalle erreichen einzeln Laserleistungen von 28,3 W bzw. 26,0 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,03$. Werden beide Kristalle in einem Resonator optisch gekoppelt, so wird eine Laserleistung von 53,7 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,08$ gemessen.

Alle 3 dargestellten Kurven der Laserleistung besitzen den gleichen differentiellen Wirkungsgrad von 54,5 %. Die Pumpleistung, bei der die Laserschwelle erreicht wird, beträgt

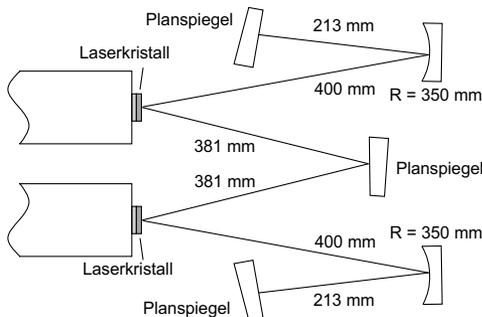


Bild 4.22: Resonator für die Koppelung von zwei Kristallen.

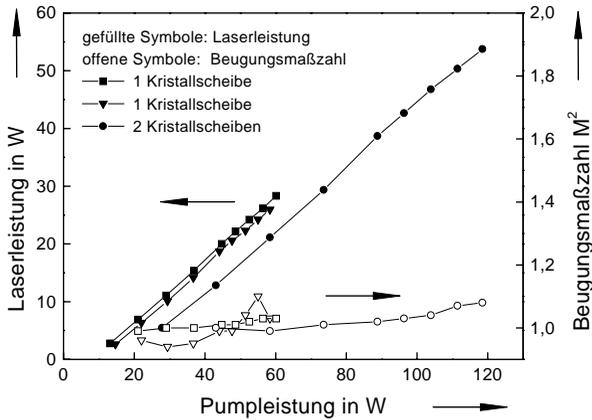


Bild 4.23: Laserleistung und Beugungsmaßzahl bei Verwendung von einem und zwei Kristallen.

bei Koppelung von zwei Scheiben im Resonator 19 W. Dies entspricht der Summe der Schwellen, die für beide Kristalle einzeln (8,6 W und 10,4 W) gemessen wurden. Dies zeigt, daß es möglich ist, zwei Scheiben in einem Resonator praktisch ohne Verluste zu koppeln und so die Laserleistung bei konstanter Beugungsmaßzahl zu verdoppeln.

Dieses Konzept kann auch bei größerem gepumpten Durchmesser und mit mehr als zwei Scheiben eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, die Laserleistung bei einer gegebenen Beugungsmaßzahl (z. B. auch für $M^2 = 1$) weiter zu erhöhen.

4.8 Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 4

Durch geeignete Eingriffe in die Resonatorkonfiguration kann die Strahlqualität eines Scheibenlasers gesteigert werden. Zusammenfassend können aus den in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Die Größe und das Vorzeichen der Brennweite der thermischen Linse hängen entscheidend von der Dicke des verwendeten Laserkristalls ab. Für eine Kristalldicke von 0,20 mm ist die Brennweite der thermischen Linse negativ, für Kristalldicken größer als 0,25 mm ist sie positiv. Die Brennweiten der thermischen Linse liegen im Bereich von bis zu etwa 1 m bei maximaler Pumpleistung. Für eine Kristalldicke von $d_K = 0,25$ mm und einen gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm wurde aus den Betrachtungen der Resonatorauslegung eine thermische Linse von 0,1 dpt abgeschätzt. Die thermische Linse eines Scheibenlasers kann also so beeinflusst werden, daß sie fast verschwindet.
- Für drei unterschiedliche gepumpte Durchmesser wurde experimentell untersucht, inwieweit sich die Strahlqualität steigern läßt, ohne große Leistungsverluste, z. B.

durch den Einbau von Blenden in den Resonator, in Kauf zu nehmen. Bis zu einer maximalen Laserleistung von 97 W konnte ein transversaler Grundmodestrahl ($M^2 = 1,22$) bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 39 % und einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad von über 13 % demonstriert werden.

- Die gemessenen Beugungsmaßzahlen sind in guter Übereinstimmung mit berechneten Beugungsmaßzahlen, die sich aus den verwendeten Resonatorkonfigurationen ergeben. Dadurch ist es möglich, die erreichbare Beugungsmaßzahl eines Scheibenlasers abzuschätzen und eine geeignete Konfiguration des Resonators so auszulegen, daß die gewünschte Strahlqualität erreicht wird.
- Es wurde ein Resonatorkonzept entwickelt, welches sich durch eine geringe Empfindlichkeit des Resonators gegen Verkippungen der Spiegel auszeichnet. Dadurch ist es möglich, Resonatoren so auszulegen, daß große Radien des Grundmodes des Resonators im Laserkristall erreicht werden können. Dies ist eine Voraussetzung für die Skalierung der Laserleistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität.
- Dieses Resonatorkonzept ist auch geeignet, um mehrere Scheiben in einem Resonator optisch zu koppeln und auf diese Weise die Laserleistung bei einer gegebenen Strahlqualität weiter zu erhöhen.

Eine Erhöhung der Laserleistung bei konstanter Beugungsmaßzahl ist also durch eine Erhöhung der Anzahl der Kristallscheiben im Resonator und/oder über eine Vergrößerung des gepumpten Durchmessers möglich. Auf diese Weise wird sich in Zukunft einerseits die maximale Grundmodeleistung weiter steigern lassen, zum anderen können aber auch im Leistungsbereich von einigen Kilowatt geringe Beugungsmaßzahlen bei hohen optisch-optischen Wirkungsgraden erreicht werden. Über diese Untersuchungen wird in der Dissertation von Christian Stewen berichtet [25].

Die Möglichkeit, gleichzeitig eine beugungsbegrenzte Strahlqualität und einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad zu erreichen, ist für eine Vielzahl von Anwendungen interessant. Eine Anwendung ist die Erzeugung eines Laserstrahls, der nur aus einer einzigen Longitudinalmode besteht. Dieser Strahl kann dann zur effizienten Erzeugung von frequenzverdoppelter Strahlung eingesetzt werden. Dies wird in den folgenden Kapiteln 5 und 6 näher untersucht.

5 Single-Frequency-Betrieb

Das Konzept des Scheibenlasers ermöglicht, hohe Leistungen bei beugungsbegrenzter Strahlqualität mit hohem optisch-optischen Wirkungsgrad zu realisieren. Ohne zusätzliche Maßnahmen oszillieren in einem solchen Grundmodelaser im allgemeinen viele Longitudinalmoden, da die Verstärkungsbandbreite des Lasers entsprechend groß ist. Der Abstand zweier Longitudinalmoden ist durch die optische Länge L_{opt} des Resonators bestimmt¹. Im Frequenzraum ist dieser Abstand durch $\Delta\nu = c/(2L)$ gegeben. Damit der Laser nur noch auf einer Longitudinalmode ("single frequency") oszilliert, müssen geeignete Maßnahmen zur Frequenzeinengung getroffen werden. Hierfür geeignet sind Etalons oder auch doppelbrechende Platten wie z. B. ein Lyotfilter oder Doppelbrechungsfilter.

5.1 Methoden der Frequenzselektion

In Abschnitt 2.3 wurden bereits die Eigenschaften von Yb:YAG diskutiert. Das Emissionsspektrum (s. Bild 2.2) besitzt einen Peak mit einer spektralen Breite von etwa 10 nm bei 1030 nm. Der effektive Emissionsquerschnitt bei 1030 nm beträgt etwa $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ bei Raumtemperatur [34]. Ein weiterer Peak mit einem Emissionsquerschnitt von $0,3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ liegt bei einer Wellenlänge von 1049 nm. Der Laser kann daher bei einer Wellenlänge von 1049 nm oszillieren, wenn die Verluste im Wellenlängenbereich um 1030 nm ausreichend groß sind. Das untere Laserniveau des Übergangs mit einer Wellenlänge von 1049 nm ist das oberste Niveau bei 785 cm^{-1} des unteren Multipletts (s. Bild 2.3). Die Laserschwelle für diesen Übergang ist daher kleiner als für den Übergang mit einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$, so daß bei hohen Verlusten bei $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ der Laser besonders leicht bei einer Wellenlänge von 1049 nm anschwingt. Experimentell wurde ein kontinuierlicher Durchstimmbereich von 1016 nm bis 1062 nm bei Ausgangsleistungen von einigen Watt beobachtet [81, 82, 83].

5.1.1 Modenselektion mit Etalons

Bei den Untersuchungen zur Frequenzeinengung eines Scheibenlasers werden Etalons aus unbeschichtetem Quarzglas und aus unbeschichtetem YAG verwendet. Für ein absorpti-

¹Da der Laserkristall eine typische Dicke von weniger als 0,3 mm besitzt, ist die optische Länge des Resonators im wesentlichen durch die geometrische Länge L gegeben.

onsfreies Etalon gilt für die Transmission t_E gemäß der Formel von Airy [6]:

$$t_E = \frac{(1 - r_E)^2}{(1 - r_E)^2 + 4r_E \sin^2(2\pi n_E d_E \lambda_L)}. \quad (5.1)$$

Bei unbeschichteten Etalons ist dabei der Reflexionsgrad r_E einer Oberfläche für senkrechten Einfall durch den Brechungsindex n_E des Etalons gemäß $r_E = (n_E - 1)^2 / (n_E + 1)^2$ gegeben. In Bild 5.1 (links) sind die Transmissionskurven eines Etalons aus Quarzglas und aus undotiertem YAG mit einer Dicke von $d_E = 4$ mm dargestellt. Es ergibt sich ein periodischer Kurvenverlauf mit einer Modulationstiefe der Peaks, die durch den Brechungsindex des verwendeten Materials bestimmt wird. Je größer der Brechungsindex, desto größer ist die Modulation. Etalons aus einem hochbrechenden Material (z. B. YAG mit $n_E = 1,82$) unterdrücken daher besser direkt benachbarte Moden als Etalons aus einem niedrigbrechenden Material. Dies ist auch im rechten Teil von Bild 5.1 zu erkennen. Für eine Resonatorlänge von $L = 0,5$ m ergibt sich ein longitudinaler Modenabstand von $\Delta\nu = 0,3$ GHz. Der benachbarte Mode erfährt einen Verlust von $v_E = 0,019$ % bei Verwendung eines 4 mm dicken Etalons aus Quarzglas und von $v_E = 0,088$ % bei Verwendung eines gleich dicken Etalons aus undotiertem YAG.

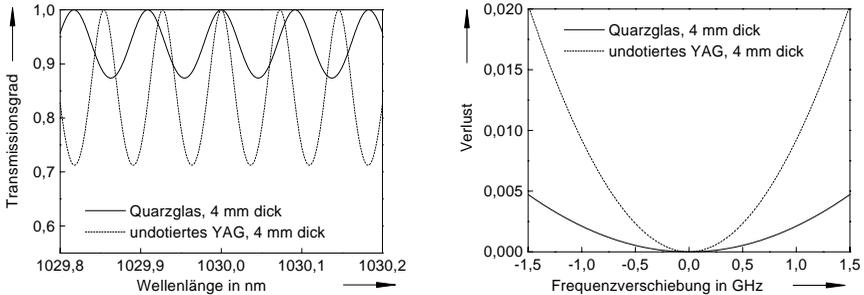


Bild 5.1: Transmissionsgrad t_E und Verlust $v_E = 1 - t_E$ zweier Etalons mit einer Dicke von jeweils $d_E = 4$ mm. Die Verluste sind in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung zum Transmissionsmaximum aufgetragen.

Der Abstand zweier Transmissionsmaxima wird Freier Spektralbereich (FSR) genannt. Es ergibt sich für den Freien Spektralbereich im Frequenzraum $\Delta\nu_{FSR} = c / (2n_E d_E)$. Die Daten der in dieser Arbeit verwendeten Etalons sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

5.1.2 Modenselektion mit einem doppelbrechenden Filter

Zur Frequenzselektion eignet sich auch ein doppelbrechendes Filter. In dieser Arbeit wird ein Filter aus doppelbrechendem Quarz verwendet. Dieses Filter wird unter dem Brewsterwinkel in den Resonator einjustiert und dient somit zunächst zur Einstellung der Polarisationsrichtung der auszukoppelnden Strahlung. Dieses Filter wurde so ausgelegt,

Dicke in mm	Material	Brechungs- index	FSR $\Delta\lambda$ in nm	FSR $\Delta\nu$ in GHz	Verlust (0,3 GHz)
0,1	Quarzglas	1,45	3,658	1034	0,00001 %
0,5	Quarzglas	1,45	0,732	207	0,0003 %
0,6	Quarzglas	1,45	0,610	172	0,0004 %
1,0	Quarzglas	1,45	0,366	103	0,0012 %
4,0	Quarzglas	1,45	0,091	26	0,0193 %
3,5	undot. YAG	1,82	0,083	23	0,065 %

Tabelle 5.1: Daten der verwendeten Etalons. FSR ist der freie Spektralbereich der Etalons. Die Verluste bei 0,3 GHz sind die Verluste, die der benachbarte Longitudinalmode bei einer Resonatorlänge von 50 cm erfährt.

daß es einen maximalen Transmissionsgrad von 1 bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1030$ nm und gleichzeitig bei 1049 nm einen Transmissionsgrad von 0 besitzt [69].

Solange nur ein Single-Frequency-Betrieb des Lasers auf der Grundwelle erreicht werden soll, ist diese Auslegung eigentlich nicht erforderlich, da der Laser dann immer im Wellenlängenbereich um 1030 nm oszilliert. Sie ist jedoch dann sinnvoll, wenn eine resonatorinterne Frequenzverdopplung erfolgen soll, da dann der Verdopplerkristall bei der Grundwelle von 1030 nm hohe Verluste verursacht, so daß der Laser auf eine Emissionswellenlänge von 1049 nm springen könnte. Das Doppelbrechungsfilter verhindert dies aber, da sein Transmissionsgrad bei dieser Wellenlänge Null ist. Die Abhängigkeit des Transmissionsgrades bzw. die Verluste sind in Abhängigkeit der Wellenlänge bzw. der Frequenzverschiebung in Bild 5.2 dargestellt. Die Verluste v_D , die der benachbarte Longitudinalmode bei einer Resonatorlänge von $L = 0,5$ m durch das Doppelbrechungsfilter erfährt, sind mit $v_D = 8 \cdot 10^{-6}$ % sehr gering.

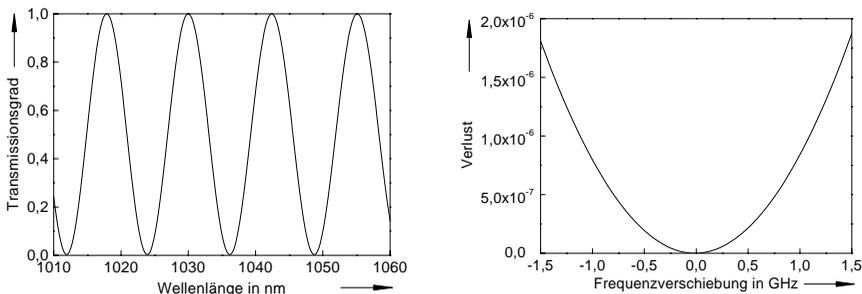


Bild 5.2: Transmissionsgrad t_D und Verlust $v_D = 1 - t_D$ des verwendeten Doppelbrechungsfilters. Die Verluste sind in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung zum Transmissionsmaximum aufgetragen.

5.1.3 Kombination von Doppelbrechungsfilter und Etalons

Zur Erzielung eines stabilen Single-Frequency-Betriebs wird eine Kombination von verschiedenen dicken Etalons mit einem Doppelbrechungsfilter notwendig sein. Die zugehörigen Transmissionskurven erhält man durch Multiplikation der Transmissionskurven der Einzelelemente. Das Transmissionsmaximum wird dabei auf 1030 nm festgelegt. Experimentell geschieht dies durch eine Verkippung der Etalons bzw. eine Verdrehung des Doppelbrechungsfilters. In Bild 5.3 und 5.4 ist der wellenlängenabhängige Transmissionsgrad einer Kombination bestehend aus dem oben beschriebenen Doppelbrechungsfilter und zwei unbeschichteten Etalons aus Quarzglas mit einer Dicke von 4 mm und 0,6 mm dargestellt. Mit dieser Kombination von Doppelbrechungsfilter und Etalons kann ein stabiler Single-Frequency-Betrieb erwartet werden, da direkt neben dem Transmissionsmaximum bei 1030 nm die Verluste recht hoch sind (s. Bild 5.4).

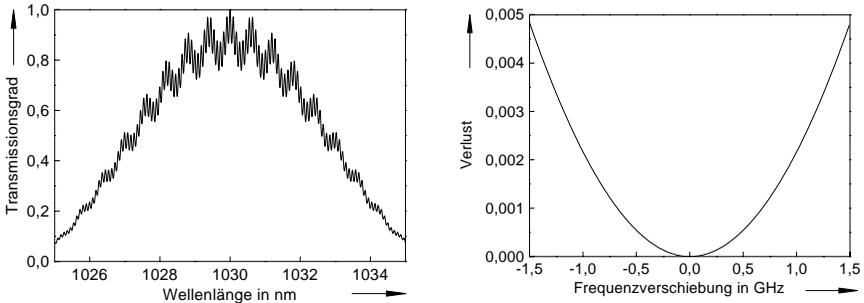


Bild 5.3: Transmissionsgrad t und Verlust $v = 1 - t$ einer Kombination des Doppelbrechungsfilters und zweier Etalons aus Quarzglas mit einer Dicke von 4 mm und 0,6 mm.

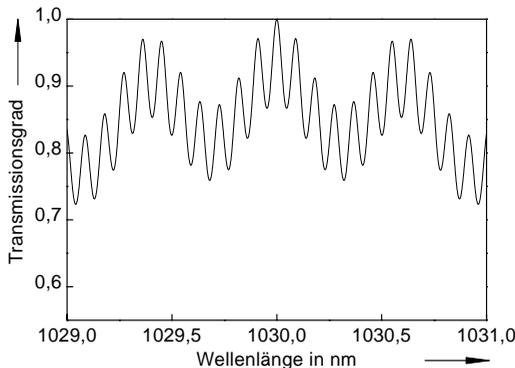


Bild 5.4: Vergrößerter Ausschnitt des linken Teils von Bild 5.3 im Wellenlängenbereich von 1029 nm bis 1031 nm.

5.2 Voruntersuchungen

Die grundlegenden Untersuchungen zur Frequenzeinengung wurden im Rahmen dieser Arbeit zunächst mit 8 Pumpstrahlungsdurchgängen durch den Kristall (Kristalldicke $d_K = 0,33$ mm) und einer Wärmesenktemperatur von $T_w = -40^\circ\text{C}$ durchgeführt. Es wurde eine maximale Pumpleistung von 43,5 W bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,1$ mm verwendet.

Im Multimodebetrieb wurde eine maximale Laserleistung von 24,6 W erreicht, dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 56,7$ %. Dazu wurde ein 10 cm langer Resonator mit einem Auskoppelspiegel, der einen Transmissionsgrad von $t_A = 4$ % und einen Krümmungsradius von $R_2 = 2$ m besitzt, verwendet. Der Laserkristall ist ein Endspiegel des Resonators. Die Beugungsmaßzahl betrug etwa 2 bis 3. Durch Verlängern des Resonators auf eine Länge von 50 cm wurde transversale Grundmodestrahlung mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,0$ bei einer Leistung von 23,7 W, dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 54,6 %, erzielt (s. Bild 5.5). Diese Beugungsmaßzahl bleibt über den gesamten Pumpleistungsbereich von der Schwelle bis zur maximalen Pumpleistung konstant. Durch Einfügen von zwei unbeschichteten Etalons aus Quarzglas (Dicken $d_E = 0,1$ mm und $d_E = 0,5$ mm) in den Resonator wurde Single-Frequency-Betrieb erreicht (s. Bild 5.5). Diese Kombination der Etalons wurde zunächst ausgewählt, um den Laser zu charakterisieren. In früheren Untersuchungen wurde mit diesen Etalons eine Single-Frequency-Leistung von 27,7 W bei einer Pumpleistung von 89 W erreicht [31]. Die Etalons werden leicht geneigt in den Resonator einjustiert, so daß keine parasitären Resonatoren, die die Stabilität des gesamten Lasers reduzieren, auftreten. Die maximale Single-Frequency-Laserleistung beträgt 20,6 W, dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 47,4 %. Bei Verwendung dieser Etalon-Kombination

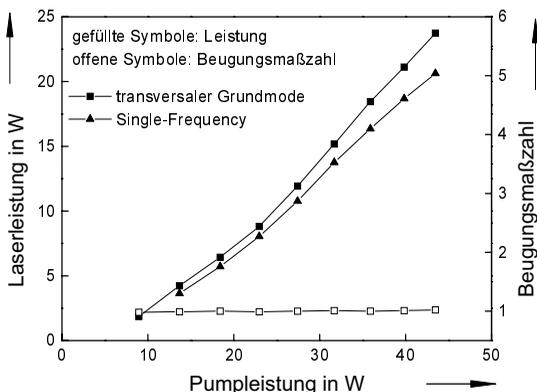


Bild 5.5: Übergang von transversaler Grundmodestrahlung zu Single-Frequency-Betrieb durch Einfügen von 2 Etalons in den Resonator.

treten häufig Longitudinalmodensprünge auf, da die Unterdrückung der Nachbarmoden mit etwa $3 \cdot 10^{-4}$ % relativ schwach ist. Außerdem wurde der Laserresonator offen, d. h. ohne Abdeckhaube, betrieben. Staub und Erschütterungen sowie Luftzirkulationen führen dann zu Störungen im Laserbetrieb, die Ursache für zahlreiche Modensprünge sind.

Es wurde daher untersucht, ob es eine Kombination von Etalons gibt, die es ermöglicht, einen stabilen Single-Frequency-Betrieb ohne Modensprünge zu erzielen. Die Wärmesenke des Laserkristalls wurde auf $T_w = -30^\circ\text{C}$ abgekühlt. Mit einem 50 cm langen Resonator wurde bei einer Pumpleistung von 43,5 W eine Laserleistung von $P_L = 22,1$ W erreicht [75]. Im Hinblick auf eine später zu untersuchende resonatorinterne Frequenzverdopplung wurde zunächst ein Doppelbrechungsfilter unter Brewsterwinkel in den Resonator einjustiert. Die ausgekoppelte Laserstrahlung ist dann linear polarisiert. Bei richtig gewählter Verdrehung des Doppelbrechungsfilters um seine Normale wird schon durch den Einbau des Filters Single-Frequency-Strahlung erzeugt. Bei einer maximalen Single-Frequency-Leistung von 20,9 W wurde jedoch häufig ein Longitudinalmodensprung beobachtet. Daher wurde durch das Einfügen eines Etalons versucht, eine Longitudinalmode zu stabilisieren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Komponente im Resonator	P_L in W	Bemerkungen
keine	22,1	Einige Transversalmoden
DF	20,9	SF mit häufigen Modensprüngen
DF und QE 4 mm	17,5	SF sehr stabil, ohne Modensprünge
DF und YE 3,5 mm	18,5	Justage schwierig, nicht dauerhaft SF
DF und QE 1 mm	18,0	SF mit Modensprüngen
DF und QE 0,5 mm	19,0	SF, vereinzelt Modensprünge
DF, QE 4 mm und 1 mm	16,1	SF stabil, ohne Modensprünge
DF, QE 4 mm und 0,5 mm	18,0	SF, gelegentliche Modensprünge
DF, YE 3,5 mm, QE 1 mm	15,8	SF, gelegentliche Modensprünge
DF, YE 3,5 mm, QE 0,5 mm	16,0	SF, mit Modensprüngen

Tabelle 5.2: Erreichte Ergebnisse durch Einfügen verschiedener Komponenten. Die Abkürzungen bedeuten: Doppelbrechungsfilter (DF), Quarzglasetalon (QE), Etalon aus YAG (YE), Single-Frequency-Betrieb (SF) [75].

Das Einfügen der Etalons ist teilweise mit erheblichen Leistungseinbußen verbunden. Dabei ist die Justage der Etalons entscheidend. Sie müssen so justiert werden, daß die Leistung möglichst hoch ist, was generell dann der Fall ist, wenn das Etalon im Resonator fast senkrecht zur Strahlachse steht. Durch eine stärkere Verkippung des Etalons gegen die Strahlachse des Resonators kann die Modenstabilität des Single-Frequency-Betriebs erhöht werden, jedoch geschieht dies auf Kosten der Laserleistung.

Für einen weitgehend modensprungfreien stabilen Single-Frequency-Betrieb hat sich die Kombination aus einem Doppelbrechungsfilter und einem 4 mm dicken unbeschichteten Etalon aus Quarzglas als gut geeignet herausgestellt. Zur weiteren Stabilisierung kann

dann noch ein weiteres dünneres Etalon (z. B. 0,5 oder 0,6 mm dick) aus unbeschichtetem Quarzglas in den Resonator einjustiert werden. Wie in Bild 5.3 und 5.4 erkennbar, ist bei dieser Kombination die Unterdrückung der Nachbarmoden sehr hoch, so daß ein weitgehend modensprungfreier Single-Frequency-Betrieb erwartet werden kann. Bei Verwendung einer Kombination aus dem beschriebenen Doppelbrechungsfilter und zweier unbeschichteter Etalons aus Quarzglas mit einer Dicke von 4 mm und 0,5 mm wurde ein Single-Betrieb mit gelegentlichen Modensprüngen (etwa 1 Modensprung pro Minute) bei einer Laserleistung von $P_L = 18$ W ($\eta_{opt} = 41$ %) erreicht.

Da bei den dargestellten Untersuchungen der Laserkristall jeweils als Endspiegel im Resonator eingesetzt wird, entsteht an der Rückseite des Laserkristalls immer ein Knoten der elektrischen Feldstärke des Laserfeldes. Innerhalb des gepumpten Volumens wechseln sich dann immer Knoten und Bäuche der Feldverteilung ab. In den Knoten des Feldes wird die vorhandene Inversion nicht genutzt, so daß der Effekt des spatial hole burnings auftritt. Eine weitere Longitudinalmode könnte die Verstärkung, die in den Knoten der ersten Mode ungenutzt bleibt, ausnutzen. Wird jedoch der Laserkristall als Endspiegel eingesetzt, so muß diese Longitudinalmode ebenfalls auf der Rückseite des Laserkristalls immer einen Knoten der Feldstärke besitzen. Nur wenn diese Longitudinalmode eine deutlich andere Frequenz als die erste Longitudinalmode besitzt, wird sie ausreichend verstärkt [56, 26]. Eine solche Longitudinalmode läßt sich aufgrund ihres großen Abstandes von der ersten Mode jedoch durch das Einfügen von frequenzselektiven Elementen in den Resonator leicht unterdrücken, wie die Bilder in Abschnitt 5.1 zeigen.

In Yb:YAG kann die Anregungsenergie eines Ions auf ein benachbartes Ytterbiumion übertragen werden [28]. Dadurch kann ein effizienter Single-Frequency-Betrieb erreicht werden, da aufgrund dieser Migration der Energie die Verstärkung in den Knoten zumindest teilweise genutzt werden kann, indem sie von den Knoten der Lasermode in die Bäuche der Lasermode migriert. Eine hohe Dotierungskonzentration, wie sie in einem Scheibenlaser verwendet wird, unterstützt diese Energiemigration, da die Energie dann schneller von einem Ytterbium-Ion zum nächsten migrieren kann [27, 28].

5.3 Single-Frequency-Betrieb

Im letzten Abschnitt wurden Voruntersuchungen zum Single-Frequency-Betrieb des Scheibenlasers dargestellt. Zur Einengung des Lasers auf nur noch eine Longitudinalmode muß zunächst der Resonator so aufgebaut werden, daß transversale Grundmodestrahlung mit einer Beugungsmaßzahl von unter 1,1 erreicht wird. Dies ist bei den verwendeten gepumpten Durchmesser von 1,1 bis 1,2 mm durch geeignete Wahl des Krümmungsradius des Auskoppelspiegels und der Resonatorlänge möglich (s. Kapitel 4). Der Resonator kann dabei so aufgebaut werden, daß über den gesamten Pumpleistungsbereich eine Beugungsmaßzahl von unter 1,1 erreicht wird, da innerhalb des Variationsbereichs der thermischen Linse des Laserkristalls der Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall praktisch konstant bleibt. Zur Frequenzeinengung des Lasers auf eine Longitudinalmode ist

ein Doppelbrechungsfilter und ein Etalon geeignet (s. Abschnitt 5.2).

Die bisher verwendete Pumpanordnung mit 8 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Kristall hat jedoch den Nachteil, daß die Kristallwärmesenke auf $T_w = -30^\circ\text{C}$ abgekühlt werden muß, wenn ein hoher optisch-optischer Wirkungsgrad erreicht werden soll. Um einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad bei Raumtemperatur zu erreichen, wurden deshalb 16 Pumpstrahlungsdurchgänge verwendet.

In Bild 5.6 sind beispielhaft einige Ergebnisse der Untersuchungen [75] zusammengestellt. Es wurde ein Laserkristall mit einer Dicke von 0,20 mm, einer Dotierung von 8 at%, eine Temperatur der Kristallwärmesenke von 15°C und ein gepumpter Durchmesser von 1,2 mm verwendet. Bei einer Pumpleistung von 67 W konnte eine Laserleistung von 34,5 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 6$ erreicht werden. Dazu wurde ein Resonator mit einer Länge von 7 cm und einem konkav gekrümmten Auskoppelspiegel ($R_2 = 0,5$ m, $t_A = 2$ %) aufgebaut. Bei Verwendung eines Resonators mit einer Länge von 25 cm (Auskoppelspiegel mit $R_2 = 2$ m und $t_A = 3$ %) konnte die Beugungsmaßzahl auf $M^2 < 1,1$ verbessert werden (s. Bild 5.6). Die maximale Laserleistung beträgt 30,4 W bei einer Pumpleistung von 63 W.

Um den Laserstrahl linear zu polarisieren, wurde das beschriebene Doppelbrechungsfilter unter dem Brewsterwinkel in den Resonator einjustiert. Der Drehwinkel des Filters wurde so gewählt, daß es nur als Brewsterplatte wirkt und nicht als Doppelbrechungsfilter. Die Leistung beträgt in diesem Fall 23,9 W bei einer Pumpleistung von 63 W (s. Bild 5.6). Um eine Beugungsmaßzahl von $M^2 \simeq 1,1$ zu erreichen, mußte die Resonatorlänge auf 30 cm vergrößert werden. Der Auskoppelgrad wurde auf $t_A = 4$ % erhöht, da höhere resonatorinterne Verluste durch die Brewsterplatte einen höheren Auskoppelgrad erfordern.

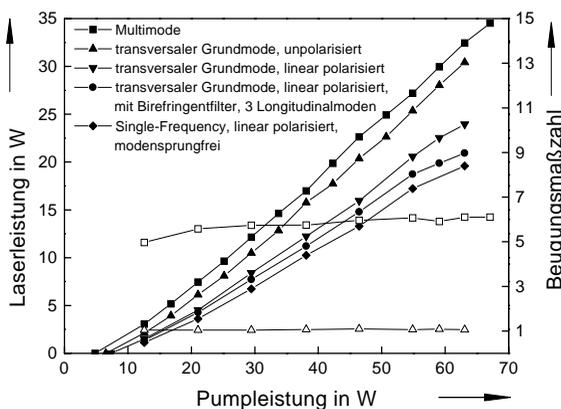


Bild 5.6: Laserleistungen (gefüllte Symbole) und Beugungsmaßzahl (offene Symbole) für eine verschiedene Anzahl von Moden und verschiedene Polarisationszustände [75].

Gemäß der Ergebnisse der Voruntersuchungen wurde zur Einengung der Frequenz des Lasers zunächst das unter Brewsterwinkel im Resonator eingebaute Doppelbrechungsfilter um seine Flächennormale so gedreht, daß es als doppelbrechendes Filter wirkt. Es konnte eine Leistung von 20,9 W erreicht werden. Die Zahl der Longitudinalmoden schwankte zwischen 1 und 3.

Zur Stabilisierung des Single-Frequency-Betriebs wurde zusätzlich ein 4 mm dickes Etalon aus Quarzglas in den Resonator eingefügt. Dadurch wurde über einen Zeitraum von einigen Minuten ein modensprungfreier Betrieb bei einer Leistung von 19,6 W erreicht. Das zusätzliche Einfügen eines 0,6 mm dicken Etalons aus Quarzglas ergab keine bessere Stabilisierung des Single-Frequency-Betriebs, sondern nur eine geringe Leistungsabnahme auf 19,2 W.

Erhöht man die Pumpleistung von der Schwelle bis zum Maximalwert, so werden Longitudinalmodensprünge beobachtet, die durch die steigende Temperatur des Laserkristalls verursacht werden. Steigert man die Pumpleistung langsam, so ist abwechselnd eine leichte Drift der Wellenlänge und ein Modensprung zu beobachten, da die steigende Temperatur des Laserkristalls die Emissionswellenlänge verschiebt [40]. Wenn die Verstärkung eines benachbarten Modes dadurch anwächst, ist es für den Laser günstiger, auf der Nachbar-mode zu oszillieren, so daß ein Longitudinalmodesprung auftritt.

Die relativ geringen Verluste in der Laserleistung bei Erhöhen der Strahlqualität lassen auf geringe asphärische Anteile der thermischen Linse und der Grundverbiegung des verwendeten Laserkristalls schließen. Wird der Laserstrahl dagegen linear polarisiert, so tritt ein erheblicher Leistungsverlust von 6,5 W auf (s. Bild 5.6). Der optisch-optische Wirkungsgrad beträgt dann noch 38 %. Diese Depolarisationsverluste entstehen einerseits durch thermisch induzierte Spannungen im Laserkristall und andererseits durch Spannungen im Laserkristall, die durch das Pressen des Kristalls auf die Wärmesenke verursacht werden.

Da durch das Einfügen des Doppelbrechungsfilters und eines Etalons bereits ein modensprungfreier Betrieb erreicht wurde, konnte auf eine Regelung der Emissionswellenlänge des Lasers verzichtet werden. Eine solche Regelung kann über die Temperatur des Laserkristalls oder eine Verschiebung des Askoppelspiegels realisiert werden [84]. Um ein Regelsignal zu generieren kann ein Etalon im Resonator mit einer Frequenz im Bereich einiger 10 Hz gewobbeln werden [85]. Zur Kompensation einer Frequenzdrift kann zusätzlich der Kippwinkel des Etalons nachgeführt werden. Dies wurde auch experimentell untersucht. Soll der Laser auf eine bestimmte Frequenz stabilisiert werden, so kann ein Referenzetalon verwendet werden [84]. Diese Technik wurde im Rahmen dieser Arbeit aber nicht weiter verfolgt, da auch ohne Regelung ein ausreichend stabiler, modensprungfreier Single-Frequency-Betrieb erreicht wurde.

6 Frequenzverdopplung

Für viele Aufgaben in der Materialbearbeitung insbesondere für Fein- und Mikrotechnik sowie für die Bearbeitung von Werkstoffen mit geringem Absorptionsgrad ist eine möglichst kleine Wellenlänge der Laserstrahlung erforderlich, weil die Absorption der Laserstrahlung mit kleiner werdender Wellenlänge zu- und die minimale erreichbare Strukturgröße abnimmt. Die Frequenzverdopplung von Strahlung im Wellenlängenbereich von $1\ \mu\text{m}$ ist zudem für wissenschaftliche Anwendungen, wie beispielsweise das optische Pumpen von Titan-Saphir-Lasern, interessant. Ein Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von $515\ \text{nm}$ könnte deshalb die heute gebräuchlichen Argon-Ionenlaser ersetzen.

Mit einem Yb:YAG-Scheibenlaser steht eine Strahlquelle zur Verfügung, mit der bei hohem optisch-optischen Wirkungsgrad ein beugungsbegrenzter Strahl bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1030\ \text{nm}$ erzeugt werden kann. Gleichzeitig ist die Leistung bis in den Bereich einiger $10\ \text{Watt}$ und darüber hinaus skalierbar. Eine Frequenzverdopplung dieser Strahlung eröffnet die Möglichkeit, einen Festkörperlaser bei einer Wellenlänge von $515\ \text{nm}$ mit einigen $10\ \text{Watt}$ Leistung zu realisieren.

In dieser Arbeit werden Untersuchungen zur Frequenzverdopplung eines Yb:YAG-Scheibenlasers vorgestellt, mit dem Ziel, das Potential des Scheibenlasers für diese Anwendung abzuschätzen und die Grundlagen für eine Skalierung in den Bereich einiger $10\ \text{Watt}$ zu schaffen.

6.1 Grundlagen der Frequenzverdopplung

In Kristallen kann einfallendes Licht so mit dem atomaren System wechselwirken, daß die zweite Harmonische der einfallenden Frequenz erzeugt wird. Fällt das elektrische Feld einer Welle mit der Kreisfrequenz ω und dem Wellenvektor $\vec{k}^{(\omega)} = \omega n^{(\omega)} / c \cdot \vec{e}_{k^{(\omega)}}$ auf einen nichtlinearen Kristall, so wird zunächst eine Polarisationswelle mit der Kreisfrequenz 2ω und dem Wellenvektor $\vec{k}^{Pol} = 2\omega n^{(\omega)} / c \cdot \vec{e}_{k^{(\omega)}} = 2\vec{k}^{(\omega)}$ erzeugt, deren Wellenlänge $\lambda_L^{(\omega)}$ und Phasengeschwindigkeit $c_n = c/n^{(\omega)}$ durch den Brechungsindex $n^{(\omega)}$ des Kristalls bei der Kreisfrequenz ω der Grundwelle bestimmt ist. Diese Polarisationswelle strahlt eine elektromagnetische Welle der doppelten Frequenz ab, wenn ein geeigneter Kristall verwendet wird. Für diese Welle ist nun der Brechungsindex $n^{(2\omega)}$ bei der doppelten Kreisfrequenz wirksam:

$$\vec{k}^{(2\omega)} = \frac{2\omega n^{(2\omega)}}{c} \cdot \vec{e}_{k^{(2\omega)}} \quad (6.1)$$

Um einen effizienten Energieübertrag zu erreichen, müssen die Polarisationswelle und die neu erzeugte Welle möglichst über die gesamte Länge des nichtlinearen Kristalls in Phase bleiben. Es muß daher die Bedingung $\vec{k}^{(2\omega)} = \vec{k}^{Pol} = 2\vec{k}^{(\omega)}$ erfüllt sein. Dies ist nur möglich, wenn die Brechungsindizes bei beiden Kreisfrequenzen gleich sind: $n^{(2\omega)} = n^{(\omega)}$. Diese Phasenanpassung ist aufgrund der Dispersion im allgemeinen nur erfüllbar, wenn die beiden Wellen unterschiedliche Polarisierungen, die mit unterschiedlichen Dispersionsfunktionen beschrieben werden, besitzen. In anisotropen doppelbrechenden Kristallen kann diese Bedingung erfüllt sein.

In einem Lithium-Borat-Kristall (LBO) kann eine solche Phasenanpassung im Bereich der in dieser Arbeit verwendeten Wellenlänge erreicht werden. LBO ist ein biaxialer nichtlinearer Kristall, der für eine Frequenzverdopplung in den grünen Spektralbereich günstige Eigenschaften besitzt [86].

6.2 Verdopplungskonzept

Wird die in den LBO-Kristall einfallende Grundwelle der Kreisfrequenz ω als ebene Welle betrachtet und mögliche Absorptionsprozesse im Kristall, die zu einer Erwärmung des Kristalls oder zur Erzeugung freier Ladungsträger führen können, vernachlässigt, so kann der Verdopplungswirkungsgrad η_V , der als das Verhältnis der Leistung $P^{(2\omega)}$ der zweiten Harmonischen zur Leistung $P^{(\omega)}$ der Grundwelle definiert ist, gemäß

$$\eta_V = \frac{P^{(2\omega)}}{P^{(\omega)}} = \tanh^2 \left(L_V \cdot \sqrt{\frac{K \cdot P^{(\omega)}}{A}} \cdot \frac{\sin(\Delta k L_V/2)}{\Delta k L_V/2} \right) \quad (6.2)$$

berechnet werden, wenn vorausgesetzt wird, daß die Wellenvektoren von Grundwelle und erzeugter zweiter Harmonischer kollinear verlaufen [87]. Dabei ist $A = \pi \omega_0^2$ die Querschnittsfläche der Grundwelle im Fokus, $\Delta k = |\vec{k}^{(2\omega)} - 2\vec{k}^{(\omega)}| = 4\pi(n^{(2\omega)} - n^{(\omega)})/\lambda_L^{(\omega)}$ die Phasenfehlpassung, K ein Materialparameter ($K = 4,89 \cdot 10^{-9} \text{ W}^{-1}$ für LBO bei $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$) und L_V die Länge des Verdopplerkristalls.

Bei einem Scheibenlaser wird ein typischer Auskoppelgrad von 3 bis 5 % verwendet. Daher braucht der Verdopplungswirkungsgrad η_V auch nur in diesem Bereich zu liegen, wenn der Verdopplungsprozess resonatorintern durchgeführt wird. Für solch geringe Verdopplungswirkungsgrade vereinfacht sich Gl. (6.2) zu

$$\eta_V = K \cdot L_V^2 \cdot \frac{P^{(\omega)}}{\pi \omega_0^2} \cdot \left(\frac{\sin(\Delta k L_V/2)}{\Delta k L_V/2} \right)^2. \quad (6.3)$$

Um den benötigten Verdopplungswirkungsgrad von etwa 3 % zu erreichen, muß der Term $(\sin x)/x$ mit $x = \Delta k L_V/2$ in Gl. (6.3) maximal sein. Dazu muß die Phasenfehlpassung Δk auf Null reduziert werden, da dann $(\sin x)/x$ maximal (gleich 1) ist. Mit LBO kann bei einer Wellenlänge der Grundwelle von $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ die Phasenanpassung auf zwei Arten erreicht werden. Zum einen kann der Winkel zwischen den Kristallachsen und

der Polarisation der einfallenden Grundwelle so gewählt werden, daß eine Phasenanpassung erreicht wird (kritische Phasenanpassung). Die zweite Möglichkeit, die nichtkritische Phasenanpassung, nutzt die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur. Diese Methode hat den Vorteil, daß die im Experiment realisierte Phasenanpassung unempfindlich auf kleine Abweichungen von der idealen Phasenanpassung reagiert. Daher wurde diese Methode bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ausgewählt. Bei einer Temperatur von etwa 190°C des LBO-Kristalls [88] wird bei einer geeigneten Wahl der Winkel zwischen den Kristallachsen und der Polarisationsrichtung der Grundwelle die Bedingung für eine nichtkritische Phasenanpassung erfüllt.

Die Leistung $P^{(2\omega)}$ der erzeugten frequenzverdoppelten Strahlung für $\Delta k = 0$

$$P^{(2\omega)} = K \cdot L_V^2 \cdot P^{(\omega)} \cdot \frac{P^{(\omega)}}{\pi w_0^2} \quad (6.4)$$

hängt linear vom Materialparameter K und quadratisch von der Kristalllänge L_V ab. Die Länge des Verdopplerkristalls hat wegen der quadratischen Abhängigkeit einen großen Einfluß auf die Leistung der zweiten Harmonischen. Eine große Länge ergibt zunächst eine hohe Leistung, jedoch nur, wenn über die gesamte Länge des Verdopplerkristalls der Fokusradius w_0 nahezu konstant gehalten werden kann und die Phasenanpassung perfekt durchgeführt werden kann. Experimentell läßt sich dies aber nicht realisieren, so daß bei der Wahl der Länge des Verdopplerkristalls noch weitere Kriterien berücksichtigt werden müssen.

Die Leistung der zweiten Harmonischen hängt außerdem von der Leistung $P^{(\omega)}$ der Fundamentalwelle und deren Leistungsdichte $E^{(\omega)} = P^{(\omega)}/(\pi w_0^2)$ ab. Daher muß der Resonator so aufgebaut werden, daß gleichzeitig eine hohe Leistungsdichte und eine hohe Leistung im Verdopplerkristall erreicht werden. Eine hohe Leistung der Grundwelle kann erreicht werden, wenn die Frequenzverdopplung resonatorintern durchgeführt wird, da dann die resonante Leistungsüberhöhung ausgenutzt werden kann. Zusätzlich muß dann noch ein Fokus der Laserstrahlung im Resonator erzeugt werden, damit eine ausreichend hohe Leistungsdichte im Verdopplerkristall erreicht wird. Aus Gl. (6.3) läßt sich der benötigte Fokusradius w_0 im Verdopplerkristall berechnen. Für einen LBO-Kristall mit einer Länge von $L_V = 12$ mm, einem Verdopplungswirkungsgrad von $\eta_V = 3$ %, einer resonatorinternen Leistung von $P^{(\omega)} = 600$ W und einem Materialparameter von $K = 4,89 \cdot 10^{-9}$ W⁻¹ für LBO bei einer Wellenlänge von $\lambda_L^{(\omega)} = 1030$ nm erhält man $w_0 = 67$ μ m.

6.3 Resonatorkonzept

Oszillieren in einem Resonator einige Moden, so werden bei einer resonatorinternen Frequenzverdopplung starke Fluktuationen der Leistung beobachtet [89]. Dieses "Grün-Problem", hat seine Ursache in der Konkurrenz der beteiligten Moden, die dazu führt, daß nicht immer der gleiche Mode die höchste Verstärkung erfährt. Springt nun die maximale Verstärkung der Grundwelle zwischen mehreren Moden hin und her, so ist der Verdopplungswirkungsgrad und die Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen nicht konstant,

da unterschiedliche Moden aufgrund der nicht perfekten Phasenanpassung unterschiedlich gut verdoppelt werden. Das "Grün-Problem", läßt sich mit unterschiedlichen Methoden umgehen. Ein Ansatz nutzt sehr viele Longitudinalmoden im Resonator, so daß im zeitlichen Mittel der Verdopplungswirkungsgrad und die Leistung konstant bleiben [90, 91]. Eine andere Methode verfolgt genau das umgekehrte Konzept: Der Resonator wird so aufgebaut, daß nur eine einzige Longitudinalmode oszillieren kann. Eine Einschränkung auf eine Longitudinalmode läßt sich in einem Scheibenlaser auch bei einer hohen Leistung und einem hohen Wirkungsgrad realisieren, wie in Kapitel 5 gezeigt wurde. Daher wird dieses Konzept in dieser Arbeit zur Frequenzverdopplung eingesetzt.

Bei der Auslegung eines Resonators, der für die resonatorinterne Frequenzverdopplung geeignet ist, müssen die verschiedenen diskutierten Anforderungen erfüllt werden. Um einen Single-Frequency-Betrieb zu ermöglichen, muß der Laserkristall als Endspiegel verwendet werden. Der Resonator muß dazu so dimensioniert sein, daß ein Doppelbrechungsfilter unter dem Brewsterwinkel und zwei Etalons integriert werden können und außerdem nur der transversale Grundmode mit $M^2 = 1$ angeregt wird. Dazu muß der Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall auf den gepumpten Durchmesser angepaßt werden. Der Grundmodedurchmesser sollte etwa 80 bis 90 % des gepumpten Durchmessers betragen (s. Abschnitt 4.4) und möglichst über den gesamten Variationsbereich der thermischen Linse des Laserkristalls konstant sein, damit ein Grundmodebetrieb bei allen Pumpleistungen erreicht wird. Im Resonator muß darüberhinaus ein Fokus mit einem Radius von etwa $70 \mu\text{m}$ im Verdopplerkristall erzeugt werden. Dies ist auf unterschiedliche Arten durch die Verwendung von mehreren gekrümmten Umlenkspiegeln möglich. Die Einfallswinkel auf diesen Spiegeln müssen zur Reduzierung von Abbildungsfehlern so klein wie möglich gehalten werden. Allerdings müssen die räumlichen Dimensionen so gestaltet werden, daß insbesondere auch der Ofen des Verdopplerkristalls, der zur Einstellung und Regelung der Temperatur des Verdopplerkristalls benötigt wird, im Resonator integriert werden kann.

Der Resonator, der die dargestellten Anforderungen erfüllt und daher in dieser Arbeit verwendet wurde, ist in Bild 6.1 dargestellt. In diesem Resonator entsteht durch

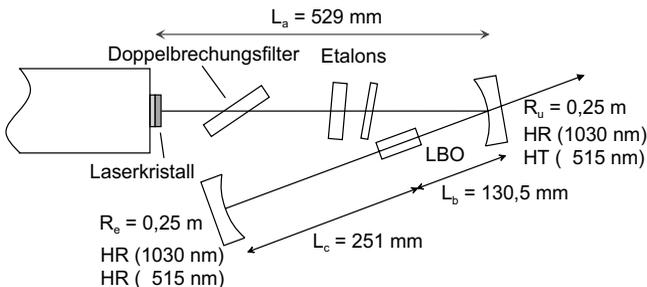


Bild 6.1: Aufbau des Resonators für die Frequenzverdopplung [75].

die Verwendung eines gekrümmten Umlenkspiegels Astigmatismus, der nicht kompensiert werden kann. Wird jedoch der Einfallswinkel α auf dem Umlenkspiegel ausreichend klein gehalten, z. B. $\alpha < 4^\circ$, so ist der Astigmatismus gering. Der Umlenkspiegel ist zur Auskopplung der zweiten Harmonischen hochtransmittierend (HT) beschichtet für die Wellenlänge von 515 nm und hochreflektierend beschichtet für eine Wellenlänge von 1030 nm. Der Endspiegel ist für beide Wellenlängen hochreflektierend (HR) beschichtet. Um bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 4^\circ$ ausreichend Platz für den Ofen des Verdopplerkristalls, das Doppelbrechungsfilter und die Etalons zu schaffen, wurde zusätzlich ein hochreflektierend beschichteter planer Umlenkspiegel zwischen Laserkristall und gekrümmtem Umlenkspiegel eingefügt.

Bild 6.2 zeigt die Variation des Grundmoderadius im Laserkristall und im LBO-Kristall in Abhängigkeit der Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls. Für eine Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls von $f_{th} = 1$ m beträgt der Grundmoderadius im Laserkristall $w_K^{tan} = 520 \mu\text{m}$ in tangentialer Richtung und $w_K^{sag} = 530 \mu\text{m}$ in sagittaler Richtung. Im LBO-Kristall wird ein Fokusradius von $w_{LBO}^{tan} = 83,7 \mu\text{m}$ in tangentialer Richtung und $w_{LBO}^{sag} = 83,2 \mu\text{m}$ in sagittaler Richtung erreicht. Ist die Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls kleiner als 1 m, so nimmt der Grundmoderadius im Laserkristall ab, während er im LBO-Kristall anwächst. Für $f_{th} > 1$ m ergibt sich ein umgekehrtes Verhalten. Die Grundmoderadien verändern sich jedoch relativ wenig, wenn die Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls variiert. Daher ist dieser Resonator für die Frequenzverdopplung gut geeignet.

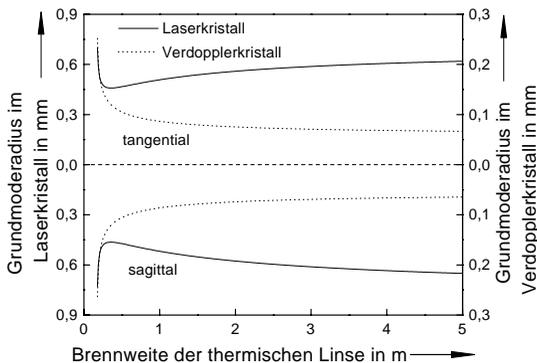


Bild 6.2: Berechnete Grundmoderadien im Laserkristall und im LBO-Kristall in tangentialer und sagittaler Richtung in Abhängigkeit der Brennweite der thermischen Linse des Laserkristalls [75].

6.4 Untersuchungen der Frequenzverdopplung

Alle Untersuchungen zur Frequenzverdopplung wurden bei einem gepumpten Durchmesser von $d_p = 1,2$ mm mit einem Laserkristall mit einer Dicke von $d_K = 0,23$ mm unter Verwendung von 16 Durchgängen der Pumpstrahlung durch den Laserkristall durchgeführt. Zunächst wurde der verwendete Laserkristall bezüglich der erreichbaren Leistung im Grundmode- und im Single-Frequency-Betrieb charakterisiert. Dazu wurde der Laserkristall als Endspiegel im Resonator eingesetzt und ein Resonator mit einer Länge von $L = 575$ mm, ein Krümmungsradius des Auskoplplers von $R_2 = 2$ m und ein Auskoppelgrad von $t_A = 3$ % verwendet. Bei einer Pumpleistung von 58 W wurde eine Leistung von 24 W erreicht, die gemessene Beugungsmaßzahl betrug $M^2 \leq 1,10$ über den gesamten Bereich der Pumpleistung [75]. Durch Einfügen des Doppelbrechungsfilters (s. Abschnitt 5.1) und von zwei unbeschichteten Etalons aus Quarzglas (Dicke $d_{E1} = 4$ mm und $d_{E2} = 0,6$ mm) in den Resonator wurde die Laserstrahlung linear polarisiert und auf eine Longitudinalmode eingeschränkt. Eine Laserleistung von 17 W wurde erreicht.

Zur Erzeugung eines Fokus im Resonator wurde der in Abschnitt 6.3 diskutierte Resonator aufgebaut. Bei diesen Untersuchungen wurde nur ein frequenzverdoppelter Strahl erzeugt, da als Endspiegel im Resonator ein Spiegel eingesetzt wurde, der sowohl für die Grundwelle als auch für die zweite Harmonische hochreflektierend beschichtet ist.

Bild 6.3 zeigt die erreichte frequenzverdoppelte Leistung [75]. Bei einer Pumpleistung von 44,5 W ($\lambda_p = 940$ nm) wurde eine Laserleistung der zweiten Harmonischen von 6,9 W erreicht. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von über 15 %. Bezogen auf die elektrische Leistung des fasergekoppelten Diodenlasers entspricht dies einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad von 5,9 %. Bezogen auf die gemessene resonatorinterne Leistung von 350 W ergibt sich ein Verdopplungswirkungsgrad von $\eta_V = 2$ % [75].

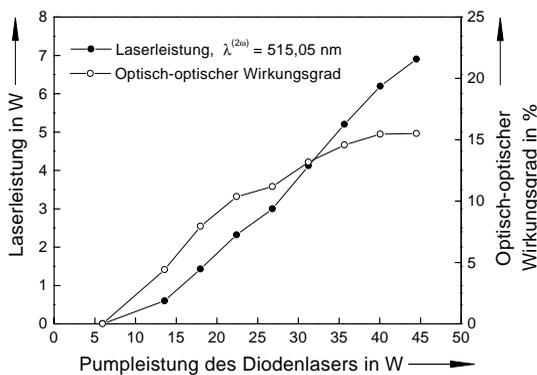


Bild 6.3: Frequenzverdoppelte Laserleistung bei einer Wellenlänge von 515 nm und optisch-optischer Wirkungsgrad bezogen auf die Pumpleistung des fasergekoppelten Diodenlasers mit einer Wellenlänge von 940 nm [75].

Begrenzend bei diesen Untersuchungen wirkte die schlechte Temperaturstabilität des eingesetzten Ofens. Dadurch konnte nur eine maximale Pumpleistung von 45 W verwendet werden, da bei höherer Pumpleistung die Temperatur des Ofens so stark driftete, daß eine Frequenzverdopplung nicht mehr möglich war.

Innerhalb eines Resonatorumlaufs durchläuft die Grundwelle den Verdopplerkristall zweimal. Bei jedem Durchgang wird frequenzverdoppelte Strahlung erzeugt. Die beim ersten Durchgang erzeugte zweite Harmonische wird zusammen mit der Grundwelle am Endspiegel reflektiert und durchläuft erneut den Verdopplerkristall. Aus der Grundwelle wird erneut frequenzverdoppelte Strahlung erzeugt, während die vorher schon erzeugte frequenzverdoppelte Strahlung ohne Verluste durch den Verdopplerkristall hindurchgehen soll. Sind beide frequenzverdoppelten Wellen in Phase, so kann man sich den zweiten Verdopplungsprozeß als Fortsetzung des ersten Prozesses vorstellen. Auf die Frequenzverdopplung wirkt sich dies so aus, als ob der Verdopplerkristall die doppelte Länge besäße. Da die Länge des Verdopplerkristalls quadratisch in die Leistung der zweiten Harmonischen eingeht (s. Gl. 6.4), wird die erzeugte frequenzverdoppelte Leistung um den Faktor 4 erhöht, bezogen auf nur einen Durchgang der Grundwelle durch den Verdopplerkristall. Besteht zwischen der beim Hinlauf erzeugten zweiten Harmonischen und der beim Rücklauf erzeugten zweiten Harmonischen eine Phasendifferenz, so ist die gesamte erzeugte frequenzverdoppelte Leistung kleiner und kann im Extremfall sogar auf Null zurückgehen [92, 93]. Aus den experimentellen Ergebnissen wurde eine maximale Leistungserhöhung um den Faktor 3,5 abgeschätzt [75].

Die Leistung der zweiten Harmonischen könnte mit einem Ofen, der eine ausreichende Regelung der Temperatur ermöglicht, weiter gesteigert werden. Bei einer Pumpleistung von 60 W und einem gepumpten Durchmesser von 1,2 mm könnte dann eine Leistung der zweiten Harmonischen von 10 W erreicht werden. Wird ein größerer gepumpter Durchmesser und eine höhere Pumpleistung verwendet, so kann die Leistung der zweiten Harmonischen weiter erhöht werden. Mit einem gepumpten Durchmesser von 1,6 mm im Laserkristall, entsprechend einer Pumpleistung von 100 W, könnte eine Single-Frequency-Leistung von etwa 40 W und eine Leistung der zweiten Harmonischen von etwa 20 W erreicht werden. Entsprechende experimentelle Untersuchungen sind in Vorbereitung.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Fragestellungen zur erreichbaren Strahlqualität eines diodengepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers untersucht. Ziel war es, gleichzeitig hohe Laserleistungen im Bereich bis Hundert Watt, hohe optisch-optische Wirkungsgrade von typischerweise 50 % und höchste Strahlqualitäten zu realisieren.

Zunächst wurden die bekannten grundlegenden Eigenschaften des verwendeten laseraktiven Materials und die sich daraus ergebenden Möglichkeiten und Auslegungskriterien für einen Scheibenlaser aufgezeigt. Ein hoher Wirkungsgrad kann erreicht werden, indem die Temperatur des Laserkristalls gering gehalten wird und das gepumpte Volumen durch eine Reduzierung der Kristalldicke verringert wird. Um einen hohen Absorptionsgrad der Pumpstrahlung zu erreichen, muß das Pumplicht wiederholt auf die Kristallscheibe abgebildet werden.

Dazu wurden zwei unterschiedliche Pumphordnungen, die 8 bzw. 16 Durchgänge der Pumpstrahlung durch den Laserkristall ermöglichen, eingesetzt und deren Einfluß untersucht. Werden 16 Durchgänge verwendet, so kann ein optisch-optischer Wirkungsgrad von über 50 %, mit nur 8 Durchgängen von etwas unter 50 % bei Raumtemperatur erreicht werden. Durch Absenken auf Temperaturen im Bereich von -15°C bis 5°C kann der optisch-optische Wirkungsgrad jedoch auch hier auf 50 % gesteigert werden.

Um solch hohe optisch-optische Wirkungsgrade zu realisieren, waren aber eine Reihe von weiteren Optimierungen des Lasers notwendig. Neben einem homogenen Pumpprofil muß vor allem eine geeignete Dicke des Laserkristalls gewählt werden. Diese Dicke muß ein Optimum aus einem hohen Absorptionsgrad, einer geringen mittleren Temperatur des Laserkristalls und einer geringen thermischen Linse darstellen. Aufgrund der geringen Auskopplung von etwa 3 % müssen außerdem die resonatorinternen Verluste des Lasers so gering gehalten werden, daß die Verluste im Resonator durch die Auskopplung dominieren. Daher muß der Reflexionsgrad der hochreflektierenden Beschichtung sehr hoch sein, bei gleichzeitig geringem Wärmewiderstand dieser Beschichtung. Dazu wurde eine Reihe von unterschiedlichen Beschichtungen auf ihre Eignung im Scheibenlaser untersucht und qualifiziert.

Eine gute Strahlqualität bei gleichzeitig hohem optisch-optischen Wirkungsgrad läßt sich mit einem Scheibenlaser durch eine geeignete Resonatorauslegung erreichen. Dafür ist die Untersuchung der thermischen Linse des Laserkristalls notwendig. Die maximale Brechkraft der thermischen Linse beträgt bis zu etwa 1 m^{-1} . Wegen dieses geringen Wertes

ist eine exakte Kenntnis ihrer Brechkraft für die Auslegung des Resonators nicht notwendig. Er kann stattdessen so dimensioniert werden, daß über einen großen Variationsbereich der thermischen Linse der Grundmoderadius im Laserkristall nahezu unverändert bleibt.

Experimentell wurde bei einer Pumpleistung von 65 W die bestmögliche Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$ über den gesamten Pumpleistungsbereich mit einem maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad von etwa 50 % realisiert. Eine Erhöhung der Leistung ist einerseits durch eine Vergrößerung des gepumpten Durchmessers bei konstanter Pumpleistungsdichte und andererseits durch die Erhöhung der Zahl der verwendeten Kristallscheiben möglich. Durch Vergrößern des gepumpten Durchmessers wurde eine Laserleistung von 97 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,22$ erreicht. Bei Verwendung von zwei Laserkristallen in einem Resonator konnte die Laserleistung um den Faktor 2 gesteigert werden.

Berechnungen der Beugungsmaßzahlen mit Hilfe eines einfachen Modells, welches den Modenüberlapp des Resonators mit dem gepumpten Laserkristall berücksichtigt, zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Beugungsmaßzahlen. Diese Verifizierung erlaubt, das Modell für die Auslegung von Resonatoren für einen Scheibenlaser zu nutzen.

Da die Brechkraft der thermischen Linse eines Scheibenlasers sehr gering ist, wurde ein Resonator-konzept entwickelt, welches auch bei großen Grundmoderadien im Laserkristall eine hohe Stabilität des Resonators gegen Verkippungen der Spiegel aufweist. Mit diesem Resonator-konzept ist es möglich, die Laserleistung bei höchster Strahlqualität zu hoher Leistung zu skalieren, wenn die asphärischen Beiträge zur thermischen Linse des Laserkristalls dies nicht verhindern.

Durch Einfügen von frequenzselektiven Elementen in den Resonator eines Grundmodelasers wurde ohne weitere Regelungsmaßnahmen ein modensprungfreier Betrieb auf nur einer Longitudinalmode erreicht. Dies ist eine gute Voraussetzung für eine resonatorinterne Frequenzverdopplung, die eine zeitlich stabile frequenzverdoppelte Leistung im Bereich einiger Watt ermöglicht. Eine maximale Leistung von 6,9 W bei einer Wellenlänge von 515 nm konnte so erreicht werden.

Yb:YAG hat den Vorteil, daß mit einer hohen Pumpleistungsdichte gepumpt wird. Dies ermöglicht selbst bei Leistungen im Kilowattbereich, den gepumpten Durchmesser auf wenige Millimeter zu beschränken. Mit einem Grundmodedurchmesser des Resonators im Laserkristall von nur wenigen Millimetern könnte dann eine Beugungsmaßzahl von deutlich unter 10 erreicht werden.

Um auch im Leistungsbereich von mehr als hundert Watt eine beugungsbegrenzte Strahlqualität über den gesamten Variationsbereich der Pumpleistung zu ermöglichen, muß die Variation der Brechkraft der thermischen Linse noch weiter verringert werden. Dies ist möglich, da zur thermischen Linse des Laserkristalls verschiedene fokussierende und defokussierende Anteile beitragen. Durch eine geeignete Wahl der Kristalldicke und der radialen Verteilung der Pumpleistung und der Pumpleistungsdichte kann erreicht werden, daß sich fokussierende und defokussierende Anteile der thermischen Linse kompensieren. Bei der Reduzierung der thermischen Linse des Laserkristalls muß auch die

Befestigung des Laserkristalls auf der Wärmesenke und die Geometrie der Wärmesenke betrachtet werden, da die Verbiegung des Laserkristalls auch davon beeinflusst wird. Insgesamt ist es also einerseits möglich, den Variationsbereich der thermischen Linse zu reduzieren und andererseits sowohl die Größe der Brechkraft als auch ihr Vorzeichen einzustellen.

Am Rand des gepumpten Bereichs bleibt die thermische Linse allerdings asphärisch. Dadurch kann die Verstärkung in diesem Bereich nur schlecht genutzt werden, wenn nahezu beugungsbegrenzte Strahlung erzeugt werden soll. Der optisch-optische Wirkungsgrad eines solchen Scheibenlasers wird dann im Vergleich zu den in dieser Arbeit erreichten optisch-optischen Wirkungsgraden etwas geringer sein. Dies muß aber kein Nachteil sein, wenn es gelingt, den elektrisch-optischen Wirkungsgrad eines Scheibenlasers trotzdem bei etwa 20 % zu halten. Ein Ansatz dazu ist, die Strahlung aus den Diodenlaserbarren mit einem hohen Wirkungsgrad zum optischen Pumpen eines Scheibenlasers aufzubereiten.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben unmittelbar Eingang gefunden in mehrere bereits kommerziell erhältliche Laser und solchen, die demnächst im Markt eingeführt werden. Der Leistungsbereich dieser Laser erstreckt sich von 10 W bis zu 1 kW.

Literaturverzeichnis

- [1] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Appl. Phys. B **58** (1994) S. 365.
- [2] HÜGEL, H.; BOHN, W.L.: *Solid state thin disc laser*. In: Boreisho, A.S.; Baranov, G.A. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: XII International symposium on gas flow and chemical lasers and high-power laser conference. **3574** (1998) S. 15.
- [3] KARSZEWSKI, M.; BRAUCH, U.; CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *100 W TEM₀₀ operation of Yb:YAG thin disc laser with high efficiency*. In: Bosenberg, W.A.; Fejer, M.M. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **19**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1998) S. 125.
- [4] LACOVARA, P.; CHOI, H.K.; WANG, C.A.; AGGARWAL, R.L.; FAN, T.Y.: *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*. Opt. Lett. **16** (1991) S. 1089.
- [5] BROWN, D.C.; KELLY, J.H.; ABATE, J.A.: *Active-mirror amplifiers: progress and prospects*. IEEE J. Quantum. Electron. **17** (1981) S. 1755.
- [6] KOECHNER, W.: *Solid state laser engineering*. Berlin, Springer Verlag, 1992.
- [7] BRAND, T.; OZYGUS, B.; WEBER, H.: *Diode-pumped solid-state lasers in the kW range*. Laser Physics **8** (1998) S. 222.
- [8] SCHÖNE, W.; KNOKE, S.; SCHIRMER, S.; TÜNNERMANN, A.: *Diode-pumped cw Nd:YAG lasers with output powers up to 750 W*. In: Pollock, R.C.; Bosenberg, W.A. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **10**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1997) S. 292.
- [9] DU, K.; WU, N.; XU, J.; GIESEKUS, J.; LOOSEN, P.; POPRAWA, R.: *Partially end-pumped Nd:YAG slab laser with a hybrid resonator*. Opt. Lett. **23** (1998) S. 370.

- [10] BAKER, H.J.; CHESWORTH, A.; MILLAS, D.P.; HALL, D.R.: *Power scaling of thin Nd:glass slab lasers, face-pumped by laser diodes*. In: Bosenberg, W.A.; Fejer, M.M. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **19**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1998) S. 407.
- [11] TULLOCH, W.M.; RUTHERFORD, T.S.; GUSTAFSON, E.K.; BYER, R.L.: *A 100 W edge-pumped Nd:YAG conduction-cooled slab laser*. In: Fejer, M.M.; Injeyan, H.; Keller, U. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **26**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1999) S. 9.
- [12] GOLLA, D.; BODE, M.; KNOKE, S.; SCHÖNE, W.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜN-NERMANN, A.: *High power operation of Nd:YAG rod lasers pumped by fiber-coupled diode lasers*. In: Payne, S.A.; Pollock, C.R. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **1**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1996) S. 198.
- [13] FUJIKAWA, S.; KONNO, S.; YASUI, K.; YOSHIKAWA, K.: *Highly efficient diode-pumped 300-W Nd:YAG rod laser*. In: Fejer, M.M.; Injeyan, H.; Keller, U. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **26**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1999) S. 5.
- [14] HIRANO, Y.; KOYATA, Y.; YAMAMOTO, S.; KASAHARA, K.: *208 watts average power TEM₀₀ mode operation of diode-pumped Nd:YAG rod laser*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC (1998) Postdeadline Papers, #CPD 1.
- [15] FAN, T.Y.: *Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE J. Quantum. Electron. **29** (1993) S. 1457.
- [16] REINBERG, A.R.; RISEBERG, L.A.; BROWN, R.M.; WACKER, R.W.; HOLTON, W.C.: *GaAs:Si LED pumped Yb-doped YAG laser*. Appl. Phys. Lett. **19** (1971) S. 11.
- [17] FAN, T.Y.: *Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers*. IEEE J. Quantum. Electron. **28** (1992) S. 2692.
- [18] BASIEV, T.T.; VORON'KO, Y.K.; MAMEDOV, T.G.; SHCHERBAKOV, I.A.: *Migration of energy between Yb³⁺ ions in garnet hosts*. Sov. J. Quant. Electron. **5** (1976) S. 1182.
- [19] CONTAG, K.: *Numerische Modellierung des Scheibenlasers*. Dissertation, Universität Stuttgart, in Vorbereitung.
- [20] SUMIDA, D.S.; BRUESSELBACH, H.; BYREN, R.W.; MANGIR, M.; REEDER, R.: *High-power Yb:YAG rod oscillators and amplifiers*. In: Scheps, R. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: Solid State Lasers VII. **3265** (1998) S. 100.

- [21] BIBEAU, C.; BEACH, R.J.; MITCHELL, S.C.; EMANUEL, M.A.; SKIDMORE, J.; EBBERS, C.A.; SUTTON, S.B.; JANCAITIS, K.S.: *High-average-power 1- μ m performance and frequency conversion of a diode-end-pumped Yb:YAG laser*. IEEE J. Quantum. Electron. **34** (1998) S. 2010.
- [22] UEDA, K.-I.; UEHARA, N.: *Laser diode pumped solid state lasers for gravitational wave antenna*. In: Proceedings of SPIE. **1837** (1992) S. 336.
- [23] DOMINIC, V.; MACCORMACK, S.; WAARTS, R.; SANDERS, S.; BICKNESE, S.; DOHLE, R.; WOLAK, E.; YEH, P.S.; ZUCKER, E.: *110 W fiber laser*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC (1999) Postdeadline Papers, #CPD 11.
- [24] MUENDEL, M; ENGSTROM, B.; KEA, D.; LALIBERTE, B.; MINNS, R.; ROBINSON, R.; ROCKNEY, B.; ZHANG, Y.; COLLINS, R.; GAVRILOVIC, P.; ROWLEY, A.: *35-Watt cw singlemode Ytterbium fiber laser*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC (1997) Postdeadline Papers, #CPD 30.
- [25] STEWEN, CHR.: *Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung*. München, Utz Verlag (2000), Dissertation, Universität Stuttgart, Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge).
- [26] KINTZ, G.J.; BAER, T.: *Single-frequency operation in solid-state laser materials with short absorption depths*. IEEE J. Quantum. Electron. **26** (1990) S. 1457.
- [27] FAN, T.Y.: *Single-axial mode, intracavity doubled Nd:YAG laser*. IEEE J. Quantum. Electron. **27** (1991) S. 2091.
- [28] FAN, T.Y.; LACOVARA, P.: *Frequency-doubled, diode-pumped Ytterbium laser*. Patentanmeldung US 5123026 (1992).
- [29] FAN, T.Y.; OCHOA, J.: *Tunable Single-frequency Yb:YAG laser with 1-W output power using twisted-mode technique*. IEEE Photon. Technol. Lett. **7** (1995) S. 1137.
- [30] TAIRA, T.; SAIKAWA, J.; KOBAYASHI, T.; BYER, R.L.: *Diode-pumped tunable Yb:YAG miniature lasers at room temperature: modeling and experiment*. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. **3** (1997) S. 100.
- [31] CONTAG, K.; BRAUCH, U.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; SCHIEGG, U.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Multi-hundred watt cw diode pumped Yb:YAG thin disc laser*. In: Scheps, R. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: Solid state lasers VI. **2986** (1997) S. 2.
- [32] FAN, T.Y.: *Diode-pumped solid state lasers*. The Lincoln Laboratory Journal **3** (1990) S. 413.

- [33] FAN, T.Y.: *Quasi-three-level lasers*. In: Inguscio, M; Wallenstein, R. (Hrsg.): Solid state lasers: New developments and applications. New York: Plenum Press, 1993, S. 189.
- [34] BRUESSELBACH, H. W.; SUMIDA, D. S.; REEDER, R. A.; BYREN, R. W.: *Low-heat high power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers*. IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. **3** (1997) S. 105.
- [35] WATERS, R.G.; BOUR, D.P.; YELLEN, S.L.; RUGGIERI, N.F.: *Inhibited dark-line defect formation in strained InGaAs/AlGaAs quantum well lasers*. IEEE Photon. Technol. Lett. **2** (1990) S. 531.
- [36] YELLEN, S.L.; SHEPARD, A.H.; BAUMANN, J.A.; SERREZE, H.B.; GUIDO, T.S.; SOLTZ R.; BYSTROM, K.J.; HARDING, C.M.; WATERS, R.G.: *Reliability of GaAs-based semiconductor diode lasers: 0.6 μm –1.1 μm* . IEEE J. Quantum. Electron. **29** (1993) S. 2058.
- [37] Produktinformation der Fa. Coherent (Deutschland) GmbH – Semiconductor Group (<http://www.diodes.cohr.com>).
- [38] ACKERMANN, L.: Forschungsinstitut FEE, persönliche Mitteilung.
- [39] DELOACH, L.D.; PAYNE, S.A.; CHASE, L.L.; SMITH, L.K.; KWAY, W.L; KRUPKE, W.F.: *Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser application*. IEEE J. Quantum. Electron. **29** (1993) S. 1179.
- [40] SUMIDA, D.S.; FAN, T.Y.: *Emission spectra and fluorescence lifetime measurements of Yb:YAG as a function of temperature*. In: Fan, T.Y.; Chai, B.H.T. (Hrsg.): OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. Washington, DC, **20** (1994) S. 100.
- [41] SUMIDA, D.S.; FAN, T.Y.: *Radiation trapping in solid-state lasermedia and its impact on fluorescence lifetime and emission cross section measurements*. In: Chai, B.H.T.; Payne, S.A. (Hrsg.): OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. Washington, DC, **24** (1995) S. 542.
- [42] SUMIDA, D.S.; FAN, T.Y.: *Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media*. Opt. Lett. **19** (1994) S. 1343.
- [43] YIN, H.; DENG, P.; GAN, F.: *Defects in YAG:Yb crystals*. J. Appl. Opt. **83** (1998) S. 3825.
- [44] FAN, T.Y.; BYER, R.L.: *Modeling and cw operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser*. IEEE J. Quantum. Electron. **23** (1987) S. 605.
- [45] RISK, W.P.: *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*. J. Opt. Soc. Am. B **5** (1988) S. 1412.

- [46] HALL, D.W.; WEBER, M.J.; BRUNDAGE, R.T.: *Fluorescence line narrowing in neodymium laser glasses*. J. Appl. Phys. **55** (1984) S. 2642.
- [47] MCCUMBER, D.E.: *Theory of phonon-terminated optical masers*. Phys. Rev. **134**, Nr. 2A (1964) S. A299.
- [48] CONTAG, K.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; GIESEN, A.; HÜGEL, H.: *Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser*. Quantum Electronics **29** (1999) S. 697.
- [49] VOSS, A.: Dissertation, Universität Stuttgart, in Vorbereitung.
- [50] CONTAG, K.; BRAUCH, U.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Simulations of the lasing properties of a thin disk laser combining high output powers with good beam quality*. In: Farrukh, U.O.; Basu, S. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: Modeling and simulation of higher-power laser systems IV. **2989** (1997) S. 23.
- [51] EINSTEIN, A.: *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Physik. Zeitsch. **18** (1917) S. 121.
- [52] SLACK, G.A.; OLIVER, D.W.: *Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions*. Phys. Rev. B **4** (1971) S. 592.
- [53] BROWN, D.C.; LEE, K.K.: *Methods for scaling high average power laser performance*. In: Proceedings of SPIE: High Power and Solid State Lasers. **622** (1986) S. 30.
- [54] EGGLESTON, J.M.; KANE, T.J.; KUHN, K.; UNTERNAHRER, J.; BYER, R.L. : *The slab geometry laser—Part I: Theory*. IEEE J. Quantum. Electron. **20** (1984) S. 289.
- [55] KOGELNIK, H.: *Imaging of optical modes – resonators with internal lenses*. Bell Syst. Tech. J. **44** (1965) S. 455.
- [56] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. Mill Valley: University Science Books, 1986.
- [57] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [58] Norm DIN EN ISO 11145:1998-10 OPTIK UND OPTISCHE INSTRUMENTE – LASER UND LASERANLAGEN – BEGRIFFE UND FORMELZEICHEN.
- [59] SIEGMAN, A.E.: *Defining and measuring laser beam quality*. In: Inguscio, M; Wallenstein, R. (Hrsg.): Solid state lasers: New developments and applications. New York: Plenum Press, 1993, S. 13.

- [60] HALL, D.R.; JACKSON, P.E. (HRSG.): *The physics and technology of laser resonators*. Bristol: IOP Publishing Ltd., 1989.
- [61] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Optische Resonatoren*. Berlin: Springer, 1992 (Laser in Technik und Forschung).
- [62] HERZIGER, G.; WEBER, H.: *Equivalent optical resonators*. Appl. Optics **23** (1984) S. 1450.
- [63] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI: *Novel stability diagrams for continuous-wave solid-state laser resonator*. Opt. Lett. **11** (1986) S. 513.
- [64] MAGNI, V.: *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*. Appl. Optics **25** (1986) S. 107.
- [65] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI: *Misalignment sensitivity of solid-state laser resonators with thermal lensing*. Opt. Commun. **59** (1986) S. 43.
- [66] HANNA, D.C.; SAWYERS, S.G.; YURATICH, M.A.: *Telescopic resonators for large-volume TEM₀₀-mode operation*. Opt. Quantum. Electron. **13** (1981) S. 493.
- [67] HANNA, D.C.; SAWYERS, S.G.; YURATICH, M.A.: *Large volume TEM₀₀-mode operation of Nd:YAG lasers*. Opt. Commun. **37** (1981) S. 359.
- [68] KORTZ, H.P.; IFFLÄNDER, R.; WEBER, H.: *Stability and beam divergence of multimode lasers with internal variable lenses*. Appl. Optics **20** (1981) S. 4124.
- [69] ERHARD, S.: *Pumpanordnungen und Resonatoren für Scheibenlaser*. Dissertation, Universität Stuttgart, in Vorbereitung.
- [70] GRILLI, M.L.; AUMANN, T.; RISTAU, D.; DIECKMANN, M.; VON ALVENSLEBEN, F.: *Thermal conductivity of IBS coatings*. In: Gec, A.E.; Houce, J.-F. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: Specification, production and testing of optical components and systems. **2775** (1996) S. 409.
- [71] WURLITZER, G.: Fa. Jenoptik L.O.S.; Persönliche Mitteilung.
- [72] GARIMELLA, S.V.; RICE, R.A.: *Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer*. ASME Journal of Heat Transfer **117** (1995) S. 871.
- [73] ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; RUPP, T.; STEWEN, C.; JOHANNSEN, I.; CONTAG, K.: *Novel pump design of Yb:YAG thin disc laser for operation at room temperature with improved efficiency*. In: Fejer, M.M.; Injeyan, H.; Keller, U. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **26**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1999) S. 38.

- [74] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *High-power near-diffraction-limited and single-frequency operation of Yb:YAG thin disc laser*. In: Payne, S.A.; Pollock, C.R. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **1**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1996) S. 11.
- [75] RUPP, T.: *Frequenzverdoppelter Single-Frequency Hochleistungs-Scheibenlaser*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1999 (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW 99-16).
- [76] MORRIS, P.J.; LÜTHY, W.; WEBER, H.P.: *Operation of resonantly pumped Tm:Ho:YAG in active mirror mode*. Opt. Comm. **104** (1993) S. 97.
- [77] KASAMATSU, T.; SEKITA, H.; KUWANO, Y.: *Temperature-optimized operation of 970-nm diode-pumped Yb:YAG and Yb:LuAG lasers*. In: Bosenberg, W.A.; Fejer, M.M. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **19**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1998) S. 296.
- [78] SCHIEGG, U.: *Untersuchungen zum Single-Frequency-Betrieb von Scheibenlasern bei höchsten Leistungen*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1997 (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW 97-47).
- [79] KONNO, S.; FUJIKAWA, S.; YASUI, K.: *80 W cw TEM₀₀ 1064 nm beam generation by use of a laser-diode-side-pumped Nd:YAG rod laser*. Appl. Phys. Lett. **70** (1997) S. 2650.
- [80] ERHARD, J.; LAABS, H.; OZYGUS, B.; WEBER, H.; ZHANG, Q.: *Diode pumped multipath laser oscillators*. In: Kudryashov, A.V. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: Laser Resonators II. **3611** (1999) S. 2.
- [81] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; SCHIEGG, U.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Advanced tunability and high-power TEM₀₀-operation of the thin disc laser*. In: Pollock, R.C.; Bosenberg, W.A. (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics **10**, Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1997) S. 280.
- [82] BRAUCH, U.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 nm and 1053 nm*. Opt. Lett. **20** (1995) S. 713.
- [83] KARSZEWSKI, M.; BRAUCH, U.; CONTAG, K.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Multiwatt diode pumped Yb:YAG thin disc laser tunable between 1016 nm and 1062 nm*. In: Stręk, W.; Lukowiak, E.; Nissen-Sobocińska, B. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: 2nd International Conference on tunable solid state lasers. **3176** (1997) S. 341.

- [84] PEUSER, P.; SCHMITT, N.P.: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995.
- [85] GIESEN, A.: *Resonatorinterne Frequenzverdopplung eines Farbstoff-Ring-Lasers bis zu einer Wellenlänge von 282 nm zum Nachweis des OH-Moleküls*. Universität Bonn, FB Physik, Dissertation, 1982.
- [86] CHEN, C.; WU, Y. ET AL.: *New nonlinear-optical crystal: LiB₃O₅*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) S. 616.
- [87] YARIV, A.: *Optical Electronics*. Fort Worth: Saunders College Publishing, 4. Auflage, 1991.
- [88] Produktinformation der Firmen Castech (<http://www.castech-us.com>) und Cleveland (<http://www.clevelandcrystals.com>)
- [89] BAER, T.: *Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers*. J. Opt. Soc. Am. B **3** (1986) S. 1175.
- [90] MAGNI, V.; CERULLO, G.; DE SILVESTRI, S.; SVELTO, O.; QIAN, L.J.; DANAILOV, M.: *Intracavity frequency doubling of a cw high-power TEM₀₀ Nd:YLF laser*. Opt. Lett. **18** (1993) S. 2111.
- [91] NIGHHAN, W.L. JR.; COLE, J.: *> 6 W of stable, 532 nm, TEM₀₀ output at 30 % efficiency from an intracavity-doubled, diode-pumped multiaxial mode Nd:YVO₄ laser*. Advanced Solid-State Lasers Postdeadline Papers, #PD 4 (1996).
- [92] YARBOROUGH, J.M.; FALK, J.; HITZ, C.B.: *Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air*. Appl. Phys. Lett. **18** (1971) S. 70.
- [93] SMITH, R.G.: *Theory of intracavity optical second-harmonic generation*. IEEE J. Quantum. Electron. **6** (1970) S. 215.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Hügel für die freundliche Aufnahme an seinem Institut, für das aktive Interesse am Fortgang dieser Arbeit und die wertvollen Ratschläge.

Herrn Prof. Dr. H. Weber danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Mitberichts.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. A. Giesen bedanken, durch dessen unermüdliches Engagement die Entwicklung des Scheibenlasers überhaupt erst möglich wurde.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Kollegen Christian Stewen, Steffen Erhard, Karsten Contag, Ingo Johannsen, Andreas Vofß, Dr. Uwe Brauch, Christian Schmitz, Mikhail Larionov und Daniel Müller für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und Unterstützung innerhalb der Arbeitsgruppe Scheibenlaser. Sie haben wesentlich zu dem sehr guten Arbeitsklima beigetragen und so dafür gesorgt, daß ich eine sehr schöne Zeit am Institut verbringen konnte.

Besonderer Dank gilt auch meinen Studenten Thomas Rupp, Thomas Knobloch, Ulrich Schiegg und Ralf Braun. Ihr Engagement und ihre tatkräftige Unterstützung bei vielen besonderen Aufgaben haben mich stark entlastet.

Den Technikern Siegbert Böhm, Jürgen Häußermann, Roland Greschner, Holger Seifried und allen Kollegen aus der mechanischen Werkstatt danke ich für die Realisierung der großen und kleinen elektronischen und mechanischen Wunderwerke.

Bei allen hier nicht namentlich genannten Mitarbeitern des IFSW bedanke ich mich für ihre freundliche Unterstützung und die stets gute Zusammenarbeit.

Herrn Dr. Rüdiger Paschotta danke ich für die Impulse, die er unserer Arbeitsgruppe bei der Auslegung von Resonatoren gegeben hat.

Schließlich gilt mein Dank meinen Eltern, die mir mein Studium erst ermöglichten, und insbesondere meiner Frau Daniela Steudle, die mich während der Zeit, in der diese Arbeit entstand, sehr unterstützt und auf viele gemeinsame Freizeitaktivitäten verzichtet hat.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorriz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Lasertlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebisch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißsignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, Rene

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspaltung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen

2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung

2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur

Optimierung von Lasergasentladungen

2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

