

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Chr. Stewen
Scheibenlaser mit
Kilowatt-Dauerstrichleistung

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 mit Kilowatt- Dauerstrichleistung

Von Dr.-Ing. Christian Stewen
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Andreas Tünnermann

<p>Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme</p> <p>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 3-89675-763-6

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

Ein "idealer" Laser für die Materialbearbeitung sollte – bevorzugt bei einer Wellenlänge von $1\text{ }\mu\text{m}$ – eine hohe Prozeßeffizienz und Flexibilität durch eine hohe Laserleistung bei guter Strahlqualität und hohem Wirkungsgrad ermöglichen. Dieses ist mit konventionellen lampengepumpten Festkörperlaseren nicht zu erreichen. Erst mit dem Konzept eines Scheibenlasers, welches an den Einsatz von Diodenlasern als Pumpquelle angepaßt ist, wird dies möglich. Die Geometrie der stirnseitig gekühlten, quasi-endgepumpten Scheibe erlaubt, durch eine reduzierte thermische Linse eine gute Strahlqualität und gleichzeitig durch die effiziente Kühlung einen Laserbetrieb bei hohen Leistungen zu realisieren. Eine Mehrfachabbildung der Pumpstrahlung auf die Kristallscheibe führt über einen hohen Absorptionsgrad und eine geringe Laserschwelle zu einem hohen optisch-optischen Wirkungsgrad. Gleichzeitig ermöglicht dies hohe Pumpleistungsdichten, so daß auch Quasi-Drei-Niveau-Systeme verwendet werden können. Als ideales laseraktives Medium zeichnet sich dabei Yb:YAG aus, welches durch eine geringe Wärmeerzeugung die thermische Linse weiter senkt und aufgrund eines hohen Pumpquantenwirkungsgrades und eines hohen Stokes-Faktors einen besonders hohen optisch-optischen Wirkungsgrad ermöglicht.

Erste qualitative Hinweise zur Auslegung eines Scheibenlasers gibt die analytischen Lösung der Ratengleichungen. Bei möglichst vielen Pumpstrahlungsdurchgängen und niedrigen Kristalltemperaturen ist für einen optimalen Wirkungsgrad die Kristalldicke in Abhängigkeit von der Dotierung zu optimieren. Die quantitative Auslegung ermöglicht die numerische Modellierung. So ist mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen der Betrieb selbst bei Raumtemperatur mit hohem Wirkungsgrad möglich.

Die Untersuchungen zur konstruktiven Gestaltung einer Pumpanordnung mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen zeigen verschiedene Richtungen auf, um die entstehende Komplexität zu reduzieren. Da Experimente sowohl mit einer Kristallscheibe als auch zur Skalierung der Laserleistung mit mehreren Kristallscheiben erfolgen, wurden zwei Pumpanordnungen realisiert. Zur Anregung einer Kristallscheibe mit acht bzw. 16 Pumpstrahlungsdurchgängen dient die Einscheibenpumpenanordnung, welche durch die Verwendung eines Parabolspiegels einzelne Komponenten zusammenfaßt. Die gleichzeitige Anregung von zwei bzw. vier Kristallen mit einer bzw. zwei Pumpquellen bei 16 Pumpstrahlungsdurchgängen zur Absorption ermöglicht die Mehrscheibenpumpenanordnung.

Die experimentellen Untersuchungen mit einer Kristallscheibe lieferten mit einem angepaßten Resonator eine Laserleistung von 303 W mit $M^2 = 9,8$ bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 41,1 %, verglichen zu 42,5 % im hohen Multimode bei gleicher Kristallscheibe und gleicher Pumpleistung. Die Untersuchungen zur Skalierung der Laserleistung über den Pumpfleckradius und die Scheibenanzahl zu hohen Leistungen bei Raumtemperatur ergaben eine Laserleistung mit einer Kristallscheibe bis 594 W und mit vier Kristallscheiben bis 1071 W mit 46 % bzw. 48 % optisch-optischem Wirkungsgrad. Damit konnte die Umsetzung des Scheibenlasers auch im Betrieb bei Raumtemperatur für hohe Laserleistungen, hohen Wirkungsgrad und gute Strahlqualität gezeitigt werden.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Formelzeichen	9
1 Einleitung	13
1.1 Der "ideale" Laser	13
1.2 Zielsetzung	15
2 Grundlagen und Stand der Technik	17
2.1 Prinzip eines Festkörperlasers	17
2.2 Geometrie des laseraktiven Mediums	20
2.3 Prinzip eines Scheibenlasers	23
2.4 Yb:YAG als laseraktives Medium	23
2.4.1 Spektrale Eigenschaften	25
2.4.2 Physikalische Eigenschaften	33
2.4.3 Zusammenfassung der Eigenschaften von Yb:YAG	33
2.5 Optische Anregung	34
2.5.1 Diodenlaser als Pumpquelle	34
2.5.2 Pumpanordnung	37
2.6 Resonatorauslegung	38
2.6.1 Einfluß auf den Wirkungsgrad	38
2.6.2 Strahlqualität	39
2.7 Überblick über den Entwicklungsstand diodengepumpter Festkörperlaser	42
2.7.1 Zeitliche Entwicklung von Yb:YAG-Lasern	42
2.7.2 Lasersysteme mit anderen laseraktiven Medien	47
2.8 Zusammenfassung	52
3 Theoretische Auslegung	53
3.1 Ratengleichungen	53
3.1.1 Ratengleichung zur Inversion	54
3.1.2 Ratengleichung zur resonatorinternen Leistungsdichte	57
3.2 Analytische Lösung	58
3.3 Numerische Auslegung	63
3.3.1 Variation der Pumpleistung	65

3.3.2	Resonatoreinfluß	68
3.3.3	Dotierungsabhängige Optimierung der Kristalldicke	70
3.3.4	Variation der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge	72
3.3.5	Leistungsskalierung	73
3.4	Zusammenfassung	76
4	Konstruktive Auslegung	77
4.1	Pumpquelle	77
4.2	Yb:YAG-Laserkristallscheiben	78
4.3	Umsetzungsmöglichkeiten einer Pumpanordnung	81
4.3.1	1:1-Abbildungen	82
4.3.2	Abbildungsebenen	84
4.3.3	Abbildungsfehler	86
4.3.4	Reduktion der Komplexität	86
4.3.5	Zusammenfassung einzelner Optiken	86
4.3.6	Integration mehrerer Kristallscheiben	89
4.4	Auslegung der Hochleistungsscheibenlaser	93
4.4.1	Integration der Pumpquelle	94
4.4.2	Einscheibenpumpanordnung	94
4.4.3	Mehrscheibenpumpanordnung	96
4.5	Zusammenfassung	98
5	Experimentelle Ergebnisse	99
5.1	Charakterisierung der Pumpquellen	99
5.1.1	Leistung und Wirkungsgrad	99
5.1.2	Divergenz	100
5.1.3	Spektrale Eigenschaften	101
5.1.4	Homogenisierung	103
5.2	Untersuchungen mit der Einscheibenpumpanordnung	104
5.2.1	Hochleistungsbetrieb	105
5.2.2	Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße	108
5.2.3	Pumpstrahlungsdurchgänge	111
5.2.4	Kühltemperatur und Kühlmedium	112
5.2.5	Transmissionsgrad und resonatorinterne Verluste	115
5.2.6	Einsatz verschiedener Kristallscheiben	117
5.2.7	Strahlqualität und Polarisation	118
5.3	Untersuchungen mit der Mehrscheibenpumpanordnung	122
5.3.1	Pumpanordnung mit zwei Kristallscheiben	122
5.3.2	Pumpanordnung mit vier Kristallscheiben	125
5.3.3	Leistungsskalierung über die Scheibenanzahl	127
5.4	Zusammenfassung	129
6	Zusammenfassung und Ausblick	131
6.1	Zusammenfassung	131
6.2	Ausblick	134
	Literaturverzeichnis	135

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	angeregte Querschnittsfläche
A_c	m^2	gekühlte Fläche
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
c_{Yb}	–	Ytterbium-Dotierung gemäß Einwaage
d	m	Kristalldicke
d_{opt}	m	optimierte Kristalldicke
d_p	m	Durchmesser des gepumpten Bereichs
d_s	m	Durchmesser des Glasstabs
E_{em}	W/m^2	Leistungsdichte der Emission
$E_{m,i}$	cm^{-1}	Energie im Multiplett m für das Niveaus i in Wellenzahlen
E_p	W/m^2	Pumpleistungsdichte
$E_{p,s}$	W/m^2	Schwellpumpleistungsdichte
$E_{p,max}$	W/m^2	maximale Pumpleistungsdichte
$E_{abs,s}$	W/m^2	absorbierte Schwellpumpleistungsdichte
E_l	W/m^2	Leistungsdichte des ausgekoppelten Laserstrahlungsfeldes
E_r	W/m^2	resonatorinterne Leistungsdichte
f	m	Brennweite
f_{th}	m	Brennweite der thermischen Linse
$f_{m,i}$	–	relative thermische Besetzung im Multiplett m für das Niveau i
f_B	–	Ausbleichfaktor
f_o	–	relative thermische Besetzung des oberen Laserniveaus
f_u	–	relative thermische Besetzung des unteren Laserniveaus
g_i	–	g -Parameter
$g_{m,i}$	–	Entartung im Multiplett m für des Energieniveaus i
h	Js	Planck'sches Wirkungsquantum ($6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$)
k_B	J/K	Boltzmann-Konstante ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$)
L	–	Grad der resonatorinternen Verluste für einen Umlauf
l'	m	effektive Resonatorlänge
l_r	m	Länge des Resonators

l_i	m	Abstand zwischen Resonatorspiegel i und Kristallscheibe bzw. thermischer Linse
l_a	m	Absorptionslänge
l_{stab}	m	Länge des laseraktiven Mediums
M^2	–	Beugungsmaßzahl
M_x^2	–	Beugungsmaßzahl in x-Richtung
M_y^2	–	Beugungsmaßzahl in y-Richtung
M_p	–	Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall
M_r	–	Anzahl an Laserstrahlungsdurchgängen durch den Kristall pro Resonatorumlauf
NA	–	Numerische Apertur
N_{100}	m ⁻³	Volumendichte laseraktiver Ionen bei 100 % Dotierung
N_{dot}	m ⁻³	Volumendichte laseraktiver Ionen
N_i	m ⁻³	Besetzungsdichte des Niveaus i
$N_{2,s}$	m ⁻³	notwendige Besetzungsdichte des oberen Niveaus
ΔN	m ⁻³	Inversionsdichte
ΔN_s	m ⁻³	zur Lasertätigkeit notwendige Inversionsdichte
n_k	–	Anzahl gekühlter Flächen
n_m	–	Anzahl der Energieniveaus des Multipletts m
P_{el}	W	elektrische Leistung
$P_{el,s}$	W	elektrische Schwellpumpleistung
P_l	W	Laserleistung
$P_{l,max}$	W	maximale Laserleistung
P_p	W	Pumpleistung
$P_{p,max}$	W	maximale Pumpleistung
$P_{p,s}$	W	Schwellpumpleistung
P_{abs}	W	absorbierte Pumpleistung
$P_{abs,s}$	W	absorbierte Schwellpumpleistung
r_{stab}	m	Radius des laseraktiven Mediums
r_p	m	Pumpfleckradius
r_i	m	Krümmungsradius des Spiegels i
r_{aus}	m	Krümmungsradius des Auskoppelspiegels
R_{th}	Km ² /W	thermischer Widerstand der Kristallrückseite
T	°C	Temperatur
T_d	°C	Temperatur der Diodenlaserkühlung
T_k	°C	Temperatur für Laserkristallkühlung
T_{max}	°C	maximale Kristalltemperatur
T_{aus}	–	Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
u_i	–	modifizierte g-Parameter
V	m ³	Volumen
w_0	m	Tailenradius

w_i	m	Grundmoderadius auf Resonatorspiegel i
w_3	m	Grundmoderadius auf der thermischen Linse
w_{30}	m	minimaler Grundmoderadius auf der thermischen Linse
W_{an}	–	Anregungsrate
W_{ind}	–	Übergangsrate durch induzierte Emission
Z_m	–	Zustandssumme des Multipletts m
α_i	–	systemabhängige Variablen, $i = 3, Q3, 4$
β_i	–	systemabhängige Variablen, $i = 3, Q3, 4$
η_{abs}	–	Absorptionsgrad
η_d	–	elektrisch-optischer Diodenlaserwirkungsgrad
η_{dif}	–	differentieller optisch-optischer Wirkungsgrad
η_{el}	–	elektrisch-optischer Wirkungsgrad
$\eta_{el,dif}$	–	differentieller elektrisch-optischer Wirkungsgrad
η_h	–	Wärmeerzeugung im laseraktiven Medium bezogen auf absorbierte Pumpleistung
η_{HR}	–	Wärmeerzeugung in der Kristallbeschichtung bezogen auf einfallende Pumpleistung
η_{lam}	–	Wirkungsgrad der Energieumsetzung im laseraktiven Medium
η_{opt}	–	optisch-optischer Wirkungsgrad
$\eta_{opt,max}$	–	maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad
η_p	–	Pumpwirkungsgrad
η_q	–	Pumpquantenwirkungsgrad
η_r	–	Resonatorwirkungsgrad
η_{st}	–	Stokes-Faktor
η_t	–	Transfergrad
η_{trans}	–	Transmittierter Anteil durch die Pumpanordnung
η_u	–	Verhältnis aus Laser- und Pumpmode
λ	m	Wellenlänge
λ_c	m	Zentralwellenlänge
λ_l	m	Laserwellenlänge
λ_p	m	Pumpstrahlungswellenlänge
$\Delta\lambda_H$	m	spektrale Halbwertsbreite
λ_{th}	W/mK	Wärmeleitfähigkeit
ν_l	Hz	Frequenz der Laserstrahlung
ν_p	Hz	Frequenz der Pumpstrahlung
σ_l^*	m ²	spektroskopische Wirkungsquerschnitt auf der Laserwellenlänge
σ_p^*	m ²	spektroskopische Wirkungsquerschnitt auf der Pumpwellenlänge
σ_{abs}	m ²	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{em}	m ²	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
θ	rad	Divergenzwinkel
τ	s	Fluoreszenzlebensdauer

τ_{ij}	s	Fluoreszenzlebensdauer für den Übergang vom Niveau i in j
τ_i	s	Fluoreszenzlebensdauer für alle Übergänge aus dem Niveaus i
τ_r	s	Lebensdauer eines Photons im Resonator

1 Einleitung

Der Laser als spezielle Strahlungsquelle hat sich seit seiner ersten Verwirklichung in vielfältigen Anwendungen bewährt. Sehr umfangreich und vielschichtig ist der Einsatz in der Materialbearbeitung. Dabei gewinnt der Laser als Werkzeug zunehmend an Bedeutung. Insbesondere gilt dies in der Medizin und der Fertigungstechnik. Haupteinsatzbereiche sind Bohren, Schneiden und Schweißen verschiedener Werkstoffe, wie Metalle, Keramiken und Kunststoffe. Im Gegensatz zu konventionellen Werkzeugen stellt der Laser für diese Anwendungen räumlich hochkonzentrierte Energie in Form von Strahlung zur Verfügung, wobei durch die Wechselwirkung mit dem Werkstoff die Art der Bearbeitung bestimmt wird. So wird beispielsweise bei geringen Leistungsdichten ohne Aufschmelzen des Werkstoffs gehärtet, während bei einer höheren eingebrachten Leistungsdichte ein Aufschmelzen des Werkstoffs erfolgt, so daß Schneid- und Schweißprozesse durchgeführt werden können. Das Verdampfen des Werkstoffs ermöglicht schließlich auch Bohr- und Abtragprozesse.

1.1 Der "ideale" Laser

Die Bearbeitungsqualität und -geschwindigkeit des Werkstoffs ist von den Eigenschaften der Laserstrahlung abhängig. Durch die physikalischen Eigenschaften der Laserstrahlung und die technischen und wirtschaftlichen Aspekte des Lasers als Maschine läßt sich daher vereinfachend ein "idealer" Laser für die Materialbearbeitung definieren. Er ist durch eine kurze Wellenlänge, eine gute Strahlqualität, eine hohe Leistung und geringe Anschaffungs- und Betriebskosten gekennzeichnet. Im folgenden werden diese Forderungen einzeln erläutert.

- Kurze Wellenlänge:

Die Wellenlänge bestimmt durch die wellenlängenspezifische Absorption der Werkstoffe entscheidend den Bearbeitungsprozeß. Ein größerer Absorptionsgrad bei kürzeren Wellenlängen im Bereich des Sichtbaren bis Nahen Infrarot ermöglicht eine höhere Energieeinkopplung in das Werkstück. Dies führt z. B. beim Schweißen zu einer Absenkung der Schwelle für den Übergang vom Wärmeleitungsschweißen

zum Tiefschweißen und damit zu einer Vergrößerung des Prozeßfensters durch eine Verringerung der notwendigen Leistung. Auch zu höheren Leistungen wird das Prozeßfenster vergrößert, da die Begrenzung durch Plasma-Abschirmung sehr stark wellenlängenabhängig ist. Der Absorptionskoeffizient des laserinduzierten Plasmas nimmt beim Übergang von $10\text{ }\mu\text{m}$ zu $1\text{ }\mu\text{m}$ auf ca. $1/100$ ab [1,2]. Für das Bearbeitungssystem ermöglichen kürzere Wellenlängen zusätzlich die Übertragung der Laserstrahlung mit Glasfasern, so daß eine einfache Kopplung von Laser und Bearbeitungsanlage sowie eine flexible Strahlführung möglich ist.

- **Gute Strahlqualität:**

Die räumliche Kohärenz der Laserstrahlung bestimmt die Fokussierbarkeit, welche die Strahlqualität charakterisiert und für die Materialbearbeitung von entscheidender Bedeutung ist [3]. Eine verbesserte Strahlqualität ermöglicht eine höhere Leistungsdichte bei geringerem Fokusedurchmesser und damit eine höhere Prozeßeffizienz. Ebenso bewirkt eine verbesserte Strahlqualität bei konstantem Fokusedurchmesser eine geringere Divergenz der Laserstrahlung. Dies ermöglicht einen größeren Arbeitsabstand verbunden mit einer besseren Zugänglichkeit und reduzierten Positionierempfindlichkeit. Die Strahlqualität ist nicht beliebig steigerungsfähig, sondern wird durch Beugung begrenzt. Die Grenze ist daher abhängig von der Wellenlänge, kürzere Wellenlängen ermöglichen kleinere Fokusedurchmesser.

- **Hohe Leistung:**

Sie ist zur Überschreitung der Schwelle des Bearbeitungsprozesses notwendig (instantaner Wert) und ermöglicht eine hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit (mittlerer Wert).

- **Geringe Anschaffungs- und Betriebskosten:**

Unter wirtschaftlichen Aspekten sind möglichst geringe Anschaffungs- und Betriebskosten des Lasers anzustreben. Diese können z. B. durch hohen Wirkungsgrad, lange Lebensdauer, geringe Ausfallzeiten und modulare Bauweise bzw. gleiche Baugruppen für Lasersysteme unterschiedlicher Leistungsbereiche gesenkt werden.

Die derzeit dominierenden Lasersysteme in der Materialbearbeitung stellen CO_2 -Laser mit einer Wellenlänge von $10,6\text{ }\mu\text{m}$ dar. Sie sind ausgereifte Systeme und haben z. T. eine sehr gute, nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität bei hohen Leistungen. Die große Wellenlänge erfordert jedoch eine Strahlführung mittels Spiegelsystemen und bringt Beeinträchtigungen des Bearbeitungsprozesses aufgrund von Plasmaeffekten mit sich.

Mit kürzerer Wellenlänge emittieren Festkörperlaser und Diodenlaser. Letztere ermöglichen einen hohen Wirkungsgrad bei einer einfachen Serienfertigung, was sie daher besonders attraktiv macht. Allerdings ist ihre Strahlqualität im Hochleistungsbereich für eine effiziente Materialbearbeitung noch unzureichend, so daß Diodenlaser für den Großteil der Anwendungen bei metallischen Werkstoffen derzeit keine Alternative zu CO_2 - oder

Festkörperlasern darstellen. Sie sind allerdings als Pumpstrahlungsquelle für Festkörperlaser sehr attraktiv, da sie u. a. eine Steigerung des Gesamtwirkungsgrades, eine Reduktion der thermischen Belastung des laseraktiven Mediums und eine längere Lebensdauer ermöglichen.

Festkörperlaser werden optisch angeregt und daher in lampengepumpte und diodengepumpte Systeme unterschieden. Lampengepumpte Systeme sind mit Leistungen bis in den Multi-kW-Bereich verfügbar. Sie haben jedoch einen geringen Wirkungsgrad bei einer im Vergleich zu CO₂-Lasern sehr viel schlechteren Strahlqualität.

Durch die Verfügbarkeit von Diodenlasern und ihren Einsatz als Pumpquelle – als Ersatz der Lampen – wurde ein erster Entwicklungsschritt zum "idealen" Laser möglich. Jedoch ist sowohl der Wirkungsgrad als auch die Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität noch zu gering, da das prinzipielle Potential diodengepumpter Festkörperlaser noch nicht ausgeschöpft wird.

Einen zentralen Ansatzpunkt dieses zu erreichen stellt die Geometrie und die Kühlung des laseraktiven Mediums dar. Mit der Geometrie einer dünnen Scheibe und einer stirnseitigen Kühlung ist ein effizienter Laserbetrieb auch bei hohen Laserleistungen mit einer deutlich reduzierten thermischen Linse möglich, so daß auch mit entsprechenden Resonatoren eine gute Strahlqualität erzielt werden kann. Die scheibenförmige Geometrie und die hohe Leistungsdichte der Diodenlaser ermöglicht auch durch den Einsatz neuer, bisher unüblicher laseraktiver Medien eine Steigerung des Wirkungsgrads bei einer Reduktion der thermischen Belastung, wie dies insbesondere mit Yb:YAG bei einer Wellenlänge von 1,03 μm möglich ist. Mit diesem Konzept des Scheibenlasers ist eine deutliche Annäherung an den "idealen" Laser möglich.

1.2 Zielsetzung

Die Realisierung eines bei Raumtemperatur betriebenen Yb:YAG-Scheibenlasers, der den Anforderungen eines "idealen" Lasers mit gleichzeitig hoher Ausgangsleistung, hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität gerecht wird, stellt das Ziel dieser Arbeit dar. Dazu erfolgt der Bau und Betrieb zweier diodengepumpter Yb:YAG-Scheibenlaser mit Ausgangsleistungen bis in den Kilowatt-Bereich bei Raumtemperaturbetrieb, welche sich durch die Anzahl der eingesetzten Kristallscheiben in der Pumpanordnung unterscheiden.

Die Auslegung und die Umsetzung dieser Systeme basiert auf eingehenden Voruntersuchungen, die an dem gemeinsam vom Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) und vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) entwickelten Yb:YAG-Scheibenlaser im niedrigen Leistungsbereich und bei relativ tiefen Temperaturen von bis zu -70 °C durchgeführt wurden [4–9]. Diese Ergebnisse wurden mit acht Absorptionsdurchgängen durch das laseraktive Medium erreicht und zeigten das Potential des Scheibenlasers und die

Möglichkeiten von Yb:YAG als laseraktivem Medium auf. Da die herausragenden Ergebnisse dieser Voruntersuchungen jedoch bei sehr niedrigen Temperaturen des Kühlmediums bzw. der Wärmesenke zur Kristallkühlung erreicht wurden, galt es, das Konzept dahingehend zu ändern, daß diese Ergebnisse auch bei Raumtemperatur möglich werden.

Der entscheidende Ansatzpunkt zur Umsetzung eines Scheibenlasers mit hohen Leistungen und hohem Wirkungsgrad bei Raumtemperaturbetrieb ist die Realisation eines möglichst hohen Absorptionsgrades der Pumpstrahlung. Dabei ist auf geringe mittlere Temperaturen des laseraktiven Mediums und geringe Spannungen in der Kristallscheibe zu achten. Ermöglicht wird der höhere Absorptionsgrad durch eine Vergrößerung der Absorptionslänge im laseraktiven Medium, indem die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch das laseraktive Medium erhöht wird. Bei einer gleichzeitigen Reduktion der Kristalldicke kann ein optimaler Absorptionsgrad mit einer geringen Laserschwelle für einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad erreicht werden. Dabei ist die maximale Temperatur nur geringfügig höher und die maximale Spannung im Kristall geringer als bei einer geringeren Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen. Damit werden neue Konzepte und konstruktive Umsetzungen der Pumpanordnung notwendig.

Die Festlegung der einzelnen Parameter des Scheibenlasers für die experimentelle Umsetzung, wie die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge, die Kristalldicke, die Dotierung und die Pumpleistungsdichte, stützt sich auf die numerische Modellierung des Scheibenlasers. Darauf aufbauend wurden verschiedene Konzepte zu Pumpanordnungen mit einer höheren Anzahl an Durchgängen entwickelt und mit 16 Durchgängen realisiert. Die beiden umgesetzten Pumpanordnungen sind für eine bzw. für bis zu vier Kristallscheiben geeignet, so daß der optimale Leistungsbereich je Kristallscheibe für den Hochleistungsbereich und der geeignete Weg zur Skalierung der Laserleistung untersucht werden konnte.

2 Grundlagen und Stand der Technik

Für die Entwicklung und Umsetzung eines möglichst "idealen" Lasers sind die einzelnen Komponenten eines Festkörperlasers hinsichtlich ihres Einflusses auf den Wirkungsgrad und die Strahlqualität, eingehend zu betrachten. Daher wird in diesem Kapitel das Prinzip des Festkörperlasers mit seinen die Eigenschaften des Lasers bestimmenden Komponenten dargestellt. Dies umfaßt die Geometrie, die Anregung und die Wahl des laseraktiven Mediums sowie die Auslegung des Resonators. Diese Betrachtungen führen zum Konzept des diodengepumpten Scheibenlasers mit dem Einsatz des bisher unüblichen laseraktiven Mediums Yb:YAG. Seine Vorteile werden durch einen Überblick über den Stand der Technik verdeutlicht. Dazu werden die in den Voruntersuchungen erzielten Ergebnisse mit dem Konzept des Scheibenlasers bei tiefen Temperaturen und niedrigeren Ausgangsleistungen mit den Ergebnissen mit anderen Laserkonzepten verglichen.

2.1 Prinzip eines Festkörperlasers

Der Laser stellt ein System zur Erzeugung kohärenter Strahlung dar. Durch Zuführung von Energie wird ein laseraktives Medium in einen angeregten Zustand versetzt, in dem die Besetzung des oberen Laserniveaus höher ist als die des unteren. Dadurch werden spontan emittierten Photonen, welche von den Spiegeln des Resonators in das laseraktive Medium zurück reflektiert werden, durch induzierte Emission verstärkt, so daß ein kohärenter Laserstrahl hoher Leistungsdichte entsteht und aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Die Energieumsetzung in einem Laser erfolgt damit in drei Schritten durch die Anregung des laseraktiven Mediums, der Umsetzung der Energie im laseraktiven Medium für die Laseremission und dem Aufbau der kohärenten Laserstrahlung durch den Resonator.

Die Anregung des laseraktiven Mediums erfolgt bei einem Festkörperlaser durch Absorption von Strahlung entsprechend dem Absorptionsspektrum. Sie wird als Pumpstrahlung und die Anregung auch als Pumpen bezeichnet. Aufgrund der Art der Pumpstrahlungsquelle werden Festkörperlaser in lampengepumpte und diodengepumpte Systeme unterschieden. Die Anregung kann daher, wie die Laserstrahlung, mit Photonen beschrieben werden. Um auch andere Möglichkeiten der Anregung, z.B. eines Gaslasers

durch elektrische Entladung, erfassen zu können, ist eine allgemeinere Darstellung notwendig, wie sie z. B. in [3] erfolgt.

Bei einem Festkörperlaser umfaßt die Anregung des laseraktiven Mediums die Erzeugung der Pumpstrahlung, ihren Transfer zum laseraktiven Medium und ihre Absorption im laseraktiven Medium. Der Quotient aus der mit den Lampen bzw. Diodenlasern erzeugten Pumpstrahlung zu der elektrischen Leistung ist der elektrisch-optische Wirkungsgrad der Pumpstrahlungsquelle η_d . Der Transfergrad η_t ist der Quotient der das laseraktive Medium erreichenden Pumpstrahlung zur gesamten erzeugten Pumpstrahlung. Hierbei wird sowohl die Strahlformung der Pumpstrahlung als auch die Strahlführung von den Lampen oder den Diodenlasern zum laseraktiven Medium berücksichtigt. Zur Absorption durchläuft die Pumpstrahlung, geführt durch eine Pumpenanordnung, wiederholt das laseraktive Medium. In ihm wird die Pumpstrahlung nicht vollständig absorbiert, sondern nur mit dem Absorptionsgrad η_{abs} als Verhältnis aus absorbiertener Pumpstrahlung und auftretender Pumpstrahlung. Damit ist der Pumpwirkungsgrad η_{pump} für die Anregung des laseraktiven Mediums

$$\eta_{pump} = \eta_d \eta_t \eta_{abs}. \quad (2.1)$$

Im laseraktiven Medium erfolgt die Umsetzung der absorbierten Energie der Photonen der Pumpstrahlung in die Energie von Photonen für die Laseremission. Das Verhältnis der Energien dieser Photonen wird als Stokesfaktor η_{st} bezeichnet [10, 11]

$$\eta_{st} = \frac{h\nu_l}{h\nu_p} = \frac{\nu_l}{\nu_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_l}. \quad (2.2)$$

Dabei ist ν_l bzw. ν_p die Frequenz der Photonen der Laser- bzw. der Pumpstrahlung und λ_l bzw. λ_p deren Wellenlänge. Das Verhältnis aus der Anzahl der Photonen für die Laseremission zu der Anzahl der Pumpphotonen wird als Pumpquantenwirkungsgrad η_q bezeichnet [10, 11]. Aus den Materialparametern des laseraktiven Mediums ergibt sich damit der Wirkungsgrad η_{lam} für die Energieumsetzung in ihm als

$$\eta_{lam} = \eta_{st} \eta_q. \quad (2.3)$$

Den letzten Schritt der Umsetzung der elektrischen Energie in kohärente Laserstrahlung stellt der Resonator dar. Nur der angeregte Bereich des laseraktiven Mediums, welcher im Strahlungsfeld der Laserstrahlung im Resonator liegt, trägt zur Verstärkung bei. Dieser genutzte Anteil am gesamten gepumpten laseraktiven Medium wird als η_u definiert. Innerhalb des Resonators erfährt die Strahlung Verluste an seinen Komponenten, z. B. durch Transmissionsverluste an Spiegeln oder Beugungsverluste am laseraktiven Medium. Der gesamte resonatorinterne Verlustanteil bei einem Resonatorumlauf wird mit L bezeichnet. Die Auskopplung der Laserstrahlung aus dem Resonator erfolgt durch einen Spiegel mit dem Transmissionsgrad T_{aus} . Für kleine resonatorinterne Verluste und Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels ergibt sich der Anteil der ausgekoppelten Leistung

zur resonatorinternen Leistung als $T_{aus}/(-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L))$ [10]. Der Resonatorwirkungsgrad η_r ist damit

$$\eta_r = \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}. \quad (2.4)$$

Für den Laserprozeß muß eine Besetzungsinversion vorliegen und bei einem Resonatorumlauf muß die Verstärkung die Verluste übertreffen. Daher ergibt sich eine vom laseraktiven Medium, der Resonatorauslegung und der Pumpanordnung abhängige elektrische Schwellpumpleistung $P_{el,s}$. Mit dem elektrisch-optischen Wirkungsgrad η_p der Pumpquelle und dem Transfergrad η_t zum laseraktiven Medium ist die Schwellpumpleistung $P_{p,s} = \eta_t \eta_p P_{el,s}$.

Aus dem Pumpwirkungsgrad η_{pump} , dem Wirkungsgrad η_{lam} für die Umsetzung im laseraktiven Medium und dem Resonatorwirkungsgrad η_r folgt der differentielle elektrische Wirkungsgrad $\eta_{el,dif}$ eines Lasers [3]. Ausgehend von der elektrischen Leistung der Pumpquelle P_{el} und der elektrischen Schwellpumpleistung $P_{el,s}$ ist die Laserleistung P_l

$$P_l = \eta_{pump} \eta_{lam} \eta_r (P_{el} - P_{el,s}) \quad (2.5)$$

$$= \eta_p \eta_t \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} (P_{el} - P_{el,s}). \quad (2.6)$$

Damit ist der elektrisch-optische Gesamtwirkungsgrad η_{el}

$$\eta_{el} = \frac{P_l}{P_{el}} = \eta_p \eta_t \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} \frac{P_{el} - P_{el,s}}{P_{el}} \quad (2.7)$$

und als Gradient der differentielle elektrisch-optische Wirkungsgrad $\eta_{el,dif}$

$$\eta_{el,dif} = \frac{dP_l}{dP_{el}} = \eta_p \eta_t \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}. \quad (2.8)$$

Durch den Bezug auf die Pumpleistung $P_p = \eta_p \eta_t P_{el}$, mit welcher das laseraktive Medium beaufschlagt wird, und die Schwellpumpleistung $P_{p,s} = \eta_t \eta_p P_{el,s}$ folgen die Laserleistung P_l , der optisch-optische Wirkungsgrad η_{opt} und der differentielle Wirkungsgrad η_{dif} als

$$P_l = \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} (P_p - P_{p,s}), \quad (2.9)$$

$$\eta_{opt} = \frac{P_l}{P_p} = \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} \frac{P_p - P_{p,s}}{P_p}, \quad (2.10)$$

$$\eta_{dif} = \frac{dP_l}{dP_p} = \eta_{abs} \eta_{st} \eta_q \eta_u \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}. \quad (2.11)$$

Für die Umsetzung eines "idealen" Lasers sind Gl. 2.7 und Gl. 2.8 bzw. Gl. 2.10 und Gl. 2.11 zu maximieren. Dies umfaßt damit den Aufbau des Lasers, die Wahl des laseraktiven Mediums und die Gestaltung des Resonators.

Die Strahlqualität des Lasers wird durch den Resonator und den optischen Eigenschaften des laseraktiven Mediums bestimmt. Ein Maß für die Strahlqualität oder die Fokussierbarkeit eines Laserstrahls ist die Beugungsmaßzahl M^2 [12]. Sie ist das Verhältnis des Strahlparameterproduktes aus Tailenradius w_0 und Divergenzwinkel Θ des betrachteten Strahls zu dem des beugungsbegrenzten Gaußschen Grundmodes (TEM_{00}) mit λ/π . Damit gilt

$$M^2 = w_0 \Theta \frac{\pi}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Die Strahlqualität wird durch die Größe und vor allem den Variationsbereich der thermischen Linse des laseraktiven Mediums während des Laserbetriebs begrenzt. Die thermische Linse entsteht durch die Erwärmung des laseraktiven Mediums, da die entstehende Temperaturverteilung über den temperaturabhängigen Brechungsindex und die Deformation des laseraktiven Mediums zu einem Linseneffekt führt, dessen Auswirkung in Abb. 2.1 auf eine ebene Wellenfront dargestellt ist. Für den Bau eines Lasers mit guter Strahl-

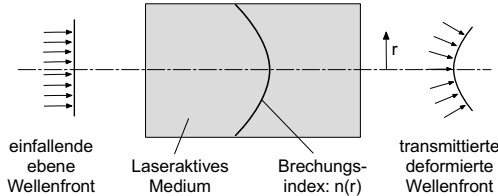


Abbildung 2.1: Die Wirkung der thermischen Linse durch den temperaturabhängigen Brechungsindex auf eine ebene Welle.

qualität ist daher die thermische Linse möglichst zu vermeiden. Dies kann durch Material, Geometrie, Kühlung und Anregung des laseraktiven Mediums sowie der Auslegung des Resonators erfolgen. Für die Auslegung eines "idealen" Lasers mit hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität werden diese Aspekte im folgenden eingehend untersucht.

2.2 Geometrie des laseraktiven Mediums

Ein entscheidendes Auslegungskriterium eines Festkörperlasers ist die Geometrie des laseraktiven Mediums in Bezug auf die Skalierbarkeit zu hohen Leistungen und der Erzielung einer guten Strahlqualität. Sowohl die Extraktion einer möglichst hohen Laserleistung aus dem laseraktiven Medium als auch die Reduktion der thermischen Linse zur Umsetzung einer guten Strahlqualität erfordert eine Optimierung und Anpassung von Kühlung und Geometrie des laseraktiven Mediums.

Üblicherweise hat das laseraktive Medium die Form eines zylindrischen, relativ dicken Stabes oder eines dicken Slabs, d. h. eines Prismas mit annähernd quadratischem Profil, wie es in Abb. 2.2 als Ausgangspunkt dargestellt ist. Bei einem Stab verläuft der Laserstrahl

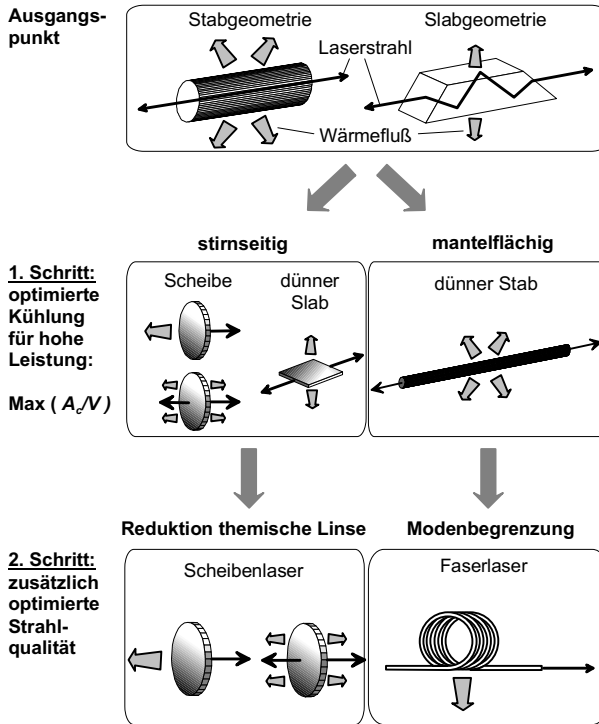


Abbildung 2.2: Änderungsschritte der Geometrie des laseraktiven Mediums zum Scheibenlaser und zum Faserlaser.

entlang der Achse, die Wärmeabfuhr erfolgt radial über den Mantel. Die Wirkung der thermischen Linse ist hierbei maximal. Bei einem Slab sind die Ein- und Austrittsflächen an den Stirnseiten unter Brewsterwinkel zum Laserstrahl angeordnet. Damit durchläuft die Strahlung, geführt von Totalreflexionen an den Wänden, den Slab zick-zack-förmig. Dies bewirkt, daß der Einfluß der thermischen Linse teilweise kompensiert werden kann.

Wird diese Stab- bzw. Slabgeometrie als Ausgangsposition angesehen, so erfolgt durch eine Verbesserung der Kühlung ein erster Schritt zum "idealen" Laser. Zur Extraktion einer möglichst hohen Laserleistung und für eine gute Effizienz der Kühlung muß das Verhältnis aus gekühlter Oberfläche A_c zum genutzten Volumen V maximiert werden [13]. Dies führt zu einer Absenkung der maximalen Temperatur und somit des Temperaturgradienten im laseraktiven Medium, so daß die Extraktion einer höheren Leistung aus dem gleichen Volumen ermöglicht wird. Bezüglich der gekühlten Oberfläche ist eine Kühlung des Mantels von der der Stirnseite zu unterscheiden.

Für eine Kühlung der Stirnseiten, mit der Anzahl n_k an gekühlten Seiten, ergibt sich bei

einer Stablänge l_{stab} der Quotient

$$\left(\frac{A_c}{V}\right)_{\text{Stirnseite}} = \frac{n_k}{l_{stab}}. \quad (2.13)$$

Das Maximum ergibt sich bei geringer Länge. Dies entspricht, wie in Abb. 2.2 dargestellt, einer Scheibe oder einem dünnen Slab. Der Laserstrahl kann dabei senkrecht oder parallel zur gekühlten Fläche verlaufen.

Bei einer Kühlung über den Mantel mit dem Stabradius r_{stab} ist der Quotient

$$\left(\frac{A_c}{V}\right)_{\text{Mantel}} = \frac{2}{r_{stab}}. \quad (2.14)$$

Das Maximum ergibt sich für geringe Radien r_{stab} . Dies entspricht dem in Abb. 2.2 dargestellten dünnen Stab. Die Laserstrahlung verläuft koaxial zur Stabachse.

Nach diesem ersten Schritt zur Erhöhung der extrahierbaren Leistung und des Wirkungsgrades durch eine Reduktion der maximalen Kristalltemperatur kann in einem weiteren Schritt die Strahlqualität gesteigert werden. Für die Geometrie der Scheibe bzw. des dünnen Slabs, welche über eine oder beide Stirnseiten gekühlt werden, erfolgt dieser durch eine Reduktion der thermischen Linse. Dazu muß das Profil der Temperaturverteilung transversal zum Laserstrahl homogenisiert werden, indem der Wärmestrom und der Laserstrahl gleich orientiert werden. Gleichzeitig muß der Anteil der dreidimensionalen Wärmeleitung, die das transversal homogene Temperaturprofil stört, zusätzlich durch eine geringe Scheibendicke begrenzt werden. Die Verwendung einer dünnen Scheibe führt zum Konzept des Scheibenlasers, Abb. 2.2.

Bei einer mantelseitigen Kühlung kann die Strahlqualität zum Grundmodebetrieb, d. h. bei beugungsbegrenzt bestmöglicher Strahlqualität, durch Einschränkung des Strahlungsfeldes in transversaler Richtung gesteigert werden. Dies entspricht dem Kriterium von Single-Mode-Fasern mit einem durch

$$\frac{2r_{stab}}{\lambda} \cdot NA < 0,766 \quad (2.15)$$

begrenzten Durchmesser $2r_{stab}$ bei einer gegebenen Numerischen Apertur NA [14]. Der Faserlaser erfüllt dieses Extrem der mantelseitigen Kühlung. Die maximale Ausgangsleistung ist durch die Leistungsdichte auf der Endfläche der Single-Mode-Faser begrenzt, derzeit wurden maximal 110 W erreicht [15]. Weitergehende Skalierungen sind durch kohärente oder inkohärente Kopplung mehrerer Faserlaser möglich, wie dies am Beispiel von Single-Mode-Diodenlasern demonstriert wurde [14, 16].

Für die Geometrie einer dünnen Scheibe entfällt die Problematik der Leistungsskalierung, da sie über die Fläche des gepumpten Bereiches bei konstanter Pumpleistungsdichte erfolgt. Die Integration der dünnen Scheibe erfolgt im Resonator in Transmission oder, insbesondere bei einseitiger Kühlung, als "aktiver" Spiegel. Das Prinzip eines "aktiven" Spiegels als Verstärker wurde 1971 von General Electric patentiert und an der Universität von Rochester intensiv Anfang der 80'er Jahre untersucht [11].

2.3 Prinzip eines Scheibenlasers

Aus der Forderung einer dünnen Scheibengeometrie des laseraktiven Mediums ergibt sich das Prinzip des Scheibenlasers, Abb. 2.3, wobei der gepumpte Durchmesser auf der Kri-

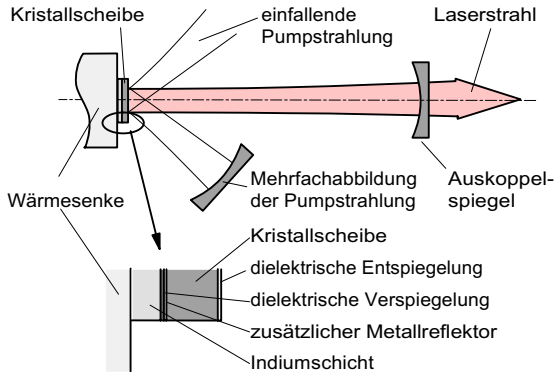


Abbildung 2.3: Prinzip eines quasi-endgepumpten Scheibenlasers mit axialer Kühlung.

stallscheibe vielfach größer ist als die Dicke der Kristallscheibe. Sie wird einseitig gekühlt und als Spiegel im Resonator eingesetzt. Dazu wird die Kristallscheibe von der einen Seite dielektrisch entspiegelt und von der anderen durch einen dielektrisch verstärkten Metallreflektor verspiegelt. Diese Scheibe wird mit einer Zwischenlage aus Indium auf einer Wärmesenke durch Druck (Kaltverschweißen) befestigt, so daß der Wärmestrom durch die Kühlung koaxial zur Laserstrahlung verläuft. Die Anregung erfolgt von der entspiegelten Seite quasi endgepumpt. Das Problem einer unzureichenden Absorption der Pumpstrahlung aufgrund der geringen Dicke der Scheibe wird durch mehrfache Durchgänge der Pumpstrahlung durch das laseraktive Medium, z. B. durch wiederholte Abbildung, gelöst.

Bei der Auslegung des Resonators führt die dünne Scheibe, wegen ihrer damit verbundenen geringen Verstärkung der Laserstrahlung bei einem Durchgang, zu einem geringen Transmissionsgrad T_{aus} des Auskoppelspiegels, so daß auch die Laserstrahlung viele Durchgänge durch das laseraktive Medium durchführt. Aus Gl. 2.10 folgt dann, daß für einen hohen Wirkungsgrad die resonatorinternen Verluste entsprechend gering sein müssen. In den Resonator kann die gepumpte Scheibe als End- oder als Umlenkspiegel integriert werden.

2.4 Yb:YAG als laseraktives Medium

Das laseraktive Medium bestimmt aus den vorhandenen Energieniveaus über den Wirkungsgrad $\eta_{lam} = \eta_{st} \eta_q$ für die Energieumsetzung in ihm den Gesamtwirkungsgrad. Anzustreben ist ein hoher Pumpquantenwirkungsgrad η_q und ein optimaler Stokes-Faktor

η_{st} für einen hohen differentiellen Wirkungsgrad und eine geringe Schwellpumpleistung. Durch den Einsatz als laseraktives Medium in einem Scheibenlaser werden weitere Anforderungen gestellt. So ist für einen hohen Absorptionsgrad der Pumpstrahlung bei geringer Kristalldicke ein hoher Absorptionswirkungsquerschnitt und eine hohe Dotierbarkeit anzustreben. Ein hoher Emissionswirkungsquerschnitt erlaubt einen höheren Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels und senkt damit die Anforderung an geringe resonatorinterne Verluste. Für eine geringe thermische Linse ist eine geringe Wärmeerzeugung und eine hohe Wärmeleitfähigkeit anzustreben. Aufgrund der entstehenden Spannungen in der Kristallscheibe ist eine hohe mechanische Belastbarkeit notwendig. Anhand dieser Anforderungen ist insbesondere Yb:YAG für den Einsatz in einem Scheibenlaser sehr gut geeignet. Es wird im folgenden vergleichend zu dem bei Stablasern bisher üblichen Nd:YAG dargestellt.

Das laseraktive Medium eines Festkörperlaser besteht aus einem Wirtskristall und mit entsprechender Dotierung eingebauten laseraktiven Ionen. Aufgrund der chemischen und mechanischen Stabilität, der Härte, der optischen Isotropie, der hohen Wärmeleitfähigkeit, der relativ einfachen und qualitativ hochwertigen Herstellung und der guten Bearbeitbarkeit werden als Wirtskristall bevorzugt synthetisch hergestellte Granate, insbesondere Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) mit der Summenformel $Y_3Al_5O_{12}$ verwendet [11].

Als laseraktive Ionen werden die Elemente der Gruppe der Seltenen Erden bevorzugt verwendet, da sie scharfe Fluoreszenzlinien vom Sichtbaren bis ins Nahe Infrarot aufweisen. Diese bleiben in ihrer Schärfe auch bei dem starken elektrischen Feld des Wirtskristalls erhalten, da die Elektronen der äußeren Schalen abschirmend wirken [11]. Als erstes laseraktives Ion wurde Neodym, Nd^{3+} , verwendet. Es ist bis heute als Nd:YAG das dominierende laseraktive Medium. Durch die Verfügbarkeit von Diodenlasern als schmalbandige Pumpquelle werden zunehmend andere Ionen attraktiv, insbesondere Ytterbium, Yb^{3+} . Es hat die Ordnungszahl 70, zählt, wie Neodym, zu den Lanthaniden und zusammen mit Scandium und Yttrium zu den Seltenen Erden. Der Ionenradius von Yb^{3+} beträgt $0,86 \text{ \AA}$ [17]. Beim Einbau in YAG nimmt es den Platz des Yttriums ein, welches einen Ionenradius von $0,89 \text{ \AA}$ hat [17]. Die Störung des Kristallgitters ist damit relativ gering und beliebige Dotierungen mit Ytterbium bis hin zum vollständigen Austausch des Yttriums durch Ytterbium sind möglich [18]. Die maximale Volumendichte an laseraktiven Ytterbium-Ionen in YAG ist $N_{100} = 1,38 \cdot 10^{22} \text{ Ionen/cm}^3$. Für geringere Dotierungen an Ytterbium c_{Yb} ist die Volumendichte an laseraktiven Ionen $N_{dot} = c_{Yb} N_{100}$. Der Wert für c_{Yb} wird aus dem Mischungsverhältnis der Ausgangssubstanzen bei der Herstellung des Kristalls bestimmt, wobei von einem Konzentrationsgleichgewicht zwischen gezogenem Kristall und flüssiger Phase ausgegangen wird, d. h. einem Einbaukoeffizienten von eins¹. Im Vergleich dazu gilt festzustellen, daß der Einbau von Neodym in YAG aufgrund seines Ionenradius von $0,99 \text{ \AA}$ [17] nur mit geringen Dotierungen von maximal einigen

¹Diese Angaben sind damit ca. 20 % geringer als die in den bisherigen Publikationen zum Scheibenlaser, da sich diese auf fehlerbehaftete Transmissionsmessungen bezogen haben.

Prozent möglich ist. Die dabei auftretenden Spannungen im Kristall führen bei höheren Dotierungen zu seiner Zerstörung. Für den Laserbetrieb mit Nd:YAG werden daher nur Dotierungen bis maximal 1,5 % verwendet [11].

Die Vorzüge von Yb:YAG als laseraktives Medium sind frühzeitig erkannt worden. So wurde bereits 1971 erstmals ein Yb:YAG-Laser betrieben [19]. Er wurde mit Leuchtdioden angeregt und auf eine Betriebstemperatur von 77 K gekühlt, so daß er als Vier-Niveau-System betrieben wurde. Über die besondere Eignung von Yb:YAG für hohe Laserleistung und Effizienz wurde aufgrund der Untersuchung von Materialparametern 1976 berichtet [20]. Die Vorzüge beruhen hauptsächlich auf dem hohen Stokes-Faktor und dem hohen Pumpquantenwirkungsgrad mit der damit verbundenen geringen Wärmezeugung, der einfachen Struktur der Energieniveaus, welche störende Prozesse verhindert, sowie den Vorzügen des Wirtskristalls. Hinzu kommt eine besonders breite Absorptionslinie bei 941 nm, die eine gute Überlappung mit dem Emissionsspektrum von Diodenlasern auch ohne Temperaturregelung ermöglicht und somit sehr gut zur optischen Anregung durch sie geeignet ist.

2.4.1 Spektrale Eigenschaften

Die Kenntnis der spektralen Eigenschaften des laseraktiven Mediums ist für die Vorhersage der Lasereigenschaften von grundlegender Bedeutung. Daher wird im folgenden die genaue Lage der Energieniveaus mit den möglichen Übergängen dargestellt und die wellenlängenabhängigen Absorptions- bzw. Emissionswirkungsquerschnitte in Zusammenhang mit der Fluoreszenzlebensdauer und der Wärmezeugung betrachtet.

Energieniveaus und Übergänge

Der 2F -Zustand von Yb^{3+} wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung in den unteren Zustand $^2F_{7/2}$ und den um ca. 10.000 cm^{-1} angeregten Zustand $^2F_{5/2}$ aufgespalten, s. Abb. 2.4. Durch den Stark-Effekt, d. h. der elektrischen Wechselwirkung des Ytterbium-Ions mit dem elektrischen Feld des Kristalls, werden der untere Zustand in vier und der obere in drei Energieniveaus weiter aufgespalten. Die geringe Aufspaltung des unteren Zustandes um maximal 785 cm^{-1} führt zu einer thermischen Besetzung aller Niveaus des Grundzustandes bei Raumtemperatur zu mindestens 2 %. Damit ist dann auch das untere Laserniveau thermisch besetzt, so daß Yb:YAG als laseraktives Medium ein Quasi-Drei-Niveau-System darstellt.

Wegen der intensiven Elektron-Phonon-Kopplung, welche besonders bei den schweren Ionen der seltenen Erden auftritt, sind die Energien der einzelnen Niveaus schwierig zu bestimmen, so daß in der Literatur unterschiedliche Werte aufgeführt werden, wie in [21] ausführlich diskutiert wird. Die dort aufgeführten Energieniveaus sind in Abb. 2.4 dargestellt. Dieses nur aus zwei Multipletts bestehende Termschema stellt das einfachste aller

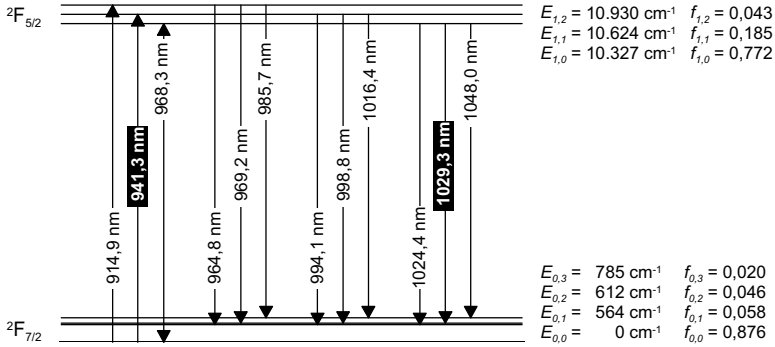


Abbildung 2.4: Darstellung der aufgespaltenen Energieniveaus $E_{m,i}$ für Yb:YAG mit der Angabe ihrer relativen thermischen Besetzung $f_{m,i}$ bei Raumtemperatur und der Wellenlänge möglicher Übergänge, nach [21].

seltener Erden dar. Im Gegensatz zu Nd:YAG können keine Verlustprozesse auftreten, da keine Absorption aus einem höheren als dem Grundzustand und keine Emission in einen anderen als den Grundzustand möglich ist. Dies ergibt für Yb:YAG einen Pumpquantenwirkungsgrad nahe eins ($\eta_q = 0,95$ [10]), so daß Yb^{3+} ein besonders attraktives laseraktives Ion in YAG ist. Gleichzeitig bewirkt dieses einfache Termschema aber auch, daß ein hoher Absorptionsgrad nur mit einer spektral angepaßten Pumpquelle, z. B. mit Diodenlasern, erreichbar ist, während der Betrieb mit Lampen bei Raumtemperatur nahezu unmöglich ist.

Die relative thermische Besetzung der einzelnen Niveaus $f_{m,i}(T)$, d. h. die thermische Besetzung bezogen auf das Multiplett bei der Temperatur T , ergibt sich durch Normierung auf die Zustandssumme $Z_m(T)$ des Multipletts

$$Z_m(T) = \sum_{i=0}^{n_m-1} g_{m,i} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,i}}{k_B T}\right). \quad (2.16)$$

Dabei ist n_m die Anzahl der Niveau mit der Energie $E_{m,i}$ innerhalb des Multipletts m , bei einer Entartung des Energieniveaus $g_{m,i}$. Damit ist

$$f_{m,i} = \frac{1}{Z_m(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_{m,i}}{k_B T}\right). \quad (2.17)$$

Wie in Abb. 2.4 aufgeführt, ergibt sich eine Besetzung des unteren Laserniveaus $E_{0,2}$ bei Raumtemperatur von 4,6 %, die die Quasi-Drei-Niveau-Eigenschaften des Systems bestimmt. Eine Inversion als notwendige Voraussetzung für eine Lasertätigkeit wird erst mit einer höheren Besetzung im oberen Laserniveau erreicht, wobei diese Schwelle aufgrund der temperaturabhängigen Besetzung des unteren Laserniveaus mit der Temperatur ansteigt. Bei einem Vier-Niveau-System wie Nd:YAG ist das untere Laserniveau unbesetzt und die Laserschwelle damit deutlich geringer, so daß für einen Laserbetrieb die

notwendige Pumpleistung und auch die Pumpleistungsdichte deutlich geringer ist. Für den Einsatz von Yb:YAG bedeutet diese hohe Schwelle hingegen die Notwendigkeit einer relativ hohen Pumpleistungsdichte für einen Betrieb bei hohem Wirkungsgrad.

In Abb. 2.4 sind für die möglichen Übergänge die entsprechenden Wellenlängen aufgeführt. Die hervorgehobenen Übergänge kennzeichnen die bevorzugten Wellenlängen zur Absorption und damit zur Anregung bei 941,3 nm und zur Emission und damit zur Lasertätigkeit bei 1029,3 nm. Der Übergang zwischen den unteren Niveaus der beiden Zustände mit 968,3 nm ist sowohl als Absorption als auch als Emission eingezeichnet. Diese Energie wird als Energie der Zero-Phonon-Line bezeichnet, da nur dieser Übergang ohne Phononen möglich ist.

Spektrale Verteilung der Wirkungsquerschnitte

Die Übergänge zwischen den einzelnen Energieniveaus sind bei der Darstellung der wellenlängenabhängigen Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte in Abb. 2.5 mit der Angabe der Wellenlänge λ und ihrer Halbwertsbreite $\Delta\lambda_H$ gekennzeichnet.

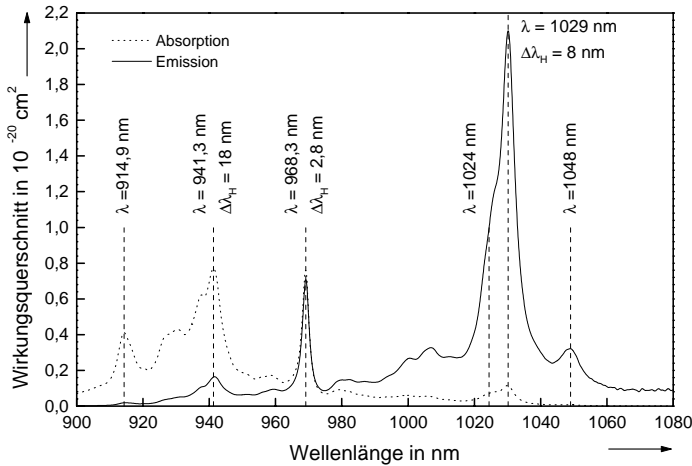


Abbildung 2.5: Gemessener Absorptions- und berechneter Emissionswirkungsquerschnitt für Yb:YAG bei Raumtemperatur mit den gekennzeichneten Wellenlängen λ für die Übergänge entsprechend der Aufspaltung der Energieniveaus und der Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_H$. Die Skalierung erfolgte mit den im Text aufgeführten Wirkungsquerschnitten im Absorptions- bzw. Emissionsmaximum.

Auffällig ist die große Breite des Absorptionsuntergrundes, welche ein Hinweis auf die starke Elektron-Phonon-Kopplung des Yb^{3+} im Kristall ist [20]. Von den möglichen Wellenlängen zur Anregung bei 914,9 nm, 941,3 nm und 968,3 nm wird wegen der maximalen

Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_H = 18$ nm die Anregung bei 941,3 nm bevorzugt. Diese ist deutlich größer als bei Nd:YAG. Die Anforderung an die Wellenlänge der Pumpdioden ist damit deutlich geringer, insbesondere wenn kleine Einbußen beim Absorptions- und damit beim optisch-optischen Wirkungsgrad akzeptiert werden. Eine stromabhängige Regelung der Wellenlänge der Diodenlaser über die Temperatur entfällt gänzlich und die Selektionsanforderung der Diodenlaser bezüglich der Emissionsbreite und der Lage der Zentralwellenlänge bei der Konfektionierung ist deutlich reduziert.

Die Emission erfolgt bei 1029 nm und, mit geringerem Wirkungsquerschnitt, bei 1048 nm. Die Halbwertsbreiten dieser beiden Maxima sind so groß, daß die Wellenlänge eines Yb:YAG-Lasers über einen großen Bereich variiert werden kann [5]. Experimentell wurde ein Bereich von 46 nm gemessen [7]. Durch modengekoppelten Laserbetrieb können daher kurzer Pulse bis in den fs-Bereich erzeugt werden [22]. Für die bevorzugte Anregung mit einer Wellenlänge von 941 nm und einer Emission bei einer Wellenlänge von 1029 nm ist der Stokes-Faktor $\eta_{st} = 91,3$ %. Mit einem Pumpquantenwirkungsgrad nahe eins ist der Verlust nur geringfügig größer als 8,7 %, welcher eine Erwärmung des laseraktiven Mediums bewirkt. Damit ist Yb:YAG als laseraktives Medium aufgrund der geringen Wärmeerzeugung zusätzlich attraktiv. Dies wird beim Vergleich zu Nd:YAG mit einem Stokes-Faktor von $\eta_{st} = 75,9$ % für den Übergang von 808 nm zu 1064 nm und einem Pumpquantenwirkungsgrad zwischen 70 % und 80 % [10] besonders deutlich.

Neben den in Abb. 2.5 aufgeführten Übergängen in den Emissions- und Absorptionsspektren treten teilweise noch weitere Linien auf. In [23] werden zusätzliche Linien auf einen zu einem geringen Prozentsatz stattfindenden fehlerhaften Einbau von Ytterbium im Kristallgitter zurückgeführt. Weitere Defekte in Yb:YAG verursachen sogenannte "Farbzentren", d. h. das Auftreten zusätzlicher Absorptionslinien. So wird in [24] eine dotierungsabhängige Absorption bei 370 nm und bei 625 nm beschrieben. Diese Absorptionslinien konnten durch Tempern der Probe bei 1400 °C über 18 Stunden entfernt werden, was darauf hin deutet, daß diese Linien durch Yb^{2+} entstanden, welches bei einem Sauerstoffdefizit bei der Kristallzucht eingebaut wurde. Das Sauerstoffdefizit kann soweit führen, daß der Kristall eine deutliche bläuliche Färbung aufweist. Bei einer Anregung mit 370 nm bzw. 625 nm wurden eine breite Emission bei 438 nm und scharfe Emissionslinien bei 545 nm und 725 nm beobachtet [24]. Die scharfen Linien entstehen durch Verunreinigungen des Ausgangsmaterials Yb_2O_3 mit Er^{3+} und Ho^{3+} , welche bei der Kristallzucht dann als Verunreinigungen in den Kristall eingebaut werden. Zur Vermeidung dieser störenden Effekte sind daher hochreine Ausgangsmaterialien bei der Kristallzucht notwendig, wobei auf ein zusätzliches Tempern des Materials nicht verzichtet werden kann.

Fluoreszenzlebensdauer

Die Fluoreszenzlebensdauer τ ist die Zeit, nach der die Besetzung des oberen Laserniveaus auf $1/e$ abgenommen hat und beschreibt die Fähigkeit des laseraktiven Mediums, Energie

zu speichern. Die Messung der Fluoreszenzlebensdauer wird bei einem Quasi-Drei-Niveau-System durch Reabsorption von spontan emittierten Photonen erschwert, weil diese erneut absorbiert werden. Diese Photonen werden dann zu einem späteren Zeitpunkt wiederum emittiert und unter Umständen nochmals reabsorbiert, so daß die gemessene Fluoreszenzlebensdauer bei einer Betrachtung des abschließend emittierten Photons zur anfänglichen Anregung zu groß ist. Dieser Prozeß wird als "Radiation Trapping" bezeichnet. In der Literatur finden sich daher unterschiedliche Angaben zur Fluoreszenzlebensdauer bei Yb:YAG, wie Tab. 2.1 zeigt. Die angegebenen Fluoreszenzlebensdauern nehmen, je neuer

τ	Quelle	Jahr
1.300 μs	Messung von Bogomolova u. a. [20]	1976
1.160 μs	Messung von Lacovara u. a. [25]	1991
1.080 μs	Messung von DeLoach u. a. [26]	1993
930 μs	Berechnung von DeLoach u. a. [26]	1993
951 μs	Messung von Fan und Sumida [27]	1994

Tabelle 2.1: Literaturangaben zur Fluoreszenzlebensdauer von Yb:YAG bei Raumtemperatur.

die Publikationen ist, stetig ab, da der Meßfehler aufgrund von Reabsorption zunehmend reduziert wird. Dies ist eine Folge des Einsatzes dünner Kristallproben, in welchen die optische Weglänge zur Reabsorption reduziert ist. Der Meßfehler wurde durch eine Reduktion des Reflexionsgrades an den Grenzen der Kristallprobe durch den optischen Kontakt zu undotiertem Kristallmaterial weiter gesenkt. Damit durchlaufen die emittierten Photonen den dotierten Bereich nur einmal und die Wahrscheinlichkeit zur Reabsorption ist weiter reduziert. Alternativ wurde durch den Einsatz von Blenden unmittelbar vor der Probe das betrachtete Wechselwirkungsvolumen reduziert. Mit beiden Verfahren wurde in [27] die Lebensdauer an einer 5,5 % dotierten Yb:YAG-Probe temperaturabhängig mit

$$\tau(T) = 951 \pm 15 \mu\text{s} \quad \text{für } 175 \text{ K} \leq T \leq 400 \text{ K} \quad (2.18)$$

bestimmt. Dieser Wert wird bei den Berechnungen in Kap. 3.3 verwendet. Bei tieferen Temperaturen bis zu 100 K nimmt sie auf ca. 850 μs ab. Messungen bei höheren Temperaturen liegen nicht vor. Im Vergleich zu Nd:YAG mit $\tau = 230 \mu\text{s}$ [11] ist die Fluoreszenzlebensdauer bei Yb:YAG also etwa einen Faktor vier größer. Dies ermöglicht eine bessere Energiespeicherung zur Erzeugung höherer Pulsenergien im gepulsten Betrieb und höhere Wirkungsgrade im Dauerstrichbetrieb.

Auch die Abhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer von der Ytterbium-Dotierung wurde experimentell bestimmt [28]. Sie ist konstant für Dotierungen bis zu $c_{Yb} = 10,8 \%$. Ab der nächsten höheren gemessenen Dotierung von $c_{Yb} = 16,5 \%$ ist eine Abnahme zu verzeichnen. Bei $c_{Yb} = 25,1 \%$ beträgt sie nur noch $\tau = 788 \mu\text{s}$. Diese Abnahme der Fluoreszenzlebensdauer wird einerseits auf Verunreinigungen, z. B. Thulium, Erbium und

Chrom, und andererseits auf ein Sauerstoffdefizit bei der Kristallzucht zurückgeführt, da das Tempern der hochdotierten Probe zu einer Steigerung der Lebensdauer auf $925 \mu\text{s}$ führte. Sie liegt damit fast in dem Fehlerbereich des gemessenen Wertes von $951 \pm 15 \mu\text{s}$, so daß die Absenkung primär durch die Anwesenheit von Yb^{2+} hervorgerufen wird [29]. Wegen der abnehmenden Fluoreszenzlebensdauer bei höheren Dotierungen ist die Dotierung c_{Yb} für den Einsatz als laseraktives Medium zu begrenzen und der Kristall zusätzlich zu tempern.

Relaxationslebensdauer

Die Relaxationslebensdauer bezeichnet die Zeit, bis sich die Besetzung der Niveaus innerhalb eines Multipletts entsprechend der thermischen Besetzung eingestellt hat. Die Energiedifferenzen zwischen den Energieniveaus innerhalb der Multipletts sind kleiner als 800 cm^{-1} . Da YAG im Infraroten absorbiert, betragen die möglichen Phononenenergien ca. 1.000 cm^{-1} , so daß an allen Übergängen innerhalb der Multipletts nur ein Phonon beteiligt ist. Für die Übergänge innerhalb der Multipletts führt die starke Elektron-Phonon-Kopplung daher zu sehr kurzen Relaxationslebensdauern, so daß diese Übergänge innerhalb von Pikosekunden erfolgen [21].

Absorptionswirkungsquerschnitt

In der Literatur wird von verschiedenen Arbeitsgruppen der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} bei Raumtemperatur im Absorptionsmaximum bei 941 nm angegeben, sie sind in Tab. 2.2 zusammengestellt. Der effektive Wirkungsquerschnitt ist tempe-

σ_{abs} in 10^{-21} cm^2	Quelle	Jahr
7,7	DeLoach u. a. [26]	1993
7,6	Beach u. a. [30]	1996
7,8	Taira [31]	1997

Tabelle 2.2: Literaturangaben zum Absorptionswirkungsquerschnitt bei Raumtemperatur im Maximum von 941 nm .

raturabhängig, da er das Produkt aus dem temperaturunabhängigen spektroskopischen Wirkungsquerschnitt und der relativen thermischen Besetzung des unteren Niveaus ist. Da alle Angaben mit vergleichbaren Fehlern behaftet sind, wird der Mittelwert von

$$\sigma_{\text{abs}}(T = 300 \text{ K}, \lambda = 941 \text{ nm}) = 7,7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (2.19)$$

verwendet. Die von Voß [32] zwischen -60°C und 80°C gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitte für den Wellenlängenbereich um das Maximum wurden auf diesen Wert bei

Raumtemperatur normiert. Für die Verwendung in der Modellierung des Scheibenlasers wurden von Contag [33] an diese Werte Funktionen des Typs

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = (c_0(\lambda) + c_1(\lambda) T + c_2(\lambda) T^2) \cdot \exp(-0,005 \text{ K}^{-1} \cdot T) \quad (2.20)$$

angefittet, so daß die wellenlängenabhängigen Parameter $c_0(\lambda)$, $c_1(\lambda)$ und $c_2(\lambda)$ im Modell zur Bestimmung der Absorption verwendet werden. Durch den Faktor mit dem exponentiellen Abfall wird auch bei Extrapolation zu höheren Temperaturen eine streng monoton fallende Funktion gewährleistet. In Abb. 2.6 ist beispielhaft der temperaturabhängige Absorptionswirkungsquerschnitt im Maximum von 941 nm aufgetragen.

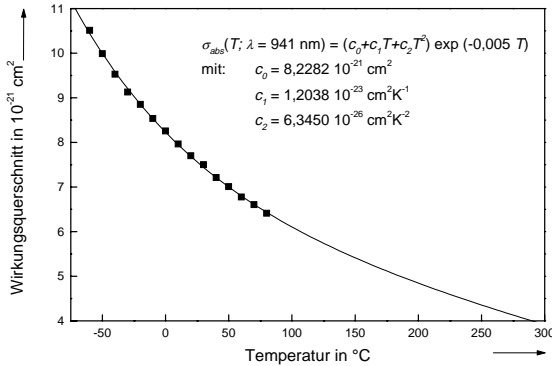


Abbildung 2.6: Gemessene Temperaturabhängigkeit des Absorptionswirkungsquerschnitts bei $\lambda = 941 \text{ nm}$ mit angefitzter Funktion $\sigma_{abs}(T, \lambda = 941 \text{ nm})$ und Extrapolation zu höheren Temperaturen.

Emissionswirkungsquerschnitt

Der Emissionswirkungsquerschnitt $\sigma_{em}(\lambda)$ kann mittels detailliertem Gleichgewicht [34] aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt und den Zustandssummen oder mittels Füchtbauer-Ladenburg Formel [27] aus der Leistungsdichte des Emissionsspektrums $E_{em}(\lambda)$ proportional zum Kehrwert der Fluoreszenzlebensdauer bestimmt werden. Damit basiert der Emissionswirkungsquerschnitt entweder auf dem gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitt oder auf der gemessenen Fluoreszenzlebensdauer.

Emissionswirkungsquerschnitte im Maximum von 1029 nm bei Raumtemperatur werden in der Literatur von verschiedenen Gruppen aufgeführt. Eine Übersicht dieser Werte mit dem der Berechnung zugrundeliegenden Parameter gibt Tab. 2.3 wieder. Zusätzlich werden die mittels der Füchtbauer-Ladenburg Formel bestimmten Werte auf $\tau = 951 \mu\text{s}$ umgerechnet und als $\sigma_{em, \text{korr}}$ angegeben. Im folgenden wird der Mittelwert der korrigierten Emissionswirkungsquerschnitte von $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, wie auch in der Literatur, z. B. in [21], verwendet.

σ_{em} in 10^{-20} cm^2	Parameter	$\sigma_{em,korr}$ in 10^{-20} cm^2	Quelle
1,8	$\tau = 1160 \text{ } \mu\text{s}$	2,19	Lacovara u. a. [25]
2,03	$\tau = 1010 \text{ } \mu\text{s}$	2,16	DeLoach u. a. [26]
1,9	$\sigma_{abs} = 7,7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$	—	Sumida u. Fan [27]
2,3	$\tau = 951 \text{ } \mu\text{s}$	—	Sumida u. Fan [27]

Tabelle 2.3: Literaturangaben zum Emissionswirkungsquerschnitt σ_{em} bei Raumtemperatur für 1029 nm mit der Angabe des zugrundeliegenden Parameters und des auf die Fluoreszenzlebensdauer von 951 μs korrigierten Wertes $\sigma_{em,korr}$.

An den temperaturabhängigen Emissionswirkungsquerschnitt aus [27], welcher bei Raumtemperatur den Emissionswirkungsquerschnitt von $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ aufweist, wurde von Contag [33] die Exponentialfunktion

$$\sigma_{em}(T) = (0,9420 + 35,7843 \cdot \exp(-0,01152 \text{ K}^{-1} \cdot T)) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.21)$$

angefittet. Sie wird in der Modellierung verwendet, um die temperaturabhängige Emission des Kristalls zu berechnen.

Der Emissionswirkungsquerschnitt von Nd:YAG beträgt $2,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ [11] und ist nahezu einen Faktor 10 größer als bei Yb:YAG.

Wärmeerzeugung

Die Wärmeerzeugung resultiert als Verlust aus dem Stokes-Faktor und dem Pumpquantenwirkungsgrad. Mit dem Stokes-Faktor $\eta_{st} = 91,3 \text{ } \%$ für eine Anregung bei 941 nm und Emission bei 1029 nm beträgt die Wärmeerzeugung η_h bei Laserbetrieb mindestens 8,7 % der absorbierten Pumpleistung und ist wegen des Pumpquantenwirkungsgrades nahe eins nicht deutlich größer. Bei geringen Leistungsdichten von 10 W/cm^2 wurde ohne Laserbetrieb für eine 6,5 % dotierte Yb:YAG-Probe eine Wärmeerzeugung von $\eta_h < 11 \text{ } \%$ gemessen [35]. Diese Wärmeerzeugung entsteht bei einer spontanen Emission entsprechend dem Emissionsspektrum. Bei Laserbetrieb wird die Emission auf den Bereich des Maximums bei 1029 nm begrenzt. Da dies dem gewichteten Mittelwert des Emissionsspektrums annähernd entspricht, ist bei Laserbetrieb keine deutliche Änderung der Wärmeerzeugung zu erwarten. Im Laserbetrieb liegt sie damit zwischen 8,7 % und 11 %. Obwohl in [36,37] eine Wärmeerzeugung von $\eta_h = 10 \text{ } \%$ angenommen wird, wird in dem Modell des Scheibenlasers die ideale Wärmeerzeugung von

$$\eta_h = 8,7 \text{ } \% \quad (2.22)$$

verwendet.

Bei Nd:YAG beträgt der Stokes-Faktor 75,9 % und der Pumpquantenwirkungsgrad 70 % bis 80 % [10]. Ohne Lasertätigkeit wurde eine Wärmeerzeugung von 37 % bis 43 %

gemessen [35]. Da bei Nd:YAG der Schwerpunkt des Emissionsspektrums oberhalb der Laserwellenlänge von 1064 nm liegt, nimmt die Wärmezeugung bei Lasertätigkeit auf 32 % ab [35]. Wegen des geringen Pumpquantenwirkungsgrades ist sie 33 % größer als der Stokes-Faktor selbst und im Vergleich zu Yb:YAG um den Faktor drei größer.

Damit entstehen bei Yb:YAG im Vergleich zu Nd:YAG bei gleichen absorbierten Pumpleistungsdichten eine geringere abzuführende Wärmemenge, eine geringere thermische Linse und auch geringere Spannungen im Kristall. Der größere Absorptionswirkungsquerschnitt ermöglicht bei hoher Absorption geringere Kristalldicken und reduziert damit zusätzlich die thermische Linse und die auftretenden Spannungen, so daß bezüglich Strahlqualität und Wirkungsgrad durch den Einsatz von Yb:YAG als laseraktives Medium eine Annäherung an den "idealen" Laser ermöglicht wird.

2.4.2 Physikalische Eigenschaften

Wärmeleitfähigkeit

Der Temperaturgradient innerhalb der Kristallscheibe wird durch die Wärmeleitfähigkeit bestimmt. Die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit λ_{th} , basierend auf Messungen zwischen 50 °C und 450 °C für eine undotierte YAG-Probe und mehrere zwischen 5 % und 29 % dotierte Yb:YAG-Proben, ist in [33] dargestellt. An diese Werte wurde von Contag die Funktion

$$\lambda_{th}(T, c_{Yb}) = \lambda_{th}(300 \text{ K}, c_{Yb}) \cdot \left(\frac{204 \text{ K}}{T - 96 \text{ K}} \right)^{0,48 - 0,46 * c_{Yb}} \quad (2.23)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit bei 300 K von

$$\lambda_{th}(300 \text{ K}, c_{Yb}) = (7,28 - 7,30 * c_{Yb}) \text{ W/mK}. \quad (2.24)$$

angepaßt, welche in der numerischen Berechnung des Scheibenlasers verwendet wird [33].

2.4.3 Zusammenfassung der Eigenschaften von Yb:YAG

Die wesentlichen Eigenschaften von Yb:YAG ergeben sich aus der einfachen Struktur der Energieniveaus:

- Die bevorzugte Pumpwellenlänge ist $\lambda_p = 941,3 \text{ nm}$ bei einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_H = 18 \text{ nm}$ und einem Absorptionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{abs} = 7,7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$.
- Die bevorzugte Laserwellenlänge ist $\lambda_l = 1029,3 \text{ nm}$ bei einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_H = 8 \text{ nm}$ und einem Emissionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{em} = 2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$.

- Mit dem Stokes-Faktor von $\eta_{st} = 91,3\%$ und dem Pumpquantenwirkungsgrad nahe eins ist die Wärmeerzeugung $\eta_h = 8,7\%$.
- Das untere Laserniveau ist bei Raumtemperatur zu $4,6\%$ thermisch besetzt, so daß Yb:YAG ein Quasi-Drei-Niveau-System ist und eine entsprechend hohe Laserschwelle hat.
- Die Fluoreszenzlebensdauer ist temperaturunabhängig und mit $\tau = 951\ \mu\text{s}$ relativ lang.
- Hohe Dotierungen bis $c_{Yb} \approx 15\%$ sind bei getemperten Kristallen ohne Einfluß auf die Fluoreszenzlebensdauer möglich.

Diese Eigenschaften machen, wie bereits dargestellt, Yb:YAG als laseraktives Medium, insbesondere in Verbindung mit dem Konzept des Scheibenlasers, sehr attraktiv.

2.5 Optische Anregung

Die optische Anregung des laseraktiven Mediums soll einen hohen Pumpwirkungsgrad zur Folge haben. Dies führt zum Einsatz von Diodenlasern als schmalbandige an die Absorption angepaßte Pumpquelle mit entsprechend ausgelegten Pumpanordnungen.

2.5.1 Diodenlaser als Pumpquelle

Die Eigenschaften von Diodenlasern als Pumpquelle werden im folgenden betrachtet. Dazu wird zuerst die Funktionsweise und anschließend die Leistungsskalierung, Strahlformung und Homogenisierung dargestellt. Abschließend werden die Eigenschaften zusammengestellt.

Funktionsweise

Diodenlaser sind Halbleiterbauelemente, deren Elektronen-Energiezustände durch breite Bänder gegeben sind [38]. Das untere Band wird als Valenzband bezeichnet und ist vollständig mit Elektronen besetzt, während das obere Band als Leitungsband bezeichnet wird und unbesetzt ist. Die Energiedifferenz zwischen diesen Bändern ergibt die Bandlücke. Sie ist so groß, daß eine thermische Besetzung des Valenzbandes verhindert wird. Das Fermi-niveau, als Grenze, bis zu dem die Energieniveaus besetzt sind, befindet sich daher im Bereich der Bandlücke. Durch entsprechende Dotierung kann das Fermi-niveau verschoben werden. Im Falle einer n-Dotierung sind zusätzliche Elektronen vorhanden und das Leitungsband ist mit freien Elektronen teilweise besetzt. Bei einer p-Dotierung sind zusätzliche Löcher vorhanden und das Valenzband ist teilweise unbesetzt, vgl. Abb. 2.7a. Bei einem direkten Kontakt von p- und n-Dotierung fallen die Fermi-nive-

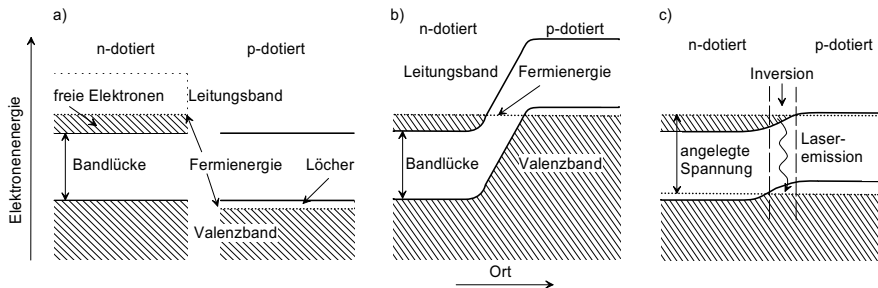


Abbildung 2.7: Aufbau eines Diodenlasers: a) Energiebänder bei p- und n-Dotierung, b) Energiebänder im pn-Übergang, c) mit angelegter Spannung in Durchlaßrichtung, nach [38].

aus beider Dotierungen zusammen, Abb. 2.7b. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Durchlaßrichtung wird das Fermi-niveau verschoben. Freie Elektronen im Leitungsband wandern aus dem n-dotierten Bereich in den p-Bereich. Löcher im Valenzband wandern vom p-dotierten Bereich in den n-dotierten Bereich, Abb. 2.7c. Damit entsteht eine schmale Zone, die eine Besetzungsinversion aufweist und in der Lasertätigkeit auf Basis eines Vier-Niveau-Systems möglich ist. Der dazu notwendige Resonator wird bei Kantenemittern durch die planparallelen Stirnflächen des gespaltenen Kristalls gegeben. Die Resonatorlänge beträgt ca. $500\ \mu\text{m}$ bis $2\ \text{mm}$. Die Auskopplung erfolgt bei hohen Leistungen über einen rechteckigen Querschnitt mit hoher Leistungsdichte. Damit emittiert der Diodenlaser in der Ebene senkrecht zum pn-Übergang die Strahlung mit guter Strahlqualität und starker Beugung. In der anderen Ebene ist die Strahlqualität deutlich schlechter und die Beugung geringer. Damit ergibt sich die bei Diodenlasern typische Strahlausbreitung mit unterschiedlichem Divergenzwinkel und verschiedener Fokussierbarkeit in den beiden Ebenen.

Die Wellenlänge eines Diodenlasers wird durch die Bandlücke bestimmt, die durch Wahl und Mischungsverhältnis der Komponenten des Halbleiters gegeben ist. Im Pumpwellenlängenbereich für Yb:YAG um $940\ \text{nm}$ werden InGaAs-Diodenlaser verwendet. Diese haben im Vergleich zu AlGaAs-Diodenlasern für den Pumpwellenlängenbereich für Nd:YAG um $808\ \text{nm}$ eine längere Lebensdauer aufgrund der aluminiumfreien aktiven Region [39–41]. Da die Bandlücke temperaturabhängig ist und der Diodenlaser sich mit zunehmender Stromstärke erwärmt, ist die Zentralwellenlänge des Emissionsspektrums sowohl von der Temperatur des Kühlmediums als auch von der Stromstärke abhängig.

Leistungsskalierung

Der Einsatz als Pumpquelle eines Hochleistungsfestkörperlasers erfordert entsprechend hohe Leistungen der Diodenlaser. Da die Leistung eines Emitters wegen der hohen Leistungsdichte auf den Resonatorspiegeln auf einige Watt begrenzt ist, erfolgt die Skalierung

der Leistung über die Anzahl der Emmitter. Zuerst werden in der Ebene des pn-Übergangs mehrerer Diodenlaser auf einem Grundmaterial nebeneinander gefertigt. Auf diesen Barren sind die Abstände der einzelnen Emmitter relativ gering, typisch sind 20 Emmitter bei 1 cm Barrenlänge. Die Ausgangsleistungen liegen im Bereich bis 100 W. In der anderen Richtung erfolgt die Skalierung durch Stapeln dieser Barren zu Stacked Arrays. Wegen der notwendigen Kühlung der Barren ist der Abstand der Barren größer als der der Einzelemmitter. Mit diesen Stacked Arrays sind Leistungen im kW-Bereich möglich. Die Strahlqualität und die erreichbare Leistungsdichte ist jedoch im Vergleich zu einem Festkörperlaser noch sehr gering.

Strahlformung und Homogenisierung

Die Divergenz und die Strahlqualität der Diodenlaser ist in den beiden Ebenen parallel und senkrecht zum pn-Übergang stark unterschiedlich. Durch Strahlumformung kann mit dem geometrischen Mittel beider Ebenen eine gleichmäßige Strahlqualität erreicht werden. Die Strahlumformung ist jedoch relativ aufwendig und führt daher auch zu Verlusten. Die entsprechend umgeformte Diodenlaserstrahlung hat bei einer Abbildung auf den Kristall zur Anregung noch ein sehr inhomogenes Intensitätsprofil. Eine Homogenisierung erfolgt durch eine Strahlausbreitung in einen Glasstab oder einen Lichtwellenleiter durch die wiederholten Reflexionen an den Wandungen, in den die Strahlung eingekoppelt werden kann. Entsprechend der Anzahl der Reflexionen wird die Qualität der Homogenisierung bestimmt. Die Anzahl der Reflexionen wird durch den Durchmesser und die Länge des Glasstabes bzw. des Lichtwellenleiters sowie der Divergenz der einfallenden Strahlung bestimmt.

Eigenschaften

Das zunehmende Interesse an Diodenlasern als Pumpquelle ist daher durch die folgenden Punkte bestimmt:

- Das schmale Emissionsspektrum und die Wahl der Zentralwellenlänge ermöglichen eine Erhöhung des Absorptionsgrades η_{abs} durch Anpassung an die Absorption des laseraktiven Mediums und liefern das Potential zur Verbesserung der Strahlqualität und der Leistungsskalierbarkeit durch Reduktion der thermischen Belastung und der thermischen Linse des laseraktiven Mediums.
- Ein hoher elektrisch-optischer Wirkungsgrad der Diodenlaser ermöglicht zusätzlich eine Erhöhung des Pump- und damit des Gesamtwirkungsgrades des Lasers und eine Kostensenkung durch einen reduzierten Bedarf an notwendigem peripheren Zubehör, wie Netz- oder Kühlgeräte.

- Eine hohe Pumpleistungsdichte ermöglicht eine Erhöhung des optisch-optischen Wirkungsgrades durch eine Reduktion des Einflusses der Laserschwelle und den Einsatz eines Quasi-Drei-Niveau-Systems wie Yb:YAG als laseraktives Medium. Die bessere Fokussierbarkeit im Vergleich zu Lampen bewirkt durch die Reduktion des gepumpten Volumens eine geringere Laserschwelle. Diese kann im Falle des Scheibenlasers durch die vielen Pumpstrahlungsdurchgänge weiter reduziert werden, so daß der Wirkungsgrad weiter gesteigert werden kann. Schließlich erlaubt eine hohe Pumpleistungsdichte erst neue Laserkonzepte, wie den Scheibenlaser.
- Die Strahlführung der Pumpstrahlung durch die Verwendung von Glasfasern führt zu einer einfachen Kopplung von Pumpquelle und Laser bei einer gleichzeitigen Homogenisierung des Strahlprofils, welche auch in einem Glasstab erfolgen kann.
- Die lange Lebensdauer der Diodenlaser bewirkt eine Senkung der Betriebskosten bei einer Erhöhung der Verfügbarkeit.

2.5.2 Pumpanordnung

Bei lampengepumpten Festkörperlasern erfolgt die Anregung über die Mantelfläche. In einem elliptischen Reflektor befindet sich der Stab des laseraktiven Mediums in einer und die Lampe in der anderen Brennpunktlinie. Durch Mehrfachreflexionen an den verspiegelten Flächen des Reflektors wird ein hoher Absorptionsgrad erreicht. Damit wird der gesamte Querschnitt des laseraktiven Mediums gepumpt. Da die Resonatormode bei guter Strahlqualität aber nicht den gesamten Querschnitt einnehmen kann, ist der Modenüberlapp η_u gering.

Durch den Einsatz von Diodenlasern als Pumpquelle ist auch eine endgepumpte Anregung möglich, d. h. die Pumpstrahlung wird in Richtung des Laserstrahls dem laseraktiven Medium zugeführt, so daß durch eine Erhöhung von η_u der Gesamtwirkungsgrad gesteigert werden kann. Eine endgepumpte Anregung erfordert jedoch eine deutlich höhere Pumpleistungsdichte. In Verbindung mit der Geometrie des laseraktiven Mediums als Scheibe ist eine quasi-endgepumpte Anordnung besonders vorteilhaft. Der Lasermode und der Pumpmode stimmen vollständig überein, $\eta_u = 1$. Die Absorption der Pumpstrahlung wird durch mehrfache Abbildung auf das laseraktive Medium erhöht, so daß ein hoher Absorptionsgrad deutlich über 80 % erreicht werden kann. Durch die hohe lokale Pumpleistungsdichte wird zudem die Schwellpumpleistungsdichte deutlich überschritten und damit der optisch-optische Wirkungsgrad gesteigert.

Die Auslegung der Pumpanordnung für einen Hochleistungsscheibenlaser wird für eine Kristallscheibe in Kap. 4.4.2 und für mehrere Kristallscheiben in Kap. 4.4.3 auf der Grundlage der vorgegebenen Parameter aus der Modellierung aus Kap. 3.3 dargestellt.

2.6 Resonatorauslegung

Wie in Kap. 2.1 dargestellt, beeinflusst der Resonator den Wirkungsgrad und bestimmt die Strahlqualität. Diese Einflüsse und die Auslegungsmöglichkeiten werden im folgenden betrachtet.

2.6.1 Einfluß auf den Wirkungsgrad

Der Einfluß auf den Wirkungsgrad des Lasers erfolgt durch den Modenüberlapp und die resonatorinternen Verluste. Anzustreben sind daher geringe resonatorinterne Verluste und ein maximaler Modenüberlapp ($\eta_u = 1$), so daß auf den Einsatz von Blenden im Resonator verzichtet wird.

Die resonatorinternen Verluste entstehen an den verwendeten optischen Komponenten. Bei den Resonatorspiegeln können die Verluste durch Absorption, Streuung oder Transmission, bedingt durch die Qualität der Politur und der Beschichtung, reduziert werden. Bei dem laseraktiven Medium treten zusätzlich noch Beugungsverluste durch die thermische Linse auf.

Die thermische Linse entsteht durch die Temperaturverteilung im laseraktiven Medium. Bei einem Scheibenlaser ist aufgrund der axialen Kühlung in dieser Richtung ein hoher Temperaturgradient zwischen der Kristallvorderseite und der Rückseite vorhanden. In radialer Richtung entsteht im angeregten Bereich mit der annähernd eindimensionalen Kühlung nahezu kein Gradient. Am Rand des gepumpten Bereichs ist jedoch auch ein radialer Temperaturgradient vorhanden, da die Erwärmung durch die Anregung fehlt und damit ein transversaler Wärme fluß eintritt. Am Rand des gepumpten Bereichs ist die Kühlung daher dreidimensional.

Diese Temperaturverteilung führt sowohl durch die Wärmeausdehnung als auch durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu einer thermischen Linse:

- Durch Wärmeausdehnung dehnt sich die Vorderseite radial stärker aus als die Rückseite, so daß eine defokussierende Linse entsteht. Diese ist in dem Bereich der eindimensionalen Kühlung annähernd sphärisch. Asphärische Anteile entstehen im Randbereich der angeregten Fläche. Der Anteil der thermischen Linse durch Wärmeausdehnung ist minimal, wenn sich die verspiegelte Rückseite der Kristallscheibe nicht verformt. Daher muß die Rückseite der Kristallscheibe vollflächig auf einer Wärmesenke fixiert und die Ausdehnung möglichst nur in radialer Richtung möglich sein. Bei einer kräftefreien Aufhängung würde sich der Kristall im gepumpten Bereich sehr stark kugelförmig aufwölben. Experimentell läßt sich eine Aufwölbung nicht vollständig vermeiden.

- Durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes entsteht in dem Bereich der annähernd eindimensionalen Kühlung kein thermischer Linseneffekt. Lediglich im Randbereich der angeregten Fläche entsteht eine fokussierende Linse. Bei kleinen angeregten Bereichen ohne ausgeprägte eindimensionale Kühlung ist diese fokussierende Linse annähernd sphärisch, während sie bei großen Flächen nur asphärische Störungen bewirkt.

Über die Dicke der Kristallscheibe können beide Anteile der thermischen Linse beeinflußt werden, so daß bei kleinen angeregten Bereichen ohne ausgeprägte eindimensionale Kühlung eine Dicke gefunden werden kann, bei der sich beide Anteile annähernd kompensieren. Bei großen angeregten Bereichen und entsprechend hohen Leistungen kann lediglich der defokussierende Anteil durch die Kontaktierung, durch die Dicke der Kristallscheibe und u. U. auch durch die Leistungsdichteverteilung der Pumpstrahlung begrenzt werden. Der asphärische Anteil der thermischen Linse führt durch den Beugungsverlust zu einer Erhöhung der resonatorinternen Verluste. Der Einfluß der resonatorinternen Verluste auf die Schwellpumpleistung und den optisch-optischen Wirkungsgrad wird bei den Parameterstudien im Rahmen der numerischen Modellierung in Kap. 3.3 untersucht.

2.6.2 Strahlqualität

Die Resonatorauslegung bestimmt, neben dem Einfluß auf den Wirkungsgrad, fundamental die Strahlqualität durch die transversale Ausdehnung des Grundmodes in der Kristallscheibe. Durch das Verhältnis aus dem Radius des Grundmodes w_0 im laseraktiven Medium und dem Radius des gepumpten Bereichs r_p ergibt sich näherungsweise die Beugungsmaßzahl M^2 , als Maß für die Strahlqualität, als

$$M^2 \approx \left(\frac{r_p}{w_0} \right)^2 \geq 1. \quad (2.25)$$

Je mehr sich der Radius der Grundmode dem des gepumpten Bereichs annähert, umso besser wird die Strahlqualität. Dies führt bei hohen Laserleistungen wegen der großen gepumpten Bereiche zu großen Modenradien. Die damit verbundenen Probleme werden im folgenden eingehend betrachtet. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Bezeichnung Grundmode bei einer Strahlqualität mit $M^2 \leq 1,3$ verwendet.

Der reale Resonator kann durch den in Abb. 2.8 dargestellten äquivalenten Resonator beschrieben werden [42]. Endspiegel und Auskoppelspiegel werden mit den Krümmungsradien r_1 und r_2 und den Abständen l_1 und l_2 zu einer dünnen thermischen Linse mit der Brennweite f_{th} erfaßt. Für den Fall, daß diese Spiegel experimentell durch mehrere Spiegel realisiert werden, können durch den ABCD-Formalismus äquivalente Spiegel berechnet werden, so daß dann die Krümmungsradien r_1 und r_2 denen der äquivalenten Spiegel und die Abstände l_1 und l_2 denen zur jeweiligen Hauptebene entsprechen. Die vereinfachte

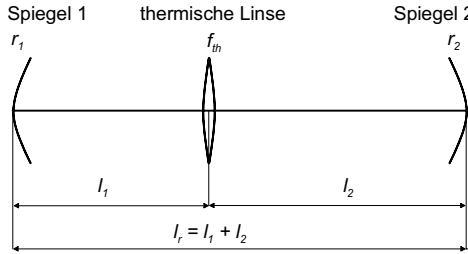


Abbildung 2.8: Äquivalenter Resonator mit dünner thermischer Linse.

Betrachtung der thermischen Linse als dünne Linse ist bei einem laseraktiven Medium mit geringer Dicke und geringer thermischer Linie zulässig. Bei einem längeren laseraktiven Medium bedeutet dies jedoch, daß sich die Abstände l_1 und l_2 auf die variable Lage der Hauptebenen der thermischen Linse beziehen und die geometrische Länge des Resonators nicht der optischen Länge entspricht.

Mit der effektiven Resonatorlänge l' [43]

$$l' = l_1 + l_2 - \frac{l_1 l_2}{f_{th}} \quad (2.26)$$

ergeben sich die g-Parameter als [43]

$$g_1 = 1 - \frac{l_2}{f_{th}} - \frac{l'}{r_1} \quad \text{und} \quad g_2 = 1 - \frac{l_1}{f_{th}} - \frac{l'}{r_2}. \quad (2.27)$$

Mit den zusätzlichen Parametern u_1 und u_2

$$u_1 = l_1 \left(1 - \frac{l_1}{r_1} \right) \quad \text{und} \quad u_2 = l_2 \left(1 - \frac{l_2}{r_2} \right) \quad (2.28)$$

können die Radien des Gaußschen Grundmodes w_1 und w_2 auf den Spiegeln 1 und 2, sowie der Radius w_3 auf der thermischen Linse angegeben werden [42] als

$$w_1^2 = \frac{\lambda \cdot |l'|}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)}} \quad (2.29)$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda \cdot |l'|}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)}} \quad (2.30)$$

$$w_3^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{4u_1 u_2 g_1 g_2 + (u_1 - u_2)^2}{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}. \quad (2.31)$$

Das Verhalten des Brennfleckradius auf der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Brennweite bzw. der Brechkraft der thermischen Linse ist für einen Parametersatz beispielhaft in Abb. 2.9 dargestellt. Der Resonator hat allgemein die erkennbaren zwei Bereiche, in denen die Stabilitätsbedingung $0 < g_1 g_2 < 1$ erfüllt ist. Diese fallen lediglich bei einem

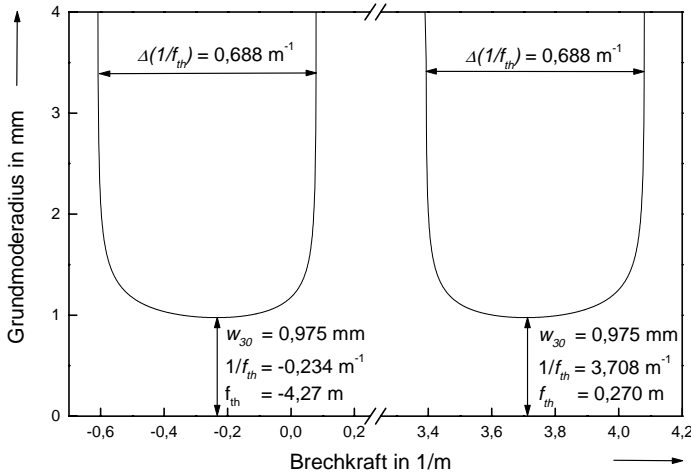


Abbildung 2.9: Berechneter Grundmoderadius auf der Kristallscheibe in Abhängigkeit von der Brechkraft $1/f_{th}$ der thermischen Linse für $l_1 = l_2 = 490$ mm, $r_1 = 1000$ mm, $r_2 = -250$ mm und $\lambda = 1030$ nm.

symmetrischen Resonator ($u_1 = u_2$) zusammen. An den Grenzen der Stabilitätsbereiche divergiert der Modenradius, während er sich in der Mitte des Stabilitätsbereichs nur geringfügig ändert. Ist die Änderung der thermischen Linse mit der Pumpleistung auf diesen Bereich beschränkt, so ist die Strahlqualität von der thermischen Linse und damit der Pumpleistung nahezu unabhängig und annähernd über den gesamten Betriebsbereich konstant.

Die Breite der Stabilitätsbereiche $\Delta(1/f_{th})$ ist abhängig vom minimalen Modenradius w_{30} auf der Linse, sie beträgt [42]

$$\Delta\left(\frac{1}{f_{th}}\right) = \frac{2\lambda}{\pi w_{30}^2}. \quad (2.32)$$

Dies zeigt die Problematik großer Grundmoderadien: Die Abnahme der Breite des Stabilitätsbereichs ist umgekehrt proportional zum Quadrat des zunehmenden Modenradius. Für das Beispiel in Abb. 2.9 mit einem großen Modenradius von $975 \mu\text{m}$ ist der Stabilitätsbereich $0,688 \text{ m}^{-1}$ groß, d. h. im linken Stabilitätsbereich für Brennweiten von $9,09$ m fokussierend bis $-1,45$ m defokussierend und im rechten Bereich für Brennweiten von 297 cm bis 247 cm fokussierend.

Für die Umsetzung eines Lasers hoher Leistung mit guter Strahlqualität fordert dies eine reduzierte thermische Linse und einen möglichst kleinen gepumpten Bereich.

2.7 Überblick über den Entwicklungsstand diodengepumpter Festkörperlaser

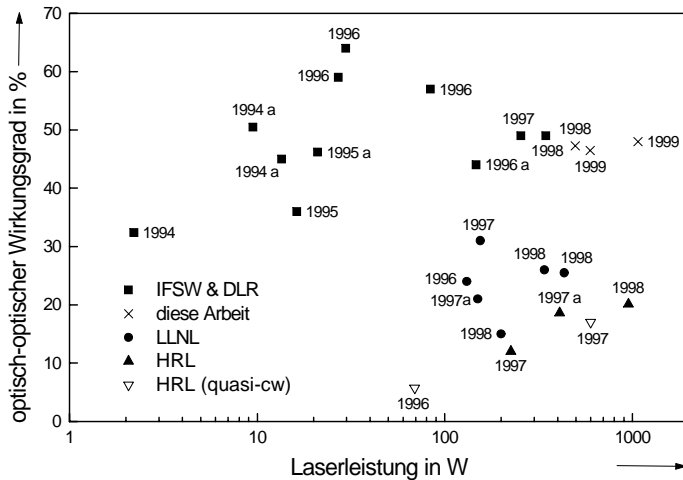
Mit Ausgangsleistungen im Bereich mehrere 10 kW bei guter, nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ermöglichen derzeit CO₂-Laser die beste Fokussierbarkeit bei höchsten Leistungen. Wegen ihrer 10-fach längeren Wellenlänge im Vergleich zum Festkörperlaser entspricht die Fokussierbarkeit der Gaslaser dabei der eines Festkörperlasers mit $M^2 = 10$. Festkörperlaser mit dieser Strahlqualität bei hohen Leistungen zu realisieren stellt ein anspruchsvolles weltweit verfolgtes Ziel dar. Die unterschiedlichen Möglichkeiten für die Realisierung diodengepumpter Festkörperlaser werden anhand der zeitlichen Entwicklung von Yb:YAG-Lasern aufgezeigt. Anschließend werden einige vielversprechende Umsetzungen mit anderen laseraktiven Materialien dargestellt.

2.7.1 Zeitliche Entwicklung von Yb:YAG-Lasern

Der erste Yb:YAG-Laser wurde 1971 von Reinberg u. a. betrieben [19]. Mit einer gepulsten Anregung durch Leuchtdioden konnten mit einem Stabläser bei einer Kristalltemperatur von 77 K Pulsspitzenleistungen von 0,7 W erreicht werden. Zur Beseitigung der bläulichen Färbung wurde bereits dieser Kristall getempert. Auch die Verkürzung der Fluoreszenzlebensdauer durch Verunreinigungen war bereits bekannt. Bei der niedrigen Temperatur ist Yb:YAG ein Vier-Niveau-System und die notwendige Pumpleistungsdichte reduziert, so daß der Laserbetrieb mit Leuchtdioden erreicht werden konnte. Der Betrieb bei höheren Temperaturen erfordert höhere Pumpleistungsdichten, welche mit Diodenlasern erreicht werden. Mit deren Verfügbarkeit als Pumpquelle wurde Yb:YAG als laseraktives Medium wieder aufgegriffen.

Fan zeigte 1990 die Vorteile eines diodengepumpten Yb:YAG-Lasers im Vergleich zu einem Nd:YAG-Laser auf und konnte am Lincoln Laboratory Laserbetrieb bei 210 K erreichen [44]. In seiner Arbeitsgruppe wurden 1991 dann 23 mW Ausgangsleistung bei Raumtemperatur für eine absorbierte Leistung von 345 mW demonstriert [25]. In dieser Veröffentlichung wird die Skalierbarkeit eines Yb:YAG-Lasers zu hohen Leistungen insbesondere bei einem geringen Volumen des laseraktiven Mediums dargestellt und das Potential durch hohe Dotierungen bis zu 100 % aufgezeigt: Sie bewirke bei dünnen Scheiben eine hohe Absorption, so daß ein Einsatz als aktiver Spiegel denkbar sei, der wegen der Reduktion der thermischen Linse und der spannungsinduzierten Doppelbrechung aufgrund des longitudinalen Wärmeflusses besonders attraktiv sei. Zusätzlich werde eine Erhöhung der Modenüberlappung durch die geringere Scheibendicke möglich. Damit zeigen diese Arbeiten bereits das Prinzip des Scheibenlasers auf, ohne jedoch die Möglichkeit der Mehrfachdurchgänge der Pumpstrahlung anzusprechen.

Die weitere zeitliche Entwicklung der Ausgangsleistung zeigt Abb. 2.10. Dabei ist der



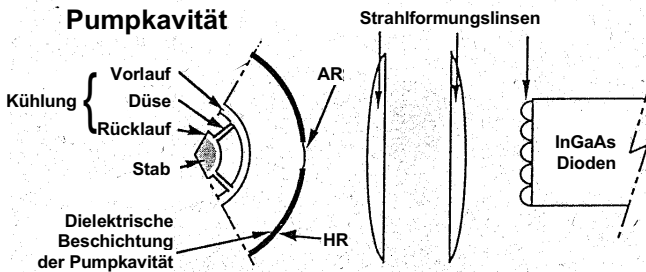


Abbildung 2.11: Prinzipieller Aufbau des seitengepumpten Yb:YAG-Stablasers der Hughes Research Laboratories [52], Querschnitt durch die Pumpkavität mit Stab, Kühlkanälen und Pupanordnung.

höheren Leistungen einen Durchmesser von 3 mm bei einer Länge von 30 mm. Bei der höchsten veröffentlichten Leistung betrug die Dotierung 1,5 %. Die Kühlung des Stabes erfolgt bei 18 °C durch Impingement-Kühlung, indem das Kühlmedium durch Düsen an den Stab gespritzt wird. Die Resonatorlänge von 8 cm erlaubte nur einen hohen Multi-modebetrieb. Ergebnisse mit verbesserter Strahlqualität wurden bisher nicht publiziert.

Dieses Konzept ermöglicht hohe Laserleistungen und einen hohen Transfergrad für die Diodenlaserstrahlung zum laseraktiven Medium. Die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpstrahlung sind gering. Diesem steht der insgesamt geringe optisch-optische Wirkungsgrad und die bislang schlechte Strahlqualität gegenüber.

Endgepumpstes Lasersystem von Lawrence Livermore National Laboratory

Der schematische Aufbau der Pupanordnung ist in Abb. 2.12 dargestellt [37]. Die Strahlung der Diodenlaserarrays wird nur durch zylindrische Mikrolinsen in der schnellen Achse geformt, d. h. in der Ebene, in der die Strahlung aufgrund der starken Beugung auch eine hohe Divergenz aufweist. Die Konzentration der Strahlung auf das Ende des Laserstabes erfolgt durch einen Konzentrator. Durch Reflexionen an dessen Wandung wird die Strahlung von der Fläche des Stacked Arrays mit 1,5 cm x 5,0 cm auf einen Durchmesser von 4 mm konzentriert. Der Transfergrad beträgt im Mittel 89 %. Wegen der mit höherem Diodenlaserstrom zunehmenden Divergenz der Strahlung nimmt der Transfergrad von 91 % bei geringer Pumpleistung auf 84 % bei maximaler Pumpleistung ab. Die Strahlung aus dem Konzentrator wird endgepumpt in den Laserstab eingekoppelt. Der Stab hat an beiden Seiten 5 mm lange, kegelförmige undotierte Endstücke, die mit dem dotierten Stab von 2 mm Durchmesser und 50 mm Länge durch Diffusionsbonden verbunden wurden. Sie reduzieren die Spannungen an seinen Endflächen. Mit einer Dotierung des Stabes von 0,5 % beträgt der Absorptionsgrad ca. 75 %. Der Stab wird über den Mantel mit einem Gemisch aus Methanol und D₂O bei einer Temperatur von 0 °C gekühlt.

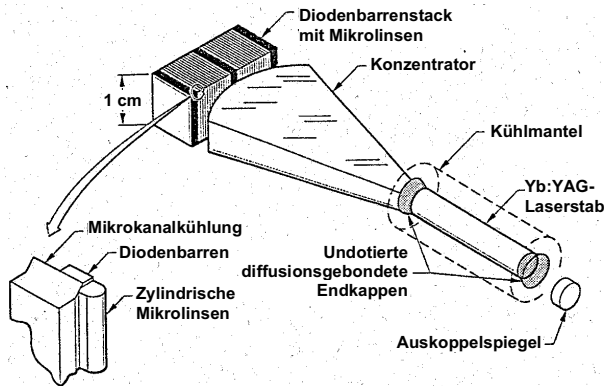


Abbildung 2.12: Prinzipieller Aufbau des endgepumpten Systems der Lawrence Livermore National Laboratory [37].

Die Angabe der maximal erreichten Laserleistung von 434 W erfolgte ohne Kennzeichnung der Strahlqualität. Bei einer Leistung von 340 W konnte $M^2 = 21$ mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 26 % erreicht werden. Eine Verbesserung der Strahlqualität zu $M^2 = 4$ führte zu einer Abnahme der Leistung auf 200 W, entsprechend einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 15 %.

Dieses Design eines endgepumpten Stabes schränkt die Auslegungsmöglichkeiten des Resonators ein, da die gepumpte Stirnseite des Stabes gleichzeitig den Endspiegel des Resonators darstellen muß. Der gepumpte Stab kann damit nur am Ende des Resonators eingesetzt werden, so daß eine Leistungsskalierung über die Anzahl der Stäbe im Oszillator oder eine Kompensation der Doppelbrechung zwischen zwei Stäben unmöglich ist. Um die Auslegungsmöglichkeiten des Resonators zu erweitern wurde daher ein hohler Konzentrator verwendet [56]. Statt der Führung durch Totalreflexion muß eine Beschichtung verwendet werden, die zu einem auf 62 % reduzierten Transfergrad führte. Bei einer Pumpleistung von 1865 W betrug die maximale Laserleistung 200 W im Multimode. Die Verbesserung der Strahlqualität auf $M^2 = 3,2$ führte zu einer reduzierten Leistung von 158 W. Bei zusätzlicher linearer Polarisierung wurde eine Leistung von 112 W erreicht.

Scheibenlaser

Das Prinzip des Scheibenlasers wurde bereits anhand von Abb. 2.3 vorgestellt. Bei den in Abb. 2.10 aufgeführten Ergebnissen wurden oberhalb von 10 W Laserleistung acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Kristallscheibe verwendet. Alle Ergebnisse zur Skalierung der Laserleistung wurden bei Temperaturen des Kühlmediums zur Kristallkühlung zwischen -50 °C und -70 °C erreicht, so daß die reduzierte thermische Besetzung des unteren Laserniveaus zur Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades beitrug.

Die Skalierung der Laserleistung von niedrigsten bis höchsten Leistungen erfolgt über die Größe des angeregten Bereichs bei konstanter Pumpleistungsdichte; bei Verwendung einer Scheibe wurde dazu der Pumpfleckdurchmesser vergrößert und bei konstantem Pumpfleckdurchmesser die Anzahl der Kristallscheiben im Resonator erhöht. Für eine konstante Pumpleistungsdichte mußte die Pumpleistung entsprechend erhöht werden. Zur Untersuchung der Skalierung über die Scheibenanzahl wurde von 100 W Laserleistung bei einer Kristallscheibe ausgegangen. Die Integration von zwei Kristallscheiben in den Resonator führte zur doppelten Leistung von 200 W, wobei sich auch die Schwellpumpleistung bei konstantem differentiellen Wirkungsgrad verdoppelte [8]. Die Skalierung über den Pumpfleckdurchmesser erfolgte durch eine Vergrößerung des Faserbündels, indem zusätzliche fasergekoppelte Diodenlaser eingesetzt wurden. Dies führte in der Vorphase dieser Arbeit zu einer Laserleistung von 346 W, Abb. 2.13a. Die Schwellpumpleistung nimmt

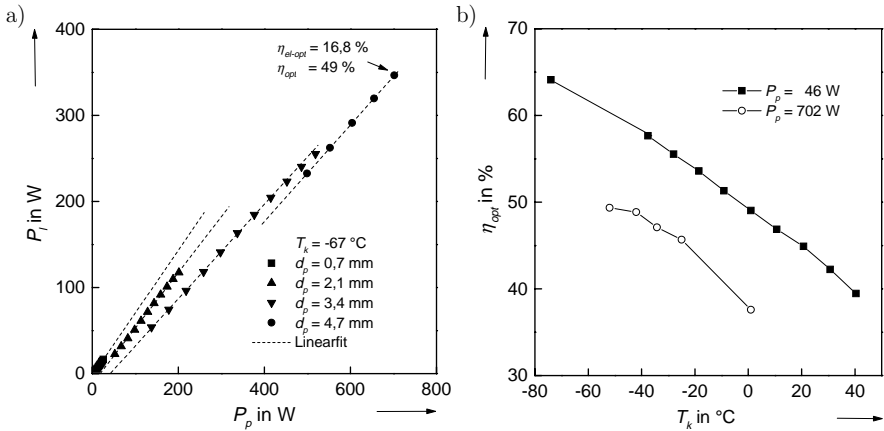


Abbildung 2.13: a) Skalierung der Laserleistung P_l über den Pumpfleckdurchmesser d_p in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_p , b) optisch-optischer Wirkungsgrad η_{opt} in Abhängigkeit von der Temperatur T_k des Kühlmediums zur Kristallkühlung für geringe und hohe Pumpleistung.

proportional zur gepumpten Fläche zu. Da der Einfluß der dreidimensionalen Kühlung bei der Vergrößerung der gepumpten Fläche abnimmt, nimmt die Temperatur des Kristalls zu und der Absorptionsgrad ab, so daß auch der differentielle Wirkungsgrad und der optisch-optische Wirkungsgrad bei der Hochskalierung der Laserleistung abnimmt. Die gemessene Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades für niedrige und hohe Pumpleistung von der Temperatur der Kühlmediums ist in Abb. 2.13b dargestellt. Die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsgrades ist in diesem Temperaturbereich annähernd linear und beträgt $d\eta_{\text{opt}}/dT_k \approx -0,2\%/^\circ\text{C}$.

Mit dem Konzept des Scheibenlasers können hohe Laserleistungen mit hohem optisch-optischem Wirkungsgrad auch mit guter Strahlqualität erzielt werden. Wegen der relativ

geringen thermischen Linse sind Auslegungen des Resonators möglich, bei denen, ohne deutliche Einbußen beim optisch-optischen Wirkungsgrad, auch eine sehr gute Strahlqualität erreicht werden kann. So wurde bei einer Pumpleistung von 247 W eine maximale Laserleistung von 110 W mit $M^2 = 8,4$ erreicht. Mit einem geänderten Resonator wurde eine Laserleistung von 97 W mit $M^2 = 1,22$ erreicht, wobei der optisch-optische Wirkungsgrad von 45,5 % auf 39,3 % abnahm [9].

Dem Vorteil des Scheibenlasers mit der gleichzeitigen Umsetzung von hoher Laserleistung, hohem optisch-optischen Wirkungsgrad und guter Strahlqualität steht in den dargestellten bisherigen Veröffentlichungen nachteilig die dafür notwendige tiefe Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung und die eingesetzte kostenintensive Faserkopplung der Diodenlaser gegenüber. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher die Umsetzung des Scheibenlasers bei Raumtemperaturbetrieb ohne Faserkopplung einzelner Diodenlaserbarren verfolgt.

2.7.2 Lasersysteme mit anderen laseraktiven Medien

Zu Stab- und Slabgeometrien finden sich in der Literatur zahlreiche, sowohl end- als auch seitengepumpte Umsetzungen, die zumeist auf Nd:YAG basieren, und einige alternative Umsetzungen mit einer Scheibengeometrie bzw. einem aktiven Spiegel.

Stabsysteme

Die für die Materialbearbeitung eingesetzten Festkörperlaser sind typischerweise lampengepumpte Nd:YAG-Stablaser mit Leistungen bis in den Multi-kW-Bereich bei einem relativ geringen optisch-optischen Wirkungsgrad und auch geringer Strahlqualität.

Der Ersatz der Lampen durch Diodenlaser führt zwar nur zu einer geringen Verbesserung der Strahlqualität aber bereits zu einem deutlich höheren optisch-optischen Wirkungsgrad des Lasers und einer längeren Lebensdauer der Pumpquelle. So wurden bei einem Nd:YAG-Stab (Durchmesser 1/4", Länge 7", Dotierung 0,65 %) mit einer einseitigen Anregung durch Stacked Arrays eine Leistung von 1,2 kW mit $\eta_{opt} = 33$ % im hohen Multimode erreicht [57]. Mit einer geänderten Resonatorgeometrie wurde bei reduzierter Pumpleistung eine Laserleistung von ca. 800 W mit $M^2 = 63$ und einem Wirkungsgrad von lediglich 27 % erreicht.

Vom Fraunhofer-Institut für Lasertechnik wird mit der symmetrischen Anordnung von zehn Pumpmodulen mit jeweils 13 Diodenlaserbarren um einen Nd:YAG-Laserstab eine Pumpleistung von 3,5 kW erreicht [58]. Die Pumpstrahlung wird dabei in eine diffuse reflektierende Pumpkammer eingekoppelt, so daß eine gute Homogenisierung der absorbierten Pumpleistung über den Laserstab erreicht wird. Die maximale Laserleistung betrug

1150 W, entsprechend $\eta_{opt} = 33 \%$ mit $M^2 = 59$. Bei einer Laserleistung von 800 W war die Strahlqualität mit $M^2 = 37$ besser.

Eine weitere Möglichkeit der Beeinflussung des Verstärkungsprofils im laseraktiven Medium ergibt die Verwendung von fasergekoppelten Diodenlasern, mit denen die Pumpleistung dem Stab sternförmig (5-er Symmetrie) zugeführt wird [59]. Durch den Abstand zwischen Faserenden und Laserstab wird über das Absorptionsprofil das Verstärkungsprofil und damit die thermische Linse beeinflusst. Vom Laserzentrum Hannover wurde 1997 über eine Ausgangsleistung von 750 W mit $\eta_{opt} = 40 \%$ und 13 % elektrisch-optischem Wirkungsgrad berichtet, die mit einem Nd:YAG-Stab mit 6 mm Durchmesser und 0,5 % Dotierung im hohen Multimode erreicht wurde. Durch einen geänderten Resonator wurden 450 W mit $M^2 = 23$ und $\eta_{opt} = 27 \%$, sowie 300 W mit $M^2 = 10$ und $\eta_{opt} = 28 \%$ erreicht. Bei einem dünneren Stab mit 4 mm Durchmesser wurden 80 W im Grundmode mit einem weiter reduzierten optisch-optischen Wirkungsgrad von 20 % erreicht.

Von Mitsubishi Electric Corporation wurde 1997 über einen Nd:YAG-Stablaser berichtet [60, 61], der aus zwei Laserstäben mit je 4 mm Durchmesser und 70 mm Länge, die jeweils über die Mantelseite aus vier, symmetrisch um den Stab verteilten Richtungen mit Diodenlasern angeregt werden, und einem sich dazwischen befindenden Quarzrotator besteht. Es wurde eine Laserleistung von 147 W mit $M^2 = 45$ und $\eta_{opt} = 38 \%$ bzw. 107 W mit $M^2 = 5,9$ und $\eta_{opt} = 30 \%$ erreicht. Die Änderung des Resonators führte zu einer Laserleistung von 80 W mit $M^2 = 1,1$ und $\eta_{opt} = 21 \%$ [62]. Durch eine Steigerung der Pumpleistung konnten 1998 bei Laserstäben mit 3 mm Durchmesser mittlere Ausgangsleistungen im quasi-cw-Betrieb von 352 W im hohen Multimode mit $\eta_{opt} = 32 \%$ und $\eta_{el} = 12,6 \%$ erreicht werden [63]. Mit $M^2 < 1,1$ wurden im quasi-cw-Betrieb 208 W Laserleistung mit $\eta_{opt} = 18,6 \%$ und $\eta_{el} = 7,6 \%$ erreicht.

Mit einem endgepumpten Stablaser wurden 1991 von Tidwell u. a. 15 W realisiert [64]. Die 1992 vorgestellte Ausbaustufe ist in Abb. 2.14 dargestellt [65]. Die Strahlung von

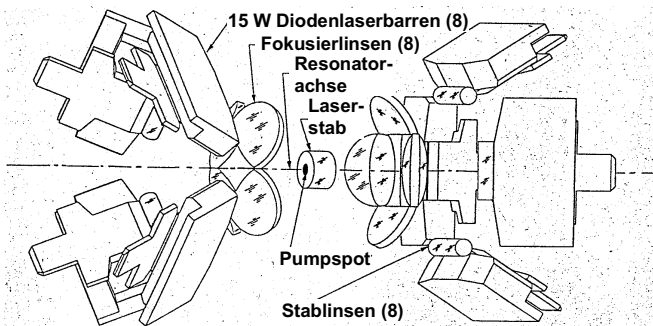


Abbildung 2.14: Prinzipieller Aufbau des beidseitig quasi-endgepumpten Nd:YAG-Stablaseres aus [65].

Diodenlaserbarren wird quasi-endgepumpt aus vier Richtungen auf die Stabendfläche abgebildet. Die Anordnungen beider Seiten sind um 45° zueinander verdreht. Mit diesem Aufbau wurde 1993 eine Laserleistung von 92 W mit $\eta_{opt} = 44\%$ im Multimodebetrieb und eine Laserleistung von 60 W mit $M^2 = 1,3$ und $\eta_{opt} = 26\%$ erreicht [66]. Der Transfergrad der Strahlung vom Diodenlaser in das laseraktive Medium betrug 80 %.

Slabsysteme

Mit einem diodengepumpten Nd:YAG-Slablaser wurde 1993 eine Laserleistung von 10,5 W mit $\eta_{opt} = 22\%$ im Multimode sowie eine Laserleistung von 5,2 W im Grundmode mit $\eta_{opt} = 11\%$ erreicht [67]. Dabei wurde der Slab von der Ober- und Unterseite gekühlt. Mit einer Kühlung über die gepumpten Seiten wurde eine Laserleistung von 9,2 W im Multimode mit $\eta_{opt} = 19\%$ und, wegen der homogeneren Temperaturverteilung im Kristall, eine Laserleistung von 6,1 W im Grundmode mit $\eta_{opt} = 13\%$ erreicht.

Über einen diodengepumpten Slablaser im Laborbetrieb mit dieser Kühlgeometrie wurde 1998 von der Firma Fanuc berichtet [68]. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2.15 dargestellt. Die Anregung des Nd:YAG-Slabs mit $6 \times 25 \times 296 \text{ mm}^3$ erfolgt von einer

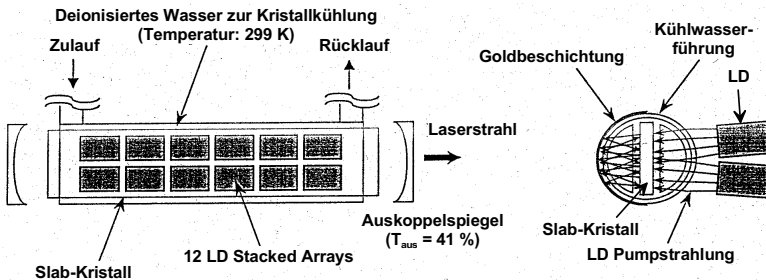


Abbildung 2.15: Prinzipieller Aufbau des Nd:YAG-Slablaser der Firma Fanuc [68].

Seite mit zwei Reihen von Stacked Arrays. Die nicht absorbierte Pumpstrahlung wird an der von außen verspiegelten Kühlwasserrführung auf den Slab zurück reflektiert. Die Kühlung erfolgt über die gepumpten Flächen. Im quasi-cw-Betrieb mit einer Frequenz von 625 Hz und $400 \mu\text{s}$ Pulslänge wurden im Multimodebetrieb 1109 W mit $\eta_{opt} = 40,6\%$ und $\eta_{el} = 15,3\%$ erreicht. Dieser optisch-optische Wirkungsgrad wird als höchster weltweit erreichten Wert für Laser mit Ausgangsleistungen über 100 W bei Raumtemperatur bezeichnet. Ergebnisse mit verbesserter Strahlqualität liegen bisher nicht vor.

An der Heriot Watt University in Edinburgh wurde mit einem dünnen Nd:Glas-Slab der Aufbau nach Abb. 2.16 realisiert. Die Anregung erfolgt durch einen gestreiften Spiegel, der gleichzeitig als Resonatorspiegel für einen zick-zack-förmigen Verlauf der Laserstrahlung durch den Slabkristall sorgt [69, 70]. 1995 konnte eine Laserleistung von 1,35 W mit

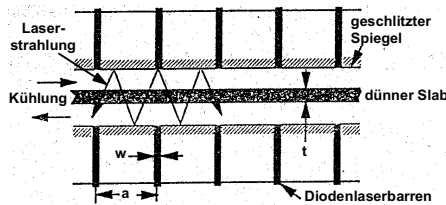


Abbildung 2.16: Prinzipieller Aufbau des über die Fläche skalierbaren dünnen Slab-lasers [69, 70].

15 % optisch-optischen Wirkungsgrad erreicht werden, wobei die Strahlqualität in lateraler Richtung im höheren Multimode und in transversaler Richtung nahe Grundmode war [69]. 1998 wurde bei einem 0,75 mm dicken Slab eine Laserleistung von 13 W mit 22 % optisch-optischen Wirkungsgrad im Multimode erreicht. Die Ausgangsleistung ist bei diesem Konzept, wie bei dem Scheibenlaser, über die Fläche skalierbar. Eine Verbesserung der Strahlqualität wird durch Hybridresonatoren, bei denen der Resonator in der lateralen Richtung instabil und in der transversalen Richtung stabil ist, von den Autoren als möglich erachtet. Veröffentlichungen liegen dazu bisher nicht vor.

Die Geometrie eines dünnen Slabs, jedoch ohne zick-zack-förmigen Strahlverlauf, wurde von Du u. a. 1997 aufgegriffen [71]. Der Slab kann von beiden Seiten endgepumpt werden. Mit einem Pumpfleck von 0,4 x 6 mm bzw. 0,9 x 6 mm Größe ist die Strahlqualität bei einem stabilen Resonator asymmetrisch. Bei einseitiger Anregung wurde eine Laserleistung von 21 W mit $\eta_{opt} = 44\%$ unpolarisiert und eine Laserleistung von 16,8 W mit $\eta_{opt} = 35\%$ polarisiert ($> 100 : 1$) erreicht. Mit beidseitiger Anregung wurde eine Laserleistung von 40 W mit $\eta_{opt} = 37\%$ und $M_x^2 = 1,75$ und $M_y^2 > 200$ und eine Laserleistung von 36 W mit $\eta_{opt} = 33\%$ und $M_x^2 = 1,75$ und $M_y^2 = 41$ realisiert. Durch Strahlumformung konnte in beiden Achsen mit $M_x^2 = 9$ und $M_y^2 = 8,2$ eine annähernd gleiche Fokussierbarkeit erzielt werden. Durch den Einsatz eines Hybridresonators konnte 1998 eine Laserleistung von 31 W mit $M_x^2 = 1,7$ in der stabilen Ebene und $M_y^2 = 1,3$ in der instabilen Ebene mit einem auf die absorbierte Leistung bezogenen optisch-optischen Wirkungsgrad von 52 % erreicht werden [72]. Die Skalierbarkeit dieses Systems erfolgt primär über die Breite des linienförmigen Pumpflecks, da die Skalierung der Laserleistung senkrecht dazu durch die erreichbare Strahlqualität und in der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls durch die Strahlqualität der Pumpdiodenlaser begrenzt ist.

Lasersysteme mit scheibenförmigem laseraktiven Medium

Die Vorzüge eines aktiven Spiegels als Folge der Reduktion der Dicke des laseraktiven Mediums wurde von Fan 1992 dargestellt [36]. Er zeigte für einen zweifachen Durchgang der Pumpstrahlung durch das laseraktive Medium auf, daß ein Yb:YAG-Laser wenigstens so effizient sein kann wie ein Nd:YAG-Laser.

Die Möglichkeit der Steigerung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge wurde von Ueda und Uehara ebenfalls 1992 beschrieben [13]. Ihr quasi-endgepumpter Aufbau ist in Abb. 2.17a dargestellt. Mit einer 100 μm dicken Nd:YVO₄-Scheibe wurde eine Laserlei-

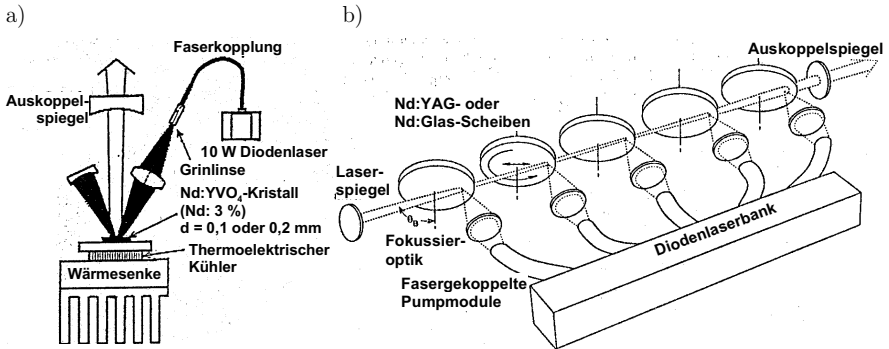


Abbildung 2.17: Prinzipieller Aufbau: a) Scheibenlaser mit vier Durchgängen der Pumpstrahlung durch die Kristallscheibe [13], b) Laser mit mehreren rotierenden Scheiben als laseraktives Medium [73].

stung von 120 mW im Einfrequenzbetrieb erreicht. Sie sehen die Vorzüge des Prinzips insbesondere in hohen Laserleistungen in dieser Betriebsart.

1993 wurde über den Betrieb eines endgepumpten Tm:Ho:YAG-Lasers mit zwei Absorptionsdurchgängen berichtet [74]. Mit diesem Quasi-Drei-Niveau-System wurde bei Raumtemperatur eine Ausgangsleistung von 250 mW mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 54 % erreicht.

Der Betrieb eines endgepumpten Nd:YAG-Lasers mit zwei Absorptionsdurchgängen bei einer Kristalldicke von 2 mm und 1,4 % Dotierung wurde 1997 beschrieben [75]. Mit der Integration als Umlenkspiegel in einem Resonator wurde eine Laserleistung von 2,4 W mit $M^2 < 1,9$ und $\eta_{\text{opt}} = 27 \%$ erreicht.

Mit einer endgepumpten 1 mm dicken Nd:YVO₄-Scheibe wurde 1997 bei nur einem Absorptionsdurchgang eine Laserleistung von 2 W mit $M^2 = 1,08$ und $\eta_{\text{opt}} = 49 \%$ erreicht [76].

Neben diesen Umsetzungen als aktiver Spiegel wurden auch frühzeitig Überlegungen zum Einsatz dünner laseraktiver Medium im Resonator in Transmission durchgeführt. So wurden 1989 Überlegungen veröffentlicht [77], worin die Verluste durch Depolarisation und Dejustage von mehreren im Resonator verkippt angeordneten Kristallscheiben diskutiert wurden. 1990 wurde dann der in Abb. 2.17b dargestellte Aufbau vorgeschlagen [73]. Die Kristallscheiben werden zusätzlich rotiert, so daß die thermische Belastung über die gesamte gasgekühlte Scheibe verteilt werde. Berechnungen für Ausgangsleistungen im kW-Bereich werden sowohl für Nd:YAG als auch Nd:Glas vorgestellt.

Eine vergleichende Darstellung für die Auslegung eines Lasers im 100 kW-Bereich wurde 1997 veröffentlicht [78]. Für einen Oszillator wird mit drei Nd:YAG-Slabkristallen eine Leistung von 1 kW nahe Grundmode mit $\eta_{opt} = 10 \%$ vorhergesagt. Durch drei quasi-endgepumpte Yb:YAG-Scheiben werde diese Leistung im Grundmode bei 250 K mit $\eta_{opt} = 33 \%$ erreicht. Mit dem Konzept der bewegten Scheiben sei schließlich mit 16 Nd:Glas-Scheiben eine Leistung von 40 kW möglich. Eine Umsetzung mit einem Stabkonzept sei nicht möglich. Durch Verstärker mit gleichem Konzept könnten die Leistungen weiter gesteigert werden, so daß die Leistungsgrenzen eines Stablasers bei 20 bis 35 kW, eines Scheibenlasers bei 60 bis 100 kW und eines bewegten Scheibenlasers bei 250 bis 400 kW lägen.

2.8 Zusammenfassung

Für die Umsetzung eines "idealen" Lasers mit kurzer Wellenlänge, hoher Laserleistung, guter Strahlqualität und hohem Wirkungsgrad zeigt sich das Prinzip des Scheibenlasers als besonders geeignet. Es basiert auf einer dünnen Scheibe, welche von der Vorderseite quasi-endgepumpt angeregt und von der Rückseite gekühlt wird. Die Pumpstrahlung durchläuft dabei mehrfach die Kristallscheibe, um die Absorption zu erhöhen. Gleichzeitig kann dabei auch die Kristalldicke reduziert werden, so daß ein kleines Volumen des laseraktiven Mediums resultiert. Dieses führt zu einer verbesserten Kühlung, da bei gleicher gekühlter Fläche das zu kühlende Volumen abnimmt. Die Geometrie der Scheibe bewirkt durch die verbesserte Kühlungsmöglichkeit und die Reduktion der thermischen Linse eine Verbesserung der Strahlqualität. Zur Steigerung des Wirkungsgrades und der Realisierung geringer thermischer Linsen sind Quasi-Drei-Niveau-Systeme besonders geeignet, insbesondere gilt dies für Yb:YAG wegen seiner spektroskopischen und thermomechanischen Eigenschaften. Zur Reduktion der thermischen Belastung des laseraktiven Mediums und der Umsetzung hoher Pumpleistungsdichten, welche erst den Betrieb mit Yb:YAG bei Raumtemperatur ermöglichen, werden Diodenlaser als Pumpquelle verwendet. Sie stellen eine langlebige und in der Leistung skalierbare Pumpquelle dar. Die quasi-endgepumpte Anregung erfolgt durch eine wiederholt abbildende Pumpanordnung und ermöglicht durch die Umsetzung vieler Pumpstrahlungsdurchgänge durch das laseraktive Medium einen hohen Absorptionsgrad sowie durch einen hohen Überlappingsgrad von Pump- und Resonatormode einen hohen Wirkungsgrad. Diese vorhergesagten Eigenschaften des Scheibenlasers wurden in den bisher veröffentlichten Experimenten nur bei Temperaturen des Kühlmediums zur Kristallkühlung deutlich unter 0 °C bestätigt.

3 Theoretische Auslegung

Zur konstruktiven Auslegung eines Scheibenlasers im hohen Leistungsbereich ist eine Berechnung der Laserleistung und des optisch-optischen Wirkungsgrades bei Variation der Auslegungsparameter notwendig. Dazu werden die Ratengleichungen für Drei-Niveau-, Quasi-Drei- und Vier-Niveau-Systeme vergleichend diskutiert. Eine analytische Lösung der Ratengleichungen ist nur bei konstanter Kristalltemperatur und homogener Pumpstrahlungsverteilung möglich, führt jedoch zu einer qualitativen Auslegung. Die quantitative Auslegung erfolgt durch die numerische Berechnung der Laserleistung eines Scheibenlasers mit einem von Contag entwickelten Computerprogramm [33, 79, 80].

3.1 Ratengleichungen

Um die Unterschiede zwischen Drei-Niveau-, Vier-Niveau- und Quasi-Drei-Niveau-Systemen aufzuzeigen, werden die Ratengleichungen für die einzelnen Systeme betrachtet [81]. In Abb. 3.1 sind die Diagramme der verschiedenen Energieniveaus mit ihren Übergangsraten dargestellt. Das Drei-Niveau-System besitzt mit dem Grundzustand, der mit dem unteren Laserniveau zusammenfällt, dem Pumpniveau und dem oberen Laserniveau insgesamt drei Niveaus. Bei einer idealisierten Betrachtung wird keine weitere Aufspaltung

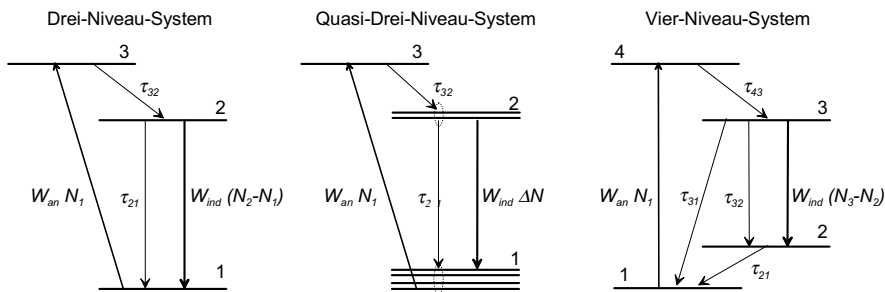


Abbildung 3.1: Diagramme der Energieniveaus mit ihren Übergangsraten für Drei-, Quasi-Drei- und Vier-Niveau-Systeme, nach [81].

dieser Niveaus mit einer entsprechenden thermischen Besetzung berücksichtigt. Bei einem Vier-Niveau-System sind das Grundniveau und das untere Laserniveau zwei getrennte Niveaus. Ein Quasi-Drei-Niveau-System stellt ein Vier-Niveau-System dar, bei dem zwischen dem unteren Laserniveau und den Grundzustand nur eine geringe Energiedifferenz besteht, so daß das untere Laserniveau auch bei Raumtemperatur thermisch besetzt ist. Damit muß bei der Betrachtung eines Quasi-Drei-Niveau-Systems die Aufspaltung des unteren und auch des oberen Laserniveaus mit entsprechender thermischer Besetzung berücksichtigt werden.

3.1.1 Ratengleichung zur Inversion

Die zeitliche Änderung der Inversion, welche zur Lasertätigkeit notwendig ist, beschreibt eine Ratengleichung. In ihr werden alle, zu einer Änderung der Differenz der Besetzungsdichte zwischen dem oberen und dem unteren Laserniveau beitragenden Raten, entsprechend Abb. 3.1, berücksichtigt. Diese sind die Anregung infolge der Absorption der Pumpstrahlung, die spontane Emission und die induzierte Emission unter Berücksichtigung einer Reabsorption auf der Laserwellenlänge. Im folgenden wird von einer räumlich gleichmäßigen Anregung und Emission ausgegangen.

Drei-Niveau-System

Mit der Annahme einer deutlich kürzeren Relaxationslebensdauer τ_{32} des oberen Pumpniveaus in das obere Laserniveau verglichen zur Fluoreszenzlebensdauer τ_{21} ist das obere Pumpniveau immer unbesetzt, $N_3 = 0$. Damit ist die Dichte laseraktiver Ionen N_{dot} und die Besetzungsinversion ΔN

$$N_{dot} = N_1 + N_2 \quad \text{und} \quad \Delta N = N_2 - N_1. \quad (3.1)$$

Da nur das obere und das untere Laserniveau besetzt sind, führt jede Änderung in der Besetzung eines dieser beiden Niveaus zu einer gleich großen Änderung des anderen Niveaus und damit der doppelten Änderung der Besetzungsinversion. In der Ratengleichung muß daher ein Faktor zwei bei jeder Änderung berücksichtigt werden. Mit der Rate W_{an} für eine Anregung ist der Ratenbeitrag durch die Anregung $W_{an}N_1$ mit der Dichte N_1 laseraktiver Ionen im Niveau 1. Die Rate W_{ind} für den Übergang vom oberen ins untere Laserniveau aufgrund von induzierter Emission oder in umgekehrter Richtung durch Reabsorption ist durch die resonatorinterne Leistungsdichte bestimmt, so daß ein mehrfaches Durchlaufen (Faktor M_r) des laseraktiven Mediums bei einem Resonatorumlauf den Ratenbeitrag erhöht. Dieser ist für den Übergang vom oberen ins untere Laserniveau $M_r W_{an}(N_2 - N_1)$. Mit der Fluoreszenzlebensdauer τ_{21} ist der Ratenbeitrag für den Verlust durch spontane Emission N_2/τ_{21} . Damit ist die Ratengleichung für die zeitliche Änderung der Besetzungsinversion

$$\begin{aligned}
\frac{d(\Delta N)}{dt} &= 2 \cdot \left[\begin{array}{ccc} W_{an}N_1 & -\frac{N_2}{\tau_{21}} & -M_r W_{ind}(N_2 - N_1) \end{array} \right] \\
&= \underbrace{2W_{an}N_1}_{\text{Anregung}} + \underbrace{-\frac{N_{dot} + \Delta N}{\tau_{21}}}_{\text{spontane Emission}} + \underbrace{-2M_r W_{ind}\Delta N}_{\text{induzierte Emission und Reabsorption}} \quad (3.2)
\end{aligned}$$

Vier-Niveau-System

Bei der Betrachtung des Vier-Niveau-Systems wird wiederum von einer kurzen Relaxationszeiten des Pumpniveaus ($\tau_{43} \rightarrow 0$) und auch des unteren Laserniveaus ($\tau_{21} \rightarrow 0$) ausgegangen, so daß diese Niveaus unbesetzt bleiben ($N_4 = 0$, $N_2 = 0$). Besetzt werden damit nur das obere Laserniveau und das Grundniveau. Die Dichte laseraktiver Ionen N_{dot} und die Besetzungsinversion ΔN ist

$$N_{dot} = N_1 + N_3 \quad \text{und} \quad \Delta N = N_3 - N_2 = N_3. \quad (3.3)$$

Da eine Änderung der Besetzung des oberen Laserniveaus, im Gegensatz zum Drei-Niveau-System, zu keiner Besetzungsänderung des unteren Laserniveaus führt, muß bei der Ratengleichung kein zusätzlicher Faktor berücksichtigt werden. Die Ratengleichung ist

$$\begin{aligned}
\frac{d(\Delta N)}{dt} &= \begin{array}{ccc} W_{an}N_1 & -\frac{N_3}{\tau_{31}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} & -M_r W_{ind}N_3 \end{array} \\
&= \underbrace{W_{an}N_1}_{\text{Anregung}} + \underbrace{-\frac{\Delta N}{\tau_3}}_{\text{spontane Emission}} + \underbrace{-M_r W_{ind}\Delta N}_{\text{induzierte Emission und Reabsorption}} \quad (3.4)
\end{aligned}$$

Die Fluoreszenzlebensdauer τ_3 des oberen Laserniveaus bezeichnet die Lebensdauer für den Übergang in ein beliebiges anderes Niveau.

Quasi-Drei-Niveau-System

Die notwendige Berücksichtigung der thermischen Besetzung bei einem Quasi-Drei-Niveau-System der einzelnen Niveaus im unteren und oberen Multiplett erfolgt durch die Faktoren $f_{m,i}$ aus Gl. 2.17. Sie werden für das obere Laserniveau mit f_o und das untere Laserniveau mit f_u bezeichnet. Da erneut eine kurze Relaxationslebensdauer des Pumpniveaus angenommen wird ($\tau_3 \rightarrow 0$), ist dieses wiederum unbesetzt ($N_3 = 0$), und die Dichte laseraktiver Ionen N_{dot} und die Besetzungsinversion ΔN ist

$$N_{dot} = N_1 + N_2 \quad \text{und} \quad \Delta N = f_o N_2 - f_u N_1. \quad (3.5)$$

Wie beim Drei-Niveau-System ist auch beim Quasi-Drei-Niveau-System mit jeder Änderung der Besetzung eines Laserniveaus auch eine Änderung der Besetzung des anderen Laserniveaus verbunden, so daß ein zusätzlicher Faktor bei der Änderung der Inversion in der Ratengleichung berücksichtigt werden muß. Da erneut nur die Niveaus 1 und 2 besetzt werden, führt jede Änderung des Niveaus 2 zu einer entsprechenden Änderung des Niveaus 1. Aufgrund der thermischen Besetzung des oberen Laserniveaus ändert sich deren Besetzung nur um den prozentualen Anteil f_o . Entsprechend ändert sich die Besetzung des unteren Laserniveaus auch nur um den Anteil f_u , so daß sich die Inversion ΔN um $f_o + f_u$ ändert. Aus dem Faktor zwei bei der Betrachtung des Drei-Niveau-Systems wird bei einem Quasi-Drei-Niveau-System der Faktor $f_o + f_u$. Damit ist die erste Ratengleichung

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta N)}{dt} &= (f_o + f_u) \left[W_{an} N_1 - \frac{N_2}{\tau_{21}} - M_r W_{ind} \Delta N \right] \\ &= \underbrace{(f_o + f_u) W_{an} N_1}_{\text{Anregung}} - \underbrace{\frac{f_u N_{dot} + \Delta N}{\tau_{21}}}_{\text{spontane Emission}} - \underbrace{(f_o + f_u) M_r W_{ind} \Delta N}_{\text{induzierte Emission und Reabsorption}} \quad (3.6) \end{aligned}$$

Verallgemeinerte Darstellung

Die unterschiedliche Ratengleichung des Drei-Niveau-, des Vier-Niveau- und des Quasi-Drei-Niveau-Systems läßt sich zusammenführen, so daß deren Analogie deutlich wird. Dazu werden die systemabhängigen Variablen α_i und β_i eingeführt:

$$\begin{array}{lll} \text{Drei-Niveau-System:} & \alpha_3 = 2 & \beta_3 = 1 \\ \text{Quasi-Drei-Niveau-System:} & \alpha_{Q3} = f_u + f_o & \beta_{Q3} = f_u \\ \text{Vier-Niveau-System:} & \alpha_4 = 1 & \beta_4 = 0 \end{array} \quad (3.7)$$

Die Temperaturabhängigkeit von α_{Q3} und β_{Q3} aufgrund der thermischen Besetzung für das Quasi-Drei-Niveau-System ist in Abb. 3.2 am Beispiel von Yb:YAG dargestellt. Bei tiefen Temperaturen sind die Parameter des Quasi-Drei-Niveau-Systems die des Vier-Niveau-Systems und entfernen sich mit höherer Temperatur zunehmend vom Vier-Niveau-System. Ein Übergang in das Drei-Niveau-System erfolgt jedoch nicht, da das obere Multiplett aufgespalten und damit bei keiner Temperatur nur das Laserniveau besetzt ist. Durch die Aufspaltung des unteren Multipletts ist auch bei keiner Temperatur das untere Laserniveau vollständig besetzt. Daher wird das Quasi-Drei-Niveau-System in der Literatur auch häufig als Quasi-Vier-Niveau-System bezeichnet, da es einem Vier-Niveau-System ähnlich ist und in dieses bei tiefen Temperaturen übergeht.

Zur verallgemeinerten Darstellung wird die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus mit τ bezeichnet. Damit ergibt sich die Ratengleichung

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = \alpha_i W_{an} N_1 - \frac{\beta_i N_{dot} + \Delta N}{\tau} - \alpha_i W_{ind} \Delta N, \quad (3.8)$$

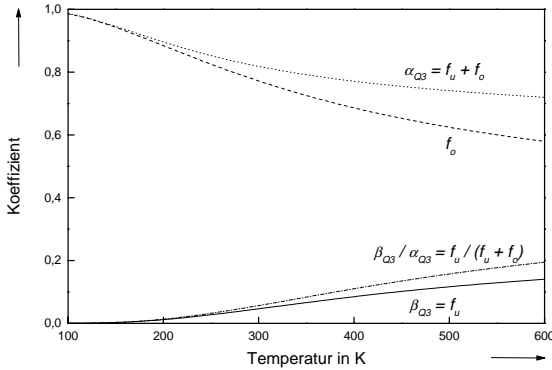


Abbildung 3.2: Temperaturabhängigkeit von $\alpha_{Q3} = f_u + f_o$, $\beta_{Q3} = f_u$, f_o und $\beta_{Q3}/\alpha_{Q3} = f_u/(f_u + f_o)$ am Beispiel von Yb:YAG.

wobei die Besetzungsinversion ΔN und die Dichte laseraktiver Ionen N_{dot} bei einem Drei-Niveau-System aus Gl. 3.1, bei einem Vier-Niveau-System aus Gl. 3.3 und bei einem Quasi-Drei-Niveau aus Gl. 3.5 folgt.

Aus der Pumpleistungsdichte E_p , der Photonenenergie $h\nu_p$ der Pumpstrahlung und dem spektroskopischen Absorptionswirkungsquerschnitt σ_p^* für die Pumpwellenlänge ergibt sich die Anregungsrate W_{an}

$$W_{an} = \frac{E_p \sigma_p^*}{h\nu_p}. \quad (3.9)$$

Entsprechend folgt mit der resonatorinternen Leistungsdichte E_r , der Photonenenergie $h\nu_l$ der Laserstrahlung und dem spektroskopischen Emissionswirkungsquerschnitt σ_l^* für die Laserwellenlänge die Übergangsrate W_{ind}

$$W_{ind} = \frac{E_l \sigma_l^*}{h\nu_l}. \quad (3.10)$$

Damit ist die Ratengleichung

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \alpha_i \frac{E_p \sigma_p^*}{h\nu_p} N_1 - \frac{\beta_i N_{dot} + \Delta N}{\tau} - \alpha_i M_r \frac{E_r \sigma_l^*}{h\nu_l} \Delta N. \quad (3.11)$$

3.1.2 Ratengleichung zur resonatorinternen Leistungsdichte

Die zweite Ratengleichung stellt die Bilanzgleichung für den Laserprozeß dar und beschreibt die zeitliche Änderung der resonatorinternen Leistungsdichte E_r für den Laserübergang mit der Frequenz ν_l . Für alle drei betrachteten Systeme lautet sie [81]

$$\frac{dE_r}{dt} = \underbrace{E_r \sigma_l^* \Delta N l_a \frac{c}{2l_r} M_r}_{\text{induzierte Emission und Reabsorption}} - \underbrace{\frac{E_r}{\tau_r}}_{\text{resonatorinterne Verluste}} \quad (3.12)$$

Dabei ist l_a die Absorptionslänge des laseraktiven Mediums, $c/2l_r$ die Frequenz eines Umlauf im Resonator mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Länge des Resonators l_r und τ_r die Lebensdauer eines Laserphotons im Resonator. Sie ist der Quotient aus der Zeit für einen Umlauf im Resonator $2l_r/c$ und dem gesamten Verlust bei einem Umlauf. Bei einem geringen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T_{aus} und geringem restlichen resonatorinternen Verlust L folgt

$$\tau_r = \frac{2l_r}{c(-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L))}. \quad (3.13)$$

3.2 Analytische Lösung

Eine analytische Lösung der Ratengleichungen zur Berechnung der Laserleistung im Dauerstrichbetrieb ist für die Annahme einer konstanten Temperatur im Kristall und einer homogenen Anregung möglich. Die Laserleistung wird durch die Laserschwelle und den differentiellen Wirkungsgrad bestimmt. Sie liefern erste qualitative Hinweise für die konstruktive Auslegung eines Scheibenlasers.

Notwendige Inversionsdichte

Als erster Schritt zur Berechnung der Laserleistung wird die notwendige Inversionsdichte berechnet. Um Lasertätigkeit zu erreichen, muß die Inversion so groß sein, daß die Verluste des resonatorinternen Strahlungsfeldes bei einem Resonatorumlauf durch den Gewinn aufgrund induzierter Emission ausgeglichen werden. Die notwendige Inversionsdichte ΔN_s zur Lasertätigkeit folgt aus der Ratengleichung 3.12 zur resonatorinternen Leistungsdichte bei einer konstanten Leistungsdichte $dE_r/dt = 0$ für das Drei-Niveau, das Vier-Niveau- und das Quasi-Drei-Niveau-System als

$$\Delta N_s = \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{M_r \sigma_l^* l_a}. \quad (3.14)$$

Für ein Quasi-Drei-Niveau-System folgt die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus aus Gl. 3.14

$$N_2 = \frac{f_u}{f_u + f_o} N_{dot} + \frac{\Delta N}{f_u + f_o}. \quad (3.15)$$

Das laseraktive Medium ist bei der Laserwellenlänge transparent, wenn das obere und das untere Laserniveau gleich besetzt ist. Die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus zur Transparenz ist mit $\Delta N = 0$ der erste Summand in Gl. 3.15. Diese Schwelle zur Transparenz ist aufgrund der Temperaturabhängigkeit von f_u und f_o ebenfalls temperaturabhängig und nimmt bei höheren Temperaturen stetig zu. Durch Einsetzen von Gl. 3.14 in Gl. 3.15 folgt die notwendige Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus zur Lasertätigkeit $N_{2,s}$

$$N_{2,s} = \frac{f_u}{f_u + f_o} N_{dot} + \frac{1}{f_u + f_o} \cdot \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{M_r \sigma_l^* l_a}. \quad (3.16)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Schwelle zur Transparenz führt bei steigender Temperatur zu einer immer höheren notwendigen Besetzung des oberen Laserniveaus.

Laserschwelle

Die notwendige Inversionsdichte zur Lasertätigkeit muß erst durch die Pumpleistung erzeugt werden und bewirkt daher eine Laserschwelle. Aus der Ratengleichung 3.11 für die Inversion mit der Bedingung für Dauerstrichbetrieb ($d(\Delta N)/dt = 0$) an der Laserschwelle ($E_r = 0$) und der notwendigen Inversionsdichte ΔN_s aus Gl. 3.14 folgt die Schwellpumpleistungsdichte $E_{p,s}$

$$E_{p,s} = \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{h\nu_p N_{dot}}{\tau \sigma_p^* N_1} + \frac{h\nu_p}{\alpha_i} \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{\tau \sigma_p^* N_1 \sigma_l^* M_r}. \quad (3.17)$$

Die absorbierte Schwellpumpleistungsdichte $E_{abs,s}$ kann durch die Einführung des Absorptionsgrades η_{abs} bestimmt werden. Mit der Absorptionslänge l_a ist der mittlere Absorptionsgrad pro Länge η_{abs}/l_a

$$\frac{\eta_{abs}}{l_a} = \sigma_p^* N_1. \quad (3.18)$$

Damit ist die absorbierte Schwellpumpleistungsdichte $E_{abs,s}$

$$E_{abs,s} = \eta_{abs} E_{p,s} = \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} N_{dot} l_a + \frac{1}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{\sigma_l^* M_r}. \quad (3.19)$$

Bei der Umsetzung eines Lasers mit der Festlegung seines Leistungsbereiches ist die maximale Pumpleistung vorgegeben, welche durch die Fokussierung auf die genutzte Querschnittsfläche des laseraktiven Mediums zu einer entsprechenden Pumpleistungsdichte führt. Diese ist daher keine feste Größe, so daß für die weiteren Betrachtungen die absorbierte Schwellpumpleistung $P_{abs,s}$ berechnet wird. Sie folgt durch die Multiplikation der absorbierten Schwellpumpleistungsdichte $E_{abs,s}$ mit der gepumpten Querschnittsfläche A des laseraktiven Mediums bei vollständiger Ausnutzung durch den Lasermode

$$P_{abs,s} = E_{abs,s} A = \underbrace{\frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} N_{dot} l_a A}_{\text{Transparenz-Schwelle}} + \underbrace{\frac{1}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{\sigma_l^* M_r} A}_{\text{Gewinn-Verlust-Schwelle}}. \quad (3.20)$$

Die Laserschwelle setzt sich aus zwei Summanden zusammen. Die Transparenz-Schwelle stellt die notwendige Pumpleistung dar, um Transparenz zu erreichen. Ein Vier-Niveau-System ist, wegen des unbesetzten unteren Laserniveaus, im ungepumpten Zustand transparent. Daher tritt die Transparenz-Schwelle nur bei Quasi-Drei-Niveau- und bei Drei-Niveau-Systemen auf. Diese ist bei einem Drei-Niveau-System, wie z. B. Rubin, so hoch, daß nur ein gepulster Laserbetrieb möglich ist. Die Gewinn-Verlust-Schwelle tritt bei allen drei betrachteten Systemen auf. Ihre Größe wird durch den Ausgleich von Gewinn und Verlust bei einem Resonatorumlauf bestimmt.

Resonatorinterne und ausgekoppelte Leistungsdichte

Nachdem die notwendige Inversionsdichte ΔN_s und die Schwellpumpleistungsdichte $E_{abs,s}$ berechnet wurden, kann die resonatorinterne Leistungsdichte E_r bestimmt werden. In die Ratengleichung 3.11 für die Inversion wird für Dauerstrichbetrieb ($d\Delta N/dt = 0$) der mittlere Absorptionsgrad pro Länge η_{abs}/l_a aus Gl. 3.18 eingesetzt. Durch Auflösen ergibt sich die resonatorinternen Leistungsdichte E_r bei Verwendung der Schwellpumpleistungsdichte $E_{abs,s}$ aus Gl. 3.19, der notwendigen Inversionsdichte ΔN_s aus Gl. 3.14 und dem Stokes-Faktor η_{st} als

$$E_r = \frac{1}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} \eta_{abs} \eta_{st} (E_p - E_{p,s}). \quad (3.21)$$

Aus der resonatorinternen Leistungsdichte E_r folgt mit dem Transmissionsgrad T_{aus} des Auskoppelspiegels die ausgekoppelte Leistungsdichte E_l

$$E_l = T_{aus} E_r = \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} \eta_{abs} \eta_{st} (E_p - E_{p,s}). \quad (3.22)$$

Durch Ableitung nach der Pumpleistung folgt daraus der differentielle Wirkungsgrad η_{dif}

$$\eta_{dif} = \frac{T_{aus}}{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)} \eta_{abs} \eta_{st}. \quad (3.23)$$

Resonatorinterne Verluste

Mit Gl. 3.23 für den differentiellen Wirkungsgrad η_{dif} ist eine experimentelle Bestimmung der resonatorinternen Verluste möglich. Mit den für einen geringen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T_{aus} und einem geringen resonatorinternen Verlust L gültigen Näherungen $-\ln(1 - T_{aus}) \approx T_{aus}$ und $-\ln(1 - L) \approx L$ folgt aus Gl. 3.23

$$\frac{1}{\eta_{dif}} = \frac{1}{\eta_{abs} \eta_{st}} \left(1 + L \frac{1}{T_{aus}} \right). \quad (3.24)$$

Damit besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Kehrwert des differentiellen Wirkungsgrades und dem Kehrwert des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels, wobei sich die resonatorinternen Verluste als Quotient aus der Steigung und dem y-Achsenabschnitt ergeben. Aus einer experimentellen Bestimmung der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsgrades vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels können damit als Gradient die resonatorinternen Verluste bestimmt werden. Voraussetzung ist ein konstanter Absorptionsgrad bei Verwendung der unterschiedlichen Transmissionsgrade. Dies ist wegen der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsgrades bei einem Quasi-Drei-Niveau-System jedoch nur bedingt erfüllt.

Bei einem Vier-Niveau-System können die resonatorinternen Verluste auch experimentell aus der Schwellpumpleistung, Gl. 3.20, für verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels bestimmt werden. Der Quotient aus der Steigung und dem y-Achsenabschnitt dieses linearen Zusammenhangs ergibt den resonatorinternen Verlust. Dies ist bei einem Quasi-Drei-Niveau-System nicht möglich, da die Laserschwelle um den Anteil zur Transparenz erhöht ist.

Mehrfachdurchgänge der Pumpstrahlung zur Erhöhung der Absorption

Für einen Laser mit maximalem optisch-optischen Wirkungsgrad ist ein maximaler differentieller Wirkungsgrad und eine minimale Laserschwelle anzustreben. Ein maximaler differentieller Wirkungsgrad, Gl. 3.23, ergibt sich bei geringen resonatorinternen Verlusten und bei großem Absorptionsgrad, der eine große Absorptionslänge erfordert, Gl. 3.18. Diese führt jedoch bei einem Drei-Niveau- bzw. Quasi-Drei-Niveau-System zu einer hohen Laserschwelle durch den Anteil zur Transparenz, Gl. 3.20. Die Mehrfachabbildung der Pumpstrahlung mit der Anzahl M_p an Pumpstrahlungsdurchgängen durch den Kristall ermöglicht eine geringe Kristalldicke d für eine geringe Laserschwelle und gleichzeitig eine große Absorptionslänge $l_a = M_p d$ für einen hohen Absorptionsgrad und damit einen hohen differentiellen Wirkungsgrad. Der Absorptionsgrad ist

$$\eta_{abs} = 1 - \exp(-M_p d N_{dot} \sigma_{abs} f_B). \quad (3.25)$$

Dabei wird das Ausbleichen der Absorption durch Inversion mit dem Faktor f_B berücksichtigt. Dieser ist für ein Quasi-Drei-Niveau-System [80]

$$f_B = 1 - \frac{N_{2,s}}{N_{dot}} = 1 - \frac{f_u}{f_u + f_o} - \frac{\Delta N_s}{(f_u + f_o) N_{dot}}, \quad (3.26)$$

mit Gl. 3.1 für ein Vier-Niveau-System

$$f_B = 1 - \frac{\Delta N_s}{N_{dot}} \quad (3.27)$$

und mit Gl. 3.3 für ein Drei-Niveau-System

$$f_B = 0,5 - \frac{\Delta N_s}{2N_{dot}}. \quad (3.28)$$

Qualitative Auslegung

Aus der ausgekoppelten Leistungsdichte, Gl. 3.22, folgt durch Multiplikation mit der gepumpten Fläche A für eine vollständige Ausnutzung durch den Lasermode die Laserleistung P_l . Mit der Kristalldicke d und einer um den Faktor M_p größeren Absorptionslänge folgt in Abhängigkeit von der Pumpleistung $P_p = E_p A$ die Laserleistung P_l und der optisch-optische Wirkungsgrad η_{opt}

$$P_l = \eta_{dif} (P_p - P_{p,s}) \quad \text{und} \quad \eta_{opt} = \eta_{dif} \frac{P_p - P_{p,s}}{P_p}. \quad (3.29)$$

Dabei ist η_{dif} der differentiellen Wirkungsgrad aus Gl. 3.23 und $P_{p,s}$ die Schwellpumpleistung. Sie folgt aus der absorbierten Schwellpumpleistung $P_{abs,s}$ aus Gl. 3.20 und dem Absorptionsgrad η_{abs} aus Gl. 3.25 als

$$P_{p,s} = \frac{P_{abs,s}}{\eta_{abs}} = \frac{\beta_i}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{N_{dot} d A}{\eta_{abs}} + \frac{1}{\alpha_i} \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{-\ln(1 - T_{aus}) - \ln(1 - L)}{\eta_{abs} \sigma_l^* M_r} A. \quad (3.30)$$

Wie bei der Motivation der Mehrfachdurchgänge bereits dargestellt, ergibt sich ein maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad bei maximalem differentiellen Wirkungsgrad und minimaler Schwellpumpleistung. Diese Extremalwertbildung ermöglicht eine qualitative Auslegung der Parameter eines Scheibenlasers.

Eine minimale Schwellpumpleistung, Gl. 3.30, und ein maximaler differentieller Wirkungsgrad, Gl. 3.23, folgt bei einem maximalen Absorptionsgrad. Da die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge M_p durch das laseraktive Medium nur im Absorptionsgrad auftritt, sind diese bei der Auslegung der Pumptanordnung zu maximieren.

Die Anzahl laseraktiver Ionen als Produkt aus der Dicke des laseraktiven Mediums d und der Dichte der laseraktiven Ionen N_{dot} tritt im Absorptionsgrad und bei einem Drei-Niveau- bzw. einem Quasi-Drei-Niveau-System auch in der Schwellpumpleistung auf. Da ein maximaler Absorptionsgrad bei einer maximalen Anzahl laseraktiver Ionen erreicht wird, ist diese bei einem Vier-Niveau-System zu maximieren. Bei einem Drei-Niveau- bzw. einem Quasi-Drei-Niveau-System ist wegen des Anteils der Transparenzschwelle in der Laserschwelle für deren Reduktion eine minimale Anzahl laseraktiver Ionen anzustreben. Daher ist bei diesen Systemen die Anzahl laseraktiver Ionen über die Dicke d und die Dichte laseraktiver Ionen N_{dot} , d. h. deren Konzentration, zu optimieren.

Nur im Absorptionsgrad tritt auch der Ausbleichfaktor f_B auf und sollte für einen maximalen Absorptionsgrad auch maximal sein. Dies erfolgt für alle drei betrachteten Systeme bei einer geringen notwendigen Inversionsdichte ΔN_s aus Gl. 3.14. In Verbindung mit der Forderung nach einer geringen Schwellpumpleistung führt dies zu einem hohen Emissionswirkungsquerschnitt σ_l^* und zusätzlich, mit der Forderung eines maximalen differentiellen Wirkungsgrades, zu einem geringen resonatorinternen Verlust L bei möglichst vielen Durchgängen M_r der Laserstrahlung durch das laseraktive Medium bei einem Resonatorumlauf, welche voneinander abhängen und den optimalen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T_{aus} bestimmen. Die Forderung nach einer großen Absorptionslänge $l_a = M_p d$ wurde mit dem Maximum für M_p und dem Optimum für d ebenso wie N_{dot} bereits diskutiert. Für ein Quasi-Drei-Niveau-System ist für einen geringen Ausbleichfaktor auch das Verhältnis $f_u/(f_u + f_o)$ zu minimieren, wie es für eine minimale Laserschwelle durch das Minimum von β_{Q3}/α_{Q3} auch gefordert wird. Diese Forderung wird wegen der thermischen Besetzung bei einer geringen Temperatur und auch durch eine relativ große Energiedifferenz zwischen dem unteren Laserniveau und dem Grundzustand erreicht. Dies bedeutet $f_u \rightarrow 0$, d. h. den Übergang zum Vier-Niveau-System, und eine möglichst hohe relative thermische Besetzung des oberen Laserniveaus f_o , indem es das unterste Niveau dieses Multipletts ist oder dieses keine Aufspaltung aufweist.

Diese Diskussion einer optimalen Verteilung der Energieniveaus führt zum Stokes-Faktor η_{st} , welcher für einen maximalen differentiellen Wirkungsgrad auch maximal sein sollte. Für eine minimale Laserschwelle sollte die Energie der Pumpphotonen minimal sein, damit ist der Unterschied zur Energie der Laserphotonen minimal und der Stokes-Faktor maximal. Aufgrund der oben geführten Diskussion über $f_u/(f_u + f_o)$ ist jedoch auch eine

möglichst geringe thermische Besetzung des unteren Laserniveaus anzustreben, so daß der Stokes-Faktor begrenzt und mit der Wahl des laseraktiven Mediums zu optimieren ist.

Für einen hohen Absorptionsgrad ist auch der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt zu maximieren. Dies erfolgt über einen hohen spektroskopischen Wirkungsquerschnitt und eine maximale Besetzung des Niveaus aus welchem angeregt wird. Dessen Besetzung ist bei einem Quasi-Drei-Niveau-System temperaturabhängig und maximal bei minimalen Temperaturen, insbesondere wenn es das unterste Niveau des Multipletts mit großer Energiedifferenz zum unteren Laserniveau ist. Damit ist es ein Quasi-Drei-Niveau-System mit minimaler thermischer Besetzung des unteren Laserniveaus und damit im Übergang zu einem Vier-Niveau-System.

Abschließend folgt noch aus einer minimalen Laserschwelle eine maximale Fluoreszenzlebensdauer und eine geringe Querschnittsfläche des laseraktiven Mediums. Die Anregung einer möglichst geringen Querschnittsfläche erfordert eine möglichst hohe Pumpleistungsdichte, wie sie mit Diodenlasern als Pumpquelle erreicht werden kann.

Nach der Auswahl des laseraktiven Mediums ist eine Pumpanordnung mit einer maximalen Anzahl M_p an Pumpstrahlungsdurchgängen und einer geringen gepumpten Fläche A zu wählen. Bei einem Vier-Niveau-System ist auch die Dotierung und die Kristalldicke maximal zu wählen. Aufgrund der mit der Dicke zunehmenden thermischen Linse ist dies jedoch begrenzt. Bei einem Quasi-Drei-Niveau- bzw. einem Drei-Niveau-System ist die Dotierung laseraktiver Ionen und die Dicke des laseraktiven Mediums hingegen zu optimieren. Der Resonator hat einen zu optimierenden Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels bei möglichst geringen resonatorinternen Verlusten bei einer hohen Anzahl an Durchgängen der Laserstrahlung durch das laseraktive Medium bei einem Resonatorumlauf.

Als laseraktives Medium wird aufgrund der in Kap. 2.4 im Vergleich zu Nd:YAG dargestellten Materialparameter Yb:YAG bei der experimentellen Umsetzung verwendet.

3.3 Numerische Auslegung

Eine Berechnung der Laserleistung und des optisch-optischen Wirkungsgrades ohne die Einschränkungen der analytischen Berechnung erfolgt mit einem von Contag entwickelten Computerprogramm zur numerische Simulation des Yb:YAG-Scheibenlasers, welches in [33, 79, 80] detailliert beschrieben ist. Eine Verifikation dieses Modells erfolgte in [80] durch den Vergleich von berechneten und experimentellen Werten eines Yb:YAG-Scheibenlasers mit acht Pumpstrahlungsdurchgängen und bei niedriger Leistung auch mit 16 Durchgängen.

Das Programm basiert auf einem Monte-Carlo-Raytracing, d. h. der Strahlverfolgung zufällig ausgewählter Photonen durch eine der experimentellen Realisierung entsprechenden Pumpanordnung. Es berücksichtigt die Leistungsdichteverteilung der Pumpstrahlung, die drei-dimensionale Verteilung der Anregung, die Wärmeezeugung im Kristall und die Kühlung von der Rückseite. Es berechnet den optisch-optischen Wirkungsgrad,

den Absorptionsgrad und die Temperaturverteilung in der Kristallscheibe. Da als Resonator ein unendlich dünner plan-plan-Resonator berechnet wird, werden beugungsbedingte Verluste am Rand des gepumpten Bereichs durch die thermische Deformation und deren Einfluß auf den optisch-optischen Wirkungsgrad bei guter Strahlqualität aufgrund eines großen Modenradius im gepumpten Bereich nicht erfaßt.

Da für das Programm die explizite Auslegung einer Pumpanordnung notwendig ist, wird die Pumpanordnung für einen Kristall zugrundegelegt, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und eingesetzt wurde. Die detaillierte Auslegung wird in Kap. 4.4.2 dargestellt. Für den Strahlengang von dem die Diodenlaserstrahlung homogenisierenden Glasstab über Kollimationslinsen zur Pumpanordnung und der ersten Abbildung auf den Kristall wird der experimentell umgesetzte Strahlengang mit einem Abbildungsverhältnis zwischen Glasstabdurchmesser und Pumpfleckdurchmesser von 1:1,15 verwendet. Verluste an den einzelnen optischen Elementen der Pumpanordnung können in dem Modell berücksichtigt werden. Damit sie nicht zu Fehlinterpretationen führen und das Potential des Scheibenlasers bestimmt werden kann, wird bei der numerischen Auslegung die Pumpanordnung als ideal gefertigt und optimal positioniert angesehen, so daß weder Absorptionsverluste an den optischen Komponenten noch Fertigungs- oder Justagefehler auftreten.

Zusätzlich zur Wärmezeugung η_h im Laserkristall entsteht durch Absorption der spontanen Emission und des Laserstrahlungsfeldes in der hochreflektierenden Beschichtung Wärme. Sie wird durch die Wärmezeugung in der Beschichtung η_{HR} berücksichtigt und wird im Rahmen des Programms als prozentualer Anteil der absorbierten Pumpstrahlung erfaßt. Sie stellt jedoch keine Absorption der Pumpstrahlung oder einen Verlust der gespeicherten Energie dar. Die Kühlung des Kristalls wird durch den Wärmewiderstand R_{th} zwischen der Kristallrückseite und dem Kühlmedium erfaßt. Er ist abhängig von dem gepumpten Durchmesser und der Pumpleistung und wurde unter Berücksichtigung der Beschichtung, der Kontaktierung aus Indium, der Kuperwärmesenke und der Kühlung durch Wasser bestimmt [33]. Die Zentralwellenlänge der Diodenlaser ist bei der numerischen Auslegung konstant im Maximum der Absorption, wie dies durch eine Temperaturregelung der Diodenlaser möglich wäre. Bei den Berechnungen zu den experimentellen Ergebnissen wird sie dem Experiment entsprechend von der Pumpleistung abhängig betrachtet. Die spektrale Verteilung wird gaußförmig angenommen.

Aufgrund von Experimenten und vergleichenden Berechnungen mit einem Yb:YAG-Scheibenlasers mit 16 Durchgängen bei niedrigen Leistungen in [80] und ersten Berechnungen bei hohen Pumpleistungen können die in Tab. 3.1 aufgeführten Werte der einzelnen Parameter für einen Scheibenlaser mit einer hohen Pumpleistung von 1000 W zusätzlich zu den Materialparametern von Yb:YAG aus Kap. 2.4 festgelegt werden. Anhand dieser Parameter wird im folgenden die numerische Auslegung durchgeführt, wozu einzelne Parameter variiert werden und dabei deren Einfluß auf den optisch-optischen Wirkungsgrad bestimmt wird. Parameterwerte, welche bei den berechneten Ergebnissen von denen in Tab. 3.1 abweichen, sind im folgenden jeweils aufgeführt.

Parameter	Symbol	Standardwert
Laseraktives Medium		
Dicke der Kristallscheibe	d	200 μm
Ytterbium-Dotierung ¹	c_{Yb}	8 %
Wärmeerzeugung in der Beschichtung	η_{HR}	6 %
Kristallkühlung		
Temperatur des Kühlmediums	T_k	15 °C
Wärmewiderstand zwischen Kristall und Kühlmedium	R_{th}	12,7 Kmm ² /W [33]
Resonator		
Anzahl der Durchgänge pro Resonatorumlauf	M_r	2
resonatorinterne Verluste	L	0,2 %
Pumpanordnung und -strahlungsquelle		
Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge	M_p	16
Pumpleistung	P_p	1000 W
Zentralwellenlänge der Pumpstrahlung	λ_c	941,3 nm
Halbwertsbreite der Pumpstrahlungsverteilung	$\Delta\lambda_H$	2 nm
numerische Apertur mit 98 % Leistungsinhalt	NA	0,15
Stabdurchmesser, s. Kap. 4.4.2	d_s	5 mm
Abbildungsverhältnis: Stab- zu Pumpdurchmesser		1:1,15

Tabelle 3.1: Ausgangsparameter für die numerische Auslegung des Scheibenlasers.
Der Transmissionsgrad T_{aus} des Auskoppelspiegels wird jeweils optimiert.

Im Rahmen der numerischen Modellierung des Scheibenlasers in [33] erfolgt eine detaillierte Variation aller Auslegungsparameter im Vergleich von Yb:YAG zu anderen laseraktiven Medien unter Berücksichtigung der mechanischen und thermischen Belastung des laseraktiven Mediums mit einer ausführlichen Interpretation der Ergebnisse. Daher werden im folgenden nur die für die Auslegung eines Yb:YAG-Scheibenlasers im hohen Leistungsbe- reich wesentlichen Parameter anhand der Laserleistung und des optisch-optischen Wir- kungsgrades untersucht. In allen Diagrammen in Kap. 3.3 kennzeichnen die dargestellten Symbole die diskret berechneten Werte.

3.3.1 Variation der Pumpleistung

Bei einer experimentellen Umsetzung mit den Ausgangswerten ist eine Variation der Pumpleistung am einfachsten umsetzbar. Mit den Parametern aus Tab. 3.1 sind bei einer Variation der Pumpleistung die in Abb. 3.3 dargestellten Ergebnisse berechnet. In Abb. 3.3a ist die mit der Pumpleistung P_p stetig zunehmende Laserleistung P_l und maxi- male absorbierte Pumpleistungsdichte E_{abs} aufgetragen. Entsprechend der zunehmenden

¹Wegen des Bezugs der Dotierung auf die Einwaage bei der Kristallzucht sind diese Werte im Vergleich zu bisher im Zusammenhang mit dem Scheibenlaser publizierten Werten 20 % geringer, vgl. Kap. 2.4.

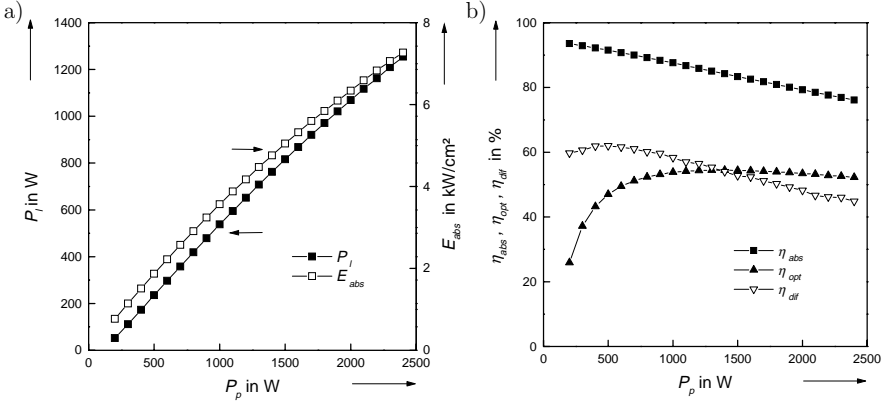


Abbildung 3.3: Berechneter Laserbetrieb mit den Ausgangsparametern bei Variation der Pumpleistung.

Verstärkung nimmt der jeweils optimierte Transmissionsgrad T_{aus} des Auskoppelspiegels mit der Pumpleistung von 1 % auf 3 % zu. Bei einer Pumpleistung von 1000 W wird eine Laserleistung von 540 W bei einem Absorptionsgrad von 88 % und einem differentiellen Wirkungsgrad von 58 % erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad ist nicht konstant, sondern nimmt ab einer Pumpleistung von 600 W kontinuierlich ab, Abb. 3.3b. Den anfänglichen Anstieg des differentiellen Wirkungsgrades kann die analytische Betrachtung des differentiellen Wirkungsgrad nach Gl. 3.23 nicht erklären. Die anschließende Abnahme erfolgt jedoch aufgrund des mit der Pumpleistung linear um 0,7 % pro 100 W Pumpleistung abnehmenden Absorptionsgrades η_{abs} , Abb. 3.3b. Dessen Abnahme ist entsprechend der analytischen Betrachtung von Gl. 3.25 auf den Temperaturanstieg im Kristall und dem damit verbundenen Ausbleichen zurückzuführen. Die berechnete maximale Kristalltemperatur T_{max} im Zentrum auf der Kristallvorderseite nimmt nahezu linear mit der Pumpleistung um 11,5 K pro 100 W Pumpleistung zu und beträgt bei 1000 W Pumpleistung 130 °C. Trotzdem ist der Absorptionsgrad wegen der 16 Pumpstrahlungsdurchgänge bei Pumpleistungen bis 1800 W größer als 80 %, welche von Fan als maximale Grenze für ein endgepumptes System mit lediglich zwei Absorptionsdurchgängen angegeben wurde [36]. Die nicht absorbierte Pumpstrahlung wird, aufgrund des Aufbaus der Pumpanordnung, in die Diodenlaser zurück reflektiert und ist zur Vermeidung eines eventuellen Schadens zu begrenzen. Neben der thermischen Belastung für die Diodenlaser kann die zurück reflektierte Pumpstrahlung auch die Wellenlänge der Diodenlaser bestimmen, d. h. sie emittieren auf einer extern vorgegebenen Wellenlänge. Da der Anteil an Pumpphotonen in der nicht absorbierten Strahlung mit einer Wellenlänge außerhalb des Absorptionsmaximums überwiegt, kann dies zu einer Verschiebung des Emissionsspektrums der Diodenlaser aus dem Absorptionsmaximum von Yb:YAG heraus führen.

Der optisch-optische Wirkungsgrad ist bei einer Pumpleistung von 400 W bereits über 40 %, bei 700 W über 50 %. Er erreicht bei 1400 W sein Maximum von 54 % und nimmt anschließend leicht ab. Der sättigende und anschließend abnehmende optisch-optische Wirkungsgrad zeigt, daß die Forderung nach einer kleinen Querschnittsfläche für eine geringe Laserschwelle bei hoher Pumpleistungsdichte weit oberhalb der Laserschwelle von untergeordneter Bedeutung ist, da der temperaturbedingt abnehmende differentielle Wirkungsgrad zu einer Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades führt. Da mit steigender Pumpleistung auch die Spannungen im Kristall ansteigen, ist die maximale Pumpleistung bzw. die Pumpleistungsdichte auf den Bereich unterhalb des maximalen optisch-optischen Wirkungsgrades zu begrenzen, d. h. auf eine absorbierte Pumpleistungsdichte unter $4,7 \text{ kW/cm}^2$.

Insgesamt ermöglichen die Ausgangsparameter einen Betrieb des Scheibenlasers bei Raumtemperatur mit einer hohen Ausgangsleistung und einem hohen optisch-optischen Wirkungsgrad, wobei die maximale Pumpleistungsdichte jedoch zu begrenzen ist.

Einfluß der Kristalltemperatur

Eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades ist bei einem Quasi-Drei-Niveau-System, wie bei der qualitativen Auslegung aufgezeigt, durch eine Absenkung der Kristalltemperatur möglich. Dies wird durch eine Absenkung der Temperatur des Kühlmediums oder eine Reduktion des thermischen Widerstandes zwischen Kristall und Kühlmedium erreicht.

Eine Reduktion des thermischen Widerstandes führt zu einer linearen Abnahme der maximalen Kristalltemperatur und damit zu einer linearen Zunahme des Absorptionsgrades und so des optisch-optischen Wirkungsgrades. Mit den oben aufgeführten Parametern ist bei einer Pumpleistung von 1000 W und einer Reduktion von $R_{th} = 12,7 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ auf z. B. $R_{th} = 10 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades von 54 % auf 56 % verbunden.

Die Reduktion der Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung führt ebenfalls wegen der linear abnehmenden maximalen Kristalltemperatur zu einem annähernd linear steigenden Absorptionsgrad und optisch-optischem Wirkungsgrad, wie dies auch bei früheren Experimenten mit acht Pumpstrahlungsdurchgängen in Abb. 2.13 festgestellt wurde. Mit $P_p = 1000 \text{ W}$ und den Ausgangsparametern führt die Berechnung bei einem konstanten thermischen Widerstand und einer Reduktion der Temperatur der Kristallkühlung von 15°C auf -50°C zu einer Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades von 54 % auf 65 %.

Einfluß der Wellenlänge der Pumpquelle

Die gaußförmig angenommene spektrale Verteilung der Pumpstrahlung, welche durch die Zentralwellenlänge und die Halbwertsbreite beschrieben wird, beeinflusst durch ihre

Überlappung mit dem Absorptionsspektrum den Absorptionsgrad und damit den optisch-optischen Wirkungsgrad. Dieser wurde mit den in Tab. 3.1 aufgeführten Werten in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge für unterschiedliche Halbwertsbreiten berechnet, vgl. Abb. 3.4. Mit abnehmender Halbwertsbreite nimmt der maximale optisch-optische

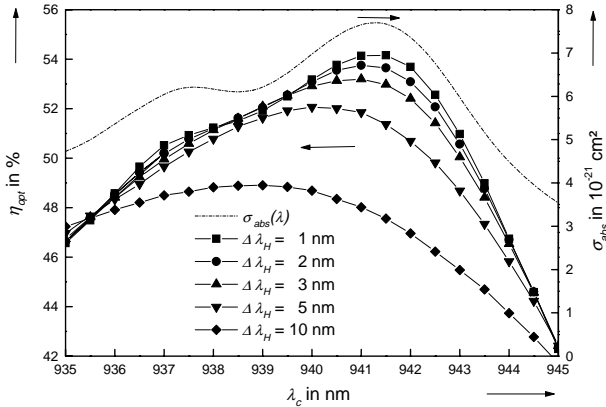


Abbildung 3.4: Einfluß der Zentralwellenlänge λ_c und der spektralen Breite $\Delta\lambda_H$ auf den optisch-optischen Wirkungsgrad im Vergleich zum Verlauf des Absorptionswirkungsquerschnitts $\sigma_{abs}(\lambda)$.

Wirkungsgrad erwartungsgemäß zu und der Kurvenverlauf entspricht zunehmend dem Verlauf des Absorptionswirkungsquerschnitts. Wegen seiner asymmetrischen Verteilung um das Absorptionsmaximum bei 941 nm nimmt dabei die Zentralwellenlänge für den maximalen Wirkungsgrad zu.

Experimentell wird die Zentralwellenlänge der Pumpstrahlung über die Temperatur der Diodenlaserkühlung festgelegt und kann mit einem Gradienten von $0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ innerhalb des zulässigen Temperaturbereichs für den Betrieb der Diodenlaser variiert werden. Die Halbwertsbreite wird durch eine Selektion der verwendeten Diodenlaser bestimmt, so daß deren Reduktion zum einen begrenzt ist und zum anderen zu einem höheren Anschaffungspreis führt. Daher stellt die relativ gut verfügbare Halbwertsbreite von 3 nm, bei einer Abnahme des Wirkungsgrades im Vergleich zu einer Halbwertsbreite von 1 nm um lediglich 1 % absolut, einen guten Kompromiß für einen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad dar.

3.3.2 Resonatoreinfluß

Für einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad ist, entsprechend der qualitativen Auslegung, bei minimalen resonatorinternen Verlusten L und einer maximalen Anzahl an

Durchgängen M_r der Laserstrahlung durch das laseraktive Medium bei einem Resonatorumlauf der Transmissionsgrad T_{aus} des Auskoppelspiegels zu optimieren.

Eine Variation von M_r ergibt sich durch die Integration der Kristallscheibe im Resonator als Endspiegel ($M_r = 2$) oder als Umlenkspiegel ($M_r = 4$). Wenn die resonatorinternen Verluste durch die Kristallscheibe bestimmt werden, so verdoppeln sie sich dabei annähernd. Da sich gleichzeitig die Verstärkung bei einem Resonatorumlauf auch verdoppelt führt die Integration als End- oder als Umlenkspiegel dann nur zu einer Erhöhung des optimalen Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels, während der optisch-optische Wirkungsgrad konstant bleibt. Bei Verwendung der obigen Auslegungsparameter erhöht sich der optimale Transmissionsgrad von ca. 2 % auf ca. 4,75 %. Die weiteren Berechnungen erfolgen daher nur bei einer Resonatorauslegung mit der Integration als Endspiegel.

Die Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels ist für unterschiedliche Pumpleistungen in Abb. 3.5 dargestellt. Aufgrund

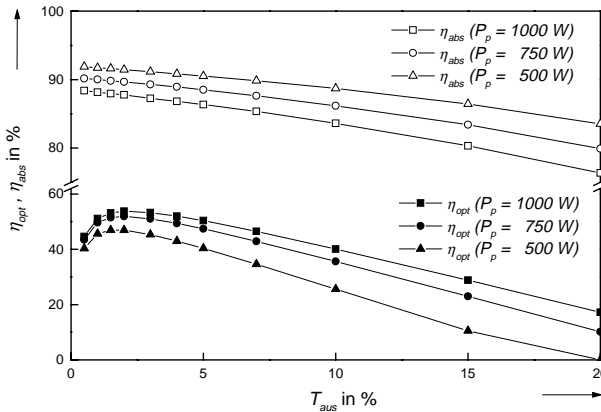


Abbildung 3.5: Optisch-optischer Wirkungsgrad und Absorptionsgrad für unterschiedliche Pumpleistungen in Abhängigkeit vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels.

der geringen resonatorinternen Verluste von $L = 0,2\%$ ist der optimale Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels $T_{aus} = 2\%$. Seine Erhöhung bewirkt eine geringere resonatorinterne Leistungsdichte und damit ein stärkeres Ausbleichen, so daß der Absorptionsgrad sinkt, obwohl die dadurch geringere Wärmezeugung zu einer geringeren maximalen Kristalltemperatur führt. Damit wird die Änderung des optisch-optischen Wirkungsgrades bei Variation von T_{aus} auch durch ein größere Laserschwelle und einen geringeren differentiellen Wirkungsgrad bewirkt.

Da der Absorptionsgrad nicht konstant ist, wird eine Bestimmung der resonatorinternen Verluste aus experimentellen Daten nach Gl. 3.24 aus der linearen Abhängigkeit von

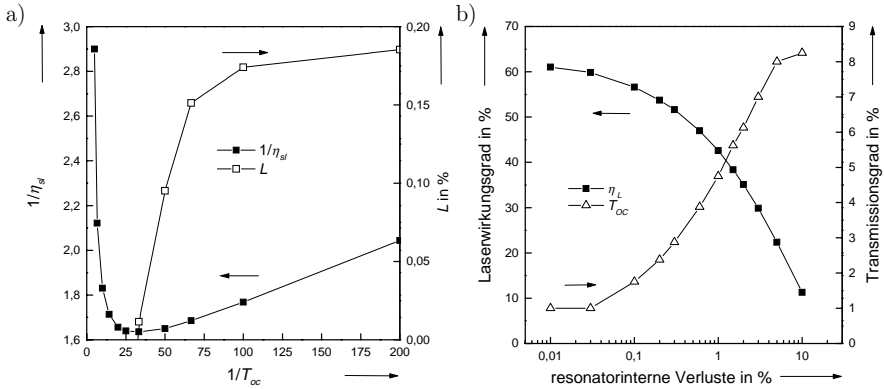


Abbildung 3.6: a) Bestimmung der resonatorinternen Verluste aus dem differentiellen Wirkungsgrad für verschiedene Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels. b) Auswirkungen unterschiedlicher resonatorinterner Verluste auf den optisch-optischen Wirkungsgrad und den optimalen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels.

$1/\eta_{dif}$ von $1/T_{aus}$ erschwert. Ausgehend von den Daten aus Abb. 3.5a ist dies in Abb. 3.6a dargestellt. Der nach Gl. 3.24 erwartete lineare Zusammenhang tritt nicht auf, da der Absorptionsgrad abnimmt. Mit geringerem Transmissionsgrad nähert sich der aus der Ableitung berechnete resonatorinterne Verlust jedoch dem in der Simulation vorgegebenen Wert von 0,2 %, liegt jedoch immer geringfügig darunter. Eine experimentelle Bestimmung ist damit nur im Bereich mit kleinem Transmissionsgrad möglich, wobei der Fehler in der Bestimmung dieses Transmissionsgrades dann besonders groß ist.

Entsprechend der qualitativen Auslegung führen geringe resonatorinterne Verluste zu einem höheren optisch-optischen Wirkungsgrad, wie in Abb. 3.6b dargestellt. Aufgrund der geringen Dicke der Kristallscheibe ist die Verstärkung entsprechend gering, so daß der Einfluß der resonatorinternen Verluste auf den optisch-optischen Wirkungsgrad sehr hoch ist. Ausgehend von Verlusten von 0,2 % und einem Wirkungsgrad von 53,7 % ermöglichen geringere Verluste eine Steigerung des Wirkungsgrades auf über 60 %, andererseits reduzieren resonatorinterne Verluste von 1 % den Wirkungsgrad auf 42,6 %. Verbunden mit geringeren Verlusten sind auch entsprechend geringere Transmissionsgrade des Auskoppelspiegels. Diese führen bei höherer ausgekoppelter Leistung zu einer entsprechenden Anhebung der resonatorinternen Leistungsdichte mit einer höheren Belastung der optischen Komponenten aber auch einem höheren Absorptionsgrad aufgrund des geringeren Ausbleichens.

3.3.3 Dotierungsabhängige Optimierung der Kristalldicke

Die analytische Auslegung zeigte bei einem Quasi-Drei-Niveau-System die Notwendigkeit der Optimierung der Kristalldicke in Abhängigkeit von der Dotierung auf und wurde

anhand von Berechnungen in [80] für acht Pumpstrahlungsdurchgänge durchgeführt. Für 16 Pumpstrahlungsdurchgänge sind die berechneten Ergebnisse mit den Parametern aus Tab. 3.1 in Abb. 3.7 dargestellt und werden in [33] ausführlich diskutiert.

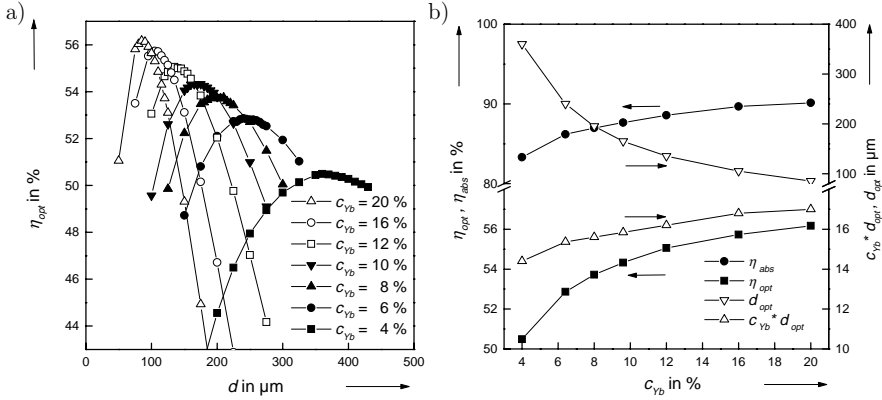


Abbildung 3.7: a) Einfluß der Dotierung c_{Yb} und der Kristalldicke d auf den optisch-optischen Wirkungsgrad. b) Berechnete Werte bei optimierter Kristalldicke d_{opt} .

Abb. 3.7a zeigt, daß sich für jede Dotierung bei einer optimalen Kristalldicke ein maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad ergibt, der mit höherer Dotierung zunimmt. Diese Zunahme ist auf den in Abb. 3.7b dargestellten ansteigenden Absorptionsgrad zurückzuführen. Dessen Ansteigen folgt aufgrund der Zunahme der Anzahl laseraktiver Ionen, wie der zur Anzahl laseraktiver Ionen proportionale Verlauf von $c_{Yb} \cdot d_{opt}$ trotz der gleichzeitig abnehmenden optimierten Kristalldicke d_{opt} zeigt. Die Zunahme der Anzahl laseraktiver Ionen erhöht nach Gl. 3.20 zwar die Laserschwelle, aufgrund des höheren Absorptionsgrades nach Gl. 3.25 steigt der optisch-optische Wirkungsgrad jedoch insgesamt an. Das Ausprägen einer optimalen Kristalldicke entspricht auch dem Ausprägen eines optimalen Absorptionsgrades für einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad. Bei einer größeren Kristalldicke steigt mit dem Absorptionsgrad zwar der differentielle Wirkungsgrad, da aber die Laserschwelle ebenfalls ansteigt nimmt der optisch-optische Wirkungsgrad ab.

Die optimierte Kristalldicke d_{opt} , Abb. 3.7b nimmt mit der Dotierung ab, so daß damit auch die Spannungen in der Kristallscheibe bei höheren Dotierungen abnehmen. Die Gefahr einer Zerstörung des Kristalls aufgrund zu hoher Spannungen wird damit reduziert, so daß hohe Dotierungen mit entsprechend geringen Kristalldicken zu bevorzugen sind.

Die Höhe der Dotierung wird jedoch durch eine bei höheren Dotierungen u. U. abnehmende Fluoreszenzlebensdauer und höhere Wärmeerzeugung aufgrund höherer Verunreinigungen, wie bei der Darstellung der Materialparameter von Yb:YAG aufgeführt, begrenzt. So würde die Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades um 2,5 % durch

eine Erhöhung der Dotierung von 8 % auf 20 % durch eine Abnahme der Fluoreszenzlebensdauer von 951 μs auf 800 μs durch die Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades um 3,3 % absolut vollständig kompensiert. Auch eine höhere Wärmeerzeugung im Kristall führt zu einem linear abnehmenden optisch-optischen Wirkungsgrad. Für die Parameter aus Tab. 3.1 bewirkt die Erhöhung der Wärmeerzeugung η_h des Kristalls von 8,7 % auf 10 % eine Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades um 2,5 % absolut. Ein Anstieg der Wärmeerzeugung η_{HR} in der Beschichtung bewirkt eine geringere lineare Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades, so führt erst der Anstieg von 6 % auf 9 % zu einer absoluten Abnahme von η_{opt} um 2,5 %. Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Werten können daher durch eine reduzierte Fluoreszenzlebensdauer oder eine höhere Wärmeerzeugung hervorgerufen werden.

Für die experimentelle Umsetzung ist der Einsatz von Kristallen mit hohen Dotierungen abzuwägen, da sie mit einer Dotierung von 8 % bei geringeren Leistungen erfolgreich eingesetzt wurden [80], während dies bei höheren Dotierungen nur bedingt erreicht wurde. Daher werden für die Experimente Dotierungen von 8 % bzw. 9 % eingesetzt. Wie bereits dargestellt, ist dabei auf besonders reines, ausgeheiltes Kristallmaterial zurückzugreifen.

3.3.4 Variation der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge

Eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades erfolgt entsprechend der qualitativen Auslegung mit einer höheren Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen, wobei erneut die Kristalldicke zu optimieren ist. Der berechnete wechselseitige Einfluß ist in Abb. 3.8 dargestellt. In Abhängigkeit von der Anzahl M_p an Pumpstrahlungsdurchgängen ergibt sich für eine optimalen Kristalldicke d_{opt} ein maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad

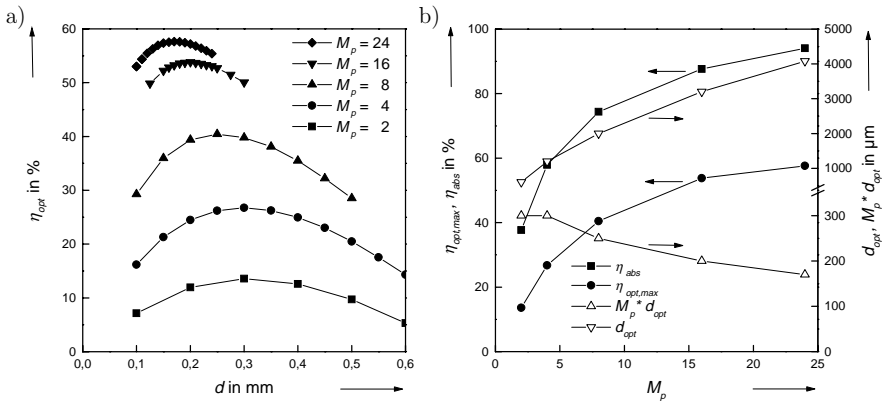


Abbildung 3.8: Einfluß der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge M_p und der Kristalldicke d auf den optisch-optischen Wirkungsgrad.

$\eta_{opt,max}$, der mit der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge aufgrund der Steigerung des Absorptionsgrades η_{abs} ansteigt. Dieser Anstieg ist durch die Zunahme der Absorptionslänge $M_p \cdot d_{opt}$ trotz abnehmender optimaler Kristalldicke d_{opt} mit steigender Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen bedingt. Erneut ergibt sich die optimale Kristalldicke aus dem günstigsten Verhältnis aus einer geringen Laserschwelle durch eine geringe Kristalldicke und einem hohen differentiellen Wirkungsgrad aufgrund eines hohen Absorptionsgrades durch eine große Kristalldicke.

Die Erhöhung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge führt zu einem Anstieg des maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad $\eta_{opt,max}$ von 40 % für $M_p = 8$ auf 54 % für $M_p = 16$ und schließlich auf 58 % für $M_p = 24$. Dies zeigt, daß für einen Betrieb mit hohen Laserleistungen bei hohem Wirkungsgrad und Raumtemperatur wenigstens 16 Pumpstrahlungsdurchgänge verwendet werden müssen, wobei ein weiterer Anstieg des optisch-optischen Wirkungsgrades zunehmend geringer wird. Da eine Steigerung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge auch eine höhere Anforderung an die Strahlqualität der Pumpquelle stellt und eine weitere Steigerung des Wirkungsgrades auch durch Verluste an der zunehmend aufwendiger werdenden Pumpanordnung reduziert werden kann, wird für die Experimente eine Pumpanordnung mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen verwendet.

3.3.5 Leistungsskalierung

Die Skalierung der Laserleistung erfolgt aufgrund der Begrenzung der maximalen Pumpleistungsdichte optisch-optischen Wirkungsgrad (Abb. 3.3b) und zur Begrenzung von Spannungen über eine Vergrößerung der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte. Diese Fläche kann dabei auf eine oder mehrere Kristallscheiben verteilt werden.

Leistungsskalierung mit einer Scheibe

Bei Verwendung einer Kristallscheibe erfolgt die Leistungsskalierung über die Vergrößerung des Pumpfleckradius r_p , dazu wird in dem Programm der Durchmessers des homogenisierenden Glasstabes variiert. Mit ansteigendem Pumpfleckradius nimmt der radiale Anteil an der Wärmeleitung im Kristall und der Kristallunterseite ab, so daß die Anforderung an die Kühlung durch eine höhere Wärmeflußdichte erhöht wird und bei unveränderter Kühlung der Wärmewiderstand ansteigt. Die Abhängigkeit des Wärmewiderstandes vom Pumpfleckradius wurde von Contag zu $R_{th}(r_p) = 13,58 - 0,97 \exp(-r_p/1,049)$ bestimmt [33] und wird entsprechend berücksichtigt.

Die berechnete Laserleistung für verschiedene Pumpfleckradien ist in Abb. 3.9a in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Die maximale Laserleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung ergibt bei hohen Pumpleistungsdichten einen linearen Zusammenhang. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 53 % für die Skalierung der Laserleistung bis in den Hochleistungsbereich.

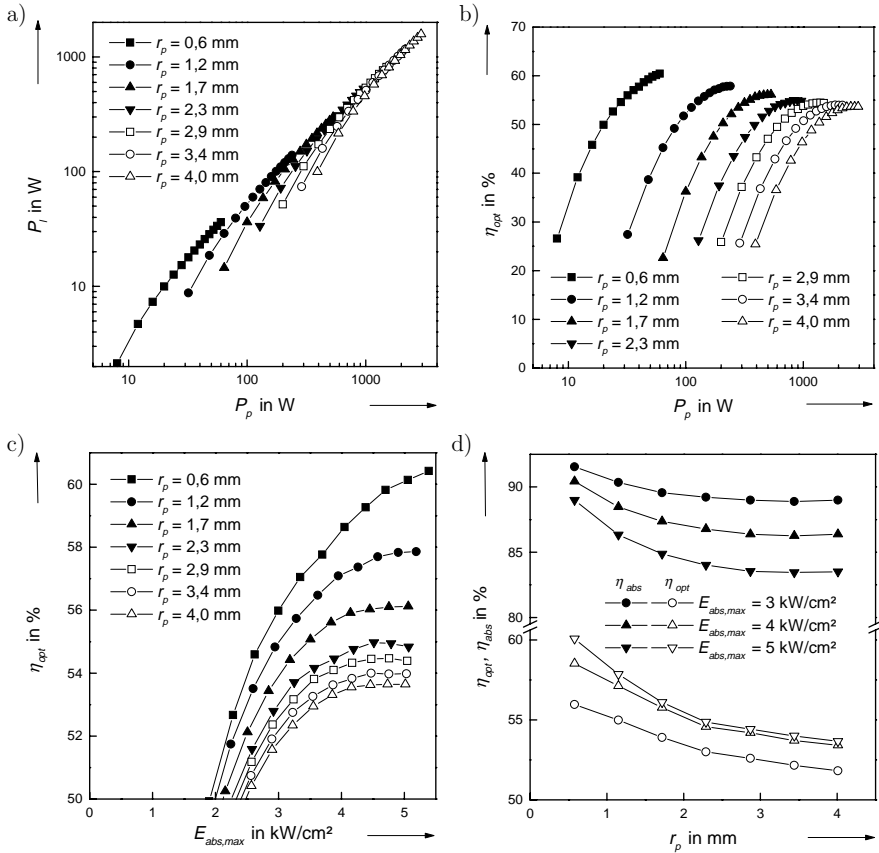


Abbildung 3.9: Leistungsskalierung über den Pumpfleckradius r_p : Darstellung in Abhängigkeit von der Pumpleistung (a, b), von der absorbierten Pumpleistungsdichte (c) und dem Pumpfleckradius bei unterschiedlicher Pumpleistungsdichte (d).

Der optisch-optische Wirkungsgrad in Abb. 3.9b nimmt mit zunehmendem Pumpfleckradius ab. Diese Abnahme wird mit zunehmendem Pumpfleckradius immer geringer. In Abb. 3.9c wird durch die Auftragung in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpleistungsdichte deutlich, daß ab einem Pumpfleckradius von 2,9 mm die Abnahme deutlich reduziert ist. Dies ist auf die Kühlung zurückzuführen und entspricht dem Übergang von einer teilweise dreidimensionalen zu einer nahezu eindimensionalen Kühlung. Bei kleinen Pumpfleckradien findet die Wärmeleitung nicht nur eindimensional in Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung statt, sondern ein großer Anteil wird auch radial abgeführt. Dieser Anteil wird mit steigendem Pumpfleckradius immer geringer, so daß er ab 2,9 mm eine untergeordnete Bedeutung hat. Eine weitere Vergrößerung des Pumpfleckradius hat

daher deutlich geringere Auswirkungen auf die maximale Kristalltemperatur und damit den Absorptionsgrad und den optisch-optischen Wirkungsgrad.

Der optisch-optische Wirkungsgrad in Abb. 3.9b ist bei den dargestellten Werten für eine feste Pumpleistung umso höher, je kleiner der Pumpfleckradius ist, da die damit verbundene Pumpleistungsdichte höher ist. Dies entspricht dem Kriterium aus der qualitativen Auslegung für die Minimierung der gepumpten Fläche. Wie bei der Variation der Pumpleistung bereits dargestellt, ist die Pumpleistungsdichte für einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad jedoch begrenzt, so daß die gepumpte Fläche eine vom Leistungsbereich abhängige Mindestgröße hat.

Die Darstellung des optisch-optischen Wirkungsgrades für eine konstante Pumpleistungsdichte in Abhängigkeit vom Pumpfleckradius in Abb. 3.9d entspricht dem Prinzip der Leistungsskalierung und zeigt die Abnahme des Wirkungsgrades durch den Übergangs zur nahezu eindimensionalen Wärmeleitung. Diese führt zu einer Erhöhung der mittleren Temperatur, welche eine höhere Laserschwelle und damit eine Abnahme des Wirkungsgrades bewirkt. Wegen der steigenden Temperatur nimmt auch der Absorptionsgrad ab, nähert sich aber mit zunehmendem Pumpfleckradius einem konstanten Wert. Die Abnahme mit höherer Pumpleistungsdichte ist auf das Ausbleichen zurückzuführen.

Die Skalierung über den Pumpfleckradius ermöglicht Leistungen im kW-Bereich mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von über 53 %. Begrenzt ist diese Skalierung durch die zunehmende Verstärkung der spontanen Emission in radialer Richtung, welche zur Ausbildung eines Lasers in der Scheibenebene führen kann.

Leistungsskalierung über die Scheibenzahl

Die Skalierung der Laserleistung durch eine Vergrößerung der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte kann auch bei einem konstanten Pumpfleckradius über die Anzahl der Kristallscheiben erfolgen. Die Skalierung über den Pumpfleckradius führte zu einer anfänglich deutlichen Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades bis die eindimensionale Wärmeleitung innerhalb der Kristallscheibe dominiert. Bei der Skalierung über die Anzahl der Scheiben reduziert sich der optisch-optische Wirkungsgrad bezogen auf die einzelne Kristallscheibe nicht. Die Integration mehrerer Kristallscheiben in einem Resonator führt jedoch zu einer Vergrößerung der resonatorinternen Verluste. Diese werden größtenteils durch die Kristallscheibe und ihre Beschichtung hervorgerufen. Damit verdoppeln sich die resonatorinternen Verluste beim Einsatz der Kristallscheibe als Umlenkspiegel statt als Endspiegel. Durch die zusätzlichen Kristallscheiben nehmen die resonatorinternen Verluste dann annähernd proportional zur Anzahl der Kristallscheiben zu. Dies wird zunächst durch die Erhöhung der Verstärkung kompensiert, wie dies bei der Diskussion von M_r aufgezeigt wurde. Einzig eine Kopplung mit unzureichender Modenüberlappung oder das Auftreten von Beugungsverlusten führt zu einer Erhöhung der resonatorinternen Verluste und damit bei der Skalierung der Laserleistung über die Anzahl

der Kristallscheiben zu einer Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades. Für die experimentelle Umsetzung der Leistungsskalierung muß ein Mittelweg aus der Skalierung über den Pumpfleckradius und der Scheibenanzahl gefunden werden.

3.4 Zusammenfassung

Die analytische Lösung der Ratengleichungen eines Quasi-Drei-Niveau-Systems ist für den Dauerstrichbetrieb bei konstanten Kristalltemperaturen möglich und zeigt die qualitative Auslegung des Scheibenlasers zur Erzielung eines maximalen optisch-optischen Wirkungsgrades auf. Für die Umsetzung einer minimalen Laserschwelle und eines maximalen differentiellen Wirkungsgrades bei maximalem Absorptionsgrad zeigt sich der Vorteil eines Scheibenlasers. Der Absorptionsgrad wird durch eine Erhöhung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall gesteigert, während gleichzeitig die Kristalldicke für eine geringere Laserschwelle reduziert wird. Damit können Kristalldicke und Dotierung für die bestmögliche Kombination aus niedriger Laserschwelle und maximalem differentiellen Wirkungsgrad optimiert werden. Die weiteren Parameter sind für einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad jeweils extremal zu wählen.

Die numerischen Berechnungen zur Auslegung des Scheibenlasers zeigen, daß mit 16 Absorptionsdurchgängen bei Raumtemperatur ein optisch-optischer Wirkungsgrad von über 53 % für Laserleistungen im Multi-kW-Bereich möglich ist. Eine weitere Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades ist mit der Absenkung der Kristalltemperatur durch eine tiefere Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung oder eines reduzierten thermischen Widerstandes zwischen Kristall und Kühlmedium, sowie durch möglichst geringe resonatorinterne Verluste möglich. Die absorbierte Pumpleistungsdichte ist wegen der ansteigenden Kristalltemperatur und der damit verbundenen Sättigung des optisch-optischen Wirkungsgrades sowie der Spannungen im Kristall auf $4,5 \text{ kW/cm}^2$ zu begrenzen. Eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrad ist durch eine weitere Erhöhung der Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen durch den Kristall möglich, jedoch ist bei steigendem Aufwand der Gewinn zunehmend geringer, so daß bei Yb:YAG 16 Pumpstrahlungsdurchgänge einen guten Kompromiß darstellen. Die Skalierung der Laserleistung ist sowohl über den Pumpfleckradius als auch über die Anzahl an Kristallscheiben im Resonator möglich, wobei eine Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades entweder über den abnehmenden Anteil radialer Wärmeleitung oder über die Zunahme der resonatorinternen Verluste z. B. durch unzureichende Modenüberlappung erfolgt. Der optisch-optische Wirkungsgrad bleibt jedoch über 53 %. Eine Erhöhung der Dotierung mit der entsprechenden Reduktion der Kristalldicke erlaubt auch eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades. Sie wird jedoch durch mögliche, mit der Dotierung zunehmende Verlustprozesse begrenzt, z. B. einer Reduktion der Fluoreszenzlebensdauer oder einer zunehmenden Wärmeerzeugung.

4 Konstruktive Auslegung

Ein Yb:YAG-Scheibenlaser mit hoher Laserleistung und hohem optisch-optischen Wirkungsgrad kann bei einer Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung von 15 °C, wie im vorangegangenen Kapitel untersucht, mit einer oder auch mehreren Kristallscheiben im Resonator mit 16 Absorptionsdurchgängen realisiert werden. Die Pumpanordnungen, welche die Pumpstrahlung von der Pumpquelle dem laseraktiven Medium zuführen und bei einer quasi-endgepumpten Anordnung aufgrund der Mehrfachabbildung einen hohen Absorptionsgrad ermöglichen, stehen im Mittelpunkt dieses Kapitels. Die entwickelten Möglichkeiten der konstruktiven Umsetzung und insbesondere die beiden Pumpanordnungen für eine und für bis zu vier Kristallscheiben werden dargestellt. Dazu erfolgt zuerst eine Beschreibung der eingesetzten Pumpquellen und der Laserkristallscheiben einschließlich der Bearbeitung, Kontaktierung und Kühlung.

4.1 Pumpquelle

Die Diodenlaser sind als "Stacked Arrays" in Modulen integriert, in denen eine Strahlformung auf eine kreisförmige Blende mit einem vorgegebenen maximalen Divergenzwinkel erfolgt. An der Position der Blende wird die Strahlung in einen Glasstab zur Homogenisierung eingekoppelt. Die eingekoppelte Strahlung wird in dem Glasstab durch Totalreflexion geführt und "durchmischt", so daß auf der Austrittsseite des Glasstabes eine homogenere Leistungsdichteverteilung vorliegt. Die Einheit aus den Modulen und dem Glasstab zur Homogenisierung wird im folgenden als Pumpquelle bezeichnet.

Es steht je ein Modul von der Firma Dilas Diodenlaser GmbH und der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH zur Verfügung. Die Prototypen haben jeweils eine nominale Leistung von 1350 W hinter einer kreisförmigen Blende mit 5 mm Durchmesser bei einer Numerische Apertur $NA < 0,15$. Die Zentralwellenlänge beträgt nominell $\lambda_c = 940 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ bei einer Temperatur des Kühlwassers von $T_d = 25 \text{ °C}$ mit einer spektralen Breite von 5 nm mit 90 % Leistungsinhalt. Die entspiegelten Glasstäbe mit 5 mm Durchmesser haben eine Länge von 100 mm bzw. 200 mm.

4.2 Yb:YAG-Laserkristallscheiben

Im folgenden wird eine Übersicht über das bei den in Kapitel 5 beschriebenen Experimenten eingesetzte Kristallmaterial gegeben. Dazu werden die vorhandenen Kristallrohlinge, die Politur und die Beschichtung ebenso dargestellt, wie die Kontaktierung auf der Wärmesenke und die Art der Kühlung.

Kristallrohling

Aus den Ausgangsmaterialien wird aus der Schmelze der Kristallrohling gezogen. Insgesamt standen drei verschiedene Rohlinge von der Firma FEE (Forschungsinstitut für mineralische und metallische Edelsteine/Edelmetalle) GmbH zur Verfügung.

Zwei Rohlinge haben eine Ytterbium-Dotierung von 8 % bei vergleichbarer Reinheit der Ausgangsmaterialien. Sie unterscheiden sich lediglich in der Lage der Grenzschicht zwischen flüssiger und kristalliner Phase bei der Kristallzucht. Ein Rohling wurde konventionell gezogen, dabei ist die Grenzschicht wie eine Pyramide geformt. Daher hat der Kristall im Querschnitt Bereiche mit Wachstumsstörungen, die an der Pyramidenspitze und als radiale Speichen an den Berührlinien der Pyramidenseiten liegen. Sie entstehen durch die nicht eindeutige Wachstumsrichtung an diesen Stellen und führen insbesondere auf der Achse zur Doppelbrechung. Da aus diesem Bereich keine Kristallscheiben hergestellt werden, stellt dies kein Nachteil dar. Der andere Rohling wurde mit einer planen Grenzfläche gezogen, so daß keine doppelbrechenden Bereiche vorhanden sind. Kristallscheiben aus den beiden Rohlingen sind, wie auch die Experimente zeigten, somit vergleichbar. Daher werden diese beiden Rohlinge nicht weiter unterschieden.

Der dritte Rohling hat eine Dotierung von 9 % und auch gleichzeitig eine deutlich höhere Reinheit der Ausgangsmaterialien, insbesondere von Yb_2O_3 . Er wurde mit konventioneller Grenzschicht gezogen. Kristallscheiben aus diesem Rohling standen lediglich bei den abschließenden Experimenten mit der Mehrscheibenpumpenanordnung in Kap. 5.3 zur Verfügung.

Bearbeitung

Die Bearbeitung der Rohlinge wurde ebenfalls von der Firma FEE (Forschungsinstitut für mineralische und metallische Edelsteine/Edelmetalle) GmbH durchgeführt. Aus den Rohlingen wurden dazu zuerst mit Ultraschall Stäbe mit einem Durchmesser von 10 mm ausgebohrt und in Scheiben gesägt. Die mit bestmöglicher Politurqualität spezifizierte Politur der Stirnseiten der gesägten Scheiben erfolgt in Chargen mit bis zu 40 Kristallscheiben. Auf einer Doppel-Läpp-Maschine werden dabei gleichzeitig beide Stirnseiten plan-parallel zueinander poliert. Die Kristallscheiben aus einer Politurcharge haben damit eine einheitliche Kristalldicke.

Mit einer Dotierung von 8 % wurden Chargen mit 185 μm , 235 μm , 238 μm , 239 μm , 245 μm , 248 μm und 360 μm poliert. Aus dem Kristallrohling mit einer Dotierung von 9 % wurde lediglich eine Politurcharge mit einer Kristalldicke von 205 μm angefertigt.

Beschichtung

Die Beschichtung der polierten Kristallscheiben erfolgte durch die Firma Jenoptik Laser, Optik, Systeme GmbH. Sowohl für die Pumpstrahlung von 941 nm als auch die Laserstrahlung von 1029 nm wird die Kristallvorderseite entspiegelt und die Rückseite verspiegelt. Zur Reduktion der resonatorinternen Verluste aufgrund unzureichender Verspiegelung ist das Beschichtungsdesign so ausgelegt, daß der Reflexionsgrad für die Laserwellenlänge von 1029 nm bei senkrechtem Einfall möglichst maximal ist. Für die Pumpwellenlänge ist wegen des quasi-endgepumpten Aufbaus ein größerer Akzeptanzbereich spezifiziert. Aufgrund der Wärmeabfuhr aus der Kristallscheibe über die Beschichtung in die Wärmesenke ist ein geringer Wärmewiderstand der Verspiegelung anzustreben. Deshalb erfolgt sie durch einen dielektrisch verstärkten Metallspiegel aus Kupfer, bei dem die dielektrischen Schichten gesputtert sind, so daß sie bei einer höheren Dichte einen geringeren Wärmewiderstand als konventionell aufgedampfte Schichten haben. Durch die Metallschicht wird die Anzahl der notwendigen dielektrischen Wechschichten reduziert und der Wärmewiderstand bei hohem Reflexionsgrad gesenkt. Die Metallisierung bewirkt gleichzeitig einen höheren Akzeptanzbereich im Winkelspektrum, so daß die Absorption an spontan emittierten Laserphotonen gesenkt wird. Dies entspricht einer Reduktion der Wärmeerzeugung η_{HR} . Die Beschichtungen erfolgen ebenfalls in einzelnen Chargen. Der Aufbau der Beschichtung ist dabei ebenso unverändert geblieben, wie die spezifizierten Reflexionsgrade. Die einzelnen Beschichtungschargen unterscheiden sich jedoch in ihrer Qualität, insbesondere der der Metallisierung. Daher werden die sieben durchgeführten Beschichtungschargen zur Unterscheidung mit römischen Zahlen numeriert.

Kontaktierung

Die Kristallscheiben werden vollflächig mit der verspiegelten Seite auf der Wärmesenke kontaktiert. Die Fixierung erfolgt mit einer Zwischenlage aus Indium zur Kompensation der auftretenden Spannungen aufgrund des Temperaturgradienten zwischen Kristallvorderseite und -rückseite auf einer typischerweise 1 mm dicken Kupferscheibe mit 18 mm Durchmesser durch Kaltverschweißen bei hohem Druck. Die Kupferscheibe ist beidseitig diamantgefräst als plan-paralleler Spiegel gearbeitet, damit sich die Form der Oberfläche der Kupferscheibe nicht negativ auf die Form der kontaktierten Kristallscheibe auswirkt. Zum Kaltverschweißen werden auf eine plane Glasfläche die Kupferscheibe, die ca. 500 μm dicke Indiumfolie und die Kristallscheibe gelegt. Den oberen Abschluß bildet ebenfalls ein Glassubstrat, welches typischerweise konvex mit einem Krümmungsradius von 3 m ist, da

diese Krümmung zu den geringsten Deformationen der Kristallrückseite des aufgepreßten Kristalls führt. Durch das Zusammenpressen beider Glasflächen mit einem Druck von einigen 100 bar wird eine haltbare Verbindung zwischen Kristall- und Kupferscheibe geschaffen. Das Indium beginnt dabei zu fließen, so daß die Indiumschicht nachher lediglich eine Dicke von ca. 300 μm hat. Die optische Qualität der Kontaktierung zeigt sich in der Deformation des Kristalls, die mit einem Interferometer kontrolliert wird. Zur Korrektur aufgetretener asphärischer Verbiegungen wird die Kristallscheibe teilweise nochmals mit einem anderen oberen Substrat mit geändertem Krümmungsradius gepreßt. Für eine haltbare Verbindung muß die Oberseite der Kupferscheibe vor dem Verpressen mit einer dünnen aufgelöteten Indiumschicht versehen werden.

Die Unterdrückung der Verbiegung der Kristallscheibe aufgrund des Temperaturgradienten könnte, anstelle einer Kontaktierung auf der gekühlten Seite, auch durch einen entsprechenden Gegenhalt auf der Kristallvorderseite erfolgen. Dies müßte mit einem Material erfolgen, welches die Pump- und Laserstrahlung nicht beeinflusst und eine feste Verbindung zur Kristallscheibe auch bei unterschiedlichen Temperaturen ermöglicht. Wegen des zu Yb:YAG gleichen Brechungsindex und Wärmeausdehnungskoeffizienten wäre dies undotiertes YAG, welches durch Diffusionsbonden in eine feste Verbindung zum dotierten Material gebracht werden könnte. Aufgrund der Dicke des undotierten Materials würde eine Aufwölbung der Kristallscheibe verhindert. An der Grenzschicht zwischen dotiertem und undotiertem Material würden jedoch hohe Spannungen auftreten. Auch die Temperaturverteilung im Kristall würde negativ beeinflusst. Das radial konstante Temperaturprofil zur Vermeidung der thermischen Linse würde durch eine dreidimensionale Wärmeleitung über den undotierten Bereich gestört, so daß eine thermische Linse auftritt. Allerdings würde der gebondete Kristall eine Reduktion des Wärmewiderstandes zwischen der Kristallscheibe und dem Kühlmedium ermöglichen, da auf eine Kontaktierung mit Indium auf einer Wärmesenke verzichtet und die Kristallscheibe stattdessen direkt mit Wasser gekühlt werden könnte, so daß ein höherer optisch-optischer Wirkungsgrad möglich würde. Der Prozeß des Diffusionsbondens ist jedoch sehr kostenintensiv und bezüglich seiner Qualität noch nicht abgesichert, da u. a. sehr gute Polituren an den Grenzflächen der Kristalle benötigt werden, so daß auf diese Möglichkeit noch verzichtet wurde.

Kühlung

Die Kühlung der Kristallscheibe erfolgt über eine Wasserkühlung der Kupferscheibe. Das Wasser wird in einem abgeschlossenen System durch Düsen mit einem Druck von 3 bar auf die Kuperscheibe geführt. Insgesamt werden sieben Düsen in hexagonaler Anordnung mit einem Mittenabstand von 2 mm zueinander und einem Durchmesser von je 1 mm verwendet. Damit wird eine Fläche mit ca. 6 mm Durchmesser relativ gleichmäßig gekühlt. Durch die Verwendung von Alkohol anstelle von Wasser werden auch Temperaturen des Kühlmediums unterhalb von 0 °C realisiert.

4.3 Umsetzungsmöglichkeiten einer Pumpanordnung

Die Pumpanordnung führt die Pumpstrahlung dem laseraktiven Medium mit dem Ziel zu, auch bei einer geringen Kristalldicke einen möglichst hohen Absorptionsgrad zu erreichen. Prinzipiell ergeben sich dabei zwei Möglichkeiten. Zum einen kann, wie bei einem Stablasers, radial gepumpt werden, zum anderen kann, wie bereits in den Voruntersuchungen mit dem Scheibenlaser, die Strahlung quasi-endgepumpt auf den Kristall gelenkt werden. Die wiederholten Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Kristall können dabei, wie bei einem Stablasers, durch wiederholte, nicht abbildende Reflexionen an einer Begrenzung der Pumpanordnung oder durch eine wiederholte Abbildung auf den Kristall erreicht werden. Die prinzipiellen Möglichkeiten sind in Abb. 4.1 dargestellt. Wie bisher konzentrieren

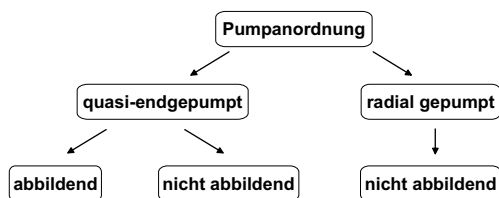


Abbildung 4.1: Prinzipiell mögliche Umsetzungen einer Pumpanordnung.

sich auch die folgenden Überlegungen zu unterschiedlichen Auslegungsmöglichkeiten auf quasi-endgepumpte abbildende Konzepte.

In den Experimenten, welche in den bisherigen Publikationen beschrieben wurden, wurde die in Abb. 4.2 dargestellte Pumpanordnung verwendet. Die Pumpquelle besteht aus fasergekoppelten Diodenlasern, deren Lichtwellenleiter zu einem Bündel zusammengeführt

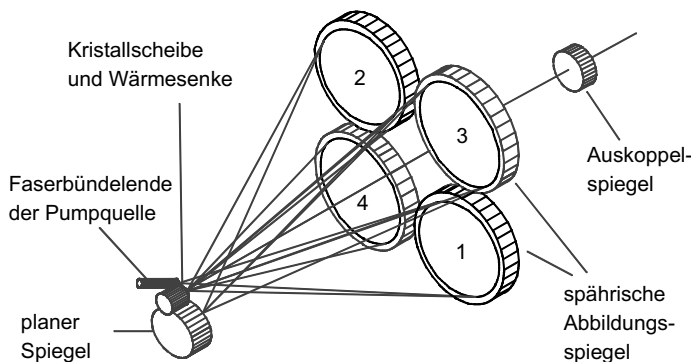


Abbildung 4.2: Prinzip der wiederholt abbildenden quasi-endgepumpten Pumpanordnung für acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Kristallscheibe.

wurden. Die Endfläche dieses Bündels bildet die Schnittstelle zwischen Pumpquelle und Pumpanordnung. Mit einer 1:1-Abbildung wird diese Endfläche mit einem sphärischen Spiegel 1 auf die Kristallscheibe abgebildet. Die nicht absorbierte Strahlung wird durch einen weiteren sphärischen Spiegel 2 auf einen planen Spiegel abgebildet. Dieser ermöglicht die Drehung der Abbildungsebene, so daß mit dem sphärischen Spiegel 3 eine erneute Abbildung auf die Kristallscheibe möglich ist. Der abschließende sphärische Spiegel 4 kehrt den gesamten Strahlengang um, so daß insgesamt acht Pumpstrahlungsdurchgänge erreicht werden.

Diese bisher verwendete Pumpanordnung ist durch die folgenden Merkmale gekennzeichnet:

- acht Pumpstrahlungsdurchgänge
- eine Kristallscheibe
- 1:1-Abbildung
- zwei Abbildungsebenen (Spiegel 1, 2 und Kristall; Spiegel 3, 4 und Kristall)
- ein planer Hilfsspiegel
- sphärische Abbildungsspiegel
- Ausnutzung der Umkehrung des Strahlengangs

Für einen Scheibenlaser mit hohen Laserleistungen bei Raumtemperaturbetrieb ist die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge von acht auf 16 zu erhöhen und die Umsetzung mit großen Pumpfleckradien zu gewährleisten. Die notwendigen Änderungen und Möglichkeiten werden im folgenden betrachtet.

4.3.1 1:1-Abbildungen

Der Strahlengang bei einer wiederholten direkten 1:1-Abbildung ist durch die entsprechende Linsenleitung in Abb. 4.3 im Vergleich zu einer wiederholten Abbildung mit Zwischenkollimation dargestellt. In beiden Fällen ist die Größe des Bildes, d. h. die Pumpfleckgröße, konstant und bei einer fehlerfreien Abbildung gleichbleibend scharf. Von Abbildung zu Abbildung findet jeweils eine Spiegelung des Bildes statt. Die beiden Linsenleitungen unterscheiden sich jedoch in der Zunahme der Divergenz bei der direkten 1:1-Abbildung [82], so daß dabei immer größere Optiken benötigt werden. Diese Zunahme der Divergenz nimmt mit der Größe des Bildes zu und ist damit bei der Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße zunehmend problematisch. Mit der Verwendung einer Zwischenkollimation wird diese Aufweitung verhindert, wenn die Optiken einen Abstand von der doppelten Brennweite $2f$ aufweisen.

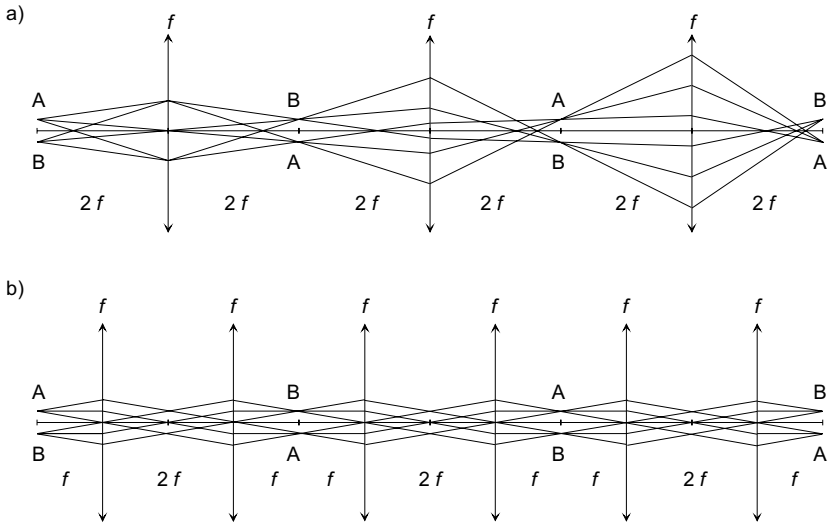


Abbildung 4.3: Vergleich der Strahlengänge bei wiederholten Abbildungen ohne (a) und mit (b) einer Zwischenkollimation.

Bei einer Umsetzung in einer Pumpanordnung muß die Drehung der Abbildungsebene über einen planen Spiegel berücksichtigt werden. Bei einem Verzicht auf die Zwischenkollimation erscheint jedes zweite Bild nicht auf dem Kristall sondern auf einem der planen Spiegel. Damit ist der Strahlengang ohne Zwischenkollimation bei n Abbildungen auf den Kristall größer als mit Zwischenkollimation und die Anzahl der Spiegel in beiden Fällen gleich, da bei einer Zwischenkollimation die Drehung der Abbildungsebene im kollimierten Strahlengang erfolgen kann.

Die Zunahme der Divergenz kann mit dem ABCD-Formalismus berechnet werden. Die Matrizen $M_z(d)$ für die Propagation in Ausbreitungsrichtung um z und $M_s(f)$ für die Spiegelung an einer sphärischen Fläche mit der Brennweite f sind

$$M_z(d) = \begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad M_s(f) = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}. \quad (4.1)$$

Aus diesen Matrizen ergeben sich durch Multiplikation die Matrizen für eine n -fache wiederholte Abbildung ohne Zwischenkollimation M_{ohne}^n und mit Zwischenkollimation M_{mit}^n . Im Fall mit Zwischenkollimation wird jeweils eine Abweichung δ in der Länge des kollimierten Strahlengang $2f$ berücksichtigt, um die Auswirkungen und die Möglichkeiten bei einer Abweichung von $2f$ aufzuzeigen. Damit folgt

$$M_{ohne}^n = \begin{vmatrix} (-1)^n & 0 \\ (-1)^n \cdot \frac{n}{f} & (-1)^n \end{vmatrix} \quad M_{mit}^n = \begin{vmatrix} (-1)^n & 0 \\ n \frac{\delta}{f} & (-1)^n \end{vmatrix}. \quad (4.2)$$

Die Ausbreitung eines Strahles von einem Punkt in der Bildebene mit dem transversalen Abstand x und dem Winkel α_x entlang der n -fachen Abbildung auf einen Bildpunkt ergibt

sich als

$$M_{ohne}^n \cdot \begin{pmatrix} x \\ \alpha_x \end{pmatrix} = (-1)^n \cdot \begin{pmatrix} x \\ \frac{nx}{f} + \alpha_x \end{pmatrix} \quad M_{mit}^n \cdot \begin{pmatrix} x \\ \alpha_x \end{pmatrix} = (-1)^n \cdot \begin{pmatrix} x \\ \frac{n\delta}{f} + \alpha_x \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Die Faktoren $(-1)^n$ entsprechen der Spiegelung des Bildes bei jeder Abbildung. Die unveränderte Bildgröße zeigt sich im konstanten transversalen Abstand x . Die Zunahme der Divergenz ohne Zwischenkollimation beträgt bei jeder Abbildung x/f . Sie nimmt linear mit dem Pumpfleckradius und der Anzahl der Abbildungen zu, so daß diese Abbildung für eine Pumpanordnung mit großen Pumpfleckradien und damit hohen Laserleistungen nicht geeignet ist.

Bei einer zusätzlichen Zwischenkollimation wird eine Veränderung der Divergenz nur durch die Abweichung δ im Abstand der Optiken im kollimierten Strahlengang bewirkt. Da δ sowohl positiv als auch negativ gewählt werden kann, wird auch die Kompensation einer Aufweitung ermöglicht, welche durch eine fehlende Zwischenkollimation entsteht. So kann die n -fache Abbildung auch für hohe Laserleistungen aus einer Mischung von Abbildungen mit und ohne Zwischenkollimation erfolgen, wobei die Länge des kollimierten Strahlengangs entsprechend zu korrigieren ist. Bei dieser Umsetzung nimmt der Strahlradius dann auf den Optiken alternierend zu und ab.

4.3.2 Abbildungsebenen

Die Umsetzung der Mehrfachabbildungen basiert darauf, daß vor jeder erneuten Abbildung auf den Kristall die Abbildungsebene gedreht wird, wozu jeweils ein Hilfsspiegel notwendig ist. In jeder Abbildungsebene erfolgen zwei Durchgänge durch den Kristall, entsprechend einem Doppeldurchgang. Mit der Umkehrung des Strahlenganges wird diese Anzahl auf vier Durchgänge pro Abbildungsebene verdoppelt. Für diese vier Durchgänge werden zwei abbildende Optiken und ein umlenkender Hilfsspiegel benötigt. Die Anzahl der abbildenden Optiken N_{abb} und der umlenkenden Optiken N_{um} für M_p Pumpstrahlungsdurchgänge ist damit

$$N_{abb} = 2 \frac{M_p}{4} \quad \text{und} \quad N_{um} = \frac{M_p}{4}. \quad (4.4)$$

Diese zunehmende Anzahl an Optiken begrenzt die umsetzbare Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen aufgrund der steigenden Komplexität des Aufbaus und der steigenden Anforderung an die Strahlqualität der Pumpstrahlung bzw. des zunehmenden Einfallswinkels (s. u.) der Strahlung auf den Kristall.

Einige Beispiele für prinzipielle Strahlengänge bei einer Kristallscheibe und steigender Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen sind in Abb. 4.4 dargestellt. Sie zeigen die Spiegelanordnungen in der Aufsicht auf die grau dargestellte Kristallscheibe. Die abbildenden Spiegel sind durch durchgezogene Kreise, die umlenkenden Hilfsspiegel durch gestrichelte Kreise dargestellt. Die abbildenden Spiegel befinden sich dabei in einer Ebene

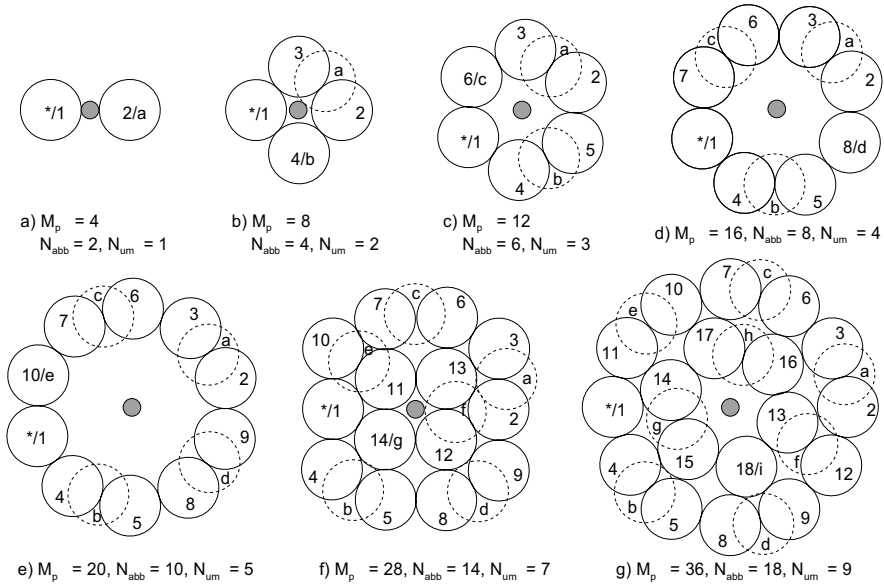


Abbildung 4.4: Mögliche Spiegelanordnungen und resultierende Strahlengänge für eine zunehmende Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen (Erläuterungen im Text).

und die umlenkenden Spiegel zusammen mit der Kristallscheibe in einer anderen, weiter zurückgesetzten Ebene. Der einfallende Strahl (*) wird daher durch den ersten abbildenden Spiegel und der letzte umlenkende Spiegel wird durch den letzten abbildenden Spiegel verdeckt. Die Reihenfolge der Spiegel ist bei den abbildenden Spiegeln durch Ziffern und bei den umlenkenden Spiegeln durch Buchstaben gekennzeichnet. Ausgehend vom einfallenden kollimierten Strahl (*) erfolgt der Strahlengang über den ersten abbildenden Spiegel (1), den Kristall, den nächsten abbildenden Spiegel (2) und einen umlenkenden Spiegel (a) bevor dieser Zyklus mit dem nächsten abbildenden Spiegel (3) erneut beginnt. Der letzte umlenkende Spiegel kehrt den gesamten Strahlengang um. Um eine jeweilige Zwischenkollimation zu ermöglichen, sind die Hilfsspiegel und die abbildenden Spiegel gleich groß dargestellt. Anstelle der dargestellten Spiegel als abbildende Optiken können auch Linsen verwendet werden, wobei die Umlenkspiegel entsprechend positioniert und teilweise durch zwei Spiegel ersetzt werden müssen.

Die abbildenden Spiegel werden in einer Ringstruktur konzentrisch um die Kristallscheibe angeordnet. Mit zunehmender Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen und damit an benötigten Spiegeln wird dieser Ring größer, so daß die Einfallswinkel auf die Kristallscheibe ebenfalls zunehmen. Die Ringstruktur wird ab $M_p = 20$ so groß, daß eine Doppelringstruktur möglich wird. Die angestrebte Anzahl von 16 Pumpstrahlungsdurchgängen, Abb. 4.4d, wird mit einer einfachen Ringstruktur erreicht. Die Baugröße bei der Umset-

zung hängt von der Strahlqualität der Pumpstrahlung und der Brennweite der Spiegel ab.

4.3.3 Abbildungsfehler

Die großen Umlenkwinkel bei den abbildenden Optiken führen bei der Verwendung von sphärischen Spiegeln zu erheblichen Abbildungsfehlern durch Astigmatismus. Eine Kompensation ist durch die Verwendung von Off-Axis-Parabolspiegelsegmenten oder als Näherung durch die Verwendung von Toroiden gegeben. Während die Parabolspiegelsegmente aufwendig und teuer in der Herstellung sind, können die Toroide kostengünstig als Brillengläser gefertigt werden. Deren reduzierte Qualität im Vergleich zu Laseroptiken ist bei der geringen Strahlqualität der Pumpquelle vernachlässigbar.

4.3.4 Reduktion der Komplexität

Um die Komplexität der Pumpanordnung auch bei vielen Pumpstrahlungsdurchgängen zu begrenzen, ergibt sich die Möglichkeit, einzelne Optiken mehrfach zu verwenden, mehrere Optiken zu einer zusammenzufassen oder auch mehrere Kristallscheiben in einer Pumpanordnung zu integrieren.

Die zweifache Verwendung einzelner Optiken wurde in den Beispielen in Abb. 4.4 bereits ausgenutzt, indem der letzte Umlenkspiegel den gesamten Strahlengang umkehrt und so zu einer doppelten Nutzung aller vorherigen Spiegel führt. Dieses Prinzip führt allerdings auch dazu, daß die nicht absorbierte Pumpstrahlung in die Pumpquelle zurück reflektiert wird und dort Beschädigungen hervorrufen kann. Bei den bisherigen Experimenten mit acht Pumpstrahlungsdurchgängen wurden jedoch keine negativen Auswirkungen auf die Diodenlaser festgestellt, wenn die verwendeten Faserbündel keine Klebstoffe enthielten.

Die Möglichkeiten der Zusammenfassung einzelner Optiken und die Integration mehrerer Kristalle in einer Pumpanordnung wird in den folgenden Abschnitten betrachtet.

4.3.5 Zusammenfassung einzelner Optiken

Eine Zusammenfassung verschiedener Optiken zu einer ist sowohl für die Umlenkspiegel als auch für die abbildenden Spiegel möglich. Die umlenkenden Hilfsspiegel befinden sich in den Beispielen in Abb. 4.4 immer gleich ausgerichtet in einer Ebene. Damit können diese Umlenkspiegel durch einen großen planen Umlenkspiegel ersetzt werden.

Ein höheres Potential an einsparbaren Komponenten und konstruktiver Vereinfachung ermöglicht eine Zusammenfassung der abbildenden Spiegel. Dies ist bei der Verwendung von off-axis-Parabolspiegelsegmenten zur Kompensation des Astigmatismus möglich. Die

einzelnen Segmente können zu einem Parabolspiegel zusammengefaßt werden, wenn die einzelnen Segmente zuvor so gedreht werden, daß die einfallenden Strahlen auf allen Segmenten zueinander kolinear verlaufen. Dies bedeutet jedoch, daß bis auf den letzten Umlenkspiegel alle bisherigen Umlenkspiegel durch zwei Umlenkspiegel mit einem 90° Winkel zueinander ersetzt werden müssen. Damit erhöht sich die Anzahl an Umlenkspiegeln von $M_p/4$ auf $(M_p/2) - 1$. Der resultierende prinzipielle Strahlengang für 16 Absorptionsdurchgänge ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Schnitt 1 zeigt, daß die Quelle

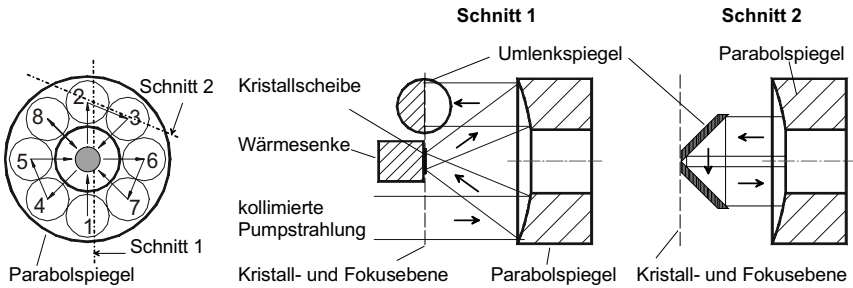


Abbildung 4.5: Prinzip der Pumpanordnungen für 16 Pumpstrahlungsdurchgänge bei Verwendung eines Parabolspiegels in axialen Schnitten für den ersten Doppeldurchgang und die erste Umlenkung des kollimierten Strahles in ein anderes Segment auf dem Parabolspiegel. In der Aufsicht ist die Segmentierung des Parabolspiegels dargestellt.

des kollimierten Eingangsstrahls auf die Kristallscheibe abgebildet wird. Diese befindet sich im Fokus des Parabolspiegels. Die Größe des Pumpflecks ergibt sich, ausgehend vom Durchmesser des Glasstabes, aus dem die Strahlung austritt, durch das Abbildungsverhältnis aus der Brennweite der Kollimationsoptik und des Parabolspiegels. Die nicht absorbierte Strahlung trifft erneut auf den Parabolspiegel und wird kolinear zum Eingangsstrahl umgelenkt. Der Schnitt 2 zeigt die notwendige Strahlumlenkung auf ein anderes Parabolspiegelsegment. Dies erfolgt entweder, wie in der Abbildung dargestellt, mit zwei Umlenkspiegeln unter einem Winkel von 90° zueinander oder durch ein rechtwinkliges Prisma. Die Berührlinie der Umlenkspiegel befindet sich in der Fokusebene, so daß die optische und auch die geometrische Weglänge für den kollimierten Strahlengang der doppelten Brennweite entspricht. Bei Verwendung eines Prismas entspricht der geometrische Weg nicht dem optischen Weg, so daß die Kante des Prismas für den gleichen optischen Weg vom Parabolspiegel weiter entfernt werden muß. Die erneut auf den Parabolspiegel auftreffende Pumpstrahlung wird wieder auf den Kristall abgebildet und anschließend in ein nächstes Segment auf dem Parabolspiegel umgelenkt. Mit einem Planspiegel wird der Strahlengang für die nicht absorbierte Pumpstrahlung des letzten Segmentes umgekehrt, so daß insgesamt 16 Absorptionsdurchgänge durch die Kristallscheibe resultieren. Für den Strahlengang des Laserstrahls hat der Parabolspiegel eine zentrale Bohrung, so daß die Kristallscheibe im Resonator als Umlenkspiegel oder als Endspiegel flexibel eingesetzt werden kann.

Entsprechend den Prinzipskizzen in Abb. 4.4 können auch bei Verwendung eines Parabolspiegels in der Pumpanordnung unterschiedliche Anzahlen an Pumpstrahlungsdurchgängen realisiert werden. Einige Beispiele sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die Segmente

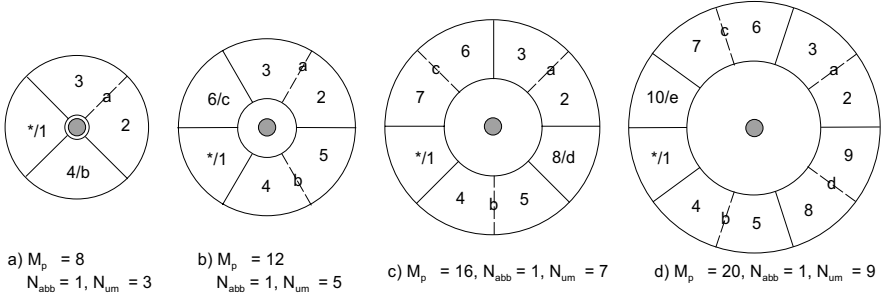


Abbildung 4.6: Prinzip der Pumpanordnungen bei Verwendung eines Parabolspiegels für eine zunehmende Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen.

des Parabolspiegels werden durch die radialen Linien gekennzeichnet. Die Umlenkspiegel werden von diesen Segmenten verdeckt. Die Berührlinie der Spiegelpaare für die Umlenkung der kollimierten Pumpstrahlung von einem Segment des Parabolspiegels in das benachbarte Segment entspricht der gestrichelt dargestellten Segmentbegrenzung. Analog zu den Umsetzungsmöglichkeiten in Abb. 4.4 mit vielen einzelnen Abbildungsspiegeln können auch bei Verwendung eines Parabolspiegels mehrere Ringe zur Abbildung genutzt werden. Wenn die einzelnen Ringe radial in einem Segment liegen, können die Umlenkspiegel hinreichend groß gewählt werden, um gleichzeitig die Strahlung aller Ringe umzulenken. Lediglich für die Umlenkung der Strahlung von einem Ring zum anderen in radialer Richtung werden neue Umlenkeinheiten benötigt.

Da der Parabolspiegel die Pumpstrahlung nach erfolgter Kollimation auf den Kristall in die Fokusebene abbildet, ergeben sich weitere Möglichkeiten zur Gestaltung der Pumpquelle und des Pumpflecks:

- Da die Abbildung durch den Parabolspiegel immer auf den gleichen Pumpfleck in der Fokusebene erfolgt, muß die gesamte Pumpstrahlung nicht aus einer Pumpquelle stammen. Bei Verwendung mehrerer Pumpquellen, welche einzeln kollimiert werden, fällt deren Strahlung kolinear zueinander auf ein Segment des Parabolspiegels und wird sich überlagernd auf einen Pumpfleck abgebildet.
- Die Pumpstrahlung kann an der Quelle, aufgrund unterschiedlicher Strahlqualität senkrecht und parallel zum p-n-Übergang des Diodenlasers, auch unterschiedliche Divergenzen in beiden Ebenen aufweisen, so daß sich ein elliptisches Profil des kollimierten Strahles ergeben kann. Dieses elliptische Profil kann mit einem relativ kleinen Parabolspiegelsegment abgebildet werden, wenn die große Hauptachse der

Ellipse in radialer Richtung des ersten Parabolspiegelsegments liegt. Während der Propagation durch die Pumpanordnung dreht sich die Ellipse mit und zeigt immer mit der großen Hauptachse in radiale Richtung, so daß sie immer innerhalb der Segmentgrenzen bleibt. Dies könnte insbesondere bei der Strahlung von Diodenlasern ausgenutzt werden, da deren Kollimation zu einem elliptischen Strahlprofil führen würde und somit schmale Segmente des Parabolspiegels zur Abbildung ausreichen würden, womit wiederum viele Pumpstrahlungsdurchgänge ermöglicht würden.

- Die abzubildende Pumpquelle kann aus mehreren emittierenden Flächen bestehen, so daß auf dem Kristall auch mehrere Pumpflecke gleichzeitig erzeugt werden können. Aufgrund der Drehung der Abbildung ist dies wegen der eingeschränkten Symmetrie nur für eine bestimmte Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen möglich.

Die Auslegung einer Pumpanordnung mit einem Parabolspiegel weist allerdings auch Grenzen auf. Das Öffnungsverhältnis aus Durchmesser und Brennweite ist begrenzt, da die Begrenzung der Umlenkspiegel sonst den Parabolspiegel durchdringt. Auch die Verwendung mehrerer Ringe ist eingeschränkt, da die Umlenkspiegel den Strahlengang vom Parabolspiegel auf den Kristall verdecken können. Eine Verschiebung der Berührlinie der Umlenkspiegel aus der Ebene des Kristalls ist in dem Maße möglich, wie eine Zunahme der Divergenz zulässig bzw. kompensierbar ist. Bei einer hinreichend hohen Strahlqualität der Pumpstrahlung und nicht zu vielen Pumpstrahlungsdurchgängen ermöglicht dieses Prinzip eine kompakte und relativ einfache Umsetzung einer Pumpanordnung. Dieses Prinzip ist Gegenstand einer Patentanmeldung [83].

4.3.6 Integration mehrerer Kristallscheiben

Eine Vereinfachung der Pumpanordnung ist auch durch die Integration mehrerer Kristallscheiben in eine Pumpanordnung möglich, da so die Anzahl der Umlenkspiegel reduziert werden kann, indem diese durch Kristallscheiben ersetzt werden. Der Einsatz mehrerer Kristallscheiben in einer Pumpanordnung ist insbesondere bei der Skalierung der Laserleistung attraktiv, da die Skalierung über die Größe der gepumpten Fläche erfolgt und diese auf mehrere Kristalle aufgeteilt werden kann. Bei mehreren Kristallscheiben ergibt sich jeweils ein relativ kleiner Pumpfleck, so daß die Auslegung und Umsetzung eines Resonators mit guter Strahlqualität vereinfacht ist.

Bei der Integration mehrerer Kristallscheiben in einer Pumpanordnung wird die Absorption der Pumpstrahlung auf die einzelnen Kristalle verteilt. So können z. B. 16 Absorptionsdurchgänge gleichmäßig auf zwei, vier, acht oder 16 Kristalle verteilt werden. Entsprechend der Integration mehrerer Kristallscheiben können auch mehrere Pumpquellen in einer Pumpanordnung integriert werden. Für den Laserbetrieb muß die Pumpleistungsdichte der einzelnen Kristallscheibe hinreichend hoch sein. Das Verhältnis aus der Anzahl

der Pumpquellen zu der Anzahl der Kristallscheiben wird dabei durch die Strahlqualität und die Leistung der Pumpstrahlung bestimmt. Die gleichen Anforderungen wie in Kap. 4.3.5 ergeben sich bei gleich vielen Pumpquellen wie Kristallscheiben.

Für die Verwendung von vier Kristallscheiben und vier Pumpquellen ist in Abb. 4.7 eine mögliche Anordnung mit 32 Abbildungsspiegeln und drei Umlenkspiegeln mit den resultierenden Strahlengängen in der räumlichen Ansicht und im Schnitt dargestellt. Die

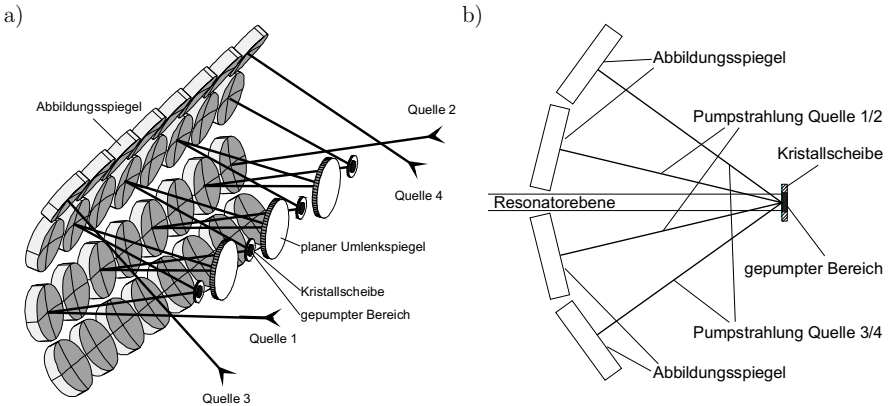
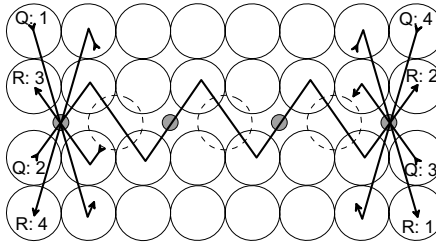


Abbildung 4.7: Verlauf der Pumpstrahlung bei einer Mehrscheibenpumpanordnung mit vier Kristallen und vier Pumpquellen bei jeweils 16 Durchgängen zur Absorption in den Kristallen in räumlicher Darstellung (a) und im Schnitt (b).

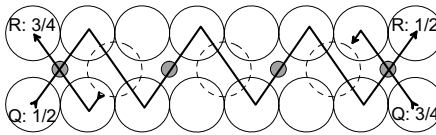
Kristallscheiben und die planen Umlenkspiegel sind abwechselnd entlang einer gedachten Geraden in einer Ebene angeordnet. Diese Gerade bildet die Achse eines geraden Kreiszylinders, auf dessen Wandung die Abbildungsspiegel angeordnet sind. Der Radius des Kreiszylinders wird durch die Brennweite der Abbildungsspiegel definiert, so daß sich die Kristallscheiben bei dem schrägen Pumpstrahlungseinfall im Fokus befinden. Der Strahlengang der Pumpstrahlung ist für die Quelle 1 in Abb. 4.7a dargestellt. Die Strahlung wird abwechselnd auf einen Kristall fokussiert und auf einem Umlenkspiegel kollimiert umgelenkt. In dieser Darstellung wird der Strahlengang mit dem letzten Abbildungsspiegel direkt in sich zurück reflektiert, so daß an dieser Stelle auf eine mögliche Zwischenkollimation verzichtet wird. Aufgrund der Umlenkung der Strahlung mit abbildenden Spiegeln muß der auftretende Abbildungsfehler durch Astigmatismus mit dem Einsatz von torischen Spiegeln kompensiert werden. Die Anzahl möglicher Reihen aus Abbildungsspiegeln wird durch die Strahlqualität der Pumpstrahlung bestimmt, da mit zunehmendem Einfallswinkel die Abbildungsqualität abnimmt. Die beiden mittleren Reihen der Abbildungsspiegel dürfen sich nicht berühren, da sich in diesem Bereich das Strahlungsfeld des Resonators ausbildet.

Einige weitere Beispiele für entsprechende Pumpanordnungen sind in Abb. 4.8 dargestellt, wobei die Abbildungsspiegel auf der Zylinderwandung abgewickelt in einer Ebene darge-

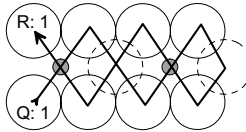
a) 4 Kristalle, 4 Pumpquellen: $M_p = 16$, $N_{abb} = 32$, $N_{um} = 3$



b) 2 Kristalle, 2 Pumpquellen: $M_p = 16$, $N_{abb} = 16$, $N_{um} = 3$



c) 2 Kristalle, 1 Pumpquelle: $M_p = 16$, $N_{abb} = 8$, $N_{um} = 2$



d) 8 Kristalle, 8 Pumpquellen: $M_p = 16$, $N_{abb} = 64$, $N_{um} = 7$

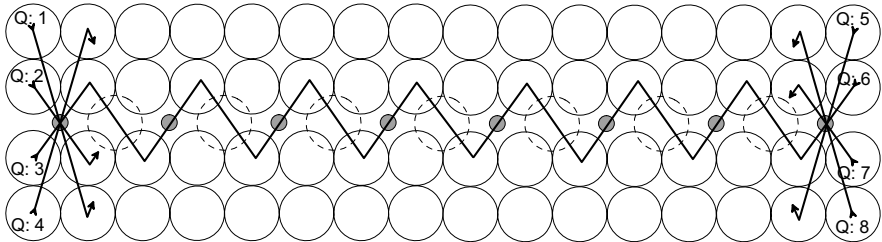


Abbildung 4.8: Beispiele abgewickelter Spiegelanordnungen für Pumpanordnungen mit mehreren Kristallscheiben bei jeweils 16 Pumpstrahlungsdurchgängen.

stellt sind. Abb. 4.8a stellt das bisher diskutierte Beispiel dar. Die Pumpquellen sind jeweils mit 'Q' und die hinter den letzten Abbildungsspiegeln liegenden Umlenkspiegel, welche die Pumpstrahlung zurück reflektieren, mit 'R' und einer laufenden Nummer gekennzeichnet. Jeder der gestrichelt dargestellten Umlenkspiegel wird für die Strahlung aller Pumpquellen verwendet. Der Verlauf der Pumpstrahlung ist jeweils für eine Quelle dargestellt und für die anderen nur angedeutet. In allen Beispielen wird die Pumpstrahlung in 16 Durchgängen in den Kristallscheiben absorbiert. In Abb. 4.8a werden gleich-viele Pumpquellen und Kristalle verwendet. In Abb. 4.8b werden nur zwei Pumpquel-

len verwendet, wozu bei gleicher Strahlqualität die doppelte Leistung der Pumpquellen notwendig ist. In Abb. 4.8c wird die einfachste Umsetzung einer Mehrscheibenpump-anordnung mit einer Pumpquelle und zwei Kristallen dargestellt. In Abb. 4.8a-c wird die Pumpstrahlung immer mit einem abschließenden Umlenkspiegel umgekehrt. Daß dies auch bei einem geringen Verhältnis von Abbildungsspiegeln zu Kristallscheiben nicht notwendig ist, zeigt Abb. 4.8d. Statt des abschließenden Umlenkspiegels wird eine weitere Pumpquelle verwendet. Diese Anordnungen lassen sich beliebig fortsetzen, wobei statt einer linearen Anordnung der Kristallscheiben auch Anordnungen in einem Array möglich sind. Dieses Prinzip der Umsetzungen mit mehreren Kristallscheiben wurde ebenfalls als Patent angemeldet [84].

Bei diesen Beispielen werden alle Kristallscheiben von der Pumpstrahlung der verschiedenen Quellen 16 mal durchlaufen. Trotzdem ist die absorbierte Pumpleistung unterschiedlich, da bei den ersten Absorptionsdurchgängen wegen des exponentiellen Verhaltens am meisten absorbiert wird. Je näher die Kristalle an den Quellen sind, umso höher ist die absorbierte Leistung. Bei einem Laserbetrieb hinreichend weit über der Laserschwelle bereitet dies jedoch keine Probleme.

Für die Anordnung des Resonators wurde in allen Beispielen eine Ebene senkrecht zu allen Kristallen frei gelassen. Der Resonator basiert auf einer wiederholten Umlenkung von Kristall zu Kristall, wie in Abb. 4.9 für vier Kristalle dargestellt. Die Auslegung

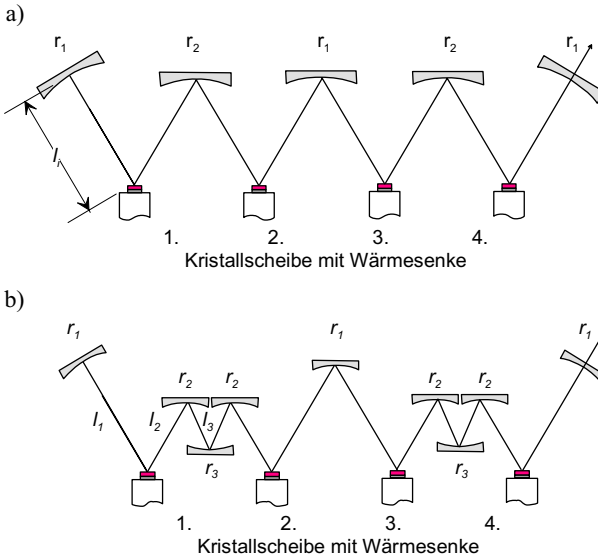


Abbildung 4.9: Aufbaumöglichkeit eines Resonators für vier äquidistant angeordnete Kristallscheiben: a) mit einem Umlenkspiegel, b) mit drei bzw. einem Umlenkspiegel zwischen zwei Kristallscheiben.

eines Resonators erfolgt durch Symmetriebetrachtungen aus der Auslegung für eine Kristallscheibe. Bei gleichen Krümmungsradien und thermischen Linsen der Kristallscheiben kann der Resonator für eine Kristallscheibe an dem Endspiegel oder dem Auskoppelspiegel aufgefalten und symmetrisch für zwei Kristallscheiben fortgesetzt werden. Dieser Resonator hat auf beiden Kristallscheiben gleich große Modenradien und damit die gleiche Strahlqualität des Resonators für eine Kristallscheibe. Mit einer erneuten Auffaltung dieses Resonators für zwei Kristallscheiben ergibt sich ein entsprechender Resonator für vier Kristallscheiben.

Bei der Verwendung von jeweils einem Umlenkspiegel zwischen zwei Kristallen müssen diese Umlenkspiegel ebenso äquidistant angeordnet werden wie die Kristallscheiben, so daß die Armlängen l_i alle gleich lang sind. Aus der obigen Symmetriebetrachtung ergeben sich gleiche Krümmungsradien r_1 für den Endspiegel, den Auskoppelspiegel und den mittleren Umlenkspiegel. Die beiden anderen Umlenkspiegel müssen wiederum gleiche Krümmungsradien r_2 haben. Die Auslegung des Resonators, insbesondere für gute Strahlqualität bei hoher Stabilität, ist damit eingeschränkt, da lediglich die zwei verschiedenen Krümmungsradien r_1 und r_2 und die Armlänge l_i frei wählbar sind. Bei der Verwendung von drei Resonatorspiegeln für den aufzufaltenden Resonator mit einer Kristallscheibe, Abb. 4.9b, ist diese Einschränkung aufgehoben, da mit einer starken Krümmung r_2 mechanisch sehr stabile Resonatoren mit großen Grundmoderadien auf den Kristallscheiben möglich sind [85]. Allerdings erfordert eine Resonatorauslegung nach Abb. 4.9b bei gleichen Durchmessern der Resonatorspiegel wie in einer Auslegung nach Abb. 4.9a einen größeren Mindestabstand zwischen den Kristallscheiben.

4.4 Auslegung der Hochleistungsscheibenlaser

Für die erstmalige Umsetzung eines Scheibenlasers mit Laserleistungen bis in den Kilowatt-Bereich werden abbildende, quasi-endgepumpte Pumpanordnungen verwendet. Für die Untersuchung der Eigenschaften einzelner Kristallscheiben ist eine Pumpanordnung mit einer Kristallscheibe besonders geeignet. Da die Skalierung der Laserleistung bei einer Kristallscheibe, wie in der Modellierung gezeigt, mit Einbußen im Wirkungsgrad verbunden ist, ist für die Umsetzung eines kompakten Lasers mit hohen Ausgangsleistungen eine Pumpanordnung mit mehreren Kristallscheiben attraktiv. Daher wurden zwei Pumpanordnungen mit jeweils 16 Pumpstrahlungsdurchgängen konzipiert und gebaut. Die Einscheibenpumpanordnung verwendet einem Parabolspiegel für die Anregung einer Kristallscheibe und die Mehrscheibenpumpanordnung integriert vier Kristallscheiben und zwei Pumpquellen. Der gesamte Hochleistungsscheibenlaser besteht aus einer bzw. beiden beschriebenen Pumpquellen, der Pumpanordnung und dem Resonator.

4.4.1 Integration der Pumpquelle

Die Pumpstrahlung wird bei allen oben dargestellten Möglichkeiten der Pumpanordnung kollimiert zugeführt. Dies schafft eine flexible Schnittstelle zwischen Pumpquelle und Pumpanordnung. Die Größe des Pumpflecks wird durch die Abbildung aus Kollimationsoptik und erstem Abbildungsspiegel festgelegt. Die Homogenität des Pumpflecks entspricht der Leistungsdichteverteilung der Pumpstrahlung am Ende des Glasstabes. Mit der Wahl einer entsprechenden Kollimation können die Pumpquellen mit beiden Pumpanordnungen und variablem Pumpfleckdurchmesser betrieben werden.

4.4.2 Einscheibenpumpenanordnung

Die Einscheibenpumpenanordnung basiert auf dem Prinzip aus Abb. 4.6 und wurde mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen umgesetzt. Sie ist in Abb. 4.10 dargestellt. Der verwendete Parabolspiegel ist ein dielektrisch hochreflektierend beschichteter diamantgedrehter Kupferspiegel. Er hat einen Außendurchmesser von 150 mm, eine Brennweite von 60 mm und für den Resonator eine zentrale Bohrung mit 30 mm Durchmesser. Die Umlenkung der Pumpstrahlung von einem Segment des Parabolspiegels in ein anderes erfolgt jeweils mit einem Umlenkspiegelpaar, dessen Spiegel mit einem Winkel von 90° zueinander auf einem Halter aufgeklebt sind. Das Spiegelpaar ist mit einem konventionellen Spiegelhalter justierbar. Die Einheit mit dem Spiegelhalter ist über ein xyz-Verstellelement in ihrer Position in der Fokusebene verschiebbar. Der letzte Umlenkspiegel der Pumpanordnung dient als Rückspiegel, der den gesamten Strahlengang umkehrt. Er ist ebenfalls auf einem Träger aufgeklebt und analog justierbar. Der Parabolspiegel kann über drei Mikrometerschrauben verkippt und justiert werden. Die Kristallscheibe wird in ihrer Halterung mit Wasser gekühlt und kann über einen Drehtisch, ein Goniometer und einen Verschiebetisch justiert werden. Die Kristallscheibe stellt die einzige gekühlte Komponente der Pumpanordnung dar.

Die Justage der Pumpanordnung erfolgt in einem Interferometer. Dazu wird der Parabolspiegel mit seiner Halterung ausgebaut. Im Interferometer werden die Umlenkspiegelpaare, der Rückspiegel und die Kristallscheibe zueinander ausgerichtet. Parallel zu dieser Ebene wird anschließend der Parabolspiegel durch eine auf die Rückseite aufgelegte Referenz ausgerichtet. Damit ist die Pumpanordnung bis auf den Abstand der Kristallebene zum Parabolspiegel justiert. Dieser Abstand wird im Laserbetrieb über eine Verschiebung der Kristallscheibe mit der Halterung erreicht, das Justagekriterium stellt dabei die Laserleistung dar.

Um die experimentellen Werte mit berechneten Werten vergleichen zu können, wurden die Verluste an den eingesetzten Optiken bestimmt. Der Reflexionsgrad des Parabolspiegels beträgt 98,7 %, eines Umlenkspiegelpaares 98,5 % und des Rückspiegels 99,6 %. Diese Werte werden bei den Berechnungen zu den Experimenten berücksichtigt.

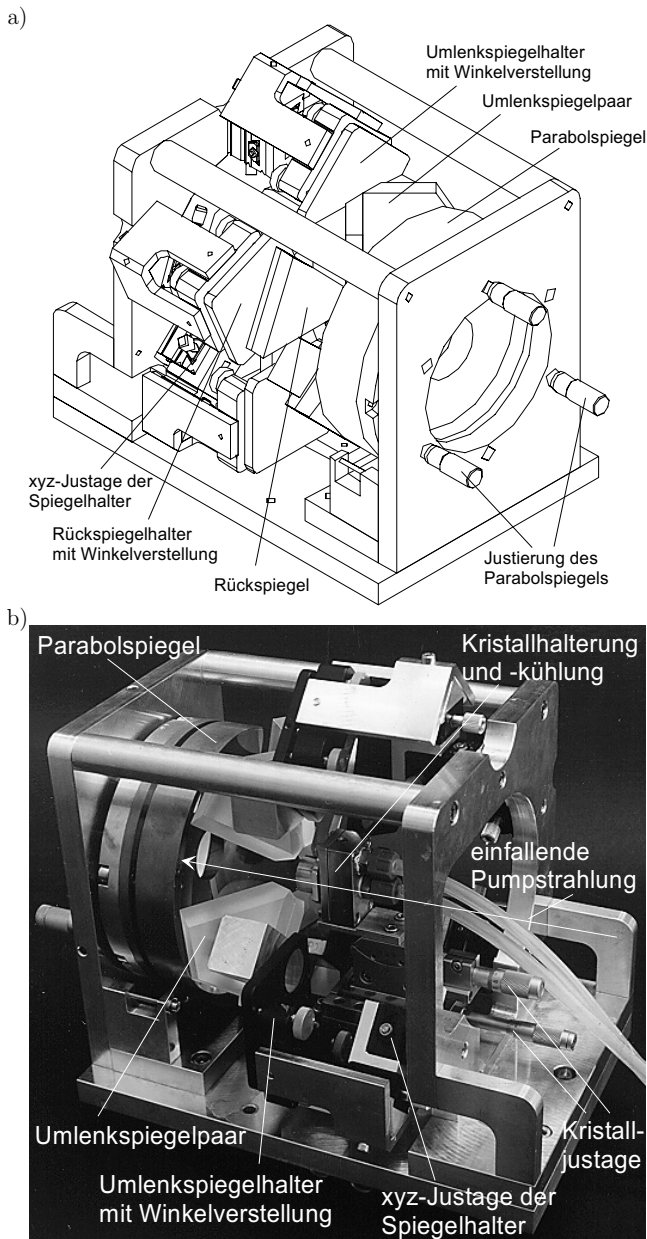


Abbildung 4.10: a) Zusammenbauzeichnung und b) Photo der Einscheibenpumpenanordnung mit einem Parabolspiegel.

4.4.3 Mehrscheibenpumpenanordnung

Die Mehrscheibenpumpenanordnung wurde entsprechend dem Strahlengang nach Abb. 4.8b für vier Kristallscheiben mit 16 Absorptionsdurchgängen für zwei Pumpquellen umgesetzt. Der Aufbau mit diesem Strahlengang für vier Kristallscheiben ist durch die relativ gute Strahlqualität der beiden zur Verfügung stehenden Pumpquellen möglich.

Die Mehrscheibenpumpenanordnung ist in Abb. 4.11 dargestellt. Die Abbildungsspiegel werden von einem Spiegelhalter gefaßt. Neben der Justage durch den Spiegelhalter ist mit einem radialen Verschiebeelement auch der Abstand zwischen den Abbildungsspiegeln und den Kristallscheiben einstellbar. Alle Abbildungsspiegel sind mit ihren Justageelementen auf einer eigenen Halteplatte befestigt. Die Kristallscheiben werden jeweils auf einer Wärmesenke befestigt. Diese Wärmesenken sind justierbar an einer Halteplatte befestigt. Auf Edelstahlstangen sind die beiden Halteplatten für die Abbildungsspiegel und für die Kristallscheiben zueinander verschiebbar. Dadurch können als Abbildungsspiegel auch Toroide mit anderen mittleren Krümmungsradien als 100 mm eingesetzt werden, so daß bei einem kleineren Krümmungsradius auch eine Pumpquelle mit geringerer Strahlqualität einsetzbar ist. Die dielektrisch hochreflektierend beschichteten Toroide haben einen Durchmesser von 25 mm, zur Kompensation des Astigmatismus Radien von 103,5 mm und 96,6 mm und bestehen aus Brillenglas. Dementsprechend haben die Umlenkspiegel ebenfalls einen Durchmesser von 25 mm. Die Justage der Umlenkspiegel und der Kristallscheiben erfolgt mit den Einstellschrauben der Halterung.

Da der Strahlengang der Pumpstrahlung bei dieser Anordnung über individuell justierbare Spiegel erfolgt, wird die Anordnung mit der Pumpstrahlung justiert. Die Fluoreszenz der einzelnen Kristallscheiben wird mit einer CCD-Kamera betrachtet. Anhand der Schärfe des Bildes, welche über eine Bildauswertung bestimmt werden kann, werden die einzelnen Abbildungsspiegel schrittweise justiert.

Die Pumpenanordnung kann für zwei oder vier Kristalle mit jeweils 16 Absorptiondurchgängen verwendet werden. Der Strahlengang nach Abb. 4.8c für lediglich zwei Kristallscheiben mit 16 Absorptiondurchgängen ergibt sich bei Verwendung lediglich einer Pumpquelle und Verkippen des mittleren planen Umlenkspiegels der Pumpenanordnung. Der Strahlengang für zwei Kristallscheiben und eine Pumpquelle ist in Abb. 4.11b dargestellt. Bei vier Kristallen werden zwei Pumpquellen benötigt. Der Strahlengang der Pumpstrahlung entspricht Abb. 4.8b. In beiden Fällen ist der Rückspiegel, der den Strahlengang umkehrt, ein sphärischer Spiegel. Damit wird eine einmalige Vergrößerung der Divergenz der Pumpstrahlung akzeptiert. Der Spiegel hat einen Krümmungsradius von 50 mm.

Die Kristallscheiben können einzeln in individuellen Resonatoren oder gemeinsam in einem Resonator eingesetzt werden. Die Auslegung erfolgt dabei entsprechend der Symmetriebetrachtungen in Kap. 4.3.6.

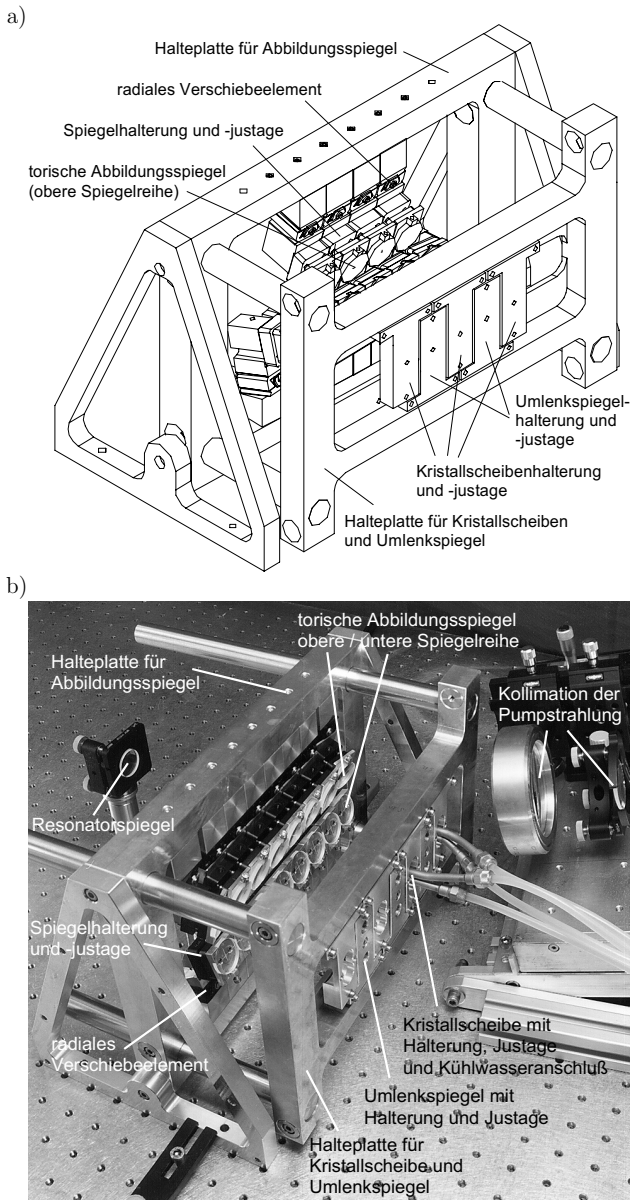


Abbildung 4.11: a) Zusammenbauzeichnung und b) Photo der Mehrscheibenpump-anordnung für bis zu vier Kristalle und maximal zwei Pumpquellen.

4.5 Zusammenfassung

Bei der Auslegung und Umsetzung eines Scheibenlasers mit Laserleistungen bis in den kW-Bereich mußte die Integration der vorhandenen zwei Pumpquellen und der Kristallscheiben berücksichtigt werden. Die Strahlung der beiden Pumpquellen kann durch die Wahl entsprechender Optiken individuell kollimiert werden und so flexibel an die Pumpanordnungen angepaßt werden.

Die Kristallscheiben sind poliert, beschichtet und mit einer Zwischenlage aus Indium auf einer Kupferscheibe befestigt, welche von der Rückseite mit Wasser gekühlt wird. Die verschiedenen Kristallscheiben haben alle einen Durchmesser von 10 mm und bei einer Dotierung von 8 % unterschiedliche Dicken zwischen 185 μm und 360 μm sowie bei einer Dotierung von 9 % eine Dicke von 205 μm .

Die Pumpanordnung wird als quasi-endgepumpte Anordnung mit der mehrfachen Abbildung der Pumpstrahlung auf den Kristall realisiert. Aus der theoretischen Auslegung ergab sich die Forderung nach 16 Pumpstrahlungsdurchgängen für einen Betrieb mit hohem Wirkungsgrad bei Raumtemperatur. Die Bewertung unterschiedlicher Aufbaumöglichkeiten zeigte für den Hochleistungsbereich die Notwendigkeit einer Zwischenkollimation der Pumpstrahlung zwischen den einzelnen Abbildungen auf den Kristall auf. Da die experimentellen Untersuchungen sowohl an einer Kristallscheibe als auch im Rahmen der Leistungsskalierung an mehreren Kristallscheiben erfolgen, wurden zwei verschiedene Pumpanordnungen realisiert.

Die Pumpanordnung für eine Kristallscheibe beinhaltet die Integration eines Parabolspiegels zur Reduktion der Anzahl der eingesetzten Optiken. Der Strahlengang wird durch einen Umlenkspiegel als Rückspiegel umgekehrt, so daß 16 Pumpstrahlungsdurchgänge erreicht werden und die nicht absorbierte Pumpstrahlung in die Pumpquelle zurück reflektiert wird. Diese Einscheibenpumpenanordnung eignet sich insbesondere zur Untersuchung der Qualität der Kristallscheiben und der Skalierung der Laserleistung über den Pumpfleckdurchmesser.

Die andere Pumpanordnung integriert zwei oder vier Kristallscheiben und entsprechend eine oder zwei Pumpquellen in einer Pumpanordnung. Diese Mehrscheibenpumpenanordnung nutzt damit ebenfalls die Möglichkeiten zur Reduktion der eingesetzten Optiken aus, indem Umlenkspiegel durch Kristallscheiben ersetzt werden und verbleibende Umlenkspiegel von beiden Pumpquellen verwendet werden. Diese Pumpanordnung eignet sich insbesondere zur Untersuchung der Skalierung der Laserleistung über die Anzahl der Kristallscheiben bis in den Kilowatt-Bereich.

5 Experimentelle Ergebnisse

Die Leistungsfähigkeit und die Eigenschaften der beiden im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Pumpanordnungen werden anhand der durchgeführten Experimente in diesem Kapitel ausführlich dargestellt und miteinander verglichen. Dazu werden zuerst die beiden eingesetzten Pumpquellen charakterisiert.

5.1 Charakterisierung der Pumpquellen

Als Pumpquellen standen die in Kapitel 4.1 beschriebenen Einheiten der Firmen Dilas Diodenlaser GmbH und Jenoptik Laserdioden GmbH zur Verfügung. Sie wurden hinsichtlich der Leistung, dem Wirkungsgrad, der spektralen Eigenschaften und der Homogenisierung durch den Glasstab untersucht.

5.1.1 Leistung und Wirkungsgrad

Die gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik beider Pumpquellen mit der resultierenden elektrischen Leistungsaufnahme und die gemessene optische Leistung hinter dem homogenisierenden Glasstab mit dem resultierenden elektrisch-optischen Wirkungsgrad ist in Abb. 5.1 dargestellt. Da in beiden Pumpquellen Diodenlaser der Firma Siemens verwendet werden, bedeutet der geringere Spannungsabfall bei der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH, daß eine geringere Anzahl an Diodenlaserbarren eingesetzt ist. Dies äußert sich in einer deutlich geringeren elektrischen Leistungsaufnahme und gleichzeitig in einem höheren elektrisch-optischen Wirkungsgrad.

Die mit diesen Pumpquellen bei den Experimenten zur Verfügung stehende Pumpleistung im kollimierten Strahl beträgt jeweils ca. 1100 W, Abb. 5.1b. Die Messung erfolgte mit einem Detektor der Firma Molectron mit einem Meßfehler von 5 %. Zur Begrenzung des Meßfehlers wurde bei der Messung der Pump- und der Laserleistung der gleiche Detektor verwendet.

Der elektrisch-optische Wirkungsgrad beider Pumpquellen ist mit 29 % bzw. 21 % verglichen zu dem der Diodenlaserbarren gering. Dies liegt an der relativ guten spezifizierten Strahlqualität der Pumpquellen mit einer Numerischen Apertur von 0,15 und einem

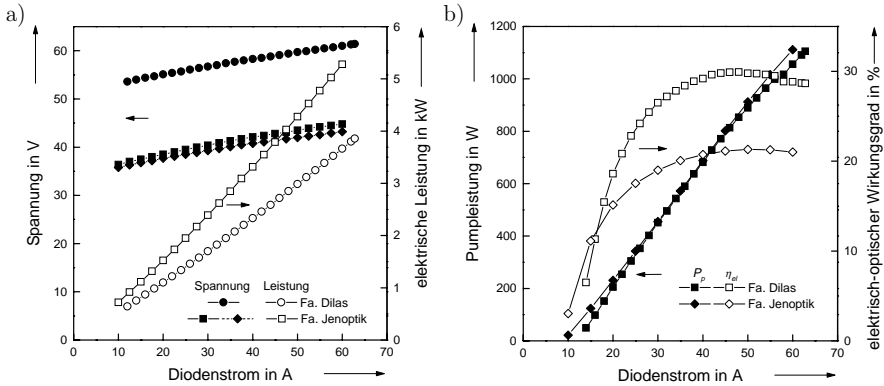


Abbildung 5.1: Vermessung beider Pumpquellen: a) Spannungsabfall und resultierende elektrische Leistungsaufnahme (die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH wird mit zwei unabhängigen Netzgeräten betrieben, so daß zwei Spannungskurven angegeben sind). b) Als Pumpleistung zur Verfügung stehende optische Leistung mit dem resultierenden elektrisch-optischen Wirkungsgrad.

Fokussdurchmesser von 5 mm. Beide Pumpquellen stellen Prototypen aufgrund dieser Anforderungen dar, so daß die Leistungsverluste durch eine noch nicht ausgereifte Strahlformung entsprechend hoch sind und daß an der den Fokus begrenzenden Blende erheblich Verluste auftreten. Zu einem weiteren Leistungsverlust bis zu 8 % führen der zur Homogenisierung verwendete Glasstab und die zur Kollimation eingesetzten Optiken. Mit einer künftig steigenden Strahlqualität der Diodenlaserbarren und zunehmenden Erfahrung bei der Entwicklung der Strahlformung ist allerdings bei zukünftigen Pumpquellen mit deutlich höheren elektrisch-optischen Wirkungsgraden zu rechnen.

5.1.2 Divergenz

Die Divergenz der Laserstrahlung beider Pumpquellen wurde aus gemessenen Strahlradien an verschiedenen Positionen entlang der Kaustik nach der Messerschneidenmethode bestimmt [86].

Beim Modul der Firma Dilas Diodenlaser GmbH wurde die Divergenz hinter der Blende in horizontaler und vertikaler Richtung bei maximalem Strom vermessen. Die Numerische Apertur beträgt 0,103 bzw. 0,098 in vertikaler bzw. horizontaler Richtung. Bei einem annähernd quadratischen Strahlprofil ergibt sich die größte Numerische Apertur in der Diagonalen durch Multiplikation der gemittelten Numerischen Apertur aus horizontaler bzw. vertikaler Richtung mit $\sqrt{2}$ zu 0,142. Aufgrund des eher kreuzförmigen Strahlprofils an der Blende ist sie noch etwas geringer.

Bei dem Modul der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH wurde die Numerische Apertur hinter dem 200 mm langen Glasstab aufgrund der Homogenisierung lediglich in einer

Achse bei maximalem Strom zu 0,084 bestimmt. Sie ist damit deutlich geringer als bei der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH, was auch ein Aspekt für den deutlich geringeren elektrisch-optischen Wirkungsgrad darstellt.

5.1.3 Spektrale Eigenschaften

Die spektralen Eigenschaften wurden mit einem Fourier-Transform-Interferometer der Firma Bruker gemessen. Die annähernd gaußförmigen Emissionsspektren beider Pumpquellen bei maximalem Betriebsstrom sind in Abb. 5.2 dargestellt. Die Spezifikation der

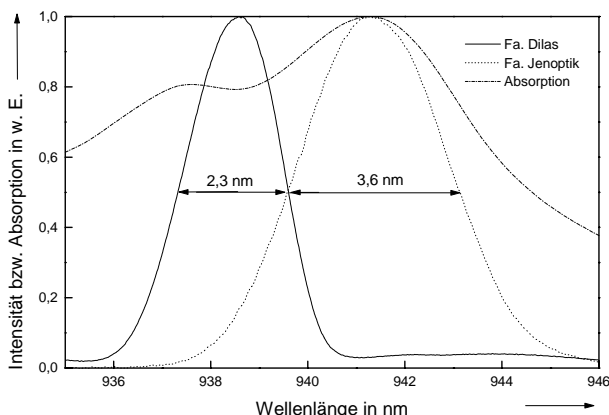


Abbildung 5.2: Emissionsspektren bei maximalem Betriebsstrom und maximal bzw. minimal zulässiger Kühlwassertemperatur von 23 °C bei der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH und von 16 °C bei der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH.

spektralen Breite durch einen Leistungsinhalt von 90 % der Gesamtleistung innerhalb von 5 nm entspricht bei einer gaußförmigen Verteilung einer Halbwertsbreite von 3,6 nm. Das Emissionsspektrum des Moduls der Firma Dilas Diodenlaser GmbH ist mit 2,3 nm bei einer Zentralwellenlänge von 938,6 nm deutlich schmäler. Das Emissionsspektrum des Moduls der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH entspricht mit 3,6 nm bei einer Zentralwellenlänge von 941,3 nm exakt der Spezifikation. Die Temperatur des Kühlwassers entspricht jeweils der maximal bzw. minimal möglichen zulässigen Temperatur, so daß die Zentralwellenlänge bereits bestmöglich zum Absorptionsspektrum von Yb:YAG liegt, welches durch den Absorptionswirkungsquerschnitt in Abb. 5.2 ebenfalls dargestellt ist.

Eine Verschiebung der Zentralwellenlänge erfolgt durch die Kühlwassertemperatur der Diodenlaser. Die Diodenlaser wurden für beide Modulen von der Firma Siemens hergestellt, so daß beide die gleiche Abhängigkeit zeigen. Daher wurde sie beispielhaft für das Modul der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH gemessen und ist in Abb. 5.3a dargestellt. Eine Verschiebung der Zentralwellenlänge zur Verbesserung der Absorption und

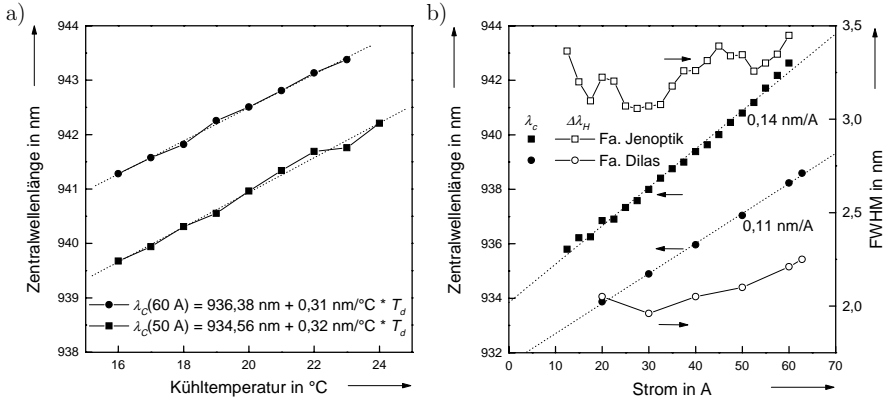


Abbildung 5.3: Verschiebung der Zentralwellenlänge: a) Einfluß der Kühlwassertemperatur bei der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH. b) Einfluß des Diodenstromes bei den Pumpquellen der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH bei 20 °C und der Firma Dilas Diodenlaser GmbH bei 23 °C.

damit eine Steigerung des Wirkungsgrades wäre, wie in Kap. 3.3.1 in Abb. 3.4 dargestellt, möglich. Bei dem Modul der Firma Dilas Diodenlaser GmbH würde eine Verschiebung der Zentralwellenlänge von 938,6 nm auf 941,0 nm eine Erhöhung des optisch-optischen Wirkungsgrades des Scheibenlasers nach Abb. 3.4 um 1,6 % bewirken. Die erforderliche Temperaturerhöhung des Kühlwassers um 7 °C auf 30 °C ist jedoch aufgrund der möglichen Verringerung der Lebensdauer nicht zugelassen. Bei dem Modul der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH wäre mit einer Absenkung der Temperatur auf 12,5 °C eine Verschiebung der Zentralwellenlänge von 941,3 nm auf 940,4 nm mit einer Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades um 0,3 % verbunden. Wegen der Gefährdung der Diodenlaser durch Kondensation von Wasser ist dies ebenfalls nicht zulässig.

Die experimentell bestimmte Verschiebung der Zentralwellenlänge durch den Betriebsstrom ist in Abb. 5.3b dargestellt. Die Änderung ist mit 0,14 nm/A bei dem Modul der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH stärker als bei dem Modul der Firma Dilas Diodenlaser GmbH mit 0,11 nm/A. Da auch diese Verschiebung auf eine Temperaturänderung im Diodenlaser zurückzuführen ist, bedeutet hier eine geringere Zunahme eine bessere Wärmeabfuhr bedingt durch einen besseren thermischen Kontakt zwischen Diodenlaserbarren und Wärmesenke, d. h. einen geringeren thermischen Widerstand. Da die Verschiebung der Zentralwellenlänge den Absorptionsgrad beim Betrieb des Scheibenlasers beeinflusst, wird bei der theoretischen Berechnung zu den experimentellen Ergebnissen die Änderung der Zentralwellenlänge mit dem Betriebsstrom und damit der Pumpleistung berücksichtigt. Dabei wird die Abhängigkeit $\lambda_c(P_p)$ bei der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH durch

$$\lambda_c = 938,6 \text{ nm} + 0,00506 \text{ nm/W} (P_p - 1106 \text{ W}) \quad (5.1)$$

und bei der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH durch

$$\lambda_c = 941,3 \text{ nm} + 0,00631 \text{ nm/W} (P_p - 1111 \text{ W}) \tag{5.2}$$

berücksichtigt.

5.1.4 Homogenisierung

Die Wirkung des Glasstabes zur Homogenisierung wurde durch eine Messung der Leistungsdichteverteilung am Stabende untersucht. Dazu wurde eine Lochblende mit 1 mm Durchmesser schrittweise in horizontaler und vertikaler Richtung möglichst nah am Ende des Glasstabes verfahren. Aus der gemessenen transmittierte Leistung wurde die mittlere Leistungsdichte innerhalb der Lochblende bestimmt.

Abb. 5.4 zeigt die ermittelte Leistungsdichteverteilung hinter einem 200 mm langen Glasstab mit 5 mm Durchmesser bei der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und hinter einem 100 mm langen Glasstab mit gleichem Durchmesser bei der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH. Der große Blendendurchmesser von 1 mm hat eine Meßungenauigkeit von ± 0,5 mm zur Folge und bewirkt die Messung einer unscharfen Stabbegrenzung um ± 0,5 mm. Trotz der geringen Auflösung sind die Unterschiede in der Leistungsdichte deutlich erkennbar, insbesondere innerhalb des gestrichelt eingezeichneten Kreises mit 2 mm Radius, in dem die Blende vollständig ausgeleuchtet wird.

Die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH hat bei einem Betriebsstrom von 25 A eine Gesamtleistung von 369 W, so daß bei einer homogenen Leistungsdichteverteilung eine Leistung von 14,7 W hinter der Blende, entsprechend einer Leistungsdichte von 1,87 kW/cm², zu erwarten wäre. Die maximale Leistung ist mit 22,3 W mit einer

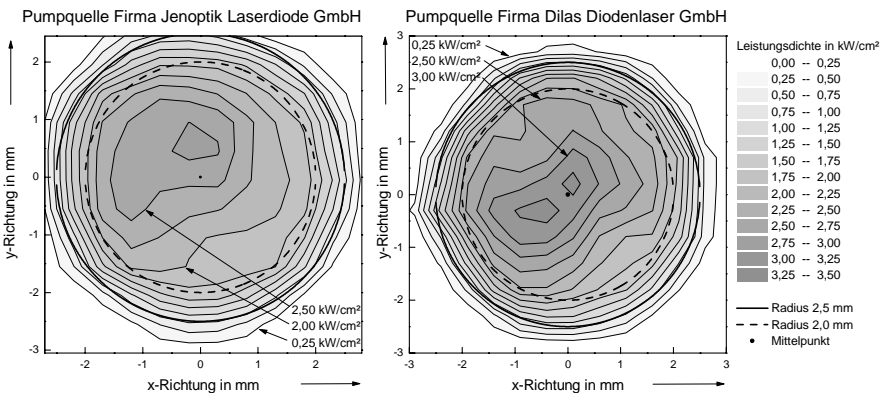


Abbildung 5.4: Leistungsdichteverteilung am Stabende bei Verwendung des Diodenmoduls der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH bzw. Dilas Diodenlaser GmbH.

mittleren Leistungsdichte von $2,84 \text{ kW/cm}^2$ um 52 % höher. Da dieses Maximum nicht im Mittelpunkt liegt, verlaufen die optischen Achsen der Kollimation des Pumpmoduls und des Glasstabs nicht koaxial. Aufgrund der Mehrfachabbildung auf den Kristall, bei denen eine Drehung des Bildes stattfindet, findet so eine zusätzliche rotationssymmetrische Homogenisierung statt, welche diese Überhöhung etwas reduziert.

Mit einem kürzeren Stab ist aufgrund der geringeren Anzahl an Reflexionen an der Wandung eine schlechtere Homogenisierung zu erwarten. Die Messung der Leistungsverteilung hinter einem lediglich 100 mm langen Glasstab für die Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH erfolgte mit einem Betriebsstrom von 30 A. Mit der Gesamtleistung von 441 W ergäbe sich bei einer homogenen Leistungsdichteverteilung eine Leistung hinter der 1 mm-Blende von 17,6 W mit einer Leistungsdichte von $2,24 \text{ kW/cm}^2$. Die maximale gemessene Leistung ist mit 26,4 W und einer mittleren Leistungsdichte von $3,36 \text{ kW/cm}^2$ um 50 % überhöht und vergleichbar zur Überhöhung der Leistungsdichte bei Verwendung eines 200 mm langen Stabes. Das Profil erscheint ebenfalls vergleichbar inhomogen.

Die Homogenisierung des Strahlprofils beider Pumpquellen ist damit noch unzureichend. Eine Verbesserung erfolgt durch eine deutliche Erhöhung der Anzahl der Reflexionen an der Wandung des Glasstabes. Der Durchmesser des Glasstabes d_s bestimmt bei konstanter Strahlqualität den Divergenzwinkel ($\theta \sim 1/d_s$), so daß mit der Länge l_s des Glasstabes die Anzahl an Reflexionen bei einem Strahlengang durch die Achse des Glasstabes proportional ist zu l_s/d_s^2 . Damit ist eine bessere Homogenisierung insbesondere mit einem dünneren Stab möglich, der dann eine geänderte Einkopplung in den Stab erfordert.

Die unzureichende Homogenisierung bewirkt im Laserbetrieb, daß die Schwellpumpleistungsdichte im Zentrum des gepumpten Bereichs bei geringeren Pumpleistungen erreicht wird, als dies bei einer homogenen Anregung der Fall wäre. Verbunden mit der inhomogenen Anregung ist eine inhomogene Verstärkung und Temperaturverteilung und somit eine stärkere thermische Linse. Aufgrund der höheren Leistungsdichte werden zusätzlich deutlich höhere maximale Temperaturen und Spannungen im Kristall erreicht.

5.2 Untersuchungen mit der Einscheibenpumpanordnung

Die Einscheibenpumpanordnung wurde sowohl mit der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH als auch mit der der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH betrieben. Die Pumpstrahlung wurde mit zwei Linsen mit je 88 mm Brennweite, entsprechend einer effektiven Brennweite von 65 mm, kollimiert, so daß mit der Brennweite von 60 mm des Parabolspiegels unter Berücksichtigung des Schrägeinfalls ein Pumpfleckdurchmesser von 2,99 mm aus der Modellierung resultiert. Der Resonator bestand grundsätzlich aus der Kristallscheibe als Endspiegel und einem Auskoppelspiegel in einem Abstand l_r mit einem Krümmungsradius r_{aus} und einem Transmissionsgrad T_{aus} .

Der Reflexionsgrad aller in der Pumpanordnung eingesetzten optischen Komponenten wurde vor den Experimenten bestimmt. Der Parabolspiegel hat einen Reflexionsgrad 98,7 %, die beiden Umlenkspiegel zusammen 98,5 % und der plane Rückspiegel 99,6 %. Diese Reflexionsgrade werden in der Modellierung zu den Experimenten ebenso berücksichtigt, wie die reale Kristalldicke. Die weiteren verwendeten Parameter entsprechen denen aus Kap. 3.3, insbesondere betragen die resonatorinternen Verluste 0,2 %. Ein möglicher Justagefehler der Pumpanordnung wird nicht berücksichtigt.

Mit der Einscheibenpumpanordnung konnten die grundlegenden Eigenschaften des Scheibenlaserdesigns für den Leistungsbereich bis 600 W untersucht werden, dies umfaßte die Skalierung bis zu dieser Leistung über den Pumpfleckdurchmesser, den Einfluß der Kühltemperatur, die Verbesserung der Strahlqualität durch Anpassen der Resonatorgeometrie, die Reproduzierbarkeit bei Verwendung unterschiedlicher Kristallscheiben und die Messung der resonatorinternen Verluste.

5.2.1 Hochleistungsbetrieb

Die höchste Ausgangsleistung des Scheibenlasers bei Verwendung einer Kristallscheibe bei einer Kühlwassertemperatur von 15 °C und der Homogenisierung mit einem Glasstab mit 5 mm Durchmesser wurde mit der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH und einem Kristall mit einer Dicke von 248 μm Dicke erreicht. Der Kristall hatte eine Dotierung von 8 % und stammte aus der Beschichtungscharge III. Die Parameter des Resonators waren $l_r = 11$ cm, $r_{aus} = 0,5$ m und $T_{aus} = 2,2$ %.

Die erzielte Laserleistung mit dem entsprechenden optisch-optischen Wirkungsgrad ist im Vergleich zu theoretischen Werten in Abb. 5.5 dargestellt. Experiment und Berechnung

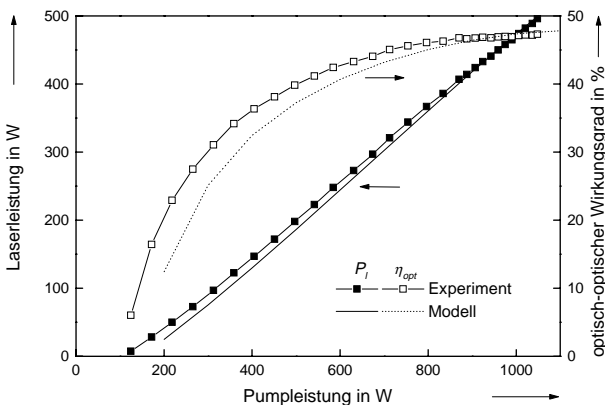


Abbildung 5.5: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Pumpleistung im Vergleich von Experiment und Berechnung.

zeigen bei hohen Pumpleistungen eine gute Übereinstimmung. Die höchste erreichte Ausgangsleistung beträgt 496 W bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 47,3 %, verglichen zu einer berechneten Laserleistung von 499 W bei 47,6 % optisch-optischem Wirkungsgrad. Trotz des relativ geringen elektrisch-optischen Wirkungsgrades der Pumpquelle mit 29 % ist der elektrisch-optische Wirkungsgrad des Lasers mit 13,7 % noch hoch. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 54 % im Experiment und 56 % in der Berechnung. Damit beträgt die extrapolierte Schwellpumpleistung 125 W bzw. 162 W und die Schwellpumpleistungsdichte entsprechend 446 W/cm² bzw. 578 W/cm². Diese Abweichung der experimentellen Werten vom den berechneten kommt durch die unzureichende Homogenisierung des Pumpprofils zustande. Im Experiment ist die Pumpleistungsdichte im zentralen Bereich des Pumpflecks um bis zu 50 % höher als die mittlere Pumpleistungsdichte, welche bei den Berechnungen berücksichtigt wird. Damit wird die Laserschwelle im Experiment entsprechend früher erreicht. Wegen der gleichen maximalen Leistung ist der differentielle Wirkungsgrad im Experiment geringer.

Der berechnete Absorptionsgrad ist in Abb. 5.6a dargestellt. Im Gegensatz zu den in Kap. 3.3 in Abb. 3.3b berechnetem Absorptionsgrad ist er hier deutlich geringer und nimmt mit steigender Pumpleistung nicht kontinuierlich ab. Der anfängliche Anstieg des Absorptionsgrades von 81,5 % auf 83,6 % ist auf die Verschiebung der Zentralwellenlänge zurückzuführen, welche in diesem Bereich zu einer besseren Überlappung aus Pumpwellenlängenverteilung und Absorptionsspektrum zugunsten einer höheren Absorption führt. Der insgesamt geringere Absorptionsgrad ist in den hohen aufsummierten Verlusten an den Optiken der Pumpanordnung zwischen 10 % und 11 % begründet. Die Minimierung dieser Verluste stellt damit ein großes Potential zu einer weiteren Steigerung des Wirkungsgrades dar. Mit dem berechneten Absorptionsgrad beträgt der auf die absorbierte

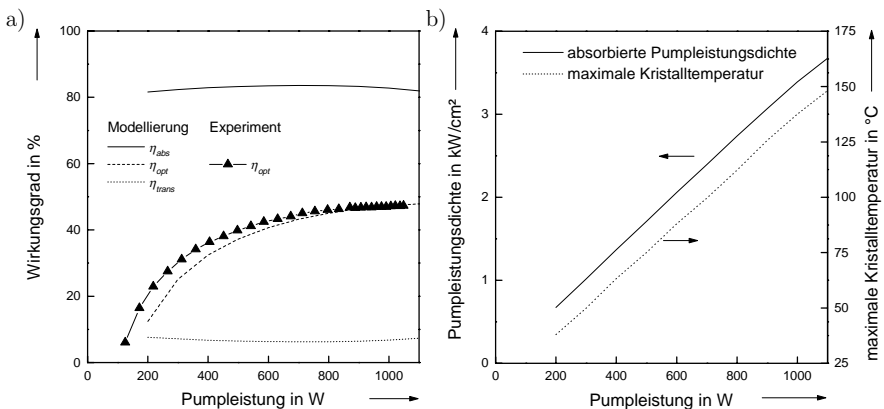


Abbildung 5.6: a) Vergleich der berechneten und experimentell bestimmten Wirkungsgrade. b) Darstellung der berechneten absorbierten Pumpleistungsdichte und der maximalen Kristalltemperatur in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

Pumpleistung bezogene optisch-optische Wirkungsgrad maximal 57,4 %.

Die berechnete maximale Pumpleistungsdichte und die resultierende ebenfalls linear ansteigende maximale Kristalltemperatur bei einer homogenen Pumpstrahlung ist in Abb. 5.6b dargestellt. Bei der im Experiment maximal vorhandenen Pumpleistung von 1048 W ergibt sich bei homogener Anregung eine maximale Kristalltemperatur von 142 °C und eine maximale Pumpleistungsdichte von 3,5 kW/cm². Aufgrund der inhomogenen Anregung mit einer Überhöhung der Leistungsdichte im zentralen Bereich des Pumpflecks um ca. 50 % wurde im Experiment eine maximale Pumpleistungsdichte von bis zu 5,2 kW/cm² erreicht. Diese Leistungsdichte ist damit so hoch, daß nach den Aussagen des Modells der optisch-optische Wirkungsgrad bereits wieder sinkt, vgl. Kap. 3.3.1.

Zum Abschluß der Experimente stand für die Homogenisierung der Pumpstrahlung auch ein entspiegelter Glasstab mit einem Durchmesser von 3 mm zur Verfügung. Durch den Einsatz einer zusätzlichen Fokussierlinse in den Strahlengang der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH wurde ein kleinerer Fokus erreicht, so daß dieser Stab verwendet werden konnte. Mit einer kurzen Brennweite der zusätzlichen Linse wurde zwar die Strahlqualität der Pumpquelle bezogen auf einen Fokus mit 3 mm Durchmesser deutlich verschlechtert, aber gleichzeitig stand mit maximal 1300 W auch eine deutlich höhere Pumpleistung zur Verfügung.

Mit dieser Pumpquelle wurde ein Kristall mit einer Dotierung von 9 % bei einer Dicke von 205 µm aus der Beschichtungsladung VII gepumpt. Die erzielte Laserleistung mit dem entsprechenden optisch-optischen Wirkungsgrad ist in Abb. 5.7a und die Beugungsmaßzahl in Abb. 5.7b für unterschiedliche Krümmungsradien des Auskoppelspiegels bei einer Resonatorlänge von 9 cm in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. Der Transmissions-

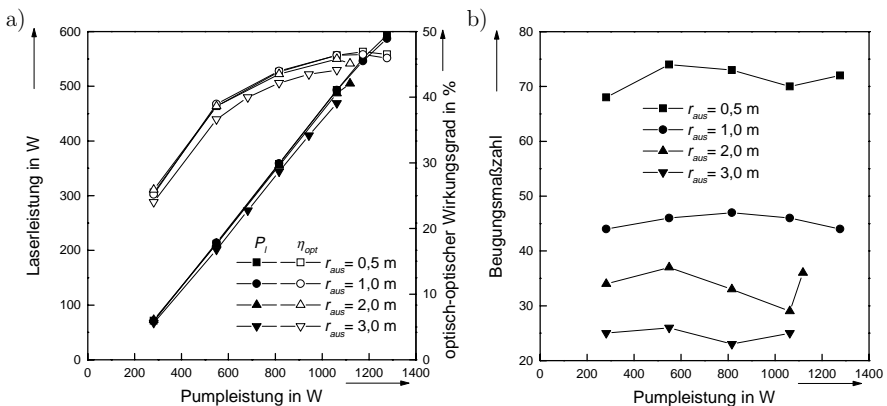


Abbildung 5.7: a) Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad sowie b) Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit von der Pumpleistung für verschiedene Krümmungsradien des Auskoppelspiegels.

grad des Auskoppelspiegels betrug 2 %, der Auskoppelspiegel mit 3 m Krümmungsradius hatte einen Transmissionsgrad von 3 %. Die maximale Laserleistung betrug 594 W mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 46,5 % und einer Beugungsmaßzahl von 72. Mit größerem Krümmungsradius des Auskoppelspiegels verbessert sich die Strahlqualität, so wird mit $r_{aus} = 1,0$ m eine Beugungsmaßzahl von 44 erreicht. Die Laserleistung ist bis zur Pumpleistung von 1060 W unverändert, nimmt zu noch höheren Pumpleistungen jedoch etwas weniger zu, so daß die maximale Laserleistung 587 W beträgt. Bei Verwendung des Auskoppelspiegels mit 2,0 m Krümmungsradius ist bei der Pumpleistung von 1060 W die Laserleistung mit 487 W und $M^2 = 29$ bereits um 6 W geringer als in den vorangegangenen Messungen. Der anschließend abnehmende optisch-optische Wirkungsgrad begrenzt, wegen einer möglichen Zerstörung des Kristalls, die maximale verwendete Pumpleistung. Die Verwendung des Auskoppelspiegels mit 3 m Krümmungsradius führt zu einer weiteren Verbesserung der Beugungsmaßzahl auf bis zu 23. Aufgrund des höheren Transmissionsgrades ist die Laserleistung insgesamt etwas geringer. Maximal wurde eine Laserleistung von 469 W bei $M^2 = 25$ mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 44 % erreicht. Die Abnahme der Laserleistung bei hohen Pumpleistungen mit größerem Krümmungsradius ist auf steigende Verluste im Resonator zurückzuführen. Die Erhöhung der Pumpleistung führt zu einer zunehmenden thermischen Linse im Kristall und insbesondere zu einem ansteigenden asphärischen Anteil am Rand des gepumpten Bereichs. Diese Verluste wirken sich mit besserer Strahlqualität stärker aus und führen zu einer Abnahme der Leistung, während die thermische Linse über den gesamten gepumpten Bereich die Stabilitätsgrenzen bestimmt.

5.2.2 Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße

Die Skalierung der Laserleistung erfolgt über die Größe des gepumpten Bereichs bei konstanter Pumpleistungsdichte. Bei Verwendung lediglich einer Kristallscheibe bedeutet dies die Skalierung über den Pumpfleckradius. Da die maximale Pumpleistung auf die Leistung einer Pumpquelle begrenzt ist, kann die Skalierung der Leistung nur bis zu einem Pumpfleckradius von ca. 3 mm untersucht werden. Um die Pumpleistung auf kleinere Pumpfleckradien zu begrenzen, wird die Austrittsfläche des Glasstabes durch eine konzentrisch angeordnete abschneidende kreisförmige Blende verkleinert. Die Pumpstrahlung aus dem äußeren, nicht benötigten Bereich wird radial umgelenkt und auf einer geschwärzten und gekühlten Metallfläche absorbiert. Die Pumpstrahlung innerhalb der Blende wird auf den Kristall abgebildet. Zur Verfügung stehen Blenden mit 1 mm, 2 mm und 3 mm Durchmesser. In Verbindung mit dem nicht abgeblendeten Stab mit 5 mm Durchmesser ergeben sich damit vier Skalierungsstufen. Für diese Experimente wurde die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und eine 8 % dotierte Kristallscheibe mit einer Dicke von $234\text{ }\mu\text{m}$ aus der Beschichtungscharge VI als Endspiegel im Resonator verwendet. Die Parameter des Resonators waren $l_r = 40\text{ cm}$, $r_{aus} = 1,0\text{ m}$ und $T_{aus} = 2,2\text{ }\%$.

Die erzielten Laserleistungen und optisch-optischen Wirkungsgrade sind in Abb. 5.8 im Vergleich zu berechneten Werten dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Experiment

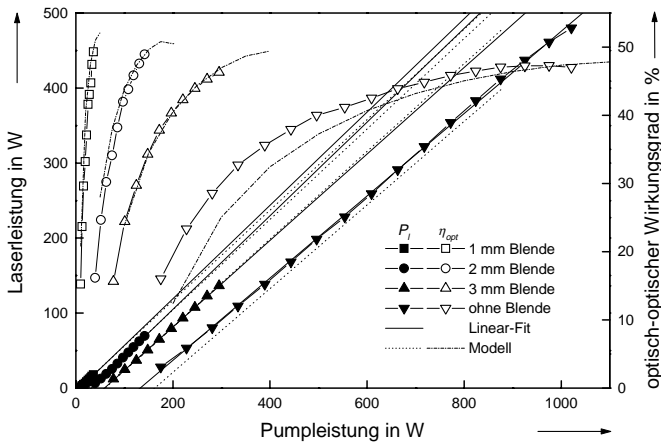


Abbildung 5.8: Skalierung der Laserleistung über den Pumpfleckradius im Vergleich zwischen Experiment und Modell. Die an die Laserleistung angepaßten Geraden sind zu hohen Leistungen extrapoliert, um die Abnahme des differentiellen Wirkungsgrades mit steigendem Pumpfleckradius zu verdeutlichen.

und Modell ist insbesondere bei den kleineren Pumpfleckradien sehr hoch. In diesen Fällen ist das Pumpstrahlungsprofil deutlich homogener als ohne eine Blende, da die Randbereiche mit geringerer Pumpleistungsdichte abgeschnitten wurden.

Wie in Abb. 3.9 in Kap. 3.3 dargestellt, nimmt sowohl der differentielle Wirkungsgrad als auch der maximale optisch-optische Wirkungsgrad bei der Skalierung über den Pumpfleckradius aufgrund des geringeren Absorptionsgrades und der höheren Temperatur leicht ab. Diese Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades von 49,3 % auf 47,1 % und des differentiellen Wirkungsgrades von 62,2 % auf 54,8 % mit der Zunahme des effektiven Stabdurchmessers d_s ist Tab. 5.1 aufgeführt. Der maximale Betriebsstrom ist nicht bei allen Blendendurchmessern gleich. Bei der 3 mm Blende wurde die geringste maximale Pumpleistungsdichte erreicht, so daß damit auch der maximale optisch-optische Wirkungsgrad auch der geringste ist. Der Einfluß des inhomogenen Pumpprofils zeigt sich in der abnehmenden Schwellpumpleistungsdichte bei einem effektiven Stabdurchmesser von 3 mm bzw. 5 mm, da sie bei dem homogenen Pumpprofil im Modell nahezu konstant bleibt. Für die Berechnung der Leistungsdichten wurden die bei Einsatz der unterschiedlichen Blenden berechneten Pumpfleckradien zugrundegelegt. Eine durch Justageungenauigkeiten bedingte Abweichung wirkt sich bei kleineren Pumpfleckradien stärker aus, so daß bei den kleinen effektiven Stabdurchmessern die experimentell bestimmte Schwellpumpleistungsdichte größer als die berechnete ist.

d_s [mm]	r_p [mm]	$P_{l,max}$ [W]	$\eta_{opt,max}$ [%]	$E_{p,max}$ [kW/cm ²]	η_{dif} [%]	$P_{p,s}$ [W]	$E_{p,s}$ [W/cm ²]
1	0,62	17,8	49,3	3,01	62,2 (60,3)	8,25 (6,49)	689 (540)
2	1,20	69,5	48,9	3,15	62,4 (60,3)	31,7 (27,1)	704 (601)
3	1,79	137	46,3	2,93	57,6 (58,5)	58,6 (60,2)	582 (598)
5	2,99	480	47,1	3,64	54,8 (55,8)	132 (162)	472 (578)

Tabelle 5.1: Gemessene und in Klammern dargestellte berechnete Werte zur Leistungskalierung über den Pumpfleckradius: effektiver Stabdurchmesser d_s , Pumpfleckradius r_p aus dem Modell, maximale Laserleistung $P_{l,max}$, maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad $\eta_{opt,max}$, maximale Pumpleistungsdichte $E_{p,max}$, differentieller Wirkungsgrad η_{dif} , extrapolierte Schwellpumpleistung $P_{p,s}$ und Schwellpumpleistungsdichte $E_{p,s}$.

Da die Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße bei konstanter Pumpleistungsdichte erfolgt, ist in Abb. 5.9 der optisch-optische Wirkungsgrad für verschiedene Pumpleistungsdichten in Abhängigkeit vom Durchmesser der Blende bzw. des Stabes und auch des Pumpfleckradius im Vergleich von Experiment und Modell dargestellt. Die relativ gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell ist insbesondere bei hohen Pumpleistungsdichten gegeben. Bei geringeren Pumpleistungsdichten führt das inhomogene Pumpprofil zu Abweichungen, bis zu einem Anstieg von η_{opt} bei der Skalierung.

Da die Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades durch die Temperatur und den Absorptionsgrad bestimmt wird, ist der Verlauf des berechneten Absorptionsgrades in Abb. 5.10a dargestellt. Er zeigt mit der Ausprägung eines Maximums das gleiche Verhalten wie im vorangegangenen Kapitel. Mit der Skalierung der Pumpfleckgröße nimmt der Absorptionsgrad η_{abs} von 85,6 % auf 83,5 % ab und der durch die Pumpenanordnung transmittierte Anteil η_{trans} von 9,4 % auf 10,2 % zu. Die Differenz sind die Verluste an den

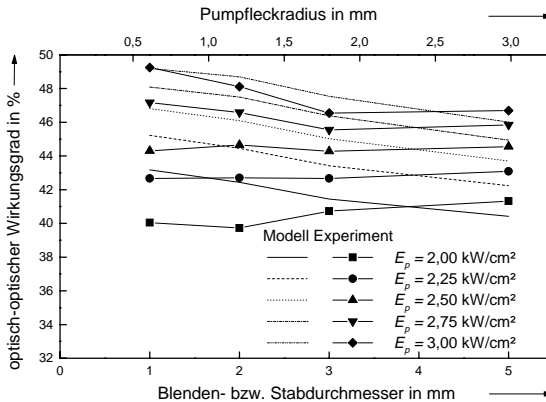


Abbildung 5.9: Optisch-optischer Wirkungsgrad für verschiedene Pumpleistungsdichten bei der Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße.

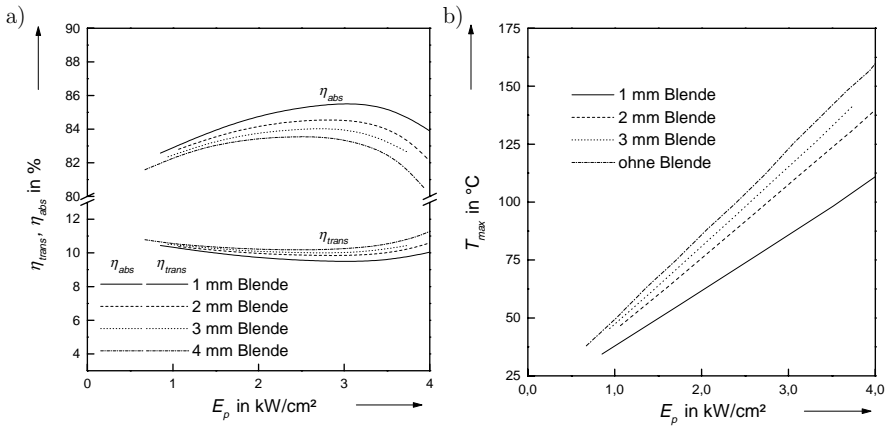


Abbildung 5.10: a) Berechneter Absorptions- und Transmissionsgrad und b) berechnete maximale Kristalltemperaturen bei der Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße.

Optiken, sie steigen von 4,9 % auf 6,3 %. Die modellierte maximale Kristalltemperatur in Abb. 5.10b zeigt für die experimentell verwendete maximale mittlere Pumpleistungsdichte von 3 kW/cm^2 einen deutlichen Anstieg von $86 \text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $123 \text{ }^{\circ}\text{C}$, aufgrund des inhomogenen Pumpprofils ist sie im Experiment noch zusätzlich erhöht.

5.2.3 Pumpstrahlungsdurchgänge

Der Betrieb des Scheibenlasers bei hohen Leistungen und Raumtemperatur ist nur mit dem Einsatz sehr dünner Kristallscheiben möglich, da z. B. Kristallscheiben mit einer Dicke von $360 \text{ }\mu\text{m}$ bei $M_p = 16$ und $P_l = 650 \text{ W}$ aufgrund zu hoher Spannungen zerstört werden. Bei einer geringeren Kristalldicke, welche einen Betrieb mit hohen Leistungen ermöglichen, ist jedoch der Absorptionsgrad geringer. Die Auswirkungen auf den optisch-optischen Wirkungsgrad wurden bei einer konstanten Kristalldicke durch eine Variation der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge untersucht. Dazu wurde die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und ein Kristall mit $c_{Yb} = 8 \text{ } \%$ und $d = 248 \text{ }\mu\text{m}$ aus der Beschichtungscharge III verwendet. Entsprechend der berechneten Abhängigkeit von η_{opt} von M_p und d in Abb. 3.8 hat er nahezu die optimale Kristalldicke von $250 \text{ }\mu\text{m}$ für acht Pumpstrahlungsdurchgänge. Die Begrenzung auf $M_p = 8$ erfolgte durch die Abdeckung des planen Endspiegels der Pumpanordnung mit einer wassergekühlten geschwärzten Kupferfläche und ermöglichte so den direkten Vergleich zwischen $M_p = 8$ und $M_p = 16$ bei einer Kristallscheibe ohne eine erneute Justage der Pumpanordnung. Der Resonator war mit $l_r = 40 \text{ cm}$, $r_{aus} = 1 \text{ m}$ und $T_{aus} = 2,2 \text{ } \%$ ausgelegt. In Abb. 5.11 ist die Laserleistung und der optisch-optische Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Pumpleistung für $M_p = 8$ und $M_p = 16$, im Vergleich von experimentellen und berechneten

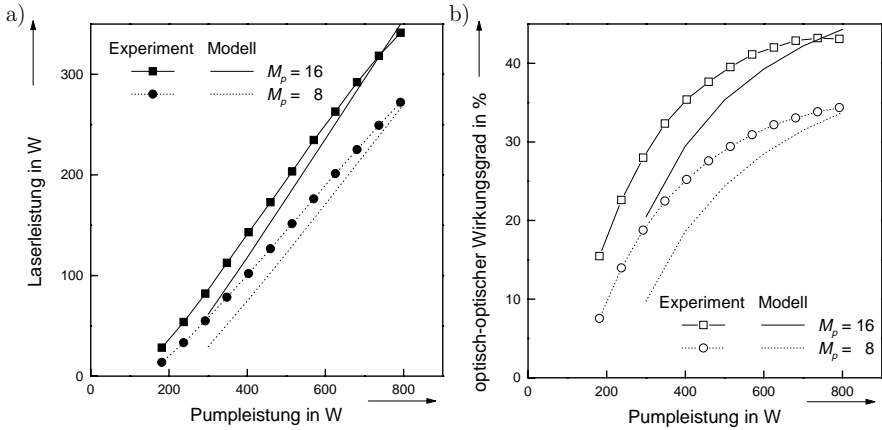


Abbildung 5.11: a) Laserleistung und b) optisch-optischer Wirkungsgrad bei acht und 16 Pumpstrahlungsdurchgängen in Abhängigkeit von der Pumpleistung im Vergleich von Experiment und Modell.

Werten dargestellt. Die maximale Laserleistung nimmt von 341 W mit $\eta_{opt} = 43 \%$ für $M_p = 16$ auf 272 W mit $\eta_{opt} = 34 \%$ für $M_p = 8$ aufgrund des reduzierten Absorptionsgrades ab. Dies entspricht den berechneten Werten bei der maximalen Pumpleistung. Bei niedriger Pumpleistung sind die experimentellen Werte aufgrund der inhomogenen Pumpstrahlungsverteilung höher als die berechneten Werte. Entsprechend dem Modell nimmt mit der Reduktion von $M_p = 16$ zu $M_p = 8$ der Anteil der durch die Pumpanordnung transmittierten und damit nicht absorbierten Pumpstrahlung von 7 % auf 24 % zu und der Absorptionsverlust an den Spiegeln der Pumpanordnung von 10 % auf 7 % ab, da weniger Spiegel verwendet werden. Insgesamt nimmt damit der Absorptionsgrad von 83 % auf 69 % ab. Der auf die absorbierte Pumpleistung bezogene optisch-optische Wirkungsgrad nimmt damit lediglich von 52 % auf 49 % ab. Da die Kristalldicke der für acht Pumpstrahlungsdurchgänge optimierten Kristalldicke entspricht, ist die Differenz des optisch-optischen Wirkungsgrades zu dem bei 16 Durchgängen noch nicht maximal, da dieser durch eine geringere Kristalldicke noch leicht gesteigert werden könnte. Der Betrieb des Scheibenlasers mit hohem Wirkungsgrad und mit hohen Leistungen bei Raumtemperatur ist damit nur mit wenigsten 16 Pumpstrahlungsdurchgängen möglich.

5.2.4 Kühltemperatur und Kühlmedium

Untersuchungen zum Einfluß der Temperatur des Kühlmediums auf den optisch-optischen Wirkungsgrad wurden durch die Verwendung eines regelbaren Kühlgerätes im Vergleich zum konstant auf 15°C temperierten Hauskühlwasser möglich. Wegen der tiefen angestrebten Temperatur wurde ein Wechsel des Kühlmediums von Wasser zu Alkohol notwen-

dig, so daß Temperaturen zwischen 0 °C und -29 °C durchgeführt werden konnten. Bei diesen Experimenten wurde die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und eine 8 % dotierte Kristallscheibe mit einer Dicke von 239 μm aus der Beschichtungsladung VI verwendet. Sie wurde in einem 40 cm langen Resonator als Endspiegel verwendet. Der Auskoppelspiegel hatte einen Krümmungsradius von 1 m und einen Transmissionsgrad von 2,2 %.

Die erzielten Laserleistungen und optisch-optischen Wirkungsgrade sind in Abb. 5.12 für ausgewählte Kühltemperaturen dargestellt. Die maximale Laserleistung bei der Was-

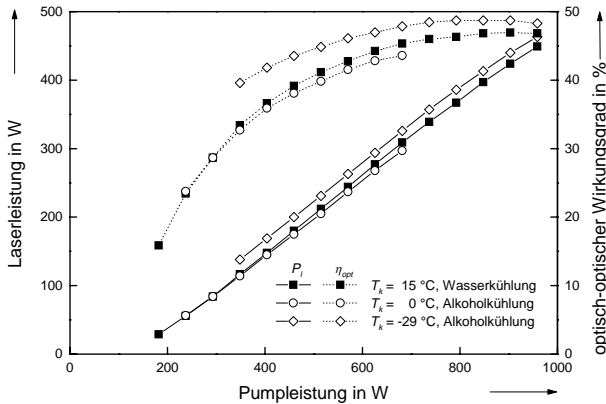


Abbildung 5.12: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad im Vergleich von Wasser- und Alkoholkühlung bei verschiedenen Temperaturen.

serkühlung von 449 W bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 46,8 % wird durch die Alkoholkühlung bei -29 °C auf 463 W und 48,3 % gesteigert. Allerdings sind die Laserleistungen mit der Alkoholkühlung bei 0 °C geringer als mit der Wassserkühlung bei 15 °C, so daß mit dem Wechsel des Kühlmediums von Wasser zu Alkohol erst eine Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades verbunden ist. In Abb. 5.13 ist die Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Kühltemperatur und dem Kühlmedium für unterschiedliche Pumpleistungen dargestellt. Die Pfeile zeigen die Temperaturdifferenz auf, um welche bei der entsprechenden Pumpleistung die Kühltemperatur abgesenkt werden muß, um beim Wechsel des Kühlmediums von Wasser zu Alkohol den gleichen optisch-optischen Wirkungsgrad zu erreichen. Diese Temperaturdifferenz wird durch die geringere Wärmekapazität von Alkohol im Gegensatz zu Wasser und die nicht an Alkohol angepaßte Kühlung bestimmt, so daß die Temperaturdifferenz auch mit steigender Pumpleistung deutlich zunimmt. Der Verlauf der erzielten optisch-optischen Wirkungsgrade für eine Pumpleistung zeigt eine lineare Temperaturabhängigkeit. Die Änderung des Wirkungsgrades mit der Temperatur nimmt mit steigender Pumpleistung ab und ist bei der maximalen Pumpleistung deutlich geringer als die Steigung der Geraden des berechneten optisch-optischen Wirkungsgrad bei einer Wassserkühlung, die im Modell mit

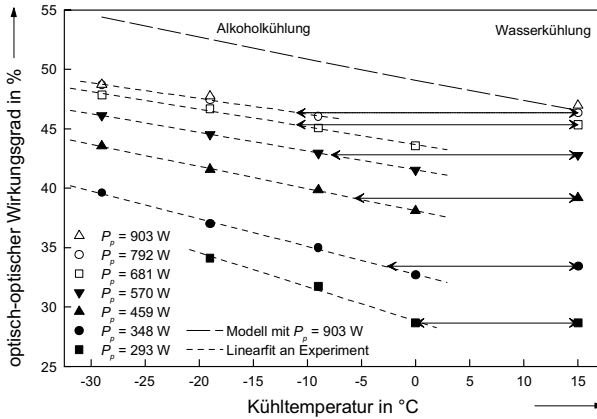


Abbildung 5.13: Optisch-optischer Wirkungsgrad für verschiedene Pumpleistungen in Abhängigkeit von der Kühltemperatur im Vergleich von Wasser- und Alkoholkühlung.

einem temperaturunabhängigen Wärmewiderstand zwischen Kristall und Kühlung mit $12,7 \text{ Kmm}^2/\text{W}$ berechnet wurde.

In Abb. 5.14a ist die Temperaturabhängigkeit der extrapolierten Laserschwelle und des differentiellen Wirkungsgrades für die Wasser- und Alkoholkühlung im Vergleich zwischen Experiment und Modell dargestellt. Aufgrund der abnehmenden Temperatur nimmt die

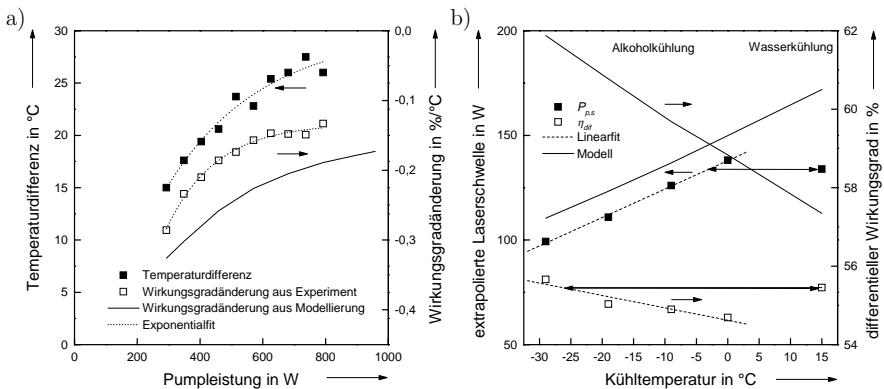


Abbildung 5.14: a) Extrapolierte Laserschwelle und differentieller Wirkungsgrad bei Wasser- bzw. Alkoholkühlung in Abhängigkeit von der Kühltemperatur im Vergleich zu berechneten Werten. b) Temperaturdifferenz zur Erzielung des gleichen optisch-optischen Wirkungsgrades beim Übergang von Wasser- zu Alkoholkühlung und Änderung des optisch-optischen Wirkungsgrades bei der Alkoholkühlung durch Temperaturänderung in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

extrapolierte Schwelle erwartungsgemäß auch ab. Die Abnahme von $-1,36 \text{ W}/^{\circ}\text{C}$ entspricht dabei der berechneten Abnahme bei der Wasserkühlung von $-1,39 \text{ W}/^{\circ}\text{C}$. Die Zunahme des differentiellen Wirkungsgrad ist mit $0,032 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$ ist bei der Alkoholkühlung deutlich geringer als die berechnete Zunahme bei der Wasserkühlung mit $0,103 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$.

Die Abhängigkeit der Temperaturdifferenz für einen konstanten optisch-optischen Wirkungsgrad und die Änderung des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Pumpleistung ist in Abb. 5.14b dargestellt. Beide Kurven zeigen ein exponentielles Verhalten. Bei einer Pumpleistung von 800 W ist allein für einen konstanten optisch-optischen Wirkungsgrad bei dem Wechsel des Kühlmediums eine Absenkung der Temperatur um ca. 26°C notwendig, bevor die Steigerung des Wirkungsgrades um ca. $0,14 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$ zu einem im Vergleich zur Wasserkühlung höheren Wirkungsgrad führt. Ohne eine Verbesserung der Alkoholkühlung ist der Aufwand einer Alkoholkühlung im Vergleich zu einer Wasserkühlung damit nicht gerechtfertigt. Eine Absenkung der Kühltemperatur der Wasserkühlung auf z. B. 4°C würde jedoch aufgrund der Berechnungen eine absolute Steigerung des Wirkungsgrades um ca. $2 \text{ } \%$ ermöglichen.

5.2.5 Transmissionsgrad und resonatorinterne Verluste

Der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels wurde zur Bestimmung des maximalen optisch-optischen Wirkungsgrades bei verschiedenen Kristallen variiert. In Abb. 5.15 sind die erzielten Laserleistungen und optisch-optischen Wirkungsgrade für verschiedene Pumpleistungen in Abhängigkeit vom Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels dargestellt. Die verwendete Kristallscheibe war die gleiche wie in Kap. 5.2.3. Sie wurde mit der

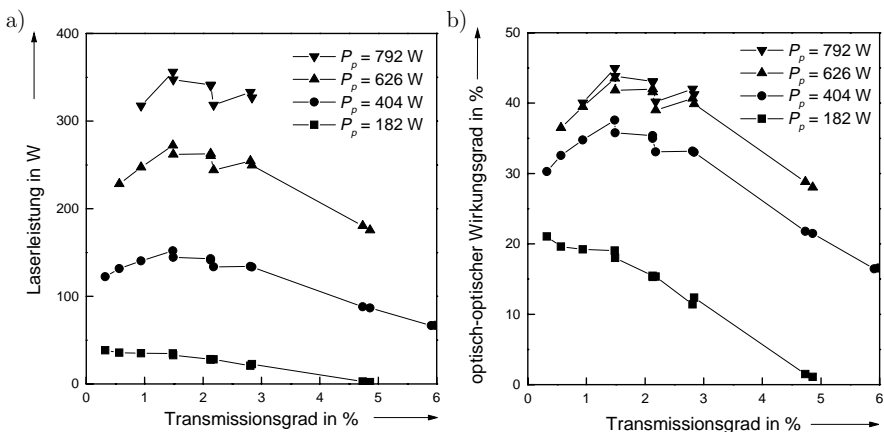


Abbildung 5.15: a) Laserleistung und b) optisch-optischer Wirkungsgrad für verschiedene Pumpleistungen in Abhängigkeit vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels.

Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH angeregt und war in einem Resonator mit einer Länge von 40 cm als Endspiegel integriert. Der Auskoppelspiegel hatte 1 m Krümmungsradius. Die Kurven zeigen zwar den erwarteten Verlauf mit der Ausprägung eines Maximums, aber auch, daß sich mit verschiedenen Spiegeln, welche gleiche gemessene Transmissionsgrade haben, leicht unterschiedliche Laserleistungen ergeben. Der optimale Transmissionsgrad für einen maximalen Wirkungsgrad nimmt mit zunehmender Pumpleistung von 0,3 % auf 1,5 % bis 2,2 % zu.

Aus diesen Meßwerten können unter Berücksichtigung der in Kap. 3.3.2 anhand von Abb. 3.6a diskutierten Problematik bei der experimentellen Bestimmung der resonatorinternen Verluste, diese bestimmt werden. In Abb. 5.16a ist dazu der Kehrwert von η_{dif} in Abhängigkeit vom Kehrwert von T_{aus} dargestellt. Der Kristall a bezeichnet den Kristall mit den Ergebnissen nach Abb. 5.15, während der Kristall b mit $c_{Yb} = 8\%$ und $d = 236\ \mu\text{m}$ aus der Beschichtungsladung VI stammt. Der Kurvenverlauf entspricht im wesentlichen dem in der Modellierung dargestellten Verlauf. Für die Anpassung einer Geraden werden die drei kleinsten Transmissionsgrade verwendet. Der Quotient aus der Steigung und dem y-Achsenabschnitt ergibt näherungsweise den resonatorinternen Verlust. Dieser ist bei Kristall a 0,14 % und bei Kristall b 0,13 % und damit annähernd gleich. Aus der Berechnung der resonatorinternen Verluste in Kap. 3.3.2 in Abb. 3.6a folgt, daß dieser berechnete Wert kleiner als der reale Wert ist, so daß bei der Berechnung für einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen die Annahme von 0,2 % für die resonatorinternen Verluste gerechtfertigt ist. Die Darstellung der extrapolierten Laserschwelle in Abb. 5.16b in Abhängigkeit vom Transmissionsgrad ergibt unabhängig vom eingesetzten Kristall den gleichen in der Modellierung dargestellten linearen Zusammenhang.

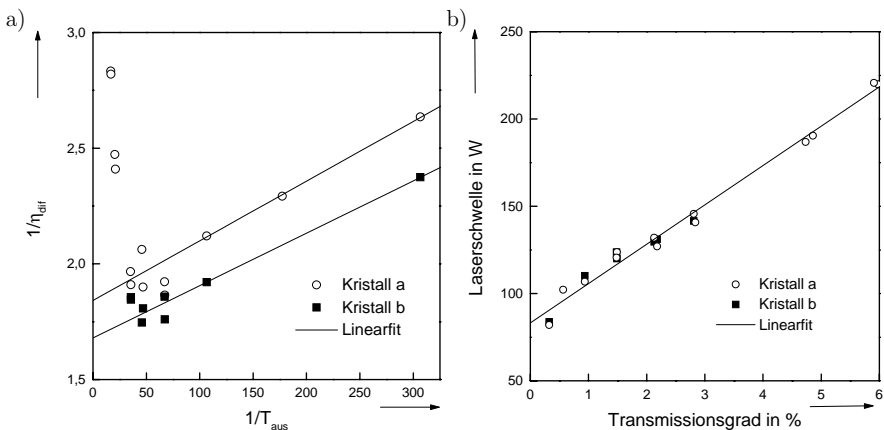


Abbildung 5.16: a) Bestimmung der resonatorinternen Verluste. b) Extrapolierte Laserschwelle in Abhängigkeit vom Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels.

5.2.6 Einsatz verschiedener Kristallscheiben

Nachdem die beiden Kristallscheiben im vorangegangenen Kapitel leicht unterschiedliche resonatorinterne Verluste zeigten, wurden mit der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH verschiedene Kristallscheiben als Endspiegel bei gleicher Resonatorgeometrie eingesetzt. Der Resonator hatte 18 cm Länge und der Auskoppelspiegel einen Krümmungsradius von 0,5 m bei einem Transmissionsgrad von 3 %. Alle Kristallscheiben hatten eine Dotierung von 8 %, stammten jedoch aus unterschiedlichen Politur- und Beschichtungschargen, so daß fünf verschiedene Dicken zur Verfügung standen. In Abb. 5.17 sind die erreichten optisch-optischen Wirkungsgrade für die verschiedenen Kristallschei-

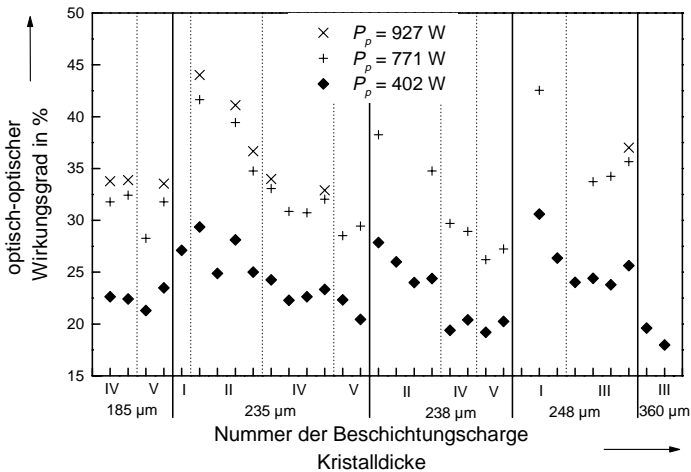


Abbildung 5.17: Optisch-optischer Wirkungsgrad bei verschiedenen Kristallscheiben aus unterschiedlichen Beschichtungsladungen in Abhängigkeit von der Kristalldicke für verschiedene Pumpleistungen.

ben bei unterschiedlichen Pumpleistungen aufgeführt. Es wird deutlich, daß die erreichten optisch-optischen Wirkungsgrade bei nominell gleichen Kristallscheiben deutlichen Schwankungen unterworfen sind und daß nicht mit allen Kristallscheiben ein Laserbetrieb bei hohen Pumpleistungen möglich war. Eine Aussage zur optimalen Kristalldicke ist aus diesen Ergebnissen nicht möglich, da die Kristalle mit der minimalen Dicke aus den Politurchargen IV und V stammen und Kristalle dieser Chargen allgemein geringere optisch-optische Wirkungsgrade als die der anderen Chargen erreicht haben. Die starken Schwankungen des optisch-optischen Wirkungsgrades von Beschichtungsladung zu Beschichtungsladung liegt an der hohen Empfindlichkeit des Wirkungsgrades auf eine Variation der resonatorinternen Verluste, hinzu kommen mögliche Abweichungen bei der jeweiligen Justage der Pumpanordnung im Laserbetrieb, welche insbesondere bei inhomogenem Pumpprofil zu unterschiedlichen optisch-optischen Wirkungsgraden führen.

5.2.7 Strahlqualität und Polarisation

Eine Verbesserung der Strahlqualität, ausgedrückt durch die Beugungsmaßzahl, ist durch die Änderung der Resonatorgeometrie möglich, indem, wie in Kap. 2.6.2 gezeigt, der Modenradius auf der Kristallscheibe vergrößert wird. Experimentell wurde dies mit einer 8 % dotierten Kristallscheibe mit einer Dicke von $238 \mu\text{m}$ aus der Beschichtungsladung II realisiert. Die Anregung erfolgte mit der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH. Die Kristallscheibe wurde im Resonator als Endspiegel mit Auskoppelspiegeln unterschiedlicher Krümmungsradien bei verschiedenen Resonatorlängen betrieben. Die erzielten Laserleistungen mit den zugehörigen Beugungsmaßzahlen sind in Abb. 5.18 in

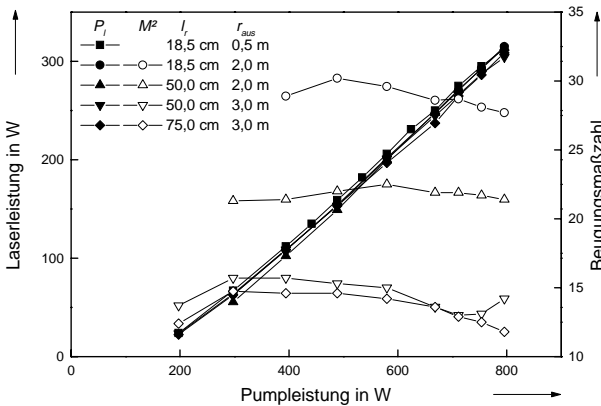


Abbildung 5.18: Laserleistung und geometrisch gemittelte Beugungsmaßzahl für unterschiedliche Resonatorauslegungen in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. Die Beugungsmaßzahl wurde mit einem ModeMaster der Firma Coherent gemessen, welches eine Genauigkeit von $\pm 5 \%$ aufweist. Aufgeführt ist der geometrisch gemittelte Wert M^2 aus den Werten M_x^2 und M_y^2 in der Tischebene bzw. senkrecht dazu. Die Transmissionsgrade der Auskoppelspiegel betrugen einheitlich nominal 3 %. Mit dem Einsatz größerer Krümmungsradien und längerer Resonatoren erfolgt eine schrittweise Verbesserung der Beugungsmaßzahl auf $M^2 = 11,8$, wobei sie bei unterschiedlichen Pumpleistungen relativ konstant ist. Die in Tab. 5.2 dargestellten maximalen Leistungen sind nahezu unabhängig vom gewählten Resonator, so daß der maximale Wirkungsgrad mit kleinerer Beugungsmaßzahl nur geringfügig abnimmt. Dieser ist jedoch deutlich geringer als bei den dargestellten Ergebnissen in Kap. 5.2.1 mit ca. 45 %, was auf die Schwankungen von Kristall zu Kristall in der Dicke, der Politurqualität, der Beschichtung, der Kontaktierung und der Justage zurückzuführen ist.

Eine weitere Auffälligkeit zeigt sich, wenn die Beugungsmaßzahl nicht nur gemittelt, sondern auch M_x^2 und M_y^2 betrachtet werden und das Bezugssystem zusätzlich noch um die Strahlachse gedreht wird. Die Beugungsmaßzahlen M^2 , M_x^2 in der Tischebene und M_y^2

r_{aus} [m]	l_r [cm]	$P_{l,max}$ [W]	$\eta_{opt,max}$ [%]	M^2 @ $P_{l,max}$
0,5	18,5	313	39,4	—
2,0	18,5	315	39,6	28
2,0	50,0	313	39,5	21
3,0	50,0	304	38,2	14
3,0	75,0	309	38,7	12

Tabelle 5.2: Erzielte maximale Leistung $P_{l,max}$, optisch-optischer Wirkungsgrad $\eta_{opt,max}$ und Beugungsmaßzahl M^2 bei maximaler Laserleistung für unterschiedliche Resonatorgeometrien.

senkrecht dazu sind in Abb. 5.19a zusammen mit der Laserleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. In Abb. 5.19b sind die Beugungsmaßzahlen bei maximaler Laserleistung in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Koordinatensystems, d. h. dem

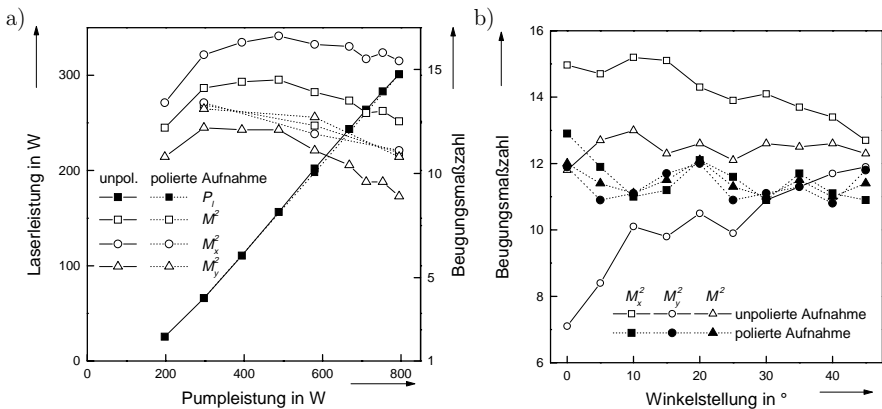


Abbildung 5.19: a) Laserleistung P_l und Beugungsmaßzahlen M^2 , M_x^2 , M_y^2 in Abhängigkeit von der Pumpleistung. b) Beugungsmaßzahlen bei Drehung des Koordinatensystems um den Laserstrahl, jeweils für die zuerst unpolierte und anschließend polierte Aufnahme der Kupferscheibe, auf welche die Kristallscheibe gepreßt wurde.

Drehwinkel des Modemasters, dargestellt. Die großen Unterschiede zwischen M_x^2 und M_y^2 zeigen, daß die Kristallscheibe eine zylindrische Verbiegung hat. Diese entsteht durch die Form der Oberfläche der Aufnahme zur Fixierung der Kupferscheibe. Diese Aufnahme ist auf einer Drehbank gefertigt und nicht weiter nachbehandelt. Nach einer Politur dieser Aufnahme konnten mit der gleichen Kristallscheibe die in Abb. 5.19 ebenfalls dargestellten nahezu rotationssymmetrischen Beugungsmaßzahlen gemessen werden. Die Beugungsmaßzahl bei maximaler Laserleistung verbesserte sich geringfügig auf $M^2 = 11$, während sich die Laserleistung dabei nicht änderte.

Die gemessene Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl von der Resonatorauslegung und der Pumplleistung kann zur Bestimmung des Krümmungsradius der Kristallscheibe verwendet werden. Dazu wird der Grundmoderadius auf der Kristallscheibe für die verschiedenen Resonatorkonfigurationen in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Kristallscheibe bestimmt. Die mit dem Programm WinLase berechneten Modenradien sind in Abb. 5.20a dargestellt. Die Resonatorkonfiguration mit $l_r = 50$ cm und $r_{aus} = 3$ m wurde nicht

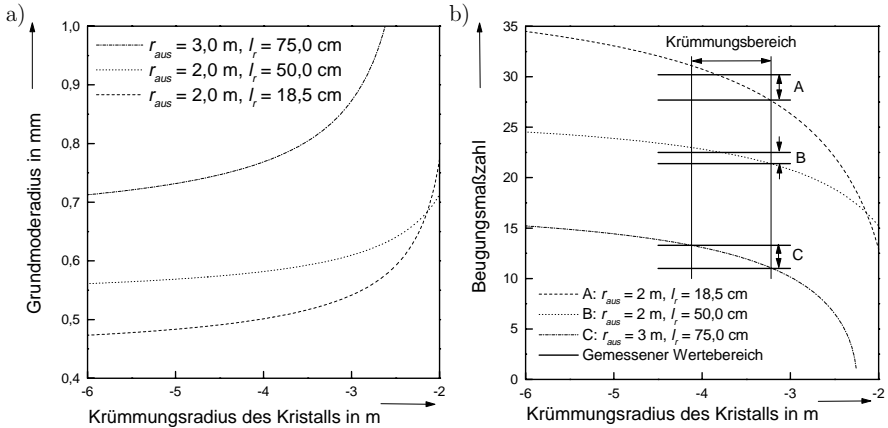


Abbildung 5.20: a) Berechnete Grundmoderadien auf der Kristallscheibe und b) resultierende Beugungsmaßzahl bei einem genutzten Pumpfleckradius von 2,79 mm mit dem aus den Messungen resultierenden Krümmungsbereich der Kristallscheibe.

berücksichtigt. Der Modenradius ist kleiner als der Pumpfleckradius, da auch außerhalb des Modenradius noch Laserleistung vorhanden ist und wegen der Beugung am Rand des gepumpten Bereichs und der Reabsorption im ungepumpten Bereich eine Ausdehnung in diesen ungepumpten Bereich verhindert wird. Die Anpassung der berechneten an die experimentell bestimmten Beugungsmaßzahlen erfolgt mit einem Modenradius von 2,79 mm, der einem ungenutzten Anteil des Pumpflecks von $1/e^2$ entspricht. Das Quadrat des Verhältnisses von experimentellem zu berechnetem Grundmoderadius ist die Beugungsmaßzahl M^2 , vgl. Kap. 2.6.2, sie ist in Abb. 5.20b dargestellt. Anhand der experimentell bestimmten Bereiche der Strahlqualität ergibt sich der Krümmungsbereich der Kristallscheibe, in dem sich die entstehende thermische Linse widerspiegelt. Die maximale Krümmung der defokussierenden Kristallscheibe beträgt damit -3,22 m. Die Grenze der minimalen Krümmung ist nicht so eindeutig bestimmbar, sie liegt bei ca. -4,10 m. Verglichen zur fokussierenden thermischen Linse eines Stablasers ist sie beim Scheibenlaser defokussierend und vom Betrag erwartungsgemäß deutlich reduziert.

Bei der Umsetzung eines polarisierten Laserbetriebs durch Einfügen eines Brewsterfensters in den Resonator mit $l_r = 75$ cm und $r_{aus} = 3$ m äußert sich die anfängliche zylindrische Verbiegung aufgrund der erzeugten spannungsinduzierten Doppelbrechung

durch deutliche Leistungseinbußen. Bei einer Pumpleistung von 297 W führte dies zu einer Abnahme der Laserleistung durch Polarisation auf 25 % der unpolarisierten Laserleistung bei Verwendung der unpolierten Aufnahme. Durch die Verwendung der polierten Aufnahme konnten diese Verluste reduziert werden. In Abb. 5.21 ist die erzielte polari-

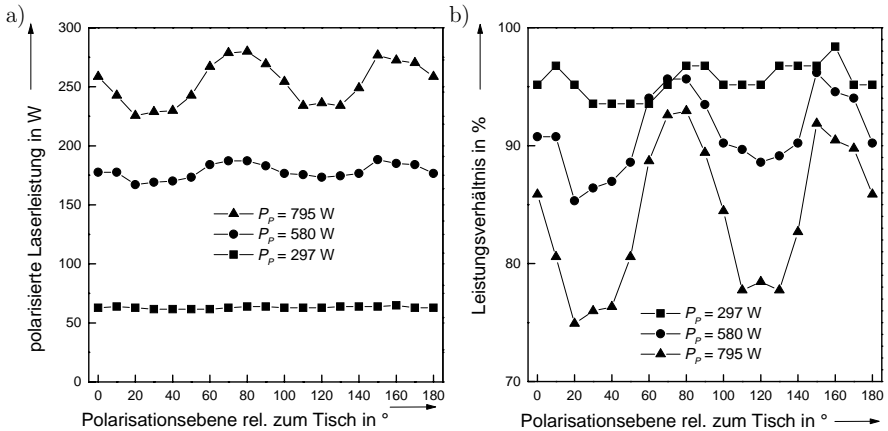


Abbildung 5.21: a) Polarisierte Laserleistung und b) Verhältnis aus polarisierter zu unpolarisierter Laserleistung für unterschiedliche Pumpleistungen in Abhängigkeit von der Orientierung der Polarisationsebene bei einer Strahlqualität von $M^2 \approx 11$.

sierte Laserleistung und das resultierende Verhältnis aus polarisierter und unpolarisierter Laserleistung in Abhängigkeit vom Drehwinkel der Polarisationsebene dargestellt. Die Ergebnisse zeigen anhand des sinusförmigen Verhaltens, daß, trotz der polierten Aufnahme für die Kupferscheibe, weiterhin eine Vorzugsrichtung mit erhöhter spannungsinduzierter Doppelbrechung besteht. Diese kann durch den vorangegangenen Betrieb mit der unpolarisierten Aufnahme oder die Kontaktierung selbst entstanden sein. Die Abnahme der Laserleistung durch die Polarisation erfolgt bei 297 W Pumpleistung auf 94 % bis 98 % der unpolarisierten Laserleistung. Mit höherer Pumpleistung von 795 W nimmt der Verlust schließlich zu, so daß eine Abnahme des Leistungsverhältnisses auf 75 % bis 93 % erfolgt. Mit der höheren Pumpleistung nimmt der Temperaturgradient zwischen Kristallvorderseite und Rückseite zu, so daß aufgrund der entstehenden unterschiedlichen Wärmeausdehnung die Spannungen im Kristall zunehmen und die spannungsinduzierte Doppelbrechung immer stärker wird. Insgesamt konnte eine polarisierte Laserstrahlung bis zu 280 W mit $\eta_{opt} = 35$ % und $M^2 \approx 11$ realisiert werden.

Eine Steigerung des Wirkungsgrades bei vergleichbarer Strahlqualität ist durch die Verwendung einer anderen Kristallscheibe gegeben. Mit der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und einer 8 % dotierte Kristallscheibe mit einer Dicke von $244 \mu\text{m}$ aus der Beschichtungcharge II wurde bei einem kurzen Resonator eine Laserleistung von 313 W mit $\eta_{opt} = 42,5$ % erreicht, welche nahe an dem bei dieser Pumpleistung maxi-

mal erreichten Wirkungsgrad von ca. 45 % liegt. In Abb. 5.22 ist die Laserleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung mit diesem kurzen Resonator dargestellt. Zusätzlich

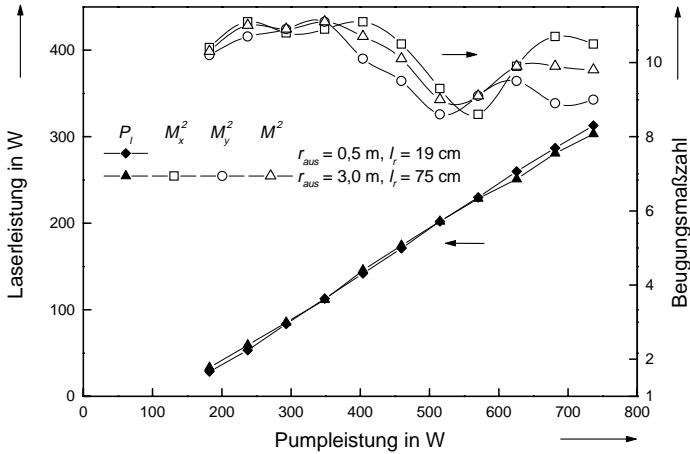


Abbildung 5.22: Laserleistung und Beugungsmaßzahl für verschiedene Resonatorkonfigurationen bei Verwendung der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH und einem 8 % dotierten, $244 \mu\text{m}$ dicken Kristall aus der Beschichtungscharge II.

ist die Laserleistung und die Beugungsmaßzahl für einen längeren Resonator, wie er bereits in Abb. 5.18 eingesetzt wurde, aufgetragen. Die Verbesserung der Strahlqualität durch den längeren Resonator führte zu einer leicht reduzierten maximalen Laserleistung von 303 W mit $M^2 = 9,8$ und einem optisch-optischem Wirkungsgrad von 41,1 %.

5.3 Untersuchungen mit der Mehrscheibenpumpanordnung

Für die Skalierung der Laserleistung über die Anzahl der Kristallscheiben wurde die Mehrscheibenpumpanordnung verwendet. Dazu wurde diese zuerst mit zwei Kristallscheiben und einer Pumpquelle und anschließend mit vier Kristallscheiben und beiden zur Verfügung stehenden Pumpquellen gleichzeitig betrieben. Damit konnten Resonatoren mit einer, zwei und vier Kristallscheiben realisiert werden. Der Pumpfleckdurchmesser betrug auf jeder Kristallscheibe 5,2 mm.

5.3.1 Pumpanordnung mit zwei Kristallscheiben

Für den Einsatz von zwei Kristallscheiben wurde nur die Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH verwendet. Die Numerierung der Kristallscheiben erfolgt in der Reihenfolge des Strahlengangs der Pumpstrahlungsquelle. Beide Kristallscheiben haben eine

Dotierung von 8 %, der erste Kristall aus der Beschichtungscharge II hat eine Dicke von $247\text{ }\mu\text{m}$ und der zweite aus der Beschichtungscharge VI hat eine Dicke von $239\text{ }\mu\text{m}$.

Die beiden Kristallscheiben wurden zuerst als Endspiegel in zwei unabhängigen Resonatoren mit jeweils 20 cm Länge, einem Auskoppelspiegel mit 0,5 m Krümmungsradius und 3 % Transmissionsgrad eingesetzt. Die erreichte Laserleistung mit dem optisch-optischen Wirkungsgrad ist in Abb. 5.23 dargestellt. Die erzielte maximale Laserleistung ist bei der

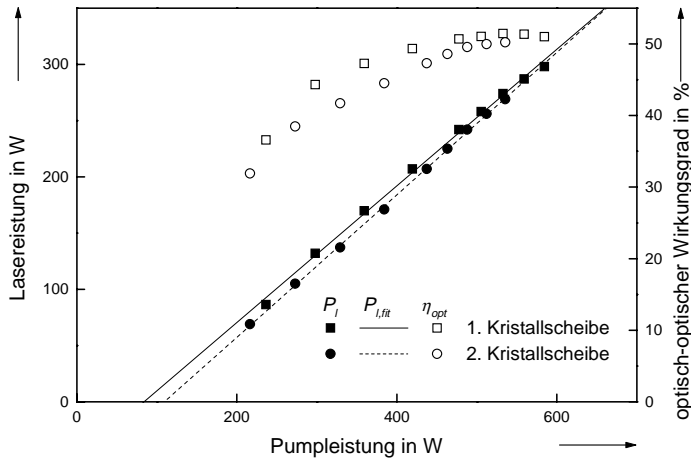


Abbildung 5.23: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad bei Verwendung von zwei Kristallscheiben in der Mehrscheibenpumpanordnung, wobei jede Kristallscheibe den aktiven Endspiegel eines Resonators bildet.

ersten Kristallscheibe mit 298 W deutlich größer als bei der zweiten Kristallscheibe mit 269 W. Dies spiegelt die ungleichmäßige Verteilung der Pumpleistung auf die beiden Kristallscheiben und deren geringfügig unterschiedliche Dicke wider. Wegen der exponentiellen Abnahme der Pumpleistung durch die Absorption ist die in der ersten Kristallscheibe absorbierte Pumpleistung höher. Die Modellierung zeigt bei maximaler Pumpleistung einen Absorptionsgrad von 47,8 % in der ersten und 43,8 % in der zweiten Kristallscheibe, sowie einen Verlust von 8,4 % an den Spiegeln der Pumpanordnung, der durch die Divergenz der Pumpstrahlung bei den geringen Spiegelabmessungen entsteht. Mit dem Verhältnis aus der jeweils absorbierten zur gesamten Pumpleistung wurde diese in Abb. 5.23 auf die beiden Kristallscheiben aufgeteilt. Dabei erreichen beide Kristallscheiben nahezu gleiche maximale optisch-optische Wirkungsgrade mit 51 % für die erste Kristallscheibe und 50 % für die zweite. Aus dem Modell ergeben sich 52 % bzw. 51 %. Aufgrund des für die erste Kristallscheibe geringeren differentiellen Wirkungsgrades mit 61 % ist die Schwellpumpleistung mit 84 W und die Schwellpumpleistungsdichte mit 392 W/cm^2 geringer als bei der zweiten mit $\eta_{dif} = 63\%$, $P_{p,s} = 109\text{ W}$ und $E_{p,s} = 511\text{ W/cm}^2$. Die aufsummierte Leistung beider Resonatoren beträgt 567 W mit $\eta_{opt} = 50,6\%$.

Eine verlustfreie Skalierung der Laserleistung über die Scheibenzahl bedeutet, diese aufsummierte Laserleistung mit einem einzigen Resonator, in den beide Kristallscheiben integriert sind, zu erreichen. Dabei können sie jedoch nicht mehr als Endspiegel, sondern nur noch als Umlenkspiegel eingesetzt werden. Zum Umlenken des Strahlengangs von einer Kristallscheibe auf die nächste wird ein zusätzlicher Umlenkspiegel benötigt. Mit einem Endspiegel und einem Auskoppelspiegel ist der Resonator vollständig. Der Aufbau erfolgt symmetrisch, so daß sowohl alle Strahlweglängen zwischen einer Kristallscheibe und einem Resonatorspiegel als auch die Krümmungsradien des Endspiegels und des Auskoppelspiegels gleich sind. Im realisierten Resonator hatten alle Spiegel einen Krümmungsradius von 0,5 m und der Abstand zwischen einem Resonatorspiegel und einer Kristallscheibe betrug jeweils 20 cm. Der optimale Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels ergab sich aus Messungen mit unterschiedlichen Transmissionsgraden zu 6 %. Die experimentellen und berechneten Ergebnisse sind in Abb. 5.24 dargestellt. Die

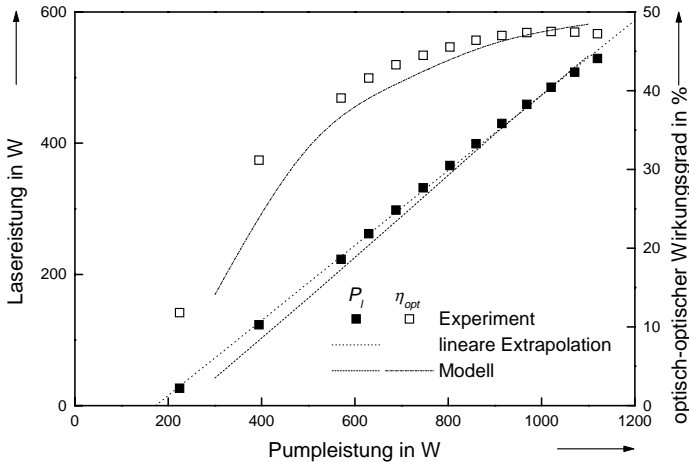


Abbildung 5.24: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad bei Verwendung von zwei Kristallscheiben in einem Resonator bei Verwendung der Mehrscheibenpump-anordnung und der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH.

maximale Laserleistung betrug 529 W mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 47 %. Die aufsummierte Laserleistung der beiden einzelnen Resonatoren konnte damit nur annähernd erreicht werden. Die Differenz ist zum einen in der Verdopplung der resonatorinternen Verluste an einer Kristallscheibe bedingt, da sich durch den Übergang vom Endspiegel zum Umlenkspiegel die Anzahl der Durchgänge durch das laseraktive Medium bei einem Resonatorumlauf verdoppelt. Zum anderen tritt ein zusätzlicher Verlust durch die zusätzlichen Resonatorspiegel und u. U. durch eine unzureichende Kopplung beider Kristallscheiben im Resonator auf. Der Vergleich zu den berechneten Werten mit einem maximalem optisch-optischem Wirkungsgrad von 48 % zeigt trotzdem eine gute

Übereinstimmung, lediglich bei geringer Pumpleistung führt das inhomogene Pumpprofil im Experiment wieder zu einer geringeren Schwellpumpleistung. Damit ist der differentielle Wirkungsgrad im Modell mit 62 % zu 57 % im Experiment ebenso größer, wie die Schwellpumpleistung mit 232 W zu 173 W und die Schwellpumpleistungsdichte mit 542 W/cm² zu 404 W/cm².

Bei dieser Resonatorauslegung nahm die Beugungsmaßzahl von $M^2 = 46$ im Bereich der Laserschwelle mit zunehmender Laserleistung auf $M^2 = 48$ leicht zu. Mit einem Umlenkspiegel mit einem Krümmungsradius von 2 m verbesserte sich die Strahlqualität auf $M^2 = 40$ bei kleiner Leistung und auf $M^2 = 42$ bei hoher Leistung. Die maximale Laserleistung nahm dabei auf 505 W mit $\eta_{opt} = 45$ % leicht ab.

5.3.2 Pumpanordnung mit vier Kristallscheiben

Für den Betrieb von vier Kristallscheiben in der Mehrscheibenpumpanordnung werden beide Pumpquellen gleichzeitig benötigt. Die Kennzeichnung der Kristallscheiben erfolgt wie bei der Verwendung von zwei Kristallscheiben entsprechend dem Strahlengang der Pumpstrahlung der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH. Dementsprechend ist die vierte Kristallscheibe die erste, welche von der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH angeregt wird. Der Pumpfleckdurchmesser beträgt weiterhin auf allen Kristallscheiben 5,2 mm. Alle vier verwendeten Kristallscheiben haben eine Dotierung von 9 %, eine Dicke von 205 μm und stammen aus der Beschichtungscharge VII.

Wie bei den Experimenten mit zwei Kristallscheiben erfolgt die Verteilung der Pumpleistung auch nicht gleichmäßig auf die vier Scheiben. Obwohl alle Kristallscheiben insgesamt 16 mal von der Pumpstrahlung durchlaufen werden, ist die effektiv auf die einzelnen Kristallscheiben auftreffende Pumpleistung unterschiedlich. Dies entsteht zum einen durch die exponentielle Abnahme der Pumpleistung durch die Absorption, wie dies bei dem Betrieb mit zwei Kristallscheiben bereits auftrat. Zum anderen unterscheiden sich die beiden Pumpquellen in der Zentralwellenlänge, der Divergenz und auch in der maximalen Leistung um 20 W.

Werden die Kristallscheiben zunächst in vier unabhängigen Resonatoren als Endspiegel verwendet, so ist die Laserleistung entsprechend unterschiedlich. Die mit Resonatorlängen von jeweils 15 cm, Auskoppelspiegeln mit 0,5 m Krümmungsradien und 3 % Transmissionsgrad erzielten Laserleistungen sowie die berechnete Verteilung der Pumpleistung auf die einzelnen Kristallscheiben ist in Tab. 5.3 dargestellt. Obwohl die Laserleistung für die einzelnen Resonatoren wegen der unterschiedlichen absorbierten Pumpleistung der einzelnen Kristallscheiben unterschiedlich sein muß, sollte der optisch-optische Wirkungsgrad, die extrapolierte Schwellpumpleistung und der differentielle Wirkungsgrad konstant sein. Die deutlichen Abweichungen zeigen eine Rangfolge der einzelnen Kristallscheiben bzw. deren Position auf. Die Unterschiede werden durch die Qualität der einzelnen Kristallscheibe, die Abweichungen in der Justage, der unterschiedlichen Homogenität und Divergenz der Pumpstrahlung und die Abweichungen im Transmissionsgrad der verwendeten

	Kristallscheibe			
	1.	2.	3.	4.
$P_{p,max}^i$	581 W	540 W	533 W	563 W
$P_{p,max}^i/P_{p,max}$	26,2 %	24,4 %	24,0 %	25,4 %
$P_{l,max}^i$	290 W	258 W	238 W	259 W
$\eta_{opt,max}$	49,9 %	47,8 %	44,6 %	46,0 %
$P_{p,s}$	90 W	97 W	108 W	97 W
η_{dif}	59,4 %	58,0 %	55,4 %	55,4 %

Tabelle 5.3: Berechnete maximale Pumpleistung $P_{p,max}^i$ für die jeweilige Kristallscheibe und deren Anteil an der gesamten Pumpleistung $P_{p,max}^i/P_{p,max}$, gemessene maximale Laserleistung $P_{l,max}^i$ mit optisch-optischem Wirkungsgrad $\eta_{opt,max}$, extrapolierter Schwellpumpleistung $P_{p,s}$ und differentiellem Wirkungsgrad η_{dif} für unabhängige Resonatoren mit der jeweiligen Kristallscheibe.

Resonatorspiegel bestimmt. Die aufsummierte Laserleistung aller Resonatoren beträgt 1045 W, entsprechend einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 47 %.

Die Integration aller Kristallscheiben in einen einzigen Resonator erfordert die Reflexion der Strahlung von einer Kristallscheibe durch einen Umlenkspiegel auf die nächste Kristallscheibe. Mit einem Endspiegel und einem Auskoppelspiegel vor der ersten bzw. nach der vierten Kristallscheibe ist der Resonator vollständig. Aufgrund der Symmetrie des Aufbaus sind die Weglängen l_i zwischen den Umlenkspiegeln und den Kristallscheiben konstant. Experimentell wurde ein Aufbau mit $l_i = 100$ mm und gleichen Krümmungsradien aller Resonatorspiegel von $r_i = 0,5$ m realisiert. Der optimierte Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels betrug 10 %. Die erzielten Laserleistungen mit den optisch-optischen Wirkungsgraden sind in Abb. 5.25 dargestellt. Mit beiden Pumpquellen wurde eine maximale Laserleistung von 1071 W mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 48 % erreicht. Aufgrund der geringen Resonatorlänge und der kleinen Krümmungsradien der Resonatorspiegel ist die Strahlqualität entsprechend gering. Die Beugungsmaßzahl beträgt bei 300 W Laserleistung $M^2 = 75$ und nimmt mit steigender Laserleistung über $M^2 = 83$ bei $P_l = 700$ W auf $M^2 = 87$ bei $P_l = 1071$ W zu. Beim Betrieb des Lasers mit nur einer der beiden Pumpquellen wirken sich die unterschiedlichen Zentralwellenlängen der beiden Pumpquellen aus. Bei Verwendung allein der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH ergibt sich ein höherer optisch-optischer Wirkungsgrad, da die Zentralwellenlänge der Pumpstrahlung einen höheren Absorptionsgrad und die geringere Divergenz der Strahlung einen geringeren Verlust bewirkt. Wegen der längeren Zentralwellenlänge ist der Absorptionsgrad bei der Pumpquelle der Firma Jenoptik Laserdiode GmbH bei geringen Pumpleistungen höher, so daß auch ein höherer optisch-optischer Wirkungsgrad im Vergleich zum Betrieb nur mit der Pumpquelle der Firma Dilas Diodenlaser GmbH erreicht wird. Für eine feste gesamte Pumpleistung haben beide Pumpquellen, wenn sie allein betrieben werden, aufgrund des höheren Stromes eine längere Wellenlänge als im

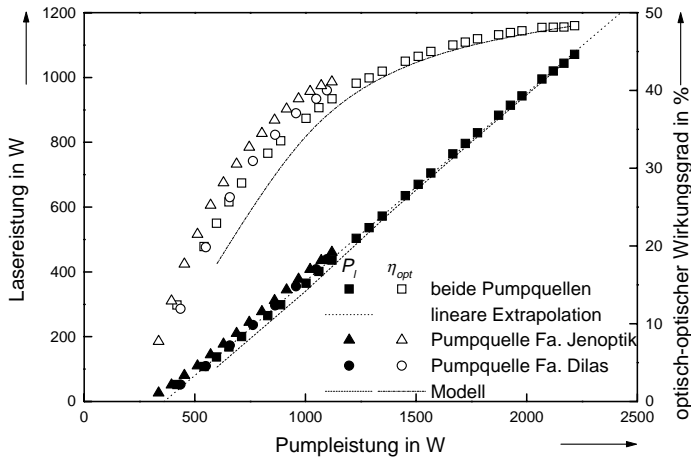


Abbildung 5.25: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad bei Verwendung von vier Kristallscheiben in einem Resonator in Abhängigkeit von der Pumpleistung und der Wahl der Pumpquelle.

gemeinsamen Betrieb, so daß die Wirkungsgrade aufgrund der besseren Überlappung mit dem Absorptionsspektrum beim alleinigen Betrieb höher als beim gemeinsamen Betrieb sind. Für einen bei jeder Pumpleistung maximalen Wirkungsgrad müßte die Zentralwellenlänge der Diodenlaser jeweils auf das Optimum geregelt werden.

Bei einem resonatorinternen Verlust von 0,2 % pro Kristallscheibe und Doppeldurchgang und einem Verlust bei jeder Reflexion an einem Resonatorspiegel von 0,06 % ergibt sich bei insgesamt acht Doppeldurchgängen durch eine Kristallscheibe und sieben Reflexionen an einem Resonatorspiegel bei jedem Umlauf der gesamte resonatorinterne Verlust zu $L = 2,02$ %. In dem Modell wurden die resonatorinternen Verluste daher mit $L = 2,0$ % berücksichtigt. Aus dem Modell ergibt sich der gleiche optisch-optische Wirkungsgrad bei einer Pumpleistung von 2217 W wie im Experiment. Aufgrund des höheren berechneten differentiellen Wirkungsgrades von 60 % im Vergleich zu 58 % sind auch die Schwellpumpleistung mit 423 W zu 362 W und die Schwellpumpleistungsdichte mit 494 W/cm^2 zu 423 W/cm^2 größer.

5.3.3 Leistungsskalierung über die Scheibenanzahl

Die Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse mit der Integration von einer, zwei und vier Scheiben zeigen die Skalierbarkeit der Laserleistung über die Anzahl der Kristallscheiben. Daher sind die Ergebnisse im Vergleich zum Modell in Abb. 5.26 zusammen dargestellt. Zur besseren Übersicht sind die Parameter und experimentellen Ergebnisse auch in Tab. 5.4 zusammengefaßt. An dem nahezu parallelen Verlauf der extrapolierten

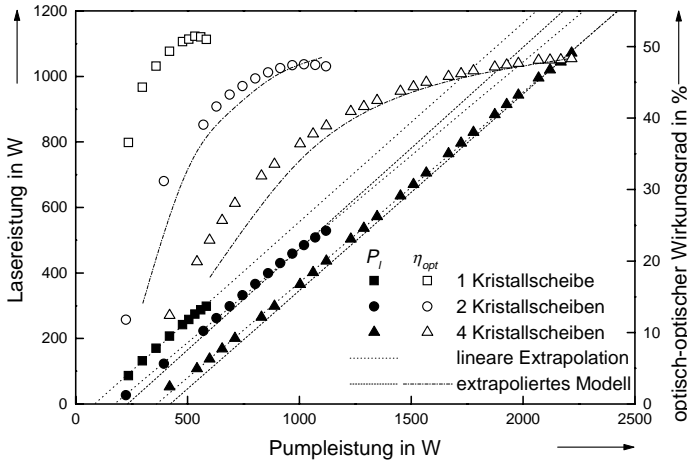


Abbildung 5.26: Laserleistung und optisch-optischer Wirkungsgrad bei Verwendung von einer, zwei und vier Kristallscheiben in der Mehrscheibenpumpanordnung.

Geraden der Laserleistungen mit einer, zwei oder vier Kristallscheiben ist zum einen die proportional zur gepumpten Fläche ansteigende Schwellpumpleistung und der annähernd konstante differentielle Wirkungsgrad bei der Skalierung über die Anzahl der Kristallscheiben zu erkennen. Der verbleibende zunehmende Verlust entsteht durch eine unzureichende Kopplung der Kristallscheiben im Resonator und führt zu einer Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades. Im Gegensatz zur Skalierung über den Pumpfleck-

	Anzahl der Kristallscheiben		
	1	2	4
A in mm ²	18,1	36,2	72,4
$P_{p,max}$ in W	585	1120	2217
$E_{p,max}$ in kW/cm ²	3,23	3,09	3,06
$P_{l,max}$ in W	298	529	1071
$\eta_{opt,max}$ in %	51 (52)	47 (48)	48 (48)
η_{dif} in %	60 (63)	57 (62)	58 (60)
$P_{p,s}$ in W	84 (109)	172 (232)	362 (423)
$E_{p,s}$ in k/cm ²	392 (511)	404 (542)	423 (494)

Tabelle 5.4: Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse zur Skalierung über die Scheibenanzahl bei einem Pumpfleckdurchmesser d_p von 5,2 mm: gesamte Pumpfleckfläche A , maximale Pumpleistung $P_{p,max}$, maximale Pumpleistungsdichte $E_{p,max}$, maximale Laserleistung $P_{l,max}$, maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad $\eta_{opt,max}$, differentieller Wirkungsgrad η_{dif} , Laserschwelle $P_{p,s}$ und Schwellpumpleistungsdichte $E_{p,s}$ im Vergleich zu den in Klammern angegebenen Werten aus dem Modell.

durchmesser ist die Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades damit kein Effekt der Kristalltemperatur. Ohne zusätzliche resonatorinterne Verluste sollte bei der experimentellen Umsetzung die Schwellpumpleistungsdichte unabhängig von der Anzahl der verwendeten Kristallscheiben sein. Aufgrund geringer Kopplungsverluste, welche die resonatorinternen Verluste erhöhen, und dem inhomogenen Profil der Pumpstrahlung nimmt sie im Experiment jedoch leicht zu. Die maximal erreichte Laserleistung von 1071 W wurde mit einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 47 % und einem elektrisch-optischen Wirkungsgrad von 12 % erreicht.

Im Vergleich zur Skalierung über den Pumpfleckradius bei einer Kristallscheibe nehmen der differentielle Wirkungsgrad und der optisch-optische Wirkungsgrad bei der Skalierung über die Anzahl der Kristallscheiben nur geringfügig ab. Für die Skalierung zu höchsten Leistungen ist daher der Einsatz vieler Kristalle dem mit einem sehr großen Pumpfleck auf einer Kristallscheibe vorzuziehen. Hinzu kommt, daß die Mehrscheibenpumpanordnung durch die sequentielle Justage von Kristallscheibe zu Kristallscheibe reproduzierbarer und nachvollziehbarer zu realisieren ist.

5.4 Zusammenfassung

Mit den beiden Pumpquellen der Firmen Dilas Diodenlaser GmbH bzw. Jenoptik Laserdiode GmbH stehen jeweils ca. 1100 W Pumpleistung zur Verfügung. Dabei erfolgte die Homogenisierung der Pumpstrahlung beider Quellen mit einem 100 mm und bzw. einem 200 mm langen Glasstab mit 5 mm Durchmesser nur unzureichend, so daß jeweils eine Überhöhung der Leistungsdichte um bis zu 50 % bestehen bleibt. Die Verwendung eines mit 3 mm Durchmesser dünneren Glasstabes und kürzeren Brennweite bei einer Einkopplung führte zu einer höheren Pumpleistung mit ca. 1300 W bei reduzierter Strahlqualität.

Mit der Einscheibenpumpanordnung konnte bei Verwendung eines Glasstabes mit 3 mm Durchmesser zur Homogenisierung eine maximale Laserleistung von 594 W mit $\eta_{opt} = 46,5\%$ bei einer Temperatur der Wasserkühlung von 15°C erreicht werden. Bei Verwendung eines Glasstabes mit 5 mm Durchmesser war die Strahlqualität der Pumpstrahlung höher und so die zur Verfügung stehende Pumpleistung geringer, so daß die maximale Laserleistung 496 W mit $\eta_{opt} = 47\%$ betrug. Bis zu dem dabei verwendeten Pumpfleckradius von 3 mm konnte die Skalierung der Laserleistung über die Pumpfleckgröße nachgewiesen werden. Da bei geringen Pumpfleckradien die verbleibende dreidimensionale Wärmeleitung noch zur Kühlung beiträgt, ist diese Skalierung mit einer Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades von 49 % auf 47 % bei einer Zunahme des Pumpfleckradius von 0,6 mm auf 3 mm verbunden. Die Schwellpumpleistungsdichte blieb bei der Skalierung bei kleineren Pumpfleckradien annähernd konstant, während sie beim Übergang zum maximalen Pumpfleckradius von 3 mm aufgrund des inhomogenen Pumpprofils abnahm.

Die Verwendung von geringen Kristalldicken ermöglicht aufgrund der geringeren Spannungen einen Laserbetrieb bei hohen Pumpleistungen auch bei Raumtemperatur. Werden bei geringer, aber angepaßter Kristalldicke lediglich acht Pumpstrahlungsdurchgänge verwendet, so führt der geringe Absorptionsgrad bei einer 248 μm dicken Kristallscheibe und einer Laserleistung von 300 W zu einem optisch-optischen Wirkungsgrad von lediglich 34 % im Vergleich zu 43 % bei Verwendung von 16 Durchgängen. Diese hohe Anzahl ist daher für den Betrieb mit hohem optisch-optischen Wirkungsgrad bei hohen Leistungen und bei Raumtemperatur notwendig.

Über eine Absenkung der Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung ist eine Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades möglich. Mit einer Alkoholkühlung wurde eine Änderung des optisch-optischen Wirkungsgrades von -0,14 ‰/°C bestimmt. Aufgrund der geringeren Wärmekapazität von Alkohol im Vergleich zu Wasser ist bei einer nicht optimierten Alkoholkühlung und einer Pumpleistung von 600 W eine um 25 $^{\circ}\text{C}$ niedrigere Temperatur notwendig, um den gleichen optisch-optischen Wirkungsgrad wie bei der Wasserkühlung zu erreichen, so daß diese für eine industrielle Umsetzung damit nicht attraktiv ist.

Die resonatorinternen Verluste konnten durch die Variation des Transmissionsgrades des Auskoppelspiegels zu 0,13 % bis 0,14 % bestimmt werden. Aufgrund eines von Kristallscheibe zu Kristallscheibe schwankenden resonatorinternen Verlustes durch die Politur, die Beschichtung und die individuelle Kontaktierung sind Aussagen zur optimalen Kristalldicke allerdings nur bedingt möglich.

Aus Messungen der Beugungsmaßzahl zu unterschiedlichen Resonatorauslegungen konnte der Bereich der Krümmung einer Kristallscheibe und deren Änderung durch die thermische Linse im Laserbetrieb auf ca. -4,1 m bis -3,2 m bestimmt werden. Die kleinste erzielte Beugungsmaßzahl betrug $M^2 = 9,8$ bei einer Laserleistung von 313 W und $\eta_{\text{opt}} = 41,1 \text{ ‰}$, im höheren Multimode wurden mit der gleichen Kristallscheibe $\eta_{\text{opt}} = 42,5 \text{ ‰}$ erreicht. Die Realisation linear polarisierter Laserstrahlung zeigte eine Modulation der Verluste in Abhängigkeit von der Lage der Polarisationssebene. Diese entsteht durch Spannungsdoppelbrechung, so daß bei der Kontaktierung der Kristallscheibe und bei der Montage auf der Wärmesenke auftretende Spannungen in der Kristallscheibe vermeiden werden müssen.

Die Skalierung der Laserleistung über die Anzahl der Kristallscheiben wurde mit der Mehrscheibenpumpanordnung bis zu einer maximalen Laserleistung von 1071 W mit $\eta_{\text{opt}} = 48 \text{ ‰}$ bei vier Kristallscheiben untersucht. Bei einer hohen Übereinstimmung mit dem Modell und geringen Kopplungsverlusten sind sie nur geringfügig kleiner als $\eta_{\text{opt}} = 51 \text{ ‰}$ bei einer Kristallscheibe. Der Vergleich zur Leistungsskalierung über den Pumpfleckradius bei einer Kristallscheibe zeigt, daß mit der Anregung mehrerer Kristallscheiben in der Mehrscheibenpumpanordnung die Laserleistung mit etwas höherem optisch-optischem Wirkungsgrad erreichbar ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Der "ideale" Laser in der Fertigungstechnik für eine hohe Prozeßeffizienz und Flexibilität stellt eine hohe Laserleistung mit gleichzeitig hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität bei einer Wellenlänge um $1\text{ }\mu\text{m}$ bereit. Für den Laserentwickler bedeutet dies, die Laserleistung und die Fokussierbarkeit eines Gaslasers mit der kürzeren Wellenlänge eines Festkörperlaser zu erreichen und gleichzeitig noch den Wirkungsgrad zu steigern. Eine solche Umsetzung mit einer Laserleistung im kW-Leistungsbereich stellte das Ziel dieser Arbeit dar. Mit Diodenlasern als Pumpquelle konnte ein an sie optimal angepaßtes und innovatives Laserkonzept verwendet werden: der Scheibenlaser.

Der Scheibenlaser zeichnet sich durch die Geometrie des laseraktiven Mediums als dünne Scheibe mit einer angepaßten Anregung und Kühlung aus. Diese Geometrie stellt für die Kühlung eine maximale Oberfläche bei minimalem Volumen zur Verfügung, so daß eine effiziente Kühlung hohe Laserleistungen ermöglicht. Gleichzeitig erfolgt bei einer stirnseitigen Kühlung nur ein axialer Temperaturgradient, so daß der Effekt der thermischen Linse durch einen radialen Temperaturgradienten vermieden und eine gute Strahlqualität erreicht werden kann. Dies wird insbesondere bei einer quasi-endgepumpten Anordnung mit einem homogenen Pumpprofil erreicht. Dabei führt die geringe Dicke der Kristallscheibe jedoch zu einem geringen Absorptionsgrad. Eine Lösung bietet die Verwendung von Diodenlasern als Pumpquelle, da ihre Strahlung mit entsprechenden Optiken wiederholt auf den Kristall abgebildet werden kann. Dieser vergrößerte Absorptionsweg führt zu einem hohen Absorptionsgrad und damit zu einem hohen optisch-optischen Wirkungsgrad. Zusätzlich ermöglichen Diodenlaser eine hohe Pumpleistungsdichte und damit den Einsatz bisher unüblicher laseraktiver Medien, wie Yb:YAG als Quasi-Drei-Niveau-System.

Eine qualitative Auslegung eines Scheibenlasers ermöglicht bei konstanter Temperatur und homogener Anregung im Dauerstrichbetrieb die analytische Berechnung der Laserleistung. Der maximale optisch-optische Wirkungsgrad erfordert bei einem maximalen Absorptionsgrad eine Optimierung von minimaler Laserschwelle und maximalem differentiellen Wirkungsgrad. Die Mehrfachabbildungen der Pumpstrahlung ermöglichen trotz geringer Kristalldicke einen hohen Absorptionsgrad für eine geringe Laserschwelle und

einen hohen differentiellen Wirkungsgrad, was den entscheidenden Vorteil eines Scheibenlasers gegenüber einem Stab laser darstellt. Die Maximierung des optisch-optischen Wirkungsgrades ergibt Kriterien für ein "ideales" laseraktives Medium: ein möglichst hoher Stokes-Faktor bei möglichst geringer Besetzung des unteren Laserniveaus, sowie ein maximaler Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt und eine maximale Fluoreszenzlebensdauer. Insbesondere wegen des hohen Stokes-Faktors von 91,3 % und des einfachen Termschemas, welches einen Pumpquantenwirkungsgrad nahe eins bewirkt, wird Yb:YAG verwendet. Für den Laserbetrieb mit einem Quasi-Drei-Niveau-System bei maximalem optisch-optischen Wirkungsgrad sind die Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen zu maximieren und die gepumpte Fläche, die resonatorinternen Verluste und die Temperatur zu minimieren, während die Kristalldicke und die Dotierung, sowie der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels zu optimieren sind.

Mit einem Computerprogramm erfolgt eine numerische Auslegung. So ist mit 16 Pumpstrahlungsdurchgängen ein optisch-optischer Wirkungsgrad von über 50 % bei Raumtemperatur mit Laserleistungen im kW-Bereich möglich, wobei für einen maximalen optisch-optischen Wirkungsgrad die Pumpleistungsdichte auf $4,5 \text{ kW/cm}^2$ zu begrenzen ist. Die optimale Kristalldicke beträgt dabei ca. $200 \text{ }\mu\text{m}$ bei einer Dotierung von 8 %. Eine höhere Dotierung steigert den Wirkungsgrad, solange die Fluoreszenzlebensdauer oder die Wärmezeugung nicht ansteigt. Das Potential zur weiteren Steigerung des optisch-optischen Wirkungsgrades bieten die aufgeführten Parameter der qualitativen Auslegung, so z. B. geringere resonatorinterne Verluste als 0,2 %, eine tiefere Temperatur des Kühlmediums zur Kristallkühlung als $15 \text{ }^\circ\text{C}$ oder eine noch höhere Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen als 16, welche durch die zunehmende Anforderung an die Strahlqualität der Pumpstrahlung und die steigende Komplexität des Aufbaus begrenzt ist. Die Skalierung der Laserleistung erfolgt über die Größe des gepumpten Bereichs. Bei Verwendung lediglich einer Kristallscheibe führt dabei der abnehmende Anteil an radialer Wärmeleitung zu einer geringen Abnahme des optisch-optischen Wirkungsgrades. Bei einer Leistungsskalierung über die Anzahl der Kristallscheiben können lediglich höhere resonatorinterne Verluste zu einer Abnahme des Wirkungsgrades führen.

Die konstruktive Auslegung einer Pumpanordnung ist, wie prinzipielle Überlegungen zeigen, sowohl mit einer als auch mit mehreren Kristallscheiben innerhalb einer Pumpanordnung bei einer Reduktion der Komplexität der Anordnung möglich. Um experimentell die Leistungsskalierung sowohl mit einer als auch mit mehreren Kristallscheiben zu untersuchen, wurden zwei verschiedene Pumpanordnungen ausgelegt und gebaut. Die Einscheibenpumpanordnung basiert dabei auf der Verwendung eines Parabolspiegels mit dem einzelne Abbildungsspiegel zusammengefaßt werden. Bei der Mehrscheibenpumpanordnung erfolgt die Integration von zwei oder vier Kristallscheiben mit entsprechend einer oder zwei Pumpquellen in einer Pumpanordnung. In jedem Fall erfolgen 16 Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Kristallscheiben zur Absorption.

Bei den experimentellen Untersuchungen standen zwei Pumpquellen mit einer durch einen Glasstab homogenisierten Pumpstrahlung zur Verfügung, die jedoch noch eine

Überhöhung der Leistungsdichte im zentralen Bereich von 50 % aufwies. Dies führte bei dem Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Werten mit radial konstanter Pumpleistungsdichte zu Abweichungen bei geringen Pumpleistungen, während bei hohen Pumpleistungen eine gute Übereinstimmung vorhanden war. Die resonatorinternen Verluste wurden entsprechend der experimentellen Bestimmung mit 0,2 % berücksichtigt.

Die Leistungsskalierung über die Pumpfleckgröße wurde mit der Einscheibenpumpenanordnung bei einer Kühlwassertemperatur zur Kristallkühlung von 15 °C untersucht. Entsprechend dem abnehmenden Anteil der radialen Wärmeleitung durch den Übergang von einer teilweise dreidimensionalen zu einer nahezu eindimensionalen Wärmeleitung nimmt der optisch-optische Wirkungsgrad mit größerem Pumpfleckradius bei gleicher Pumpleistungsdichte ab. So nahm der optisch-optische Wirkungsgrad η_{opt} von 49 % auf 47 % ab, bei einer Zunahme des Pumpfleckradius von 0,6 mm auf 3,0 mm. Die maximal erreichte Laserleistung mit einer Kristallscheibe betrug 594 W mit $\eta_{opt} = 46,5$ % und einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 72$. Allein durch eine Vergrößerung des Krümmungsradius des Auskoppelspiegels konnte die Strahlqualität auf $M^2 = 25$ bei einer maximalen Laserleistung von 469 W mit $\eta_{opt} = 44$ % verbessert werden. Die aufgrund der längeren Wellenlänge bestmögliche Fokussierbarkeit eines CO₂-Lasers wurde durch die zusätzliche Änderung der Resonatorlänge mit einer anderen Kristallscheibe bei einer Laserleistung von 303 W mit $M^2 = 9,8$ erreicht, wobei der optisch-optische Wirkungsgrad von 42,5 % im hohen Multimode auf 41,1 % abgenommen hatte. Aus der gemessenen Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl von der Pumpleistung bei verschiedenen Resonatorauslegungen konnte der Krümmungsradius dieser Kristallscheibe mit dem Einfluß der thermischen Linse auf ca. -4,1 m bis -3,2 m bestimmt werden. Die Integration eines Brewsterfensters in den Resonator zeigte durch die Modulation der Verluste in Abhängigkeit von der Lage der Polarisationssebene, daß in der Kristallscheibe ein Verlust durch Spannungsdoppelbrechung auftritt. Dessen Reduktion erfordert die Minimierung auftretender Spannungen bei der Kontaktierung und der Montage auf die Wärmesenke.

Den Betrieb des Scheibenlasers mit hohen Laserleistungen bei Raumtemperatur ermöglichte erst die geringe Kristalldicke und die Verwendung von 16 Pumpstrahlungsdurchgängen. So versagen dickere Kristallscheiben aufgrund zu hoher Spannungen; 360 µm dicke Kristallscheiben werden z. B. bei einer Pumpleistung von 650 W bei 16 Absorptionsdurchgängen zerstört. Eine geringere Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen führt zu einem geringeren Absorptionsgrad und damit zu einem geringeren optisch-optischen Wirkungsgrad, so nahm bei einer 248 µm dicken Kristallscheibe bei der Reduktion von 16 auf acht Pumpstrahlungsdurchgängen der optisch-optischen Wirkungsgrades von 43 % auf 34 % und entsprechend die Laserleistung von 341 W auf 272 W ab.

Ein höherer optisch-optischen Wirkungsgrades wird bei tieferen Temperaturen des Kühlmediums zur Kristallkühlung erreicht. Mit Alkohol als Kühlmedium für Temperaturen unter 0 °C wurde eine Änderung des optisch-optischen Wirkungsgrades von -0,14 %/°C bestimmt. Allerdings ist der optisch-optische Wirkungsgrad aufgrund der im Vergleich zu Wasser reduzierten Wärmekapazität für Alkohol bei gleicher Temperatur geringer.

Die Leistungsskalierung über die Anzahl der Kristallscheiben wurde mit der Mehrscheibenpumpanordnung untersucht. Die maximale Laserleistung betrug 1071 W mit $\eta_{opt} = 48\%$. Aufgrund zusätzlicher resonatorinterner Verluste ist dies kleiner als $\eta_{opt} = 51\%$ bei einer Kristallscheibe mit gleichem gepumpten Durchmesser. Im Vergleich zur Leistungsskalierung bei einer Kristallscheibe ermöglicht die Mehrscheibenpumpanordnung wegen des kleineren Pumpflecks eine geringere maximale Kristalltemperatur, so daß höhere Laserleistungen mit höherem optisch-optischem Wirkungsgrad im Vergleich zur Einscheibenpumpanordnung mit nur einer Kristallscheibe ermöglicht werden. Damit werden Laserleistungen über 1 kW immer mit mehreren Kristallscheiben zu realisieren sein.

6.2 Ausblick

Aufgrund der dargestellten Ergebnisse ist in naher Zukunft eine industrielle Umsetzung eines Scheibenlasers auch mit Laserleistungen im Kilowatt-Bereich zu erwarten. So wurde bereits auf der Messe "LASER '99" u. a. aufgrund dieser Untersuchungen ein Labormuster eines Scheibenlaser mit 1 kW Laserleistung und einer Strahlqualität von $M^2 = 10$ präsentiert. Aufgrund der einfachen Leistungsskalierung dieses Laserdesigns dürften in den nächsten Jahren auch Systeme mit deutlich höheren Leistungen zu erwarten sein. Mit dieser Perspektive und der guten Strahlqualität des Scheibenlaser, die ihn zu einem idealen Schneid- und Schweißlaser macht, kann er in diesen Bereichen einen bedeutenden Marktanteil erwerben und auch das Interesse anderer laserherstellenden Firmen an der industriellen Umsetzung eines Scheibenlasers mitbestimmen.

Die industrielle Umsetzung erfordert ein langzeitstabiles und reproduzierbares Verhalten der Kristallscheiben. Dies umfaßt nicht nur die Politur und die Beschichtung, sondern insbesondere auch die Kontaktierung der Kristallscheiben. Sie muß eine dauerhafte und für die Umsetzung einer guten Strahlqualität auch sehr genau reproduzierbare Form ergeben, so daß auch Alternativen zum Kaltverschweißen der Kristallscheiben mit Indium zu untersuchen sind. So kann durch Diffusionsbonden von dotierten Kristallscheiben auf undotiertes Material eine steifere und dickere Kristallscheibe geschaffen werden, welche sich reproduzierbarer verbiegt und ohne den zusätzlichen Temperaturgradienten in Indium und in der Kupferscheibe direkt wassergekühlt werden kann.

Bei dem hier umgesetzten quasi-endgepumpten System wird die maximale Laserleistung mit gleichzeitig guter Strahlqualität bei einer Kristallscheibe auf den Bereich um 500 W begrenzt sein, so daß bei 5 kW Laserleistung bereits 10 Kristallscheiben mit einem entsprechend langem Resonator notwendig werden. Daher bietet sich bei diesem Leistungsbereich der Einsatz von Kristallscheiben in Transmission an. Für einen räumlich kompakten Aufbau könnten diese dann radial gepumpt und von beiden Seiten, z. B. durch Helium gekühlt werden. Mit diesem Aufbau wäre eine weitere Skalierung der Laserleistung zu deutlich höheren Leistungen möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] BECK, M.: *Modellierung des Lasertiefschweißens*. In: Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: Teubner (1996)
- [2] DU, K.; BIESENBAACH, J.; EHRLICHMANN, D.; HABICH, U.; JAROSCH, U.; KLEIN, J.; LOOSEN, P.; NIEHOFF, J.; WESTER, R.: *Lasers for materials processing: specifications and trends*. Optical and Quantum Electronics **27** (1995) S. 1089.
- [3] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: eine Einführung*. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag, 1992.
- [4] 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.
- [5] BRAUCH, U.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M., STEWEN, C.; VOSS, A.: *Multi-watt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm*. Optics Letters **20** (1995) Nr. 7, S. 714.
- [6] 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 on Advanced Solid-State Lasers **1** (1996) S. 11.
- [7] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M., SCHIEGG, U.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.: *Advanced tunability and high-power TEM₀₀-operation of the Yb:YAG thin disc laser*. In: Pollock, C. R.; Bosenberg, W. R. (Hrsg.): OSA TOPS Advanced Solid-State Lasers **10** (1997) S. 280.
- [8] 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 the SPIE: Solid State Lasers VI **2986** (1997) S. 2.
- [9] 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.; Frejer, M. M. (Hrsg.): OSA

- Trends in Optics and Photonics **19** Advanced Solid-State Lasers. Optical Society of America, Washington, DC (1998), S. 125 1998.
- [10] PEUSER, P.; SCHMITT, N. P.: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Berlin: Springer (1995).
- [11] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*. Berlin: Springer, 3. Auflage (1992).
- [12] DEUTSCHE NORM (ENTWURF) DIN EN ISO 11145: *Laser und Laseranlagen: Begriffe und Formelzeichen*. (1998).
- [13] UEDA, K. I.; UEHARA, N.: *Laser diode pumped solid state lasers for gravitational wave antenna*. In: Proceedings of the SPIE **1837** (1992) S. 336.
- [14] SCHUBERT, M.: *Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern*. In: Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: Teubner (1999).
- [15] DOMINIC, V.; MACCORMACK, S.; WAARTS, R.; SANDERS, S.; BICKNESE, S.; DOHLE, R.; WOLAK, R.; 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 (1998) Postdeadline Papers, CPD11-1.
- [16] BARTELT-BERGER, L.: *Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern*. In: Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: Teubner (1999).
- [17] WEBER, M. J. (HRSG.): *CRC handbook of laser science and technology*. Bd. III optical materials, Teil 1. Boca Raton: CRC Press (1986).
- [18] WINKLER, G.: *Magnetic garnets*. Braunschweig: Vieweg, 1. Auflage (1981).
- [19] REINBERG, A. R.; RISEBERG, L. A.; BROWN, R. M.; WACKER, R. W.; HOLTON, W. C.: *GaAs:Si LED pumped Yb-doped YAG laser*. Applied Physics Letters **19** (1971) Nr. 1, S. 11.
- [20] BOGOMOLOVA, G. A.; VYLEGZHANIN, D. N.; KAMINSKIĬ, A. A.: *Spectral and lasing investigations of garnets with Yb³⁺ ions*. Sov. Phys. JETP **42** (1976) Nr. 3, S. 440.
- [21] 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 Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1997) Nr. 1, S. 105.
- [22] HÖNNINGER, C.; ZHANG, G., KELLER, U.; GIESEN, A.: *Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers*. Optics Letters **20** (1995) Nr. 23, S. 2402.
- [23] BUCHANAN, R. A., WICKERSHEIM, K. A., PEARSON, J. J.; HERRMANN, G. F.: *Energy levels of Yb³⁺ in gallium and aluminium garnets. I. Spectra*. Physical Review **159** (1967) Nr. 2, S. 245.

- [24] YIN, H., DENG, P., GAN, F.: *Defects in YAG:Yb crystals*. Journal of Applied Physics **83** (1998) Nr. 7, S. 3825.
- [25] LACOVARA, P., CHOI, H. K., WANG, C. A.; AGGARWAL, R. L.; FAN, T. Y.: *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*. Optics Letters **16** (1991) Nr. 14, S. 1089.
- [26] 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 applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993) Nr. 4, S. 1179.
- [27] 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 **20** (1994) S. 100.
- [28] SUMIDA, D. S., FAN, T. Y.: *Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media*. Optics Letters **19** (1994) Nr. 17, S. 1343.
- [29] SUMIDA, D. S., FAN, T. Y.: *Radiation trapping in solid-state laser media 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 **24** (1995) S. 542.
- [30] BEACH, R. J.: *CW Theory of quasi-three level end-pumped laser oscillators*. Optics Communications **123** (1996) S. 385.
- [31] TAIRA, T.; TULLOCH, W. M.; BYER, R. L.: *Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers*. Applied Optics **36** (1997) Nr. 9, S. 1867.
- [32] VOSS, A.: Dissertation, in Vorbereitung.
- [33] CONTAG, K.: *Modellierung des Scheibenlasers*. Dissertation, in Vorbereitung.
- [34] MCCUMBER, D. E.: *Theory of phonon-terminated optical masers*. Physical Review **134** (1964) Nr. 2A, S. A299.
- [35] FAN, T. Y.: *Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993) Nr. 6, S. 1457.
- [36] FAN, T. Y.: *Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (1992) Nr. 12, S. 2692.
- [37] 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 Journal of Quantum Electronics **34** (1998) Nr. 10, S. 2010.
- [38] EICHLER, J.; EICHLER, H.-J.: *Laser: Grundlagen, Systeme, Anwendungen*. Berlin: Springer, 1990.

- [39] 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 Photonics Technology Letters **2** (1993) Nr. 8, S. 531.
- [40] YELLEN, S. L.; WATERS, R. G.; CHEN, Y. C.; SOLTZ, B. A.; FISCHER, S. E.; FEKETE, D.; BALLANTYNE, J. M.: *20 000 h InGaAs quantum well lasers*. Electronics Letters **26** (1990) Nr. 25, S. 2083.
- [41] YELLEN, S. L.; SHEPARD, A. H.; DALBY, R. J.; 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 Journal of Quantum Electronics **29** (1993) Nr. 6, S. 2058.
- [42] MAGNI, V.: *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*. Applied Optics **25** (1986) Nr. 1, S. 107.
- [43] KOGELNIK, H.: *Imaging of optical modes – Resonators with internal lenses*. Bell System Technical Journal **44** (1965) S. 455.
- [44] FAN, T. Y.: *Diode-pumped solid state lasers*. Lincoln Laboratory Journal **3** (1990) Nr. 3, S. 413.
- [45] VOSS, A.; BRAUCH, U.; WITTIG, K.; GIESEN, A.: *Efficient high-power diode-pumped thin-disk Yb:YAG-laser*. In: Proceedings of the SPIE **2426** (1994) S. 501.
- [46] GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.; BERGER, L.; BRAUCH, U.: *Recent results of the scalable diode-pumped Yb:YAG thin disk laser*. In: Chai, B. H. T.; Payne, S. A. (Hrsg.): OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24** (1995) S. 330.
- [47] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.: *New concepts on high power diode pumped solid state lasers*. In: Waidelich, W. (Hrsg.): Vorträge des 12. Int. Kongr. Laser '95: Laser in Forschung und Technik, München, 1995. Berlin: Springer (1996) S. 342.
- [48] KARSZEWSKI, M.; BRAUCH, U.; CONTAG, K.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.: *Multiwatt diode pumped thin disc Yb:YAG laser tunable between 1016 and 1062 nm*. In: Strek, W.; Lukowiak, E.; Nissen-Sobocinska, B. (Hrsg.): Proceedings of SPIE: 2nd international conference on tunable solid state lasers **3176** (1997) S. 341.
- [49] BIBEAU, C.; BEACH, R. J.: *CW and q-switched performance of a diode end-pumped Yb:YAG laser*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC (1996) Postdeadline Papers.
- [50] BIBEAU, C.; BEACH, R. J.; EBBERS, C.; EMANUEL, M.; SKIDMORE, J.: *CW and q-switched performance of a diode end-pumped Yb:YAG laser*. In: Pollock, C. R.; Bosenberg, W. R. (Hrsg.): OSA Trend in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers **10** (1997) S. 276.

- [51] PAYNE, S. A.; BEACH, R. J.; BIBEAU, C.; EBBERS, C. A.; EMANUEL, M. A.; HONEA, E. C.; MARSHALL, C. D.; PAGE, R. H.; SCHAFFERS, K. I.; SKIDMORE, J. A.; SUTTON, S. B.; KRUPKE, W. F.: *Diode arrays, crystals, and thermal management for solid-state lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **1** (1997), Nr. 3, S. 71.
- [52] BRUESSELBACH, H.; SUMIDA, D. S.: *69 W average-power Yb:YAG laser*. Optics Letters **21** (1996) Nr. 7, S. 480.
- [53] BRUESSELBACH, H.; SUMIDA, D. S.; REEDER R.; BYREN, R. W.: *High-power side-diode-pumped Yb:YAG laser*. In: Pollock, C. R.; Bosenberg, W. R. (Hrsg.): OSA Trend in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers **10** (1997) S. 285.
- [54] BRUESSELBACH, H.; SUMIDA, D. S.; MANGIR, M.; REEDER R.; BYREN, R. W.: *Side-pumped Yb:YAG rod laser performance*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC (1997) Postdeadline Papers, CPD43-1.
- [55] 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 the SPIE: Solid State Lasers VII **3265** (1998) S. 100.
- [56] HONEA, E. C.; BEACH, R. J.; MITCHELL, S. C.; AVIZONIS, P. V.: *183 W, $M^2 = 2,4$ Yb:YAG q-switched laser*. Optics Letters **24** (1999) Nr. 3, S. 1.
- [57] BRAND, T.: Persönliche Mitteilung (1998).
- [58] SCHMIDT, G.; WESTER, R.; HOFFMANN, H. D.; BONATI, G.; LOOSEN, P.; POPRAWA, R.: *New diode pumped multi kW solid state laser – Modeling of the performance in comparison with experimental results*. In: Scheps, R. (Hrsg.): Proceedings of the SPIE: Solid State Lasers VIII **3613** (1999) S. 8.
- [59] SCHÖNE, W.; KNOKE, S.; SCHIRMER, S.; TÜNNERMANN, A.: *Diode-pumped cw Nd:YAG lasers with output powers up to 750 W*. In: Pollock, C. R.; Bosenberg, W. R. (Hrsg.): OSA Trend in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers **10** (1997) S. 292.
- [60] FUJIKAWA, S.; KOJIMA, T.; YASUI, K.: *High-power high-efficient diode-side-pumped Nd:YAG laser*. In: Pollock, C. R.; Bosenberg, W. R. (Hrsg.): OSA Trend in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers **10** (1997) S. 296.
- [61] FUJIKAWA, S.; KOJIMA, T.; YASUI, K.: *High-power and high-efficiency operation of a cw-diode-side-pumped Nd:YAG rod laser*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1997) Nr. 1, S. 40.
- [62] 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) Nr. 20, S. 2650.
- [63] 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).
- [64] TIDWELL, S. C.; SEAMANS, J. F.; HAMILTON, C. E.; MULLER, C. H.; LOWENTHAL, D. D.: *Efficient, 15 W output power, diode-end-pumped Nd:YAG laser*. Opt. Lett. **16** (1991) Nr. 8, S. 584.
- [65] TIDWELL, S. C.; SEAMANS, J. F.; BOWERS, M. S.; COUSINS, A. K.: *Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers*. IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) Nr. 4, S. 997.
- [66] TIDWELL, S. C.; SEAMANS, J. F.; BOWERS, M. S.: *Efficient diode-pumped cw Nd:YAG laser with 60 W near diffraction limited output*. In: Advanced Solid State and blue-green Lasers, Technical Digest series **2** (1993) S. AMA5-1.
- [67] GOLLA, D.; BERNDT, A.; SCHÖNE, W.; KRÖPKE, I.; SCHMIDT, H.: *Mit Diodenlasern transversal angeregte Slab-Laser*. Laser und Optoelektronik **25** (1993) Nr. 1, S. 61.
- [68] SATO, M.; NAITO, S.; IEHISA, N.; KARUBE, N.: *1,1 kW high efficiency LD pumped Nd:YAG laser*. Eingereicht bei Photonics China, Beijing (1998).
- [69] FAULSTICH, A.; BAKER, H.; HALL, D. R.: *Diode pumped, thin slab solid state lasers*. In: Chai, B. H. T.; Payne, S. A. (Hrsg.): OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers, Washington, DC, **24** (1995).
- [70] BAKER, H. J.; CHESWORTH, A.; PELAEZ MILLAS, D.; HALL, D. R.: *Power scaling of thin Nd:glass and Nd:YAG slab lasers, face-pumped by laser diodes*. In: Bosenberg, W. R.; Fejer, M. M. (Hrsg.): OSA Trend in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers **19** (1998) S. 407.
- [71] DU, K.; LIAO, Y.; LOOSEN, P.: *Nd:YAG slab laser end-pumped by laser-diode stacks and its beam shaping*. Optics Communications **140** (1997) S. 53.
- [72] DU, K.; WU, N.; XU, J.; GIESEKUS, J.; LOOSEN, P.; POPRAWA, R.: *Partially end-pumped nd:YAG slab laser with hybrid resonator*. Optics Letters **23** (1998) Nr. 5, S. 370.
- [73] BASU, S.; BYER, R. L.: *Diode-pumped moving-disc laser: a new configuration for high average power generation*. Optical and Quantum Electronics **22** (1990) S. S33.
- [74] MORRIS, P. J.; LÜTHY, W.; WEBER, H. P.: *Operation of resonantly pumped Tm:Ho:YAG in active mirror mode*. Optics Communications **104** (1993) S. 97.
- [75] KASAMATSU, T.; SEKITA, H.: *Laser-diode-pumped Nd:YAG active-mirror laser*. Applied Optics **36** (1997) Nr. 9, S. 1879.
- [76] BROWN, D. C.; NELSON, R.; BILLINGS, L.: *Efficient cw end-pumped, end-cooled Nd:YVO₄ diode-pumped laser*. Applied Optics **36** (1997) Nr. 33, S. 8611.
- [77] FRAUCHINGER, J.; ALBERS, P.; WEBER, H. P.: *Reflection losses of a multidisc diode-pumped Nd:YAG laser*. Optical and Quantum Electronics **22** (1990) S. S23.

- [78] BASU, S.; DEPSKY, J.; SHAH, R.; ENDO, T.: *Numerical designs of 100 kW class solid-media lasers*. In: Farrukh, U. O.; Basu, S. (Hrsg.): Proceedings of the SPIE: Modeling and simulation of higher-power laser systems IV **2989** (1997) S. 2.
- [79] CONTAG, K.; BRAUCH, U.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M., STEWEN, CHR.; 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.: Proceedings of the SPIE: Modeling and Simulation of Higher-Power Laser Systems IV **2989** (1997) S. 23.
- [80] CONTAG, K.; KARSZEWSKI, M., STEWEN, CHR.; GIESEN, A.; HÜGEL, H.: *Theoretical modeling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser*. Quantum Electronics **29** Nr. 8 (1999) S. 697.
- [81] FAN, T. Y.: *Quasi-three-level lasers*. In: Ingusico, M.; Wallenstein R. (Hrsg.): Solid State Lasers: New Developments and Applications. New York: Plenum Press (1993) S. 189.
- [82] ERHARD, S.: Dissertation, in Vorbereitung.
- [83] CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.: *Laserverstärkersystem*. Deutsche Patentanmeldung, Offenlegungsschrift DE 198 35 108 A 1 (2000).
- [84] ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, CHR.; VOSS, A.: *Laserverstärkersystem*. Deutsche Patentanmeldung, Offenlegungsschrift DE 198 35 107 A 1 (2000).
- [85] KARSZEWSKI, M.: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*, Dissertation, in Vorbereitung.
- [86] SIEGMANN, A. E.: *Defining and measuring laser beam quality*. In: Ingusico, M.; Wallenstein R. (Hrsg.): Solid State Lasers: New Developments and Applications. New York: Plenum Press (1993) S. 13.

Danksagung

Für die Betreuung dieser Arbeit, die vielen Ratschläge bei ihrer Erstellung und die Übernahme des Hauptberichts möchte ich mich an erster Stelle bei Herrn Prof. Dr. Helmut Hügel herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann danke ich für sein Interesse an dem Thema und für die Übernahme des Mitberichts.

Bei Herrn Dr. Adolf Giesen bedanke ich mich für die engagierte Unterstützung, für die Schaffung der finanziellen Rahmenbedingungen, sowie für die vielen Diskussionen und Anregungen, wodurch erst eine erfolgreiche Durchführung der Projekte und damit auch dieser Arbeit möglich wurde.

Mein Dank gilt allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des IFSW, besonders allen an den Projekten zum Scheibenlaser beteiligten Personen, für die Schaffung einer angenehmen und fruchtbaren Arbeitsatmosphäre.

Herrn Andreas Voss und Herrn Martin Karszewski danke ich für die angenehme und freundschaftliche Bürogemeinschaft, welche nicht nur die wissenschaftlichen, sondern auch die vielen technischen, organisatorischen und formalen Probleme zu lösen half.

Für die Planung und das Verständnis der Experimente, war eine tiefgreifende und zeit-aufwendige Modellierung nötig. Für diese Unterstützung danke ich Herrn Steffen Erhard und vor allem Herrn Karsten Contag.

Die Durchführung der Arbeit erforderte so manchen Laboraufbau, für die ich zu besonderem Dank verpflichtet bin. Für die geduldige konstruktive Umsetzung meiner teilweise "wilden" Ideen möchte ich Herrn Roland Greschner, für die anschließende mechanische Umsetzung Herrn Manfred Frank und Herrn Holger Seifried, sowie für die Unterstützung in allen Fragen zur Elektronik Herrn Jürgen Häußermann und Herrn Siegbert Böhm recht herzlich danken.

Für die Unterstützung bei der praktischen Durchführung danke ich meinem "Edelhiwi" und Studienarbeiter Herrn Thomas Knobloch, der mir viele Aufgaben selbstständig und eigenverantwortlich abgenommen hat.

Herrn Dr. Michael Schubert möchte ich herzlich für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts und die damit verbundenen zahlreichen Hinweise zur Verbesserung der Dissertation danken.

Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank meiner Frau Anne. Ihre Unterstützung und Geduld, besonders in der Phase der Anfertigung des Manuskripts, waren eine Triebfeder zur zügigen Bearbeitung. Meinem Sohn Christopher möchte ich ebenfalls herzlich danken, für seine Art und Weise, mich immer wieder aufzuheitern und abzulenken sowie mich auf andere Gedanken zu bringen.

Schließlich möchte ich an dieser Stelle meinen Eltern ganz herzlich danken. Grundlegend für das Entstehen dieser Arbeit war ihre unabdingbare und langjährige Unterstützung.

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

Goritz, 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
längsgeströmte 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

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter
Löt drahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in
längsgeströmten 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
Prozeßeffektivität
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

Laserschweißseignung 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 mikrokanalgeköhlten 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 Lasermikroboreihen 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, 146 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

