

Neue Konzepte für Nd:YVO₄ Laser

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Klaus Albers

aus Münster

Hamburg

2013

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. U. Wittrock
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. H. Moritz
Datum der Disputation:	13. Februar 2012
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. P. Schmelcher
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. P. Hauschildt
Dekan der MIN Fakultät:	Prof. Dr. H. Graener

Inhalt

In dieser Arbeit wurden neue Laserkonzepte für diodengepumpte Festkörperlaser untersucht. Das Hauptaugenmerk lag auf der Entwicklung neuer Pumpanordnungen. In den meisten Laserkonzepten wurden Kompositkristalle aus undotierten und dotierten Kristallen verwendet. Die neuen Pumpanordnungen basieren vor allem auf den daraus resultierenden zusätzlichen Freiheitsgraden und sind ein erster Schritt in Richtung künftiger Laserkonzepte mit keramischen Lasermedien, welche weitere Vereinfachungen von Pumpanordnungen durch komplexere Kompositlasermedien ermöglichen.

Die Arbeit enthält mehrere Weiterentwicklungen und Neuentwicklungen von Laserkonzepten. Es wurde ein bekanntes Konzept eines Kompositlasers bestehend aus Nd:YVO₄ und YVO₄ weiterentwickelt, realisiert und untersucht. Im Laserbetrieb wurden etwa 10 W Ausgangsleistung im Grundmodebetrieb bei nahezu vollständiger Aberrationsfreiheit erzielt. Als neues Laserkonzept wurde ein Laser für satellitengestützte Anwendungen mit hoher Pulsenergie und geringer Pulsfrequenz untersucht. Das Konzept beinhaltet einen Kompositkristall mit einem Sm:GSAG Kristall, welcher die verstärkte Spontanemission unterdrückt und das Pumplicht transmittiert. Der Laserkristall wird ohne jegliche Pumpstrahlformung von Diodenlaserstapeln gepumpt und weist einen kristallinternen 4-fach Pumpdurchgang auf. Darüberhinaus wurden Konzepte für die Erzielung hoher Pumpleistungsdichten entwickelt, darunter zwei Konzepte für einen kristallinternen 6-fach Pumplichtdurchgang und ein Konzept für eine kristallinterne Absorptionswegverlängerung durch Ausnutzung der räumlichen Trennung der Emitter eines Diodenlaserbarrens. Es konnte zudem eine neue Pumpanordnung für dünne Scheibenlaser entwickelt und realisiert werden, die eine Pumpleistungsdichte nahe der maximal möglichen Pumpleistungsdichte ermöglicht. Zuletzt wurde ein Nd:YVO₄ Scheibenlaser für den Laserbetrieb bei 914 nm entwickelt und realisiert.

Abstract

This thesis is dedicated to the development of new laser concepts for diode-pumped solid-state lasers. The new concepts are mainly based on novel pumping arrangements. Many of the new pumping arrangements take advantage of the additional degrees of freedom offered by composite laser crystals. These concepts are a first step on the route to more complex gain media geometries made possible by the upcoming transparent ceramics. The thesis contains both optimized laser concepts as well as completely new laser concepts. A known composite laser based on Nd:YVO₄ and YVO₄ has been optimized, realized and characterized. With this laser, 10 W of fundamental mode output power have been achieved with virtually no thermo-optical aberrations. Furthermore, a novel laser concept for satellite-based lasers featuring high pulse energies and low pulse repetition rates has been investigated. This concept comprises a new Sm:GSAG crystal, which suppresses amplified spontaneous emission and transmits pump light. The crystal is pumped by diode stacks without any pump beam shaping and features a 4-pass pump beam path built directly into the crystal. Additionally, this thesis contains novel laser concepts for achieving high pump densities. Among these, two concepts for a 6-pass of the pumplight built into the laser crystal as well as a pump absorption length elongation based on the exploitation of the spatial separation of diode laser bar emitters have been developed. To achieve the highest possible pump density, a novel pump arrangement for thin disk lasers has been developed and realized. Finally, a Nd:YVO₄ disk laser operating at 914 nm has been developed and realized.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Nd:YVO₄	3
2.1	Energieniveaus	3
2.2	Thermischer Ausdehnungskoeffizient	5
2.3	Wärmeleitfähigkeit	5
2.4	Brechungsindex und thermische Dispersion	5
2.5	Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus	6
2.6	Spektren	6
3	Entwicklungskriterien für Nd:YVO₄ Laser	15
3.1	Diodenlaser	15
3.2	Strahlformung	21
3.3	Pumpgeometrie	25
3.4	Absorptionswirkungsgrad	26
3.5	Anregungseffizienz	30
3.6	Verstärkte Spontanemission (ASE)	35
3.7	Überlapp von Lasermode und Inversionsverteilung	40
3.8	Thermo-optische Aberrationen	47
3.9	Resonator	48
3.10	Zusammenfassung	49
4	Analyse klassischer Laserkonzepte	51
4.1	Endgepumpter Stab	51
4.2	Dünner Scheibenlaser	67
4.3	Neue Laserkonzepte	76

5	LIDAR Laserkonzept	77
5.1	Motivation	77
5.2	Lasermedium	77
5.3	Laserkonzept	78
6	CTSL - Composite Thin Slab Laser	85
6.1	Parasitäre Laseroszillation und optimierter Laserkristall	86
6.2	Kristalle und Beschichtung	92
6.3	Mechanischer Aufbau und Aberrationen	95
6.4	Ergebnisse	110
6.5	Vergleich mit anderen Lasergeometrien	127
6.6	Zusammenfassung	130
7	2π-gepumpter Scheibenlaser	131
7.1	Grundlagen	131
7.2	Kristall mit internem 6-fach Pumplichtdurchgang	133
7.3	Kristall mit interner Absorptionswegverlängerung	137
7.4	Erzeugung höchster Pumpleistungsdichten	141
7.5	914-nm Nd:YVO ₄ Laser	152
7.6	Zusammenfassung	177
8	Zusammenfassung und Ausblick	179
	Literaturverzeichnis	183
	Symbolverzeichnis	189
	Veröffentlichungen	193
	Danksagung	195

1 Einleitung

Der Übergang von blitzlampengepumpten Festkörperlasern zu diodengepumpten Festkörperlasern hat eine Vielzahl neuer Laserkonzepte ermöglicht. Die weiteste Verbreitung finden diodengepumpte Festkörperlaser mit Nd-dotierten Lasermedien, in jüngster Zeit gefolgt von Yb:YAG. Aufgrund des großen kommerziellen Erfolgs haben sich einige Laserkonzepte für diese Lasermedien durchgesetzt, deren Optimierung mit hohem Aufwand vorangetrieben wird.

Diese Arbeit widmet sich der Entwicklung neuer Laserkonzepte und der Weiterentwicklung und Optimierung bestehender Laserkonzepte. Das Hauptaugenmerk wurde dabei auf die Entwicklung neuer Pumpanordnungen gelegt. Dazu wurden teilweise neue Kristallformen entwickelt, welche die zusätzlichen Freiheitsgrade von Kompositkristallen aus undotierten und dotierten Lasermedien ausnutzen. In jüngster Zeit sind transparente Laserkeramiken erhältlich, welche weitaus komplexere Lasermedien aus mehreren unterschiedlich geformten und dotierten Bereichen ermöglichen. Die vorgestellten Laserkonzepte sind daher ein Ausblick auf künftige Lasergeometrien, die durch keramische Lasermedien möglich werden. Der Übergang von blitzlampengepumpten zu diodengepumpten Festkörperlasern führte vor allem zu neuen Pumpanordnungen. Analog dazu wird der Übergang von einfachen Lasermedien zu komplexen Kompositlasermedien die Entwicklung neuer Pumpanordnungen ermöglichen.

Da sämtliche experimentell untersuchten Laser auf dem Lasermedium Nd:YVO₄ basieren, gibt Kapitel 1 einen Überblick über den aktuellen Stand der Forschung zu einigen ausgewählten Materialparametern von Nd:YVO₄. Der Überblick erscheint notwendig, da einige Werte erheblich von den üblicherweise angenommenen Materialparametern abweichen.

In Kapitel 2 werden grundsätzliche Überlegungen zur Entwicklung neuer Lasergeometrien vorgestellt. Das Kapitel erläutert die Zusammenhänge zwischen ei-

ner Vielzahl von effizienzbeeinflussenden Parametern und stellt die verwendeten Berechnungsmethoden vor. Zusätzlich enthält das Kapitel einen Überblick über aktuell verfügbare Pumpquellen.

In Kapitel 3 werden der endgepumpte Stablasers und der dünne Scheibenlaser anhand einiger Kriterien aus Kapitel 2 untersucht. Die Analyse zeigt die Vor- und Nachteile der Laserkonzepte und beschreibt die Überlegungen, die den in dieser Arbeit vorgestellten Laserkonzepten zugrunde liegen.

Kapitel 4 beschreibt ein Laserkonzept für einen satellitengestützten Laser, der hohe Pulsenergien bei geringen Pulswiederholraten erzeugt. Derartige Laser werden für eine Vielzahl von satellitengestützten Messungen benötigt, beispielsweise für die topographische Vermessung von Planetenoberflächen, für die Messung von Gaskonzentrationen in der Atmosphäre oder für die Vermessung von Luftströmungen. Das Konzept wurde im Rahmen einer ESA-Studie entwickelt und analysiert.

In Kapitel 5 wird die Weiterentwicklung eines Nd:YVO₄ Lasers bestehend aus einem Kompositkristall aus Nd:YVO₄ und YVO₄ vorgestellt.

Kapitel 6 beinhaltet zunächst mehrere Laserkonzepte zur effizienten Erzeugung hoher Pumpleistungsdichten, mit denen quasi-3-Niveau Laser gepumpt werden können. Darüberhinaus werden grundlegende Überlegungen zur Maximierung der Pumpleistungsdichte dargestellt. Im Anschluss wird ein Nd:YVO₄ Scheibenlaser für den Betrieb bei 914 nm vorgestellt, der im Rahmen der Arbeit entwickelt, realisiert und untersucht wurde.

2 Nd:YVO₄

Nd:YVO₄ ist in Bezug auf seine kommerzielle Nutzung eines der erfolgreichsten Lasermedien und wird bereits seit einigen Jahrzehnten untersucht [1]. Beschreibungen der grundlegenden Eigenschaften finden sich zum Beispiel in [2, 3]. Trotz der weiten Verbreitung und des langen Untersuchungszeitraums sind viele grundlegende Lasereigenschaften des Materials bis heute nur mit großer Ungenauigkeit bekannt. Da insbesondere Grundmodelaser Strahlung mit einer Reinheit nahe des physikalisch Möglichen emittieren, ist ihre Berechnung allein schon aufgrund des empfindlichen Laserprozesses mit großen Unsicherheiten behaftet. Es ist daher von hohem Interesse, die für die Laserberechnung relevanten Materialeigenschaften des Lasermediums mit größtmöglicher Genauigkeit zu ermitteln. Auch wenn sich die nötigen Werte mittlerweile selbst in Herstellerdatenblättern finden, erscheint es daher sinnvoll, einige der verwendeten Literaturwerte kurz zu diskutieren. Details zu speziellen Effekten wie excited state absorption (ESA) oder energy transfer upconversion (ETU) werden in späteren Kapiteln eingeführt.

2.1 Energieniveaus

Abb. 2.1 zeigt die relevanten Energieniveaus von Nd:YVO₄ nach [2]. Die Daten basieren auf Messungen bei 20 K und bei 77 K. Auf der rechten Seite werden einige der Multipletts vergrößert dargestellt, um die relativen Abstände und die Energiewerte der einzelnen Zustände innerhalb des Multipletts zu zeigen. Die Übergänge der möglichen Pumpwellenlängen 808 nm und 880 nm sowie die betrachteten Laserwellenlängen 1064 nm und 914 nm bei Raumtemperatur sind in Form von Pfeilen eingetragen. Desweiteren ist die maximale Phononenenergie von 950 cm⁻¹ [4, 5] des Kristalls eingezeichnet und zusätzlich die 4-fache maximale Phononenenergie. Es existieren phänomenologische Formeln für die zu er-

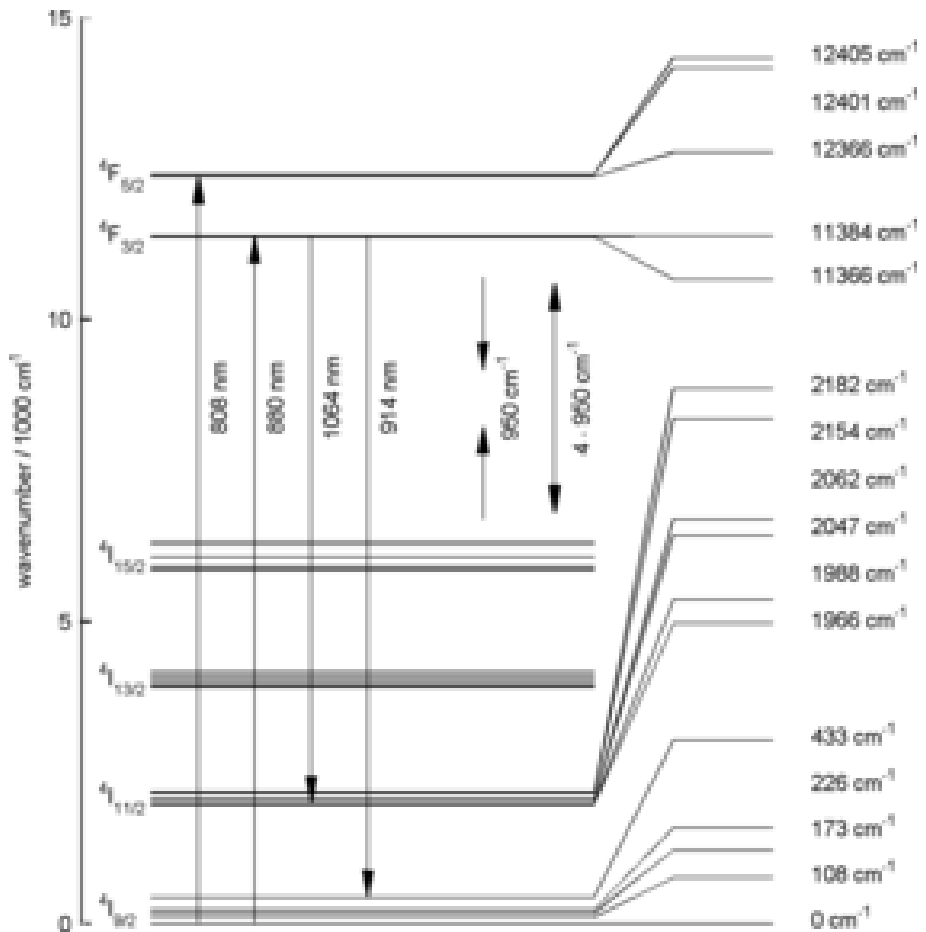


Abbildung 2.1: Ausschnitt des Energieschemas von Nd:YVO₄ nach [2] mit den untersuchten Pump- und Laserübergängen. Ebenfalls eingetragen ist die maximale Phononenenergie nach [4, 5] und das 4-fache der maximalen Phononenenergie.

wartende Übergangsrate zwischen zwei Energieniveaus, die auf der Abgabe mehrerer Phononen beruht. Eine gängige Faustregel besagt, daß diese Übergangsrate bei einem Abstand von mehr als dem 4-fachen der maximalen Phononenenergie vernachlässigbar ist. Diese Bedingung ist für das obere Laserniveau erfüllt. Alle anderen dargestellten Niveaus besitzen hohe nichtstrahlende Übergangsraten. Ein Termschema mit höherliegenden Energieniveaus wird an späterer Stelle vorgestellt.

2.2 Thermischer Ausdehnungskoeffizient

Der thermische Ausdehnungskoeffizient $\alpha_T = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT}$ wird in Herstellerdatenblättern konsistent mit $4.43 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (a-Achse) und $11.37 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (c-Achse) angegeben. Eine Referenz für diese Werte konnte nicht ermittelt werden. Aktuelle Messungen [6, 7] zeigen jedoch, daß der Wert bei ungefähr $2 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (a-Achse) und $8.3 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (c-Achse) liegt. In dieser Arbeit werden die Werte $1.69 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (a-Achse) und $8.19 \cdot 10^{-6} / \text{K}$ (c-Achse) nach [6] verwendet, da sie im Gegensatz zu [7] mit einer direkten Methode bestimmt wurden und somit vertrauenswürdiger erscheinen.

2.3 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit k wird in Herstellerdatenblättern und in vielen Veröffentlichungen ohne Referenz mit $5.10 \text{ W}(\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$ (a-Achse) und $5.23 \text{ W}(\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$ (c-Achse) angegeben. Neuere Messungen [8, 9] scheinen zu belegen, daß die Wärmeleitfähigkeit von 1 at.% dotiertem Nd:YVO₄ bei Raumtemperatur eher $8.5 \text{ W}(\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$ (a-Achse) und $11.2 \text{ W}(\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$ (c-Achse) beträgt. In dieser Arbeit werden die Werte der aktuellen Messungen verwendet.

2.4 Brechungsindex und thermische Dispersion

Die Werte für den Brechungsindex werden einer aktuellen und glaubwürdig erscheinenden Veröffentlichung [10] entnommen. Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur wird üblicherweise anhand der thermischen Dispersion $\frac{dn}{dT}$ angegeben. Der Wert ist nicht leicht zu messen, da beispielsweise bei transmittiven Messungen der thermischen Änderung der optischen Weglänge im Kristall die geometrische Längenausdehnung berücksichtigt werden muss. In den Herstellerdatenblättern und in Veröffentlichungen finden sich ausschliesslich identische Werte aus einer unbekanntem Quelle. Die Ergebnisse von [10] weichen von diesen Werten um mindestens einen Faktor 2 ab. In dieser Arbeit werden die in Tabelle 2.1 aufgeführten Werte für den Brechungsindex und die thermische Dispersion

verwendet, die aus den in [10] angegebenen Koeffizienten berechnet wurden. Die Werte für $\frac{dn}{dT}$ werden durch Messungen von [11] gestützt.

Messwert	Achse	Temperatur	808 nm	880 nm	914 nm	1064 nm
n	a	23°C	1.9720	1.9668	1.9648	1.9578
n	a	100°C	1.9732	1.9679	1.9659	1.9589
$\frac{dn}{dT} / 10^{-6} / \text{K}$	a	23°C	14.0	14.0	14.0	12.6
$\frac{dn}{dT} / 10^{-6} / \text{K}$	a	100°C	14.0	14.0	14.0	12.56
n	c	23°C	2.1859	2.1786	2.1757	2.1660
n	c	100°C	2.1865	2.1792	2.1763	2.1667
$\frac{dn}{dT} / 10^{-6} / \text{K}$	c	23°C	7.61	7.61	7.61	9.03
$\frac{dn}{dT} / 10^{-6} / \text{K}$	c	100°C	7.61	7.61	7.61	9.03

Tabelle 2.1: Brechungsindex und thermische Dispersion von Nd:YVO₄ nach [10]

2.5 Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus

Die Fluoreszenzlebensdauer τ des oberen Laserniveaus (${}^4F_{3/2}$) kann nach [12] durch folgende Gleichung angenähert werden:

$$\tau = \frac{100}{1 + \left(\frac{N_{Nd}}{2.2 \text{ at. \%}}\right)^2} \mu\text{s} \quad (2.1)$$

Damit beträgt die Lebensdauer für 1 at.% dotiertes Nd:YVO₄ 83 μs und für 0.5 at.% dotiertes Nd:YVO₄ 95 μs . Diese Werte werden durch aktuelle Messungen von [13, 14] gestützt.

2.6 Spektren

Die genaue Kenntnis der Spektren des Absorptionswirkungsquerschnitts und des Wirkungsquerschnitts für stimulierte Emission ist für die Auslegung der in dieser Arbeit untersuchten dünnen Nd:YVO₄ Laser von großer Wichtigkeit. Die Absorptions- und Emissionsspektren von Nd:YVO₄ sind sehr schwer zu messen.

Im Folgenden sollen exemplarisch einige mögliche Fehlerquellen genannt werden.

Üblicherweise wird zunächst das Absorptionsspektrum gemessen. Aus diesem wird anhand des Beer'schen Absorptionsgesetzes unter Berücksichtigung der Verluste durch Fresnelreflexion an den Kristallgrenzflächen der Absorptionswirkungsquerschnitt berechnet. Für diese Berechnung muss die Neodymkonzentration bekannt sein, die abhängig vom Herstellungsprozess schwer einstellbar ist [15]. Den Herstellerangaben kann daher nicht vertraut werden.

Das schmalbandige Spektrum von Nd:YVO₄ muss mit ausreichender spektraler Auflösung vermessen werden. In [15] wurde durch Messung von Anregungsspektren bei tiefen Temperaturen mit einer Auflösung von 0.2 cm⁻¹ ermittelt, daß die Neodymionen mindestens drei unterschiedliche Kristallplätze im Vanadatkristall besetzen. Es liegt demnach eine inhomogene Linienverbreiterung vor. In der gleichen Veröffentlichung wird das Absorptionsspektrum bei Raumtemperatur gemessen und durch Summation von Übergängen zwischen den einzelnen Starkniveaus der beteiligten Multipletts angepasst. Bei Verwendung von Spektrallinien mit einer identischen Linienbreite von 20 cm⁻¹ (entsprechend einer Linienbreite von 1.3 nm bei 808 nm) konnte eine gute Anpassung erzielt werden. Demnach sollte für die Vermessung des Spektrums bei Raumtemperatur eine Auflösung von etwa 2 cm⁻¹ (entsprechend ungefähr 0.13 nm bei 808 nm) genügen. Mit gängigen Spektrometern ist diese Auflösung insbesondere bei schwachen Lichtquellen kaum zu erreichen. Die Messungen müssen daher sinnvollerweise mit Fouriertransformationsspektrometern durchgeführt werden. Bei entsprechend schmalbandigen Messungen dürfen die Endflächen der Kristalle nicht planparallel sein, da sonst Interferenzeffekte entstehen (eine Lichtquelle mit einer spektralen Breite von 0.1 nm bei einer Wellenlänge von 800 nm hat bereits eine Kohärenzlänge von ungefähr $\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = 6.4$ cm).

Aufgrund der Boltzmannverteilung der relativen Besetzungsdichten innerhalb der schnell thermalisierenden Multipletts sind die Spektren temperaturabhängig. Insbesondere bei Fluoreszenzmessungen werden die Proben häufig mit Laserleistungen im Watt-Bereich angeregt [16, 14], so daß die Temperatur der Probe fraglich ist. Temperaturaufgelöste Absorptionsspektren mit einer spektralen Messauflösung von 1 cm⁻¹ finden sich in [17].

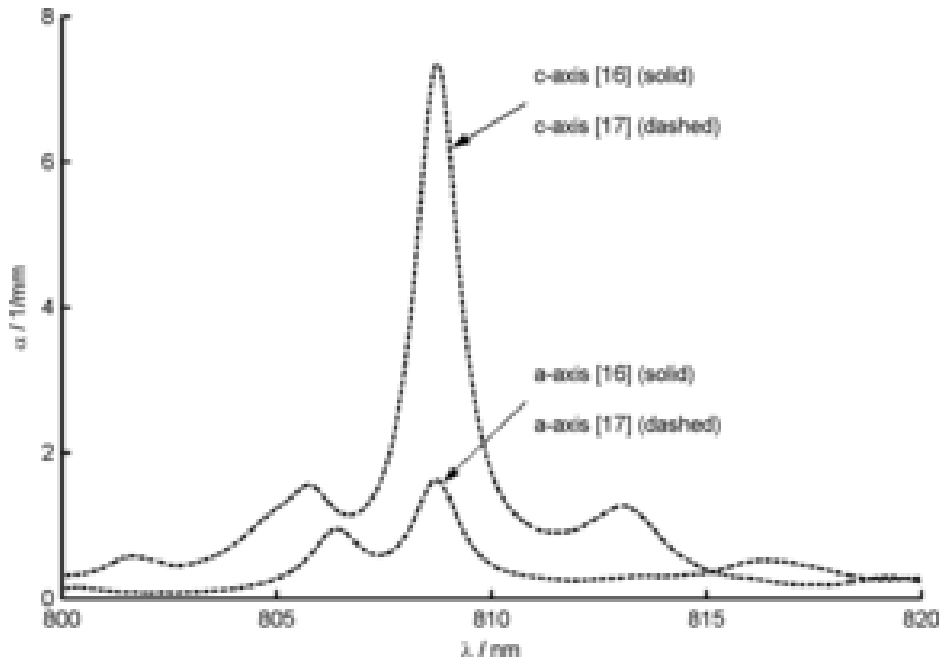


Abbildung 2.2: Absorptionsspektrum von Nd:YVO₄, α wurde aus den gemessenen Spektren des Absorptionswirkungsquerschnitts von [16, 17] für einen 1 at.% dotierten Kristall berechnet.

Die Eigenschaften von Nd:YVO₄ können je nach Herstellungsprozess und auch allgemein herstellerabhängig variieren [14, 15].

Eine Beschreibung der unterschiedlichen Methoden zur Ermittlung des Emissionwirkungsquerschnittes findet sich in [18]. Eine Reihe möglicher Fehler wird in [13] diskutiert.

2.6.1 Absorptionsspektren

In [16, 17] finden sich Absorptionsspektren, die mit einem Fouriertransformationspektrometer aufgenommen wurden. Die Auflösung bei [17] ist mit 1 cm^{-1} angegeben. Für die Messung in [16] kann aufgrund des verwendeten Messgerätes eine ähnlich hohe Auflösung angenommen werden. Die Abbildungen 2.2 und 2.3 zeigen Ausschnitte der polarisationsaufgelösten Absorptionsspektren bei 808 nm und 880 nm nach den Messungen von [16, 17]. Die Werte für den Ab-

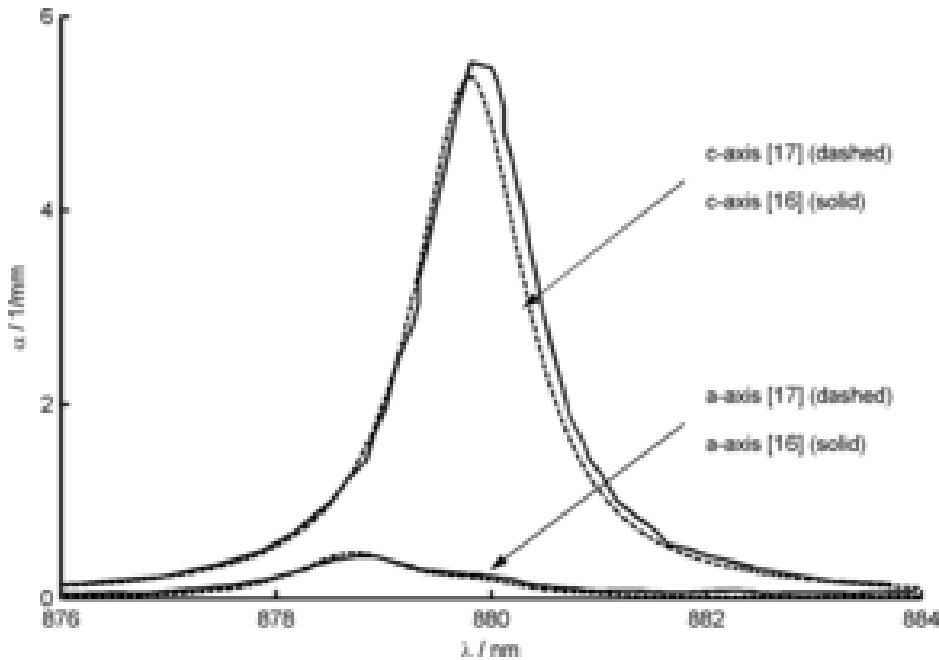


Abbildung 2.3: Absorptionsspektrum von Nd:YVO₄, α wurde aus den gemessenen Spektren des Absorptionswirkungsquerschnitts von [16, 17] für einen 1 at.% dotierten Kristall berechnet.

sorptionskoeffizienten $\alpha = \sigma_{abs} \cdot N$ wurden für eine Dotierung von 1 at.% (mit $N = 1.25 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) berechnet. Tatsächlich gemessen wurde das Spektrum in [16] für einen 0.79 at.% dotierten Kristall und in [17] für einen 0.5 at.% dotierten Kristall. Die Abweichung der Messungen beträgt weniger als 10 %. Nach [15] sind Abweichungen der Spektren abhängig von der Dotierung möglich. Aufgrund der hohen Messauflösung und der geringen Abweichung der unabhängigen Messungen sind die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte der dargestellten Spektren mit hoher Wahrscheinlichkeit realistisch. Als Vergleich kann das von [13] mit einer Auflösung von 0.5 nm gemessene Absorptionsspektrum herangezogen werden. Diese Auflösung scheint bereits nicht mehr ausreichend, da der ermittelte Wert für den maximalen Absorptionskoeffizienten bei 1 at.% dotiertem Material und 808.7 nm nur 4.8 mm^{-1} anstelle von knapp 8 mm^{-1} in den dargestellten Messungen beträgt.

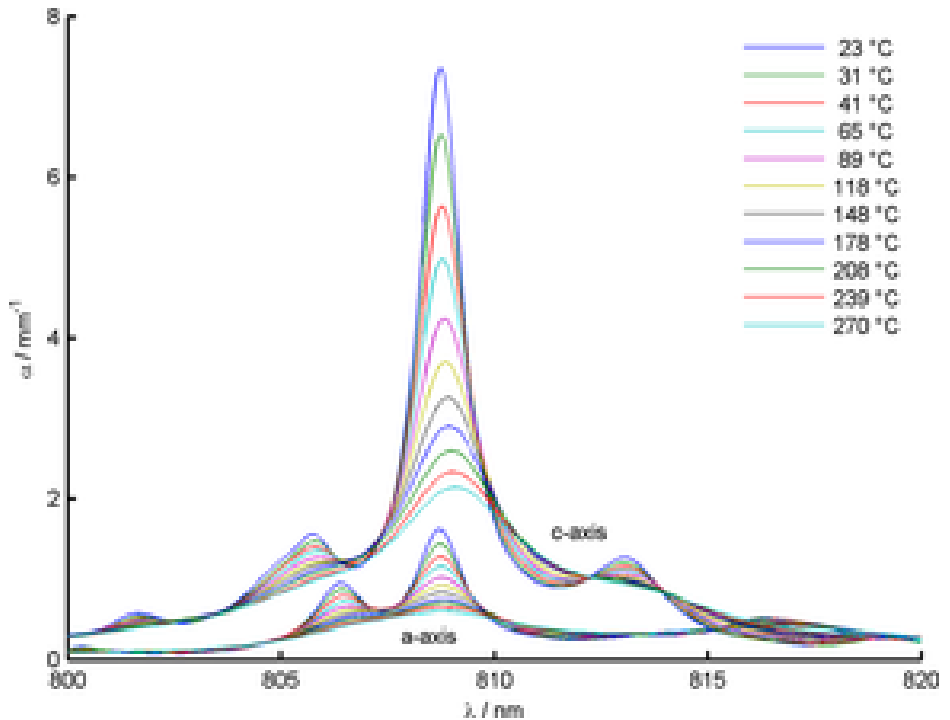


Abbildung 2.4: Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von Nd:YVO₄; α wurde anhand der Messwerte von [17] für einen 1 at.% dotierten Kristall berechnet.

In Abb. 2.4 wird exemplarisch die von [17] gemessene Abhängigkeit der Absorptionsspektren von der Kristalltemperatur dargestellt. Sie entsteht aufgrund der Änderung der thermischen Besetzungsverteilung innerhalb der Multipletts und durch die Längenausdehnung des Kristalls. Die Änderung des Spitzenwertes der Absorption wird in Abb. 2.5 dargestellt. Eine in diodengepumpten Festkörperlasern nicht unübliche Erwärmung um 100 K kann den Absorptionskoeffizienten in etwa halbieren. Dies kann beispielsweise in endgepumpten Lasern zu einer starken Veränderung der Pumplichtverteilung innerhalb des Kristalls führen, da sich die Pumplichtverteilung entsprechend des Beer'schen Gesetzes exponentiell mit dem Absorptionskoeffizienten ändert. Bei der Auslegung von Lasern muss die Temperaturabhängigkeit unter Umständen berücksichtigt werden.

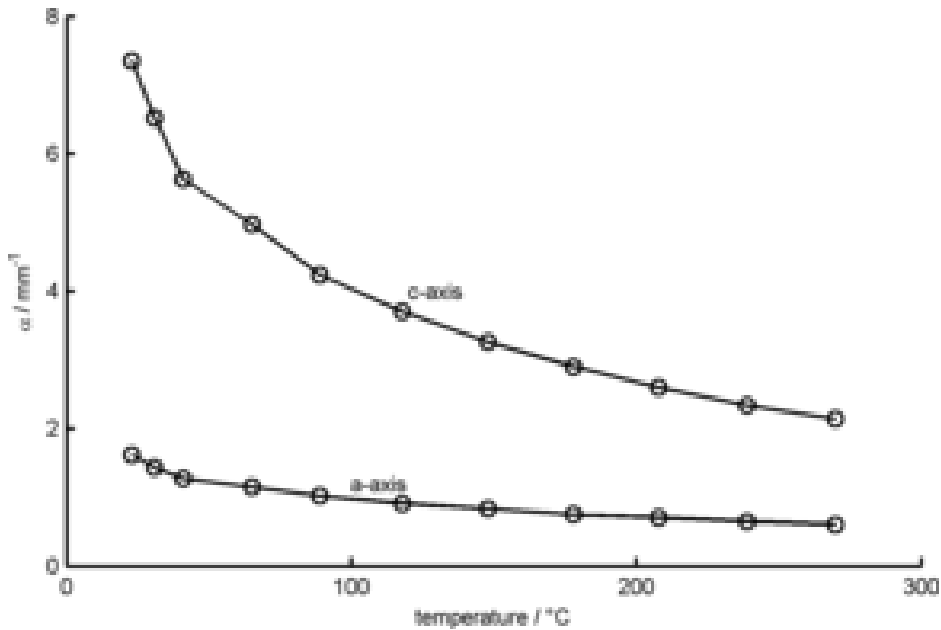


Abbildung 2.5: Temperaturabhängigkeit des maximalen Absorptionskoeffizienten α von Nd:YVO₄ bei 808 nm; α wurde anhand der Messwerte von [17] für einen 1 at.% dotierten Kristall berechnet.

2.6.2 Emissionswirkungsquerschnitte

Die genaue Kenntnis des Emissionswirkungsquerschnittes der Laserwellenlänge ist für die rechnerische Auslegung sinnvoller Auskoppelgrade des Laserresonators von großer Bedeutung. Generell ist der Emissionswirkungsquerschnitt weitaus schwerer zu ermitteln als der Absorptionswirkungsquerschnitt. Da die Laseremissionswellenlänge extrem schmalbandig ist und der Laser naturgemäß die Wellenlänge mit dem größtmöglichen Emissionswirkungsquerschnitt wählt, muss der Wirkungsquerschnitt mit hoher spektraler Auflösung ermittelt werden. Im Folgenden werden die Literaturwerte für die später notwendigen Rechnungen bei 914 nm, 1064 nm und 1342 nm dargestellt. Es wird nur die Polarisationsrichtung entlang der c-Achse des Kristalls betrachtet, welche den größeren Wirkungsquerschnitt besitzt.

1064 nm

Vertrauenswürdig ermittelte Emissionswirkungsquerschnitte konnten nicht gefunden werden. In [13] wird für 1064 nm ein Wirkungsquerschnitt von $141 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse) mit der Füchtbauer-Ladenburg Gleichung berechnet. Da aber das Fluoreszenzspektrum nur mit einer Auflösung von 0.15 nm vermessen wurde, muss bezweifelt werden, daß die tatsächliche Höhe des Maximums korrekt wiedergegeben wird. Dennoch ist dies die vermutlich präziseste Messung, die gefunden wurde. In [16] wird das Fluoreszenzspektrum wie oben erwähnt vermutlich mit deutlich höherer Auflösung ermittelt, allerdings ist die Temperatur der Probe aufgrund der Anregungsleistung von 1 W unklar. Der ermittelte Wirkungsquerschnitt von $55 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse) liegt deutlich unter dem von [13], vermutlich aufgrund der höheren Temperatur. In [14] wird der Emissionswirkungsquerschnitt temperaturabhängig und für Kristalle unterschiedlicher Hersteller ermittelt, allerdings mit einer spektralen Auflösung von nur 0.5 nm. Der Messwert beträgt hier rund $120 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse), wobei es sich bei der Messmethode um eine reine Berechnung durch die Füchtbauer-Ladenburg Gleichung mit Hilfe selbst gemessener Fluoreszenzlebensdauern zu handeln scheint. In dieser Arbeit wird der vermutlich beste Wert von $141 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse) [13] verwendet.

914 nm

In [17] wird der Emissionswirkungsquerschnitt bei 914 nm anhand der Reziprozitätsmethode aus den eingangs beschriebenen Absorptionsspektren berechnet. Der maximale berechnete Emissionswirkungsquerschnitt beträgt bei Raumtemperatur $5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse).

1342 nm

Es finden sich keine belastbaren Werte in der Literatur. In [14] wird ein Wert von $28 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse) angegeben, der allerdings mit der erwähnten geringen spektralen Auflösung von 0.5 nm gemessen wurde, also vermutlich kleiner als der reale Wert ist. Historisch wurde ein Wert von $60 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (c-Achse) [19] durch Laserschwellenmessung bei drei unterschiedlichen Auskoppelgraden ermittelt. Der Kristall hatte eine Dotierung von 1 at.%, es wurden aber weder

Verluste durch ESA noch durch ETU berücksichtigt (1977). Durch die gepulste Anregung sollte die Temperatur annähernd bei Raumtemperatur gelegen haben. Bezüglich der spektralen Auflösung ist eine derartige Messung kaum zu übertreffen, da der Laser mit einer äußerst schmalbandigen Linie bei der Wellenlänge mit dem höchsten Emissionswirkungsquerschnitt oszilliert. In [20] wurde der Emissionswirkungsquerschnitt mittels Messung der Kleinsignalverstärkung bei einer Auflösung von 2.5 nm bestimmt. Entsprechend der Messung wurde der Absorptionswirkungsquerschnitt für ESA bei 1342 nm zu $5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ abgeschätzt. Der Überlapp des ESA Spektrums mit dem Spektrum des Wirkungsquerschnitts für stimulierte Emission ist bei 1342 nm exzellent, da es ein breites Absorptionsband gibt, dessen Energie der Energiesumme aus oberem Laserniveau und Photonenenergie bei 1342 nm entspricht. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für stimulierte Emission ist daher kompliziert und es wird durch Skalierung der Messung von [19] ein Wert von $45 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ abgeschätzt. Dieser Wert wird in dieser Arbeit für die Abschätzung der Kleinsignalverstärkung bei 1342 nm verwendet.

3 Entwicklungskriterien für Nd:YVO₄ Laser

Die Entwicklung eines effizienten Nd:YVO₄ Grundmodelasers mit einer Ausgangsleistung von mehr als 1 W erfordert die Optimierung eines komplexen Systems. Abb. 3.1 zeigt schematisch die effizienzbeeinflussenden Parameter eines Lasers mit gegebenem Lasermedium. Die Parameter sind in weitestgehend kausaler Reihenfolge bezogen auf den Laserprozess angeordnet und weisen eine starke gegenseitige Kopplung auf. Eine sukzessive Optimierung der Einzelparameter ist daher nicht möglich. Das gezeigte Diagramm dient als Leitfaden bei der Entwicklung der in dieser Arbeit vorgestellten Laserkonzepte und ermöglicht eine differenzierte Untersuchung existierender Laserkonzepte. Im Folgenden werden die Parameter und ihre Kopplungen näher beschrieben.

3.1 Diodenlaser

Die elementare Pumpquelle eines Nd:YVO₄ Lasers mit mehreren Watt Ausgangsleistung ist ein Diodenlaserbarren mit einigen 10 W Ausgangsleistung. Diodenlaserbarren bestehen üblicherweise aus rund 20-50 räumlich getrennten Einzelemittlern, die auf eine gemeinsame Wärmesenke gelötet sind. Die übliche Emitterbreite liegt zwischen 100-200 μm bei ungefähr gleichen Abständen zwischen den Emittern. Es wurden zwar optische Kopplungseffekte zwischen den Emittern beobachtet, aber im wesentlichen handelt es sich um zueinander inkohärente Diodenlaser. Abb. 3.2 zeigt das Abstrahlverhalten eines 10 mm breiten Diodenlaserbarrens mit einer üblichen Wärmesenke von 25 mm Kantenlänge. Der Laserstrahl der Einzelemitter ist in einer Strahlachse (fast axis) stark divergent und nahezu beugungsbegrenzt ($M_{fa}^2 \approx 1$). In der anderen Strahlachse (slow axis) ist die Divergenz ungefähr eine Größenordnung geringer bei gleichzeitig großem Strahl-

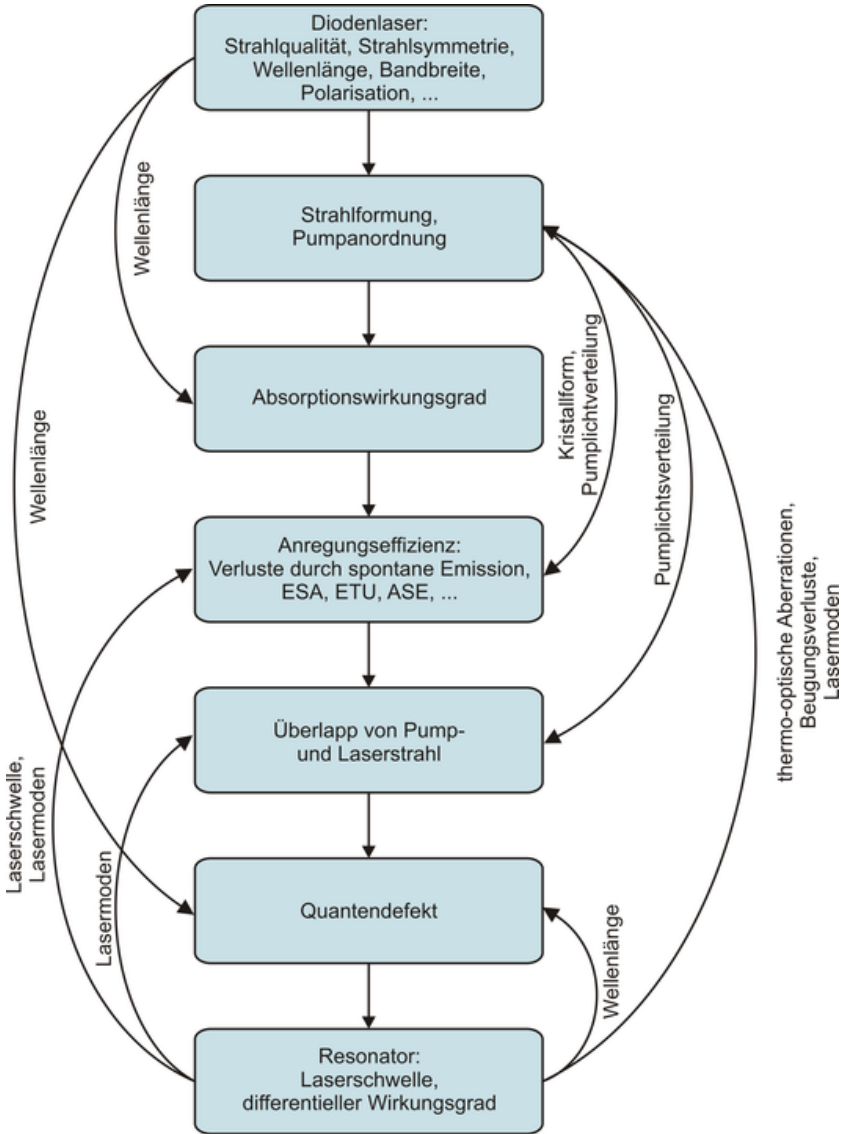


Abbildung 3.1: Effizienzbeeinflussende Parameter eines diodengepumpten Festkörperlaser und ihre Wechselwirkungen.

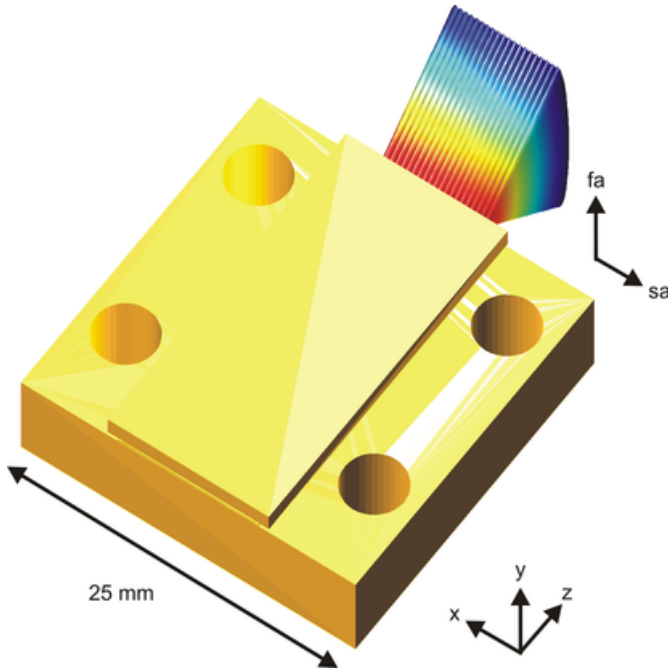


Abbildung 3.2: Abstrahlcharakteristik eines konventionellen Diodenlaserbarrens.
fa: fast axis, sa: slow axis

propagationsfaktor ($M_{sa}^2 \approx 30$). Nach einer Strahlpropagation von wenigen mm überlappen die Laserstrahlen der Einzelemitter. Die Divergenz des Strahlenbündels entspricht der Divergenz der Einzelemitter. Der Strahltaillendurchmesser der slow axis entspricht der geometrischen Breite aller Emitter und beträgt üblicherweise etwa 10 mm.

Zusammengefasst beträgt die FWHM Divergenz des Diodenlaserbarrens $\theta_{sa} \approx 10^\circ$ und $\theta_{fa} \approx 90^\circ$. Die Strahlqualität beträgt $M_{sa}^2 \approx 1600$ und $M_{fa}^2 \approx 1$. Typische Ausgangsleistungen von Diodenbarren liegen bei rund 50 W (808 nm) und 40 W (880 nm). Diodenlaserbarren emittieren linear polarisiertes Licht. Die Polarisationsrichtung ist entweder entlang der fast axis oder entlang der slow axis ausgerichtet. Die elektro-optische Effizienz üblicher Diodenbarren liegt bei 50 %, es ist also eine Wärmeleistung abzuführen, die in etwa der optischen Ausgangsleistung entspricht. Da sich die Wellenlänge des Diodenbarrens mit der Temperatur des Halbleiters ändert, muss die Temperatur des Diodenbarrens bei Bedarf einer definierten Wellenlänge leistungsabhängig geregelt werden.

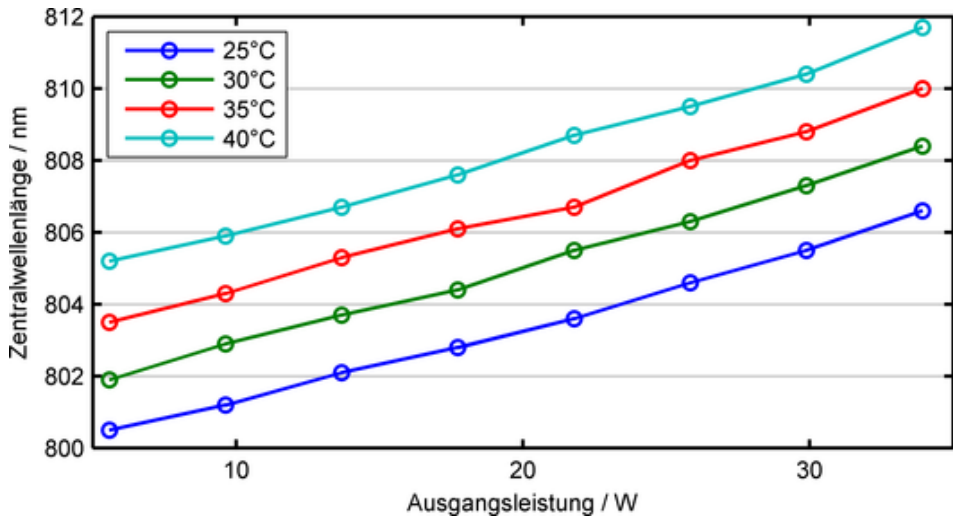


Abbildung 3.3: Zentralwellenlänge eines Diodenlaserbarrens gegenüber der optischen Ausgangsleistung bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen.

3.1.1 Spektrale Eigenschaften

Das Emissionsspektrum eines Diodenlaserbarrens besitzt üblicherweise eine volle Halbwertbreite von 2-3 nm. Die Zentralwellenlänge driftet dabei mit etwa 0.3 nm/K und 0.1 nm pro Watt Ausgangsleistung, wobei letzter Wert von der Lage des Temperatursensors in der Wärmesenke abhängt. Abb. 3.3 zeigt die typische spektrale Charakteristik eines Diodenbarrens. Dargestellt ist die emittierte Zentralwellenlänge gegenüber der optischen Ausgangsleistung bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen. Die lineare Abhängigkeit der Wellenlänge sowohl von der Temperatur als auch von der optischen Ausgangsleistung sind klar erkennbar.

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit sind die ersten Diodenbarren mit einer Wellenlängestabilisierung durch sogenannte volume bragg gratings (VBG) kommerziell erhältlich. In diesen Lasermodulen wird ein Teil der Strahlung spektral selektiv durch ein Gitter in den Laser zurückgekoppelt. Die Stabilisierung bietet zwei Vorteile. Zum Einen bleibt die Wellenlänge über einen weiten Temperatur- und Leistungsbereich konstant, zum Anderen sinkt die spektrale Bandbreite um etwa eine Größenordnung auf rund 0.3 nm. Prinzipiell sollten mehrere durch VBGs stabilisierte Diodenlaser mittels spektraler Kombination räumlich überlagert werden

können. Es sollten sich beispielsweise 5 Diodenlaser mit Bandbreiten von jeweils 0.3 nm und einem Wellenlängenunterschied von 0.6 nm durch spektrale Kombination in einen Einzelstrahl überführen lassen, dessen Bandbreite rund 3 nm beträgt, welche der Bandbreite eines einzelnen Diodenbarrens ohne VBG entspricht. Ein derartiges kommerziell erhältliches Pumpmodul ist dem Autor allerdings nicht bekannt. Weitere Vorteile, die sich aufgrund der schmalen Bandbreite ergeben, werden später im Abschnitt Absorptionswirkungsgrad näher erläutert.

Die Temperatur der Einzelemitter eines Diodenlaserbarrens ist aufgrund der unterschiedlichen Wärmestromdichte unterhalb der zentralen Emitter und der Rande-mitter unterschiedlich. Die zentralen Emitter sind wärmer und emittieren deshalb bei einer längeren Wellenlänge. Abb. 3.4 zeigt eine FEM-Berechnung der Temperaturverteilung eines Diodenbarrens. Gezeigt ist ein Schnitt der Wärmesenke des Diodenbarrens in der xy-Ebene (siehe Abb. 3.2) am Ort der Emitter. Folgende Annahmen wurden für die Abschätzung getroffen:

1. Die Wärmesenke ist in z-Richtung unendlich ausgedehnt. Die Wärmeleistung der Emitter wird homogen über einen der Breite aller Emitter entsprechenden Bereich von 10 mm eingetragen.
2. Der eingetragene Wärmefluss entspricht einer Abgabe von 50 W auf einer Fläche von $10 \cdot 2 \text{ mm}^2$, also 2.5 W/mm^2 .
3. Die Wärmesenke besteht aus Kupfer mit einer isotropen Wärmeleitfähigkeit von 385 W/m/K .
4. Die Wärmesenke wird an der Unterseite auf einer konstanten Temperatur von 0 K gehalten.

Es ist direkt ersichtlich, daß der laterale Wärmefluss zu einem lateralen Temperaturprofil am Ort der Emitter führt. Mit den gewählten Parametern beträgt der Temperaturunterschied zwischen Zentrum ($x = 0$) und Rand der Emitterfläche ($x = 5$) rund 12 K, entsprechend einer Wellenlängendifferenz von knapp 4 nm bei einer Wellenlängendrift von 0.3 nm/K . Dies Problem könnte vermutlich relativ leicht durch Änderung der Wärmesenkegeometrie gelöst werden, wie in Abb. 3.4 gezeigt. Durch Hinzufügen eines Steges mit der Breite der Emitterfläche wird unterhalb der Emitterfläche ein rein vertikal nach unten gerichteter Wärmefluss erzwungen. Bei der gezeigten Geometrie verbliebe bei ansonsten identischen Simulationsparametern ein lateraler Gradient von 2.5 K am Ort der Emitter

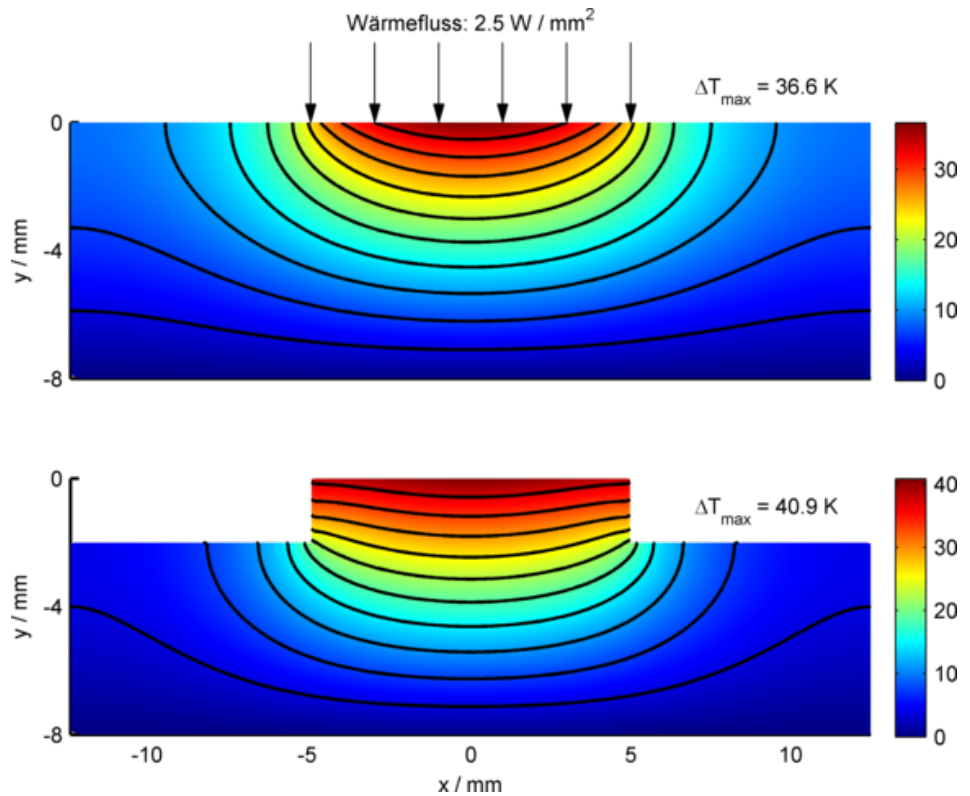


Abbildung 3.4: FEM-Berechnung der Temperaturverteilung in der Wärmesenke eines Diodenlaserbarrens. Unten: Verringerung der horizontalen Temperaturvariation unterhalb des Lasers durch Verwendung eines Wärmesenkensteges.

und die Durchschnittstemperatur der Emitter würde um einige Kelvin angehoben. Abb. 3.5 zeigt in Bezug auf diese Problematik eine Messung der spektralen Eigenschaften der Einzelemitter. Die Balken erstrecken sich dabei über die volle Halbwertsbreite. Die Wellenlängendifferenz der Emitter zueinander liegt in diesem Beispiel bei über einem nm und kann in Nd:YVO₄ bereits Auswirkungen auf die Inversionsverteilung haben.

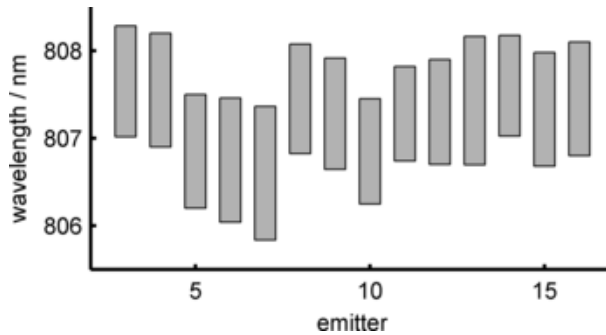


Abbildung 3.5: Spektrale Charakterisierung der Einzelemitter eines Diodenlaserbarrens. Die Balken stellen die volle Halbwertsbreite der Emitterpektren dar.

3.2 Strahlformung

Aufgrund der extrem asymmetrischen Strahlcharakteristik der Diodenbarren ist bei nahezu jedem Laserkonzept eine Strahlformung notwendig, die die gewünschte Pumplichtverteilung im Laserkristall erzeugt. Die einfachste Strahlformung besteht in der Kollimation der fast axis (FAC - fast axis collimation) mittels einer zylindrischen Linse. Die fast axis wird dabei üblicherweise auf einen Strahldurchmesser in der Größenordnung eines mm kollimiert. Durch Verwendung asphärischer Linsen bleibt die exzellente Strahlqualität der fast axis weitestgehend erhalten. Die Transmission der FAC Kollimationsoptik beträgt nach Herstellerangaben knapp 100 %.

Zusätzlich ist eine Kollimation der slow axis (SAC) der Einzelemitter möglich. Dazu werden die Strahlen der Einzelemitter am Ort des Strahlüberlapps mit dem nächsten Emitterstrahl kollimiert. Die „Lücken“ im Strahlenbündel werden geschlossen und die Divergenz wird bei nahezu gleichem Strahldurchmesser ungefähr halbiert. Der Strahlpropagationsfaktor halbiert sich dadurch ebenfalls. Die Transmission beträgt nach Herstellerangaben auch hier nahezu 100 %.

Für viele Anwendungen muss ein rotationssymmetrischer Strahl erzeugt werden. Aufgrund der extrem unterschiedlichen Strahlqualität reicht es in diesem Fall meist nicht, den Strahldurchmesser der beiden Strahlachsen durch ein zylindrisches Linsensystem anzupassen. Die erzielte Symmetrisierung bliebe in diesem

Fall nur über ungefähr zwei Rayleighlängen der Achse mit der geringeren Strahlqualität erhalten. Bei einer slow axis Strahlqualität von 1600 und einer Wellenlänge von 808 nm betrage die Größenordnung der zweifachen Rayleighlänge 1 mm bei 1 mm Strahldurchmesser, 5 mm bei 2 mm Strahldurchmesser und 30 mm bei 5 mm Strahldurchmesser. Um die Symmetrie des Strahls über große Distanzen zu erhalten, muss zusätzlich die Strahlqualität symmetrisiert werden. Dies läßt sich leider nur über ein unhandliches optisches System realisieren, welches das Strahlenbündel mit Hilfe diskreter Optiken in Teilstrahlen zerlegt. Es gibt drei gebräuchliche Verfahren. Ein Verfahren besteht darin, die Abstrahlung jedes Einzelemitters nach einer fast axis Kollimation um 90° um seine optische Achse zu rotieren. Die Einzelstrahlen der Emitter sind dann in fast axis Richtung gestapelt. Das Strahlenbündel besitzt in fast axis Richtung die Breite des Diodenbarrens bei gleichzeitig geringer Divergenz. In slow axis Richtung bleibt die Divergenz der slow axis Richtung erhalten, aber der Strahldurchmesser entspricht nur noch dem Strahldurchmesser eines Einzelemitters. Insgesamt läßt sich so die Strahlqualität beider Strahlrichtungen angleichen. Ein weiteres Verfahren besteht darin, die in slow axis Richtung nebeneinander angeordneten Einzelemitter durch aufwändige treppenartig geformte Spiegel umzuverteilen, so daß sie in fast axis Richtung gestapelt werden. Die Strahlqualität wird dadurch wie im ersten Verfahren angeglichen. In einem dritten gebräuchlichen Verfahren wird jeder Einzelemitterstrahl in eine separate Faser eingekoppelt. Die Fasern können dann in einem Bündel runder Form zusammengefasst werden. Alle diese Methoden erfordern komplexe optische Systeme, die einerseits zu Transmissionsverlusten führen und andererseits häufig die Gesamtstrahlqualität des Barrens reduzieren.

Im Anschluss an die Symmetrisierung wird der Laserstrahl häufig in eine Faser eingekoppelt. Bei nahezu allen kommerziell erhältlichen Pumpmodulen wird dabei die Polarisierung nicht erhalten. Dies ist aufgrund des anisotropen Absorptionskoeffizienten ein signifikanter Nachteil für das Pumpen von Nd:YVO₄. Da dieser Nachteil ohnehin entsteht, wird in einigen Pumpmodulen die Laserstrahlung zweier Diodenbarren mittels eines Polarisationsstrahlteilers kombiniert und somit die Leistung verdoppelt. Generell muss ein Kompromiss zwischen dem Strahlpropagationsfaktor der Faser (skalierend mit dem Produkt aus Kerndurchmesser und Akzeptanzwinkel) und der Koppeleffizienz gewählt werden. Um maximale Koppeleffizienz zu erzielen, muss die Strahlqualität der Faser identisch oder ge-

ringer als die geringste Strahlqualität der eingekoppelten Strahlung sein. Im Extremfall ohne jegliche Strahlsymmetrisierung entspräche dies der Strahlqualität der slow axis Richtung. Der notwendige Faserkerndurchmesser betrüge bei einer typischen numerischen Apertur von $NA = 0.22$, einem Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 1600$ und einer Wellenlänge von 808 nm knapp 4 mm. Die Kopplung in eine Faser besserer Strahlqualität (zum Beispiel mit einem um den Faktor 10 geringeren Faserkerndurchmesser von 0.4 mm bei einer numerischen Apertur von 0.22) setzt dementsprechend eine gute Symmetrisierung der Strahlqualität der Diodenstrahlung voraus. Die engen optischen und mechanischen Toleranzen sowohl der Strahlsymmetrisierung mit entsprechend hoher Güte als auch der Faserkopplung können in der Praxis nicht eingehalten werden und führen zu einer reduzierten Koppel-effizienz. Bei der Faserkopplung dominieren zwei Verfahren. Einige Hersteller symmetrisieren die Strahlung vor der Kopplung mit diskretisierten Optiken und können auf diese Weise sowohl fasergekoppelte Systeme mit hoher Koppel-effizienz und geringer Strahlqualität als auch Systeme mit hoher Strahlqualität und geringer Koppel-effizienz anbieten. Das zweite Verfahren beruht wie oben beschrieben auf der Kopplung der Einzelemitterstrahlen in separate Fasern, die dann in einer einzelnen Faser zusammengeführt werden. Bei diesem Prinzip muss die Faser eine geringe Strahlqualität besitzen, da die Einzelfasern bestenfalls die Strahlqualität der slow axis der Einzelemitter aufweisen und da sich ein Kreis mit einer geringen Anzahl an kreisförmigen Elementen nicht zu 100 % füllen läßt. Abb 3.6 zeigt zur Illustration den Ausgang eines Coherent FAP (fiber array package) Moduls im LED Betrieb. Die Limitierung des Füllfaktors mit 19 Einzelfasern ist klar zu erkennen.

Eine zusammengefasste Größe für die Beurteilung der Abstrahlqualität einer Lichtquelle ist die Brillanz $B = \frac{P}{\lambda^2(M^2)^2}$. Die im Folgenden verglichenen Laserquellen besitzen alle eine Wellenlänge von 808 nm, daher soll als Maß für die Brillanz nur der Wert $\frac{P}{(M^2)^2}$ verglichen werden. Ein „nackter“ Diodenbarren ohne jegliche Strahlformung besitzt eine Strahlqualität, die dem geometrischen Mittel der Strahlqualität der beiden Strahlachsen entspricht, also $M^2 = 40$. Die Ausgangsleistung beträgt üblicherweise 50 W bei einer elektro-optischen Effizienz von mindestens 50 %. Der zu erhaltende Brillanzwert eines nackten Diodenbarrens beträgt somit 0.03 W. Ein slow-axis kollimierter Barren besitzt bei einer angenommenen Halbierung des Strahlpropagationsfaktors der slow axis einen Brillanzwert von

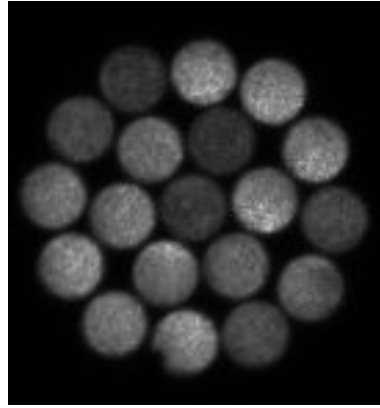


Abbildung 3.6: Faserausgang eines Coherent FAP (fiber array package) Moduls im LED Betrieb.

etwa 0.06 W. Abb. 3.7 zeigt einen Vergleich der Brillanz und einiger technischer Daten aktueller kommerzieller fasergekoppelter Diodenlaser. Der Strahlpropagationsfaktor wurde dabei anhand der Gleichung

$$M^2 \approx \frac{\pi \cdot D \cdot \arcsin NA}{2\lambda} \quad (3.1)$$

abgeschätzt. Der angesprochene Kompromiss aus Strahlqualität und Koppelleffizienz wird hier deutlich. So wird bei dem vorgestellten Modul aus der LIMO FG Serie die Strahlqualität nahezu komplett erhalten, aber die elektro-optische Effizienz sinkt auf 35 %, der Leistungsverlust gegenüber dem nackten Diodenbarren beträgt also mindestens 30 %. Die Brillanz wird daher selbst bei diesem high end Modul auf etwa 2/3 der Brillanz des nackten Diodenbarrens reduziert. Wird wie bei den Coherent FAP (fiber array package) Modulen jeder Einzelemitter in eine separate Faser eingekoppelt, die dann in eine einzelne Faser überführt werden, sinkt die Strahlqualität wie oben angesprochen drastisch. Die Brillanz der Module ist daher vergleichsweise gering. Die typische elektro-optische Effizienz η_{e-o} nackter Diodenbarren liegt bei mindestens 50 %. Alle dargestellten Module besitzen eine elektro-optische Effizienz von rund 35-40 %. Der Leistungsverlust durch die Faserkopplung beträgt also mindestens 20-30 %. Dieser Wirkungsgradverlust wirkt sich direkt multiplikativ auf den Wirkungsgrad eines mit einem fasergekoppelten Diodenlaser gepumpten Festkörperlaser aus.

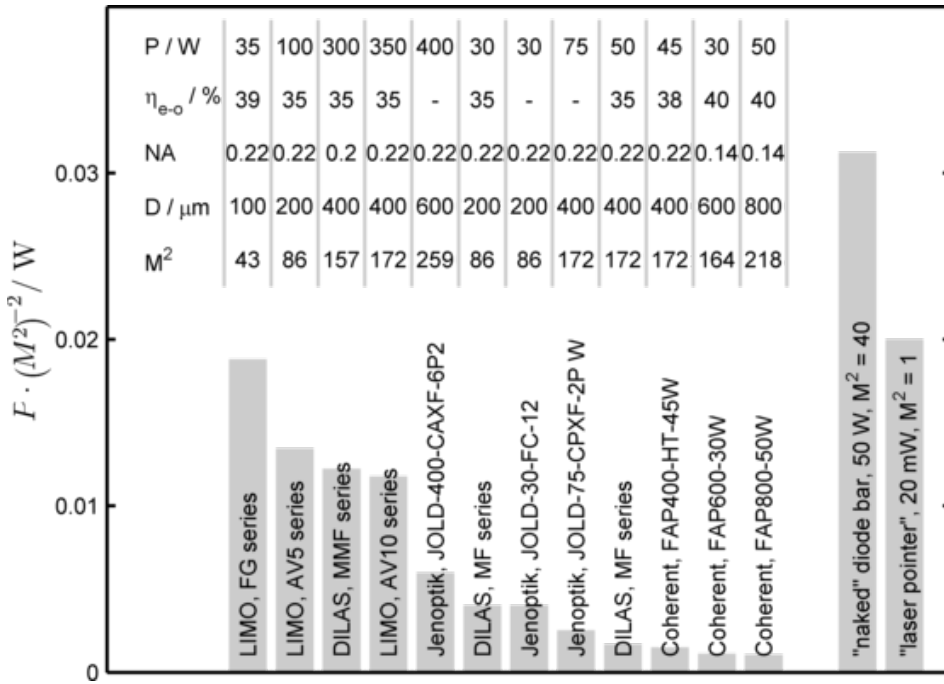


Abbildung 3.7: Brillanzvergleich fasergekoppelter Pumpmodule

Ein üblicher Festkörperlaser, der mit einem 50 W Pumpmodul gepumpt wird, erreicht mindestens 10 W Ausgangsleistung bei einem Strahlpropagationsfaktor von 1. Der Brillanzwert beträgt damit 10, ist also um etwa drei Größenordnungen höher als der Brillanzwert des Pumpmoduls. Beide Systeme sind gewissermassen „unangepasst“. Es stellt sich die Frage, ob die Brillanzkonversion zwecks Effizienzsteigerung auf mehrere Stufen verteilt werden sollte, ähnlich zu adiabatischen Übergängen in thermodynamischen Systemen [21]. Derartige Laserkonzepte sind bislang allerdings nicht bekannt.

3.3 Pumpgeometrie

Die Pumpgeometrie ist ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal verschiedener Laser. Da sie bereits bei der Strahlformung der Pumpquelle ansetzt, hat sie Einfluss auf nahezu alle Laserparameter. Ein Großteil dieser Arbeit widmet sich der

Optimierung von Pumpgeometrien, daher werden die Auswirkungen unterschiedlicher Pumpgeometrien an späterer Stelle diskutiert.

3.4 Absorptionswirkungsgrad

Der Absorptionswirkungsgrad η_{abs} beschreibt den Anteil der Pumpstrahlung, der im Kristall absorbiert wird. Er hat somit direkten multiplikativen Einfluss auf die Gesamteffizienz des Lasers. Einige Pumpgeometrien wie beispielsweise der Scheibenlaser erfordern einen Kompromiss aus den Dimensionen des Laserkristalls und dem Absorptionswirkungsgrad. Für eine exakte Auslegung der Pumpgeometrie muss der zu erwartende Absorptionswirkungsgrad daher möglichst präzise berechneter werden. Abb. 3.8 zeigt das Absorptionsspektrum von 1 at.% dotiertem Nd:YVO₄ bei Raumtemperatur. In den Graphen wurden vier exemplarische Diodenlaserspektren mit unterschiedlicher FWHM (volle Halbwertsbreite - full width at half maximum) eingezeichnet. Das Spektrum typischer Diodenbarren hat eine FWHM von 2-3 nm. Es ist erkennbar, daß aufgrund des schmalbandigen Absorptionsspektrums nicht der Maximalwert für den Absorptionskoeffizienten verwendet werden kann. Vielmehr muss eine Mittelung über die spektralen Einzelanteile des Emissionsspektrums vorgenommen werden. In der folgenden Rechnung ist P_{pump} die insgesamt eingestrahlte Pumpleistung und $S(\lambda)$ ist die spektrale Verteilungsfunktion des Pumplichtes. Für ein gaussförmiges Spektrum mit der FWHM $\Delta\lambda$ und der Zentralwellenlänge λ_{CWL} beträgt $S(\lambda)$ beispielsweise:

$$S(\lambda) = e^{-4 \ln 2 \frac{(\lambda - \lambda_{CWL})^2}{\Delta\lambda^2}} \quad (3.2)$$

Der Absorptionswirkungsgrad ergibt sich zu:

$$\eta_{abs} = \frac{\int S(\lambda) \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda)l_{abs}}) d\lambda}{\int S(\lambda) d\lambda} \quad (3.3)$$

Eine Normierung von $S(\lambda)$ ist hier nicht notwendig, da sie durch den Nenner von 3.3 vorgenommen wird. Abb. 3.9 zeigt den mittels Gleichung 3.3 berechneten Absorptionswirkungsgrad. Es werden vier Graphen für vier unterschiedliche spektrale Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ der Pumpquelle dargestellt. Der Parameter der Einzelgraphen ist die absorbierende Kristalllänge l_{abs} . Die Berechnung bezieht

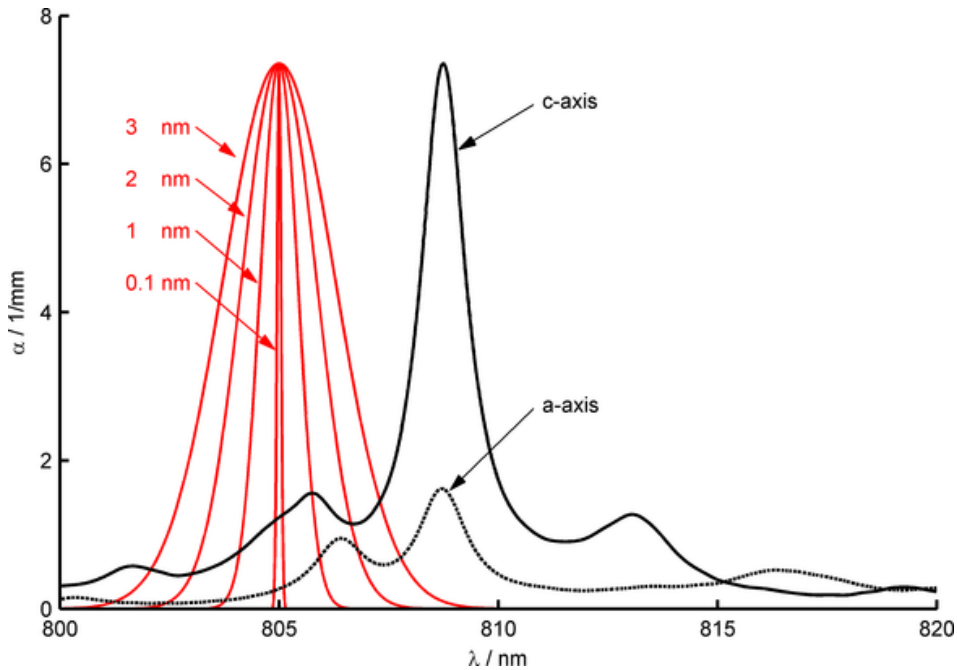


Abbildung 3.8: Absorptionsspektrum von Nd:YVO₄. α wurde aus den gemessenen Spektren des Absorptionswirkungsquerschnitts von [17] für einen 1 at.% dotierten Kristall berechnet. Zusätzlich sind exemplarische Emissionsspektren von Pumpstrahlquellen mit unterschiedlicher spektraler Bandbreite eingezeichnet.

sich auf einen 1 at.% dotierten Nd:YVO₄ Kristall bei Raumtemperatur. Das Pumplicht ist linear entlang der c-Achse polarisiert. Aus der Darstellung ist ersichtlich, daß die Absorptionsweglänge im Kristall bei einer üblichen Halbwertsbreite von 2 nm mindestens 1 mm betragen sollte, um eine Pumplichtabsorption > 90% zu erzielen. Bei dieser unteren Grenze für die Absorptionsweglänge darf die Zentralwellenlänge für einen Absorptionswirkungsgrad von mindestens 90 % um etwa ± 0.6 nm schwanken. Die Temperatur des Diodenbarrens muss daher auf etwa ± 2 K regelbar sein. Anhand der Graphen ist ebenfalls ersichtlich, daß spektral schmalbandigere Pump Laser eine deutliche Reduktion der Absorptionsweglänge ermöglichen. Bei Verwendung eines Diodenlaserbarrens, dessen spektrale Bandbreite durch ein VBG auf 0.1 nm beschränkt wird, würde bereits eine Absorptionsweglänge von 0.5 mm reichen, um annähernd vollständige Absorption zu erzielen.

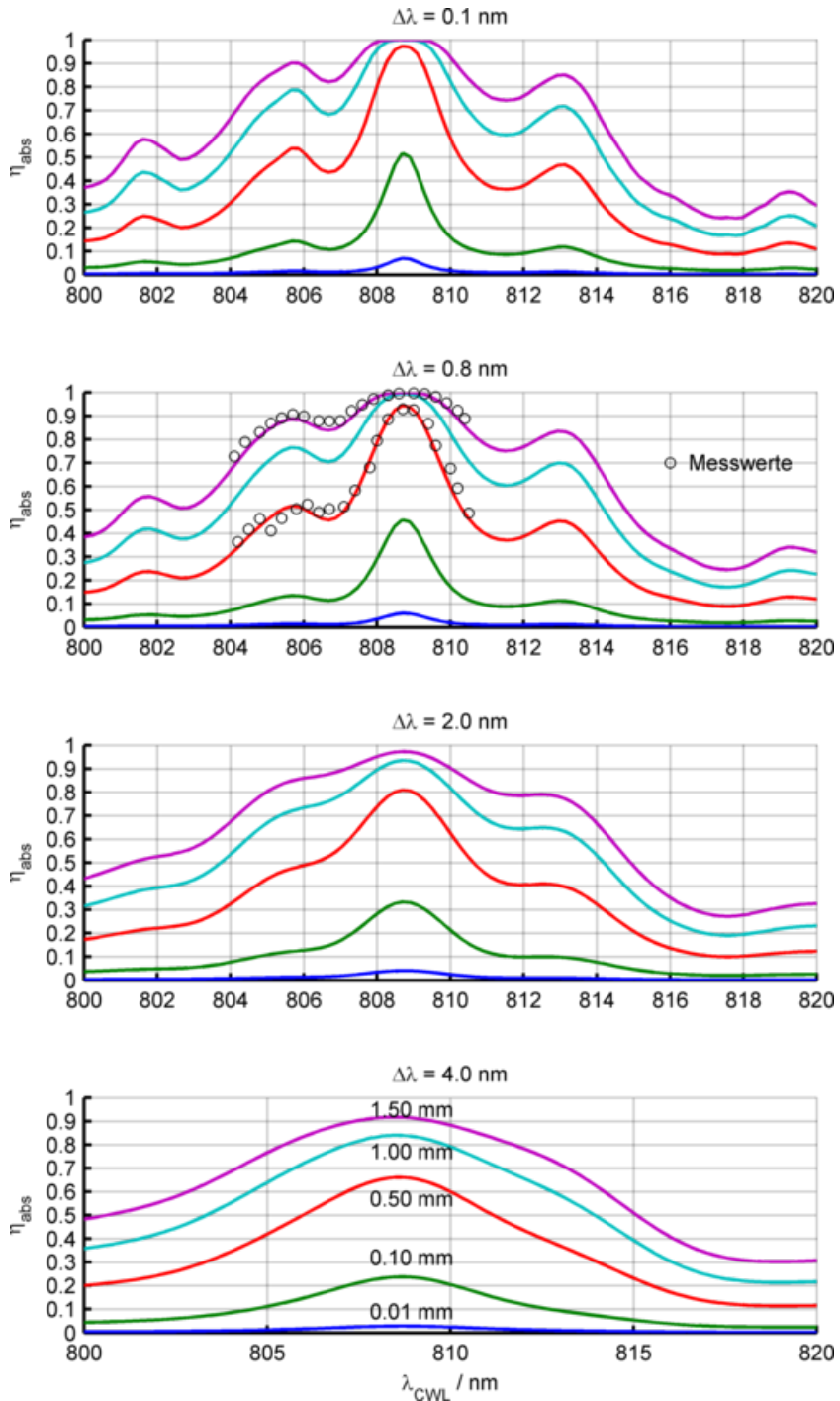


Abbildung 3.9: Berechnete Absorptionseffizienz von Nd:YVO₄ in Abhängigkeit der Zentralwellenlänge λ_{CWL} und der vollen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Pumpquelle für unterschiedliche Absorptionsweglängen. Die Pumpstrahlung ist entlang der c-Achse polarisiert und die Kristalldotierung beträgt 1 at. %.

Gleichzeitig würde die sonst notwendige Temperaturregelung aufgrund der Gitterstabilisierung der Wellenlänge entfallen oder zumindest entspannt.

Um diese für spätere Kristallauslegungen wichtige Rechnung zu verifizieren, wurden Absorptionsmessungen an Testkristallen vorgenommen. Der Messaufbau ist in Abb. 3.10 dargestellt. Der Ausgangsstrahl eines unkollimierten Diodenlaserbarrens wird in einer Entfernung von rund 30 cm mittels einer Linse in eine Multimodefaser eingekoppelt. Das Spektrum am Ausgang der Multimodefaser wird mittels eines optischen Gitterspektrometers vermessen. Es ist annähernd gaussförmig und besitzt eine FWHM von 0.8 nm. Mit einem Polarisator wird der kollimierte Ausgangsstrahl entlang der *c*-Achse oder entlang der *a*-Achse des Kristalls polarisiert. Eine nachfolgende Apertur erzeugt einen Messstrahl mit definierten Abmessungen. Es werden zwei Nd:YVO₄ Kristalle mit einer Dicke von 0.5 mm und 1.5 mm vermessen. Beide Kristalle besitzen eine Nd-Konzentration von 1 at.%. Die Kristalle besitzen einen leichten Keilwinkel, um Interferenzeffekte zu vermeiden. Zwischen Kristall und Detektor befindet sich ein Kurzpassfilter bei 900 nm, der das Fluoreszenzlicht des Kristalls aus dem transmittierten Strahl filtert. Die transmittierte Leistung wird mittels einer Integrationskugel und einer Photodiode gemessen. Das Untergrundsignal I_{bg} der Photodiode wird bei ausgeschaltetem Pump laser ermittelt. Es werden in schneller Folge die Signale I_0 ohne Kristall und die Signale I_{trans} mit Kristall im Strahlengang gemessen. Die Transmission wird wie folgt berechnet:

$$T = \frac{I_{trans} - I_{bg}}{(I_0 - I_{bg}) \cdot (1 - R)^2} \quad (3.4)$$

R ist der Fresnelreflexionsgrad der Kristallflächen für senkrechten Einfall und wurde mit $n = 2.1859$ (*c*-Achse) und $n = 1.9720$ (*a*-Achse) aus Tabelle 2.1 zu 13.86% beziehungsweise 10.70% berechnet. Die Messwerte sind in Abb. 3.9 eingetragen und validieren die für die Berechnung des Absorptionsverlaufs verwendete Kombination aus den Parametern Literaturabsorptionskoeffizient, Brechungsindex und Herstellerangabe der Dotierkonzentration.

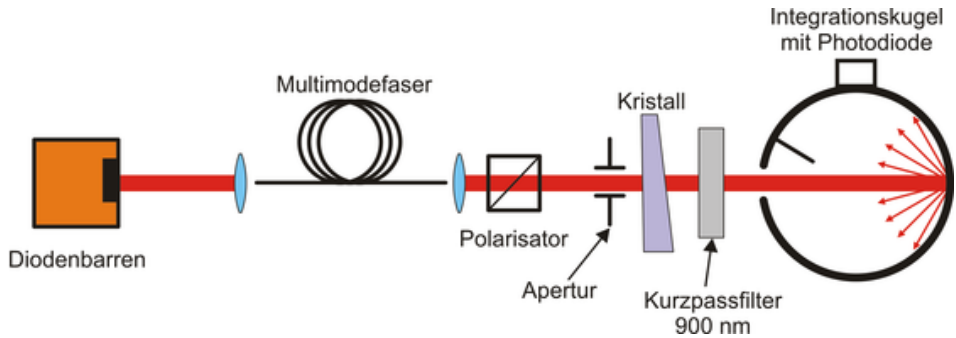


Abbildung 3.10: Messaufbau zur Verifikation der Absorptionseffizienzberechnung spektral breitbandiger Pumpquellen.

3.5 Anregungseffizienz

Als Anregungseffizienz η_{exc} wird das Verhältnis der Zahl der im Gleichgewichtszustand in das obere Laserniveau angeregten Ionen zur Anzahl der absorbierten Photonen definiert. In Nd-basierten Lasermedien existieren eine Reihe von Verlustprozessen, die eine belastbare Berechnung der zu erwartenden Anregungseffizienz nahezu unmöglich machen. Folgende Ratengleichung beinhaltet einige wichtige Verlustprozesse, die anschließend genauer beschrieben werden:

$$\frac{dn_2}{dt} = \underbrace{-\frac{n_2}{\tau}}_{SE} - \underbrace{\frac{I_p}{h\nu_p} \sigma_{esa} n_2}_{ESA} - \underbrace{\gamma n_2^2}_{ETU} \quad (3.5)$$

3.5.1 Spontane Emission (SE)

Die spontane Emission ist der elementare Prozess, der einer Speicherung von Energie in Laserkristallen entgegenwirkt. In Nd:YVO₄ ist die Lebensdauer τ vergleichsweise kurz, so daß die kontinuierliche Erzeugung hoher Inversionsdichten nur mit geringer Anregungseffizienz möglich ist.

3.5.2 Excited state absorption (ESA)

Angeregte Ionen können wie in Abb. 3.11 dargestellt ausgehend vom angeregten Niveau Laser- oder Pumpphotonen absorbieren. Wie im Nd:YVO₄ Energie-

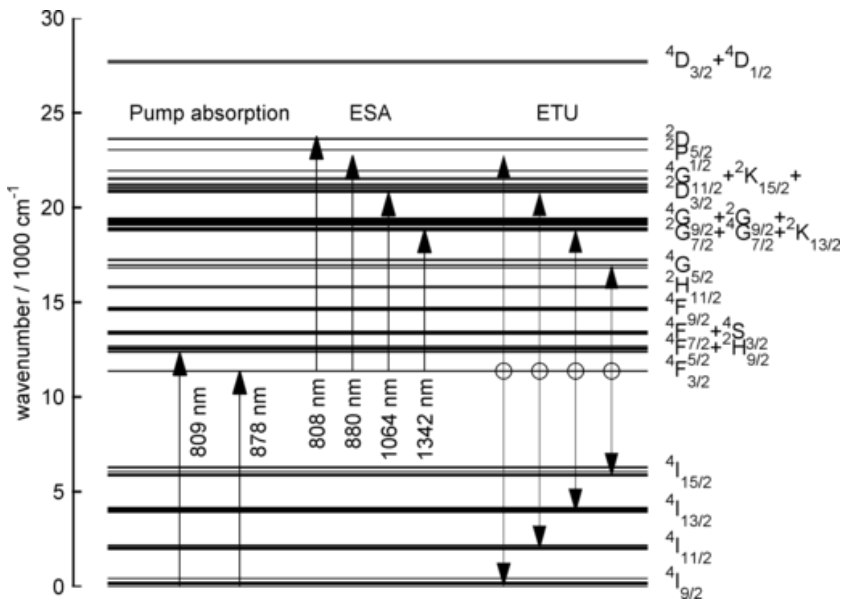


Abbildung 3.11: Energieniveaus von Nd:YVO₄ mit potentiellen ESA-Übergängen und ETU Prozessen.

diagramm zu erkennen, gibt es oberhalb des oberen Laserniveaus eine Vielzahl weiterer Niveaus mit annähernd passenden Energieabständen. Die Wirkungsquerschnitte für ESA ausgehend vom oberen Laserniveau wurden von [20] basierend auf der Methode von [22] gemessen. Die Ergebnisse werden durch Messungen von [23] gestützt. Entsprechend der Messungen gibt es keine ESA bei 914 nm und bei 1064 nm, wohl aber bei 1342 nm. Messungen von ESA bei 808 nm oder 880 nm sind nicht bekannt. Zumindest ESA bei 808 nm scheint wie im nachfolgenden Absatz beschrieben vernachlässigbar gegenüber den Verlusten durch ETU zu sein. In Nd-dotierten Medien scheint auch ESA von höheren Niveaus als dem oberen Laserniveau aufzutreten. So wird beispielsweise die unter Pumpen beobachtete blaue Fluoreszenz in Nd:YLF von [24] durch ESA von hochliegenden Niveaus erklärt, die zunächst durch ETU bevölkert werden.

3.5.3 Energy transfer up-conversion (ETU)

Energy transfer up-conversion (ETU) beschreibt einen Prozess, bei dem zwei angeregte Ionen strahlungsfrei Energie austauschen. Eins der Ionen wird in einen hö-

heren Zustand angeregt, das andere verliert seine Energie und kehrt in den Grundzustand zurück. Wie in Abb. 3.11 erkennbar sind die Energieniveaus unterhalb des höheren angeregten Zustandes dicht benachbart, so dass im wesentlichen ein nichtstrahlender Zerfall unter Freisetzung von Energie im Kristall stattfindet. Ein Teil der Ionen kann dabei durchaus in das obere Laserniveau zurückkehren, so daß nur die Energie eines Pumpphotons verloren geht. Die Ionen müssen für diesen Prozess räumlich dicht beieinander liegen. Demnach ist die ETU Rate vor allem an die Dichte der angeregten Ionen gekoppelt. Bei kontinuierlichem Pumpen sind ESA und ETU experimentell nicht zu trennen. In [25] wurden Experimente mit einem fs-Laser unternommen, die eine Trennung ermöglichen. Pump-ESA erfordert eine hinreichende Besetzung des oberen Laserniveaus während der Einstrahldauer des Pumpulaserpulses. Die Lebensdauer des Pumpniveaus liegt jedoch im ns-Bereich und ist somit länger als der Pumpimpuls, so daß während der Dauer des Pumpimpulses keine signifikante Besetzung des oberen Laserniveaus erfolgt. Da dennoch starke Fluoreszenz beobachtet wird, muss die hauptsächliche Ursache ETU sein, da während des Pumpimpulses keine ESA stattfinden konnte. Der Einfluss von up-conversion auf den Laserbetrieb wurde von [26, 27, 28] untersucht. Nach [29, 30] beträgt der up-conversion-Parameter γ aus Gl. 3.5 in Nd:YVO₄ $1.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ mit einer vermuteten Unsicherheit von $0.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$. In [31] wurde der Parameter für das ähnliche Lasermaterial Nd:GdVO₄ mit $1.1-1.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ bestimmt.

ETU reduziert die Anregungseffizienz und erzeugt zusätzliche Wärme. Die Wärmeerzeugung in Neodym-dotierten Kristallen unter unterschiedlichen Bedingungen wurde von [32, 33] untersucht. Das Fazit der Untersuchungen ist, dass der in Wärme umgewandelte Anteil der Pumpleistung in gering dotierten Kristallen deutlich geringer ist. In den Messungen wurden aufgrund der endgepumpten Anregung unterschiedliche Verteilungen der Besetzungsinversion erzeugt. Insbesondere war die Verteilung der Besetzungsinversion in den gering dotierten Kristallen homogener. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der ETU-Rate von der Besetzungsinversion ist daher nicht klar, ob die geringere Wärmeerzeugung lediglich auf die homogenere Verteilung der Besetzungsinversion im gepumpten Volumen zurückzuführen ist. Dennoch kann geschlossen werden, daß gering dotierte Kristalle für endgepumpte Anwendungen vorteilhaft bezüglich der Verluste durch ETU sind.

Der Effekt der ETU hängt von der absoluten Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus ab. Es werden also vor allem Laser beeinflusst, in denen hohe Inversionsdichten unvermeidlich sind, wie zum Beispiel quasi-3-Niveau Laser, Laser mit inhomogenen Pumplichtverteilungen und gepulste Laser mit großer gespeicherter Energie. Im speziellen Fall der quasi-3-Niveau Laser wird für das Erreichen der Transparenzschwelle lediglich eine relative angeregte Ionendichte benötigt, da nur eine relative Anzahl der Ionen das untere Laserniveau thermisch besetzt. Es bietet sich demnach an, gering dotierte Kristalle zu verwenden, da die für die Transparenz erforderliche absolute Inversionsdichte in gering dotierten Kristallen niedriger ist.

Um den Effekt zu quantifizieren, wird folgende Ratengleichung berechnet:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_{pump} \cdot n - \frac{n_2}{\tau} - \gamma n_2^2 \quad (3.6)$$

W_{pump} beschreibt die Anzahl der Ionenanregungen pro Sekunde. Anders als in üblichen Ratengleichungen wird hier bewußt auf eine Beschreibung der Grundzustandsentleerung verzichtet. Die Grundzustandsentleerung führt dazu, daß hohe Pumpraten W_{pump} nur mit überproportional höheren Pumpleistungen erreicht werden können. Die gewählte Art der Beschreibung ist hier sinnvoll, da nur die Verluste durch ETU ermittelt werden sollen, die von der Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus abhängen. Wie diese Besetzungsdichte erzielt wurde, wird nicht betrachtet. Die Lösung des eingeschwungenen Zustands ohne ETU ($\gamma = 0$) lautet

$$n_2 = W_{pump} \tau n \quad (3.7)$$

Die Lösung mit ETU lautet:

$$n_2 = -\frac{1}{2\gamma\tau} + \sqrt{\frac{1}{4\gamma^2\tau^2} + \frac{W_{pump}n}{\gamma}} \quad (3.8)$$

Abb. 3.8a zeigt den Unterschied der erzielten Inversionsdichte mit und ohne Berücksichtigung der ETU bei gleichen Pumpraten. Der Parameter ist die Dotierungskonzentration des Nd:YVO₄ Kristalls. Die Inversionsdichten sind auf die Gesamtionenkonzentration n normiert. Abb. 3.12b zeigt das Verhältnis der erreichten Inversionsdichten mit und ohne Berücksichtigung der ETU. Selbst bei einer Anregung von weniger als 5% der Ionen treten bereits gravierende Verluste von

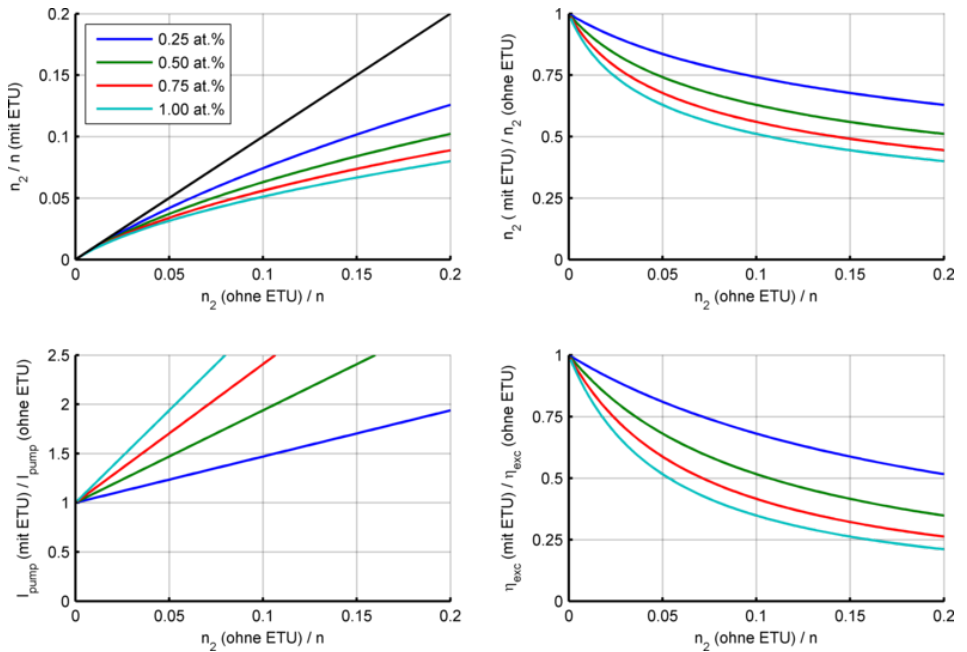


Abbildung 3.12: Verringerung der Anregungseffizienz von Nd:YVO₄ in Abhängigkeit der Dotierkonzentration.

bis zu 20% durch ETU auf. Desweiteren ist eine starke Abhängigkeit der Anregungsverluste von der Dotierkonzentration des Nd:YVO₄ Kristalls erkennbar. Für den Laserprozess liefert der Verlust an Anregung bei gleicher Pumprate wenig intuitive Einsicht. Es ist in diesem Fall vielmehr entscheidend, wieviel höher die Pumprate sein muss, um die gleiche Inversionsdichte (zum Beispiel die durch den Resonator bestimmte Laserschwelle) zu erzielen. Abb. 3.12c zeigt das Verhältnis der nötigen Pumpraten gegenüber einer vorgebenen Inversionsdichte n_2 . Korrespondierend zeigt Abb. 3.12d die Reduktion der Anregungseffizienz aufgrund der ETU Verluste.

In einem Laser muss lediglich eine durch die Laserschwelle vorgegebene Inversion erreicht werden. Die dargestellten Verluste durch ETU beeinflussen daher insbesondere Laser mit hohen Laserschwelen. Für den Betrieb des 914 nm Übergangs in Nd:YVO₄ müssen beispielsweise bei Raumtemperatur ca. 5% der Ionen für das Erreichen der Transparenzschwelle angeregt werden. Nach Abb. 3.12d sind dafür bei 1 at.% Dotierung aufgrund der ETU-Verluste 25% mehr Pumpleis-

tung nötig. Ist die Pumpleistung ohnehin um ein Vielfaches höher als die Schwellenpumpleistung, fallen die Verluste nicht ins Gewicht. Bei schwachen Pumpleistungen können sie sich allerdings gravierend auf die Effizienz auswirken.

Als Fazit ergibt sich, daß die Inversionsdichte an der Laserschwelle durch das Laserkonzept so gering wie möglich gehalten werden muss. Die für die Laserschwelle benötigte Kleinsignalverstärkung ist proportional zur Inversionsdichte und zur Länge des Mediums. Es ist daher sinnvoll, die Länge so weit wie möglich auszudehnen und die erforderliche Inversionsdichte gleichzeitig zu reduzieren, also ein dem Faserlaser ähnliches Laserkonzept zu entwickeln. Der Erfolg dieses Ansatzes zeigt sich beispielsweise in den von [34] erzielten hohen Grundmodelleistungen in einem endgepumpten Nd:YVO₄ Laser. Hier wird ein langer Kristall bei einer schwach absorbierten Wellenlänge mit einem grossen Pumpfleckdurchmesser gepumpt, so dass die Inversionsdichte möglichst gering bleibt und homogen verteilt ist.

3.6 Verstärkte Spontanemission (ASE)

In gepumpten Lasermedien wird auch spontane Emission mittels stimulierter Emission verstärkt. Die verstärkte Strahlung kann stark genug sein, um die aufgebaute Inversion signifikant zu sättigen. Analytische Berechnungen der ASE sind selbst für homogen gepumpte Medien nahezu unmöglich, da durch die nichtlineare Sättigung der Verstärkung eine komplizierte räumliche Kopplung von Intensität und Inversion entsteht. Handelt es sich um einen 4-Niveau Übergang, findet in ungepumpten Bereichen keine Reabsorption statt und die verstärkte Strahlung kann ungehindert im Kristall propagieren. Nd:YVO₄ besitzt einen Brechungsindex von etwa 2, der Grenzwinkel zum Lot für totale interne Reflexion (TIR) beträgt also etwa 30°. Insbesondere bei Kristallen mit planen Seitenflächen existieren kristallinterne Strahlwege mit Vielfachreflexionen an den Seitenflächen. Diese Strahlwege ermöglichen die Verstärkung eines signifikanten Anteils der isotrop abgestrahlten Spontanemission mittels mehrerer Durchläufe durch den gepumpten Bereich des Mediums. Im Extremfall gibt es in sich geschlossene Strahlwege, so daß sich ein parasitärer Laser innerhalb des Kristalls ausbildet und die Inversion auf dem Niveau der Laserschwelle des parasitären Lasers stagniert. Eine Berechnung der Verluste durch ASE in Medien mit TIR-Strahlwegen ist ein äußerst komplexes

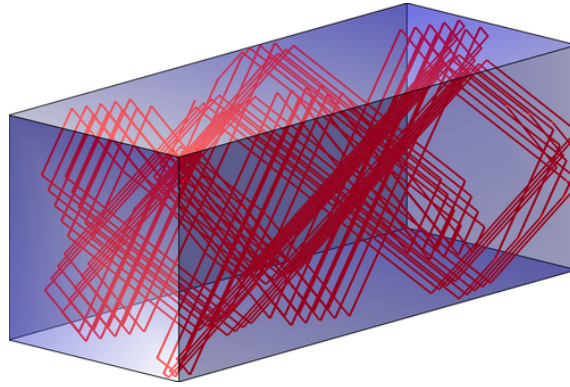


Abbildung 3.13: Mittels Raytracing berechnetes Beispiel eines Lichtstrahls, der in einem Quader aufgrund von totaler interner Reflexion komplexe Umläufe vollführt.

Problem. Zur Illustration zeigt Abb. 3.13 einen einfachen Quader, in dem ein möglicher Strahlweg eines einzelnen Lichtstrahls mittels Raytracing berechnet wurde. Die Anzahl der Reflexionen wurde in diesem Beispiel auf 200 begrenzt. Zur Reduktion der ASE Problematik werden in dieser Arbeit aufgrund der rechnerischen Komplexität intuitive Ansätze gewählt, die dann durch Rechnungen untermauert werden. In der Literatur finden sich einige Methoden zur Abschätzung der Verluste durch ASE [35, 36, 37]. Alle Methoden sind Abschätzungen für Lasermedien ohne TIR Strahlwege. Häufig muss ein analytisches Ergebnis durch starke Vereinfachungen erzwungen werden. Nach dem Ansatz von [38] lassen sich die Verluste durch ASE für ein zylindrisches und homogen gepumptes Medium berechnen, in dem die in einen definierten Raumwinkel Ω abgestrahlte Fluoreszenz innerhalb des Mediums geführt wird. Bei Rotationssymmetrie gilt $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_{acc})$. θ_{acc} ist der Akzeptanzwinkel für Totalreflexion bezogen auf die Achse des Lasermediums. Die pro Volumen isotrop in den Raumwinkel Ω abgestrahlte Leistung der spontanen Emission beträgt $h\nu_l \cdot \frac{n_2}{\tau} \cdot \frac{\Omega}{4\pi}$. Daraus ergibt sich die aus einem scheibenförmigen Element der Dicke dz in das benachbarte Element abgestrahlte Inten-

sität $I_{sp} = h\nu_l \cdot \frac{n_2}{\tau} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot dz$. Die Intensität kann auf die Sättigungsintensität normiert werden und man erhält

$$\frac{I_{sp}}{I_s} = \hat{I}_{sp} = n_2 \cdot \sigma_{em} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot dz \quad (3.9)$$

$$\frac{d\hat{I}_{sp}}{dz} = g \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.10)$$

g ist der lokale gesättigte Kleinsignalverstärkungskoeffizient mit $g = \sigma_{em} \cdot n_2$. Die eindimensionalen Gleichungen für die normierten links- und rechtspropagierenden Intensitäten lauten

$$\frac{d\hat{I}_l}{dz} = -\hat{I}_l(z) \cdot g(z) - g(z) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.11)$$

$$\frac{d\hat{I}_r}{dz} = \hat{I}_r(z) \cdot g(z) + g(z) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.12)$$

Die Gleichung für den lokalen gesättigten Verstärkungskoeffizienten $g(z)$ lautet:

$$g(z) = \frac{g_0(z)}{1 + \hat{I}_r(z) + \hat{I}_l(z)} \quad (3.13)$$

$g_0(z)$ ist der ungesättigte lokale Kleinsignalverstärkungskoeffizient ohne ASE. Der erste Summand in Gleichung 3.11 beschreibt die Änderung der Intensität durch stimulierte Emission, der zweite Summand die Änderung durch spontane Emission. Die Gleichungen stellen nur eine Abschätzung dar, da die Verlängerung des Propagationswegs der Strahlungsanteile, die unter einem Winkel durch das Medium propagieren, nicht berücksichtigt wird. Die spektrale Verteilung der spontanen Emission und der Kleinsignalverstärkung wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Die gekoppelten Gleichungen 3.11 lassen sich durch numerische Integration mittels eines FEM Programmes für die Randbedingungen $I_r(0) = 0$ und $I_l(l) = 0$ lösen. Abb. 3.14 zeigt die berechneten Verläufe der lokalen Intensität und den durch ASE gesättigten lokalen Verstärkungskoeffizienten g für die Kleinsignalverstärkungskoeffizienten $g_0l = 3$ und $g_0l = 6$. Der Akzeptanzwinkel für spontane Emission beträgt lediglich $\theta_{acc} = 5^\circ$. Die Kurven zeigen die deutliche Reduktion des lokalen Verstärkungskoeffizienten $g(z)$ bei hoher Kleinsignalverstärkung g_0l . Für den Laserbetrieb und insbesondere die Laserschwelle ist vor al-

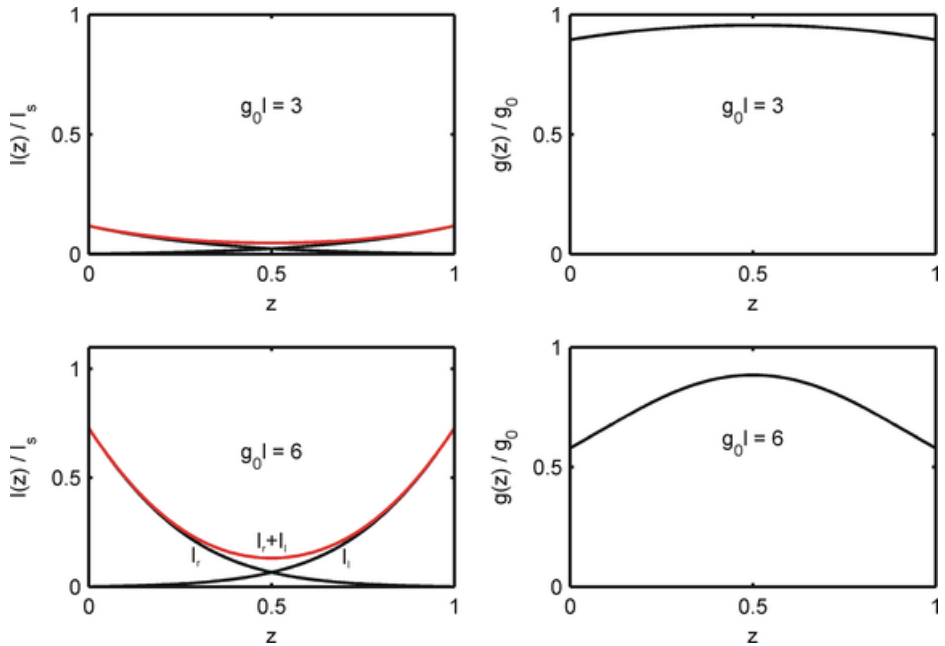


Abbildung 3.14: Lokale links- und rechtslaufende Intensität $I_{l,r}(z)$ der verstärkten Spontanemission (ASE) und lokale Reduktion des Kleinsignalverstärkungskoeffizienten $g(z)$ durch ASE-Sättigung. Ermittelt durch FEM-Berechnung eines eindimensionalen Lasermediums.

lem der integrierte Verstärkungskoeffizient $gl = \int_0^l g(z) dz$ für einen vollständigen Durchgang durch das Lasermedium von Bedeutung. Abb. 3.15 zeigt den integrierten Verstärkungskoeffizienten gl gegenüber dem Kleinsignalverstärkungskoeffizienten $g_0 l$ für verschiedene Akzeptanzwinkel. Der Akzeptanzwinkel in Nd:YVO₄ beträgt 60°. Demzufolge ist ein Verstärkungskoeffizient größer als 2 in einem vollständig gepumpten Nd:YVO₄-Stab nur unter starken Verlusten durch ASE erreichbar. Bei einer Kleinsignalverstärkung von $g_0 l = 3$ beträgt die durch ASE hervorgerufene Inversionsminderung bereits knapp 50%. Die dargestellte Berechnung der ASE Problematik ist für beliebige Laser gültig, da sie ausschließlich von der Kleinsignalverstärkung $g_0 l$ abhängt. Als Ergebnis für den Laserbetrieb kann daher geschlossen werden, dass die benötigte Kleinsignalverstärkung für das Erreichen der Laserschwelle maximal etwa $gl = 0.5$ betragen sollte. Bei diesem Wert sind gemäß Abb. 3.15 noch keine signifikanten Verluste durch ASE zu erwarten.

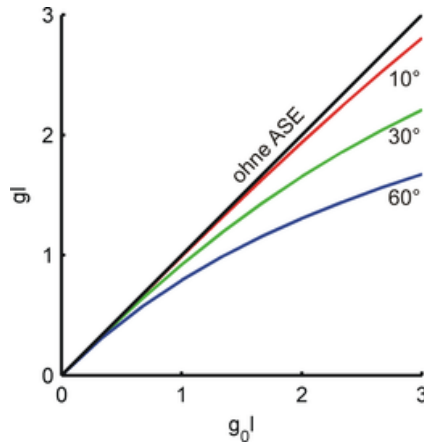


Abbildung 3.15: Reduktion der Kleinsignalverstärkung $g_0 l$ durch ASE-Sättigung bei verschiedenen ASE-Akzeptanzwinkeln θ_{acc} .

Dies bedeutet, daß maximal etwa 60% der Photonen pro Umlauf ausgekoppelt werden dürfen. Dieser Wert ist in nahezu allen Lasern leicht erreichbar. Es muss allerdings angemerkt werden, daß die vorgestellte Berechnung für einen Einfachdurchgang der ASE unter einem vorgegebenen Akzeptanzwinkel für die eingefangene Spontanemission gilt. In nahezu allen gepumpten Vanadatkristallen sind Mehrfachdurchgänge möglich, die eine wesentlich stärkere Sättigung der Kleinsignalverstärkung zur Folge haben. Es ist ebenfalls anzumerken, daß selbst die Bedingung $g_l \leq 0.5$ in Lasern mit mehreren Laserübergängen potentiell schwer einzuhalten ist. So entspricht beispielsweise in Nd:YVO₄ ein g_l von 0.5 bei 914 nm einer weitaus höheren Kleinsignalverstärkung bei 1064 nm.

Wird Abb. 3.15 im Hinblick auf Laserverstärker interpretiert, so ist das Resultat abhängig vom verwendeten Lasermedium. Dies ist dadurch begründet, dass die im Lasermedium gespeicherte Energie bei einem vorgegebenen Wert für die Kleinsignalverstärkung von der Sättigungsintensität abhängt. In einem Medium mit kleiner Sättigungsintensität (z.B. Nd:YVO₄) ist bei einem g_l von 0.5 weniger Energie gespeichert als in einem Medium mit hoher Sättigungsintensität (z. B. Nd:LSB).

Die meisten Konzepte zur Reduktion von ASE zielen auf eine Verringerung des Akzeptanzwinkels ab, um Mehrfachdurchgänge der ASE zu unterdrücken. Dazu werden zum Beispiel die Seitenflächen der Kristalle aufgeraut [39], um

durch Streuung größere Anteile der spontanen Emission auszukoppeln. Alternativ können absorbierende Beschichtungen auf optisch ungenutzte Seitenflächen aufgebracht werden, im Falle von Nd:YVO₄ beispielsweise Cr:YAG. Dabei sollte der Brechungsindexunterschied zwischen Lasermedium und Absorbermedium gering sein. Auch durch geometrische Optimierung läßt sich einiges erreichen. Ein vorstellbarer Extremfall wäre eine kleine kugelförmige Inversionszone in einem großen kugelförmigen Kristall. Ab einem berechenbaren Kugeldurchmesser Verhältnis unterschreitet der Winkel jeglicher Spontanemission bei Auftreffen auf die Grenzfläche des Mediums den Grenzwinkel für TIR und wird ausgekoppelt. Als praktikable Abwandlung können auch zylindrische oder kegelförmige Medien sinnvoll sein.

3.7 Überlapp von Lasermode und Inversionsverteilung

Der Überlapp der Lasermode mit der Inversionsverteilung ist von großer Bedeutung für die Laserschwelle und für die effiziente Extraktion der im Kristall gespeicherten Energie. Ein Lasermodell, welches den räumlichen Überlapp von Laserstrahlintensität und Inversionsverteilung berücksichtigt, wurde in [40] veröffentlicht und in [27, 41, 42, 43, 44] weiter ausgearbeitet. Mit den Ergebnissen aus [42, 40] läßt sich folgende Gleichung für die Laserausgangsleistung P_L aufstellen:

$$P_L = \underbrace{\frac{1-R}{\delta} \eta_p \eta_q \eta_o}_{\text{Differentieller Wirkungsgrad}} \left(P_{pump} - \underbrace{\frac{I_s \cdot A_{eff}}{\eta_p \eta_q} \cdot \frac{\delta}{2}}_{\text{Laserschwelleleistung}} \right) \quad (3.14)$$

R ist der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels. δ wird in der Literatur als logarithmischer Verlust pro Resonatorumlauf (in [40] wurde der logarithmische Verlust pro Einfachdurchgang verwendet) bezeichnet und wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\delta = \ln(R \cdot T_{res}) \quad (3.15)$$

T_{res} ist die Umlauftransmission des Resonators ohne Berücksichtigung der Verluste des Auskoppelspiegels, η_p ist das Verhältnis der Rate der in das obere La-

erniveau angeregten Ionen zur Rate der von der Pumpquelle abgegebenen Pump-Photonen, η_q ist das Verhältnis der Laserphotonenenergie zur Pumpphotonenenergie, η_o ist die nachfolgend beschriebene Überlapp-effizienz, P_{pump} ist die von der Pumpquelle abgestrahlte Pumpleistung, I_s ist die Sättigungsintensität des Lasermediums und A_{eff} ist die nachfolgend beschriebene effektive Pumpquerschnittsfläche.

Die Überlapp-effizienz η_o und die effektive Pumpquerschnittsfläche A_{eff} charakterisieren den Einfluß des Überlapps von Lasermode und Inversionsverteilung auf die Laserausgangsleistung. Sie werden wie folgt berechnet [42, 40]:

$$\eta_o = \frac{(\int \int \int s_l(x, y, z) \cdot s_p(x, y, z) dx dy dz)^2}{\int \int \int s_l^2(x, y, z) \cdot s_p(x, y, z) dx dy dz} \quad (3.16)$$

$$A_{eff} = \left(l \cdot \int \int \int s_l(x, y, z) \cdot s_p(x, y, z) dx dy dz \right)^{-1} \quad (3.17)$$

l ist die Länge des aktiven Mediums. s_p und s_l sind die normierten Intensitätsverteilungen von Pump- und Laserstrahl mit der Normierungsbedingung

$$\int \int \int s_p(x, y, z) dx dy dz = \int \int \int s_l(x, y, z) dx dy dz = 1 \quad (3.18)$$

Die Überlapp-effizienz η_o beschreibt, welcher Anteil der Inversion durch die Lasermode extrahiert werden kann, wenn alle Bedingungen bis auf die räumliche Verteilung von Inversion und Laserintensität ideal sind. Wenn beispielsweise das Lasermodenvolumen im Lasermedium kleiner ist als das gepumpte Volumen kann nicht die gesamte Inversion abgebaut werden und die Lasereffizienz ist nicht maximal. Die effektive Pumpquerschnittsfläche A_{eff} gibt an, welche Querschnittsfläche für die Berechnung der effektiven Kleinsignalverstärkung des Mediums zu verwenden ist. In nahezu allen Lasergeometrien ist zumindest eine Dimension des Lasermodenvolumens und des gepumpten Volumens identisch, zum Beispiel die Kristallachse in einem endgepumpten Laser. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, eine effektive Querschnittsfläche zu ermitteln, innerhalb der die gesamte Pumpleistung absorbiert wird. In endgepumpten Lasern ist diese Fläche beispielsweise aufgrund der Pumpstrahlkaustik größer als die Pumpstrahlquerschnittsfläche in der Pumpstrahltaile.

3.7.1 Plausibilitätstest

Um einen intuitiveren Zugang zu beiden Grössen zu ermöglichen und um einen einfachen Plausibilitätstest durchzuführen, werden die Gleichungen 3.16 und 3.17 beispielhaft für eine einfache Intensitätsverteilung berechnet. Für die Intensitätsverteilung I_p und I_l von Pump- und Laserstrahl wird angenommen, daß sie innerhalb eines zylindrischen Volumens mit dem Durchmesser D_p beziehungsweise D_l den Wert 1 besitzt und ausserhalb den Wert 0. Es handelt sich also um nicht divergente runde Strahlen mit einer transversal homogenen Intensitätsverteilung. Die Einheit der Intensität ist beliebig, da sie durch die nötige Normierung nach 3.18 gekürzt wird. Die weitere Rechnung ist zunächst für beide Verteilungen identisch, sie wird daher exemplarisch nur für die Pumpintensitätsverteilung durchgeführt. Aus der Intensitätsverteilung I_p ergibt sich die normierte Intensitätsverteilung s_p mittels folgender Gleichung:

$$s_p = \frac{1}{s_p^{norm}} \cdot I_p \quad (3.19)$$

Die Normierungskonstante s_p^{norm} wird mit Hilfe von Gleichung 3.18 berechnet:

$$s_p^{norm} = \int \int \int I_p(x, y, z) dx dy dz = V_p \quad (3.20)$$

Das Ergebnis ist nur deshalb das durch den Pumpstrahl eingenommene Volumen V_p , weil zur Veranschaulichung $I_p = 1$ innerhalb des gepumpten Volumens gewählt wurde. Entsprechend ergibt sich $s_l^{norm} = V_l$. Der Ausdruck für die effektive Pumpstrahlquerschnittsfläche A_{eff} lautet somit:

$$A_{eff} = \frac{V_p \cdot V_l}{l} \left(\int \int \int I_l \cdot I_p dx dy dz \right)^{-1} \quad (3.21)$$

Für die Überlappeneffizienz ergibt sich:

$$\eta_o = \frac{1}{V_p} \cdot \frac{(\int \int \int I_l \cdot I_p dx dy dz)^2}{\int \int \int I_l^2 \cdot I_p dx dy dz} \quad (3.22)$$

Es können zwei Fälle unterschieden werden:

1. Ist $D_p > D_l$, so folgt $A_{eff} = A_p$ und $\eta_o = \frac{A_l}{A_p}$

2. Ist $D_l \geq D_p$, so folgt $A_{eff} = A_l$ und $\eta_o = 1$

Für die physikalische Interpretation ist es sinnvoll, Gleichung 3.14 wie folgt zu formulieren:

$$P_L = \frac{1-R}{\delta} I_s \cdot \eta_o \cdot A_{eff} \cdot \left(\underbrace{\frac{\eta_p \eta_q P_{pump}}{A_{eff} I_s}}_{g_{0l}} - \underbrace{\frac{\delta}{2}}_{g_{0lh}} \right) \quad (3.23)$$

Dabei ist g_{0l} die durch die Pumpleistung aufgebaute ungesättigte Kleinsignalverstärkung und g_{0lh} die Kleinsignalverstärkung an der Laserschwelle. Die beiden möglichen Ergebnisse sind anhand dieser Gleichung physikalisch plausibel erklärbar: Ist der Pumpstrahl größer als der Laserstrahl, so wird dennoch die komplette Pumpquerschnittsfläche gepumpt und die Kleinsignalverstärkung g_{0l} wird unter Berücksichtigung des vollen Pumpquerschnitts berechnet. Der Klammerausdruck von Gleichung 3.23 wird jedoch korrekterweise nur mit der Laserstrahlquerschnittsfläche A_l multipliziert. Im Fall $D_l \geq D_p$ wird für die Berechnung der Kleinsignalverstärkung die in diesem Fall größere Querschnittsfläche des Laserstrahls verwendet. Diese Reduktion der Kleinsignalverstärkung ist korrekt, da nur ein Teil des Laserstrahls verstärkt wird und die hinzugewonnenen Photonen auf den gesamten Laserstrahlquerschnitt verteilt werden müssen, da die auftretenden Verluste den gesamten Laserstrahlquerschnitt betreffen. Auch in diesem Fall wird der Klammerausdruck von Gleichung 3.23 korrekterweise mit der Laserstrahlquerschnittsfläche multipliziert.




An diesem stark vereinfachten Beispiel ist erkennbar, wie sich die Querschnittsflächen von Laserstrahl und gepumptem Volumen auf die Laserschwelle und auf den differentiellen Wirkungsgrad auswirken. Es ergeben sich wie vermutet einfache Flächenverhältnisse.

3.7.2 Laser weit oberhalb der Laserschwelle

Das Optimierungsziel bei Lasern weit oberhalb der Laserschwelle ist eine möglichst vollständige Extraktion der gespeicherten Energie. Variationen der Laserschwelle haben nur noch geringen Einfluss auf die Gesamteffizienz. Die Aufgabe ist also die Maximierung von η_o ohne Rücksicht auf A_{eff} . Ein Beispiel für

einen derartigen Laser ist der dünne Scheibenlaser mit einer Ausgangsleistung im kW-Bereich, welcher eine vernachlässigbare Laserschwelle besitzt. Die Inversionsverteilung des dünnen Scheibenlasers ist rotationssymmetrisch und homogen. Im Multimodebetrieb ist die Laserintensitätsverteilung ebenfalls rotationssymmetrisch und homogen. Aus diesem Grund können η_o und A_{eff} des Scheibenlasers im Multimodebetrieb durch die Ergebnisse des vorangegangenen Plausibilitätstests beschrieben werden. Ist $D_l \geq D_p$, so beträgt die Überlappeffizienz demnach 100%. Dies erklärt unter anderem die exzellente Effizienz des dünnen Scheibenlasers im Multimodebetrieb. Im Grundmodebetrieb ist die Effizienz allerdings deutlich geringer. Der Grund besteht darin, dass am Rand des Pumpflecks eine Wellenfrontdeformation mit geringer Amplitude aber sehr hoher Raumfrequenz auftritt, die zu starken Beugungsverlusten führt. Im Multimodebetrieb kann ein Laserstrahl mit nahezu homogener Intensitätsverteilung und scharfer Randbegrenzung erzeugt werden, der die Inversion effizient extrahieren kann, ohne einen größeren Durchmesser als der Pumpfleck zu besitzen. Um die Beugungsverluste gering zu halten, muss sich auch im Grundmodebetrieb der Großteil der Laserleistung innerhalb des Pumpflecks befinden. Dies führt zu einer starken radialen Intensitätsvariation des Laserstrahls im gepumpten Bereich, dessen quantitative Auswirkungen auf die Überlappeffizienz von großer Bedeutung für die Lasereffizienz sind.

Nachfolgend werden daher die Auswirkungen der Laser- und Pumpintensitätsverteilung auf die Überlappeffizienz untersucht. Dazu wird angenommen, daß I_l und I_p wie im dünnen Scheibenlaser unabhängig von z (Propagationsrichtung des Laserstrahls) sind. Abbildung 3.16 zeigt dazu exemplarisch zwei unterschiedliche transversale Intensitätsverteilungen in einer Laserscheibe. In diesem Fall reduzieren sich die Integrale der Gleichungen 3.16 und 3.17 auf zwei Dimensionen und es bleibt nur noch der transversale Überlapp $\eta_{o,trans}$ der Intensitätsverteilungen übrig. Es werden folgende Intensitätsverteilungen unterschieden:

quadratisch, homogen	
rund, homogen	
Gauss-förmig	

Die Größenverhältnisse der Abmessungen sind derart gewählt, daß der Durchmesser der runden Verteilung gleich der Kantenlänge des Quadrats ist. Der $1/e^2$ -

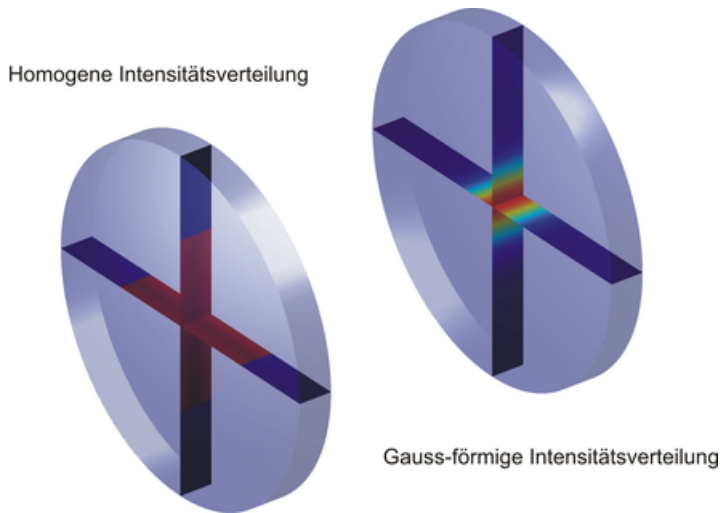


Abbildung 3.16: Beispiele für Intensitätsverteilungen innerhalb einer dünnen Laserscheibe.

Durchmesser der Gauss-förmigen Verteilung ist so gewählt, daß ca. 99 % der Strahlleistung innerhalb der Apertur der homogenen runden Verteilung liegen („Siegman-Kriterium“: $w = D/\pi$ mit $I = I_0 \cdot \exp(-2r^2/w^2)$).

Abb. 3.17 zeigt die berechnete Überlapp-effizienz für fünf verschiedene Kombinationen aus Pumpintensitäts- und Laserintensitätsverteilung bezogen auf das Durchmesser-verhältnis von Laserstrahl und Pumpfleck. Am einfachsten läßt sich eine hohe Überlapp-effizienz wie im Multimode-Scheibenlaser mit einer homogenen und runden Pump- und Laserintensitätsverteilung erzielen. Ist der Laserstrahl mindestens so groß wie der Pumpfleck (Punkt 1), wird die Inversion oberhalb der Laserschwelle zu 100 % durch den Laserstrahl extrahiert. Ist der Laserstrahl kleiner als der Pumpfleck, so entspricht die Überlapp-effizienz dem Flächenverhältnis der Laser- und Pumpintensitätsverteilung. Bei Verwendung eines quadratischen gepumpten Bereichs und eines runden homogenen Laserstrahls wird $\eta_o = 1$ erst erzielt, wenn der Laserstrahldurchmesser um den Faktor $4/\pi$ größer als die Kantenlänge des Pumpflecks ist, da sonst die Inversion in den Ecken des quadratischen Pumpflecks nicht extrahiert wird.

Soll mit einem Gauss-förmigen TEM_{00} Laserstrahl eine hohe Überlapp-effizienz erzielt werden, so muss der Laserstrahl deutlich größer als der Pumpfleck-

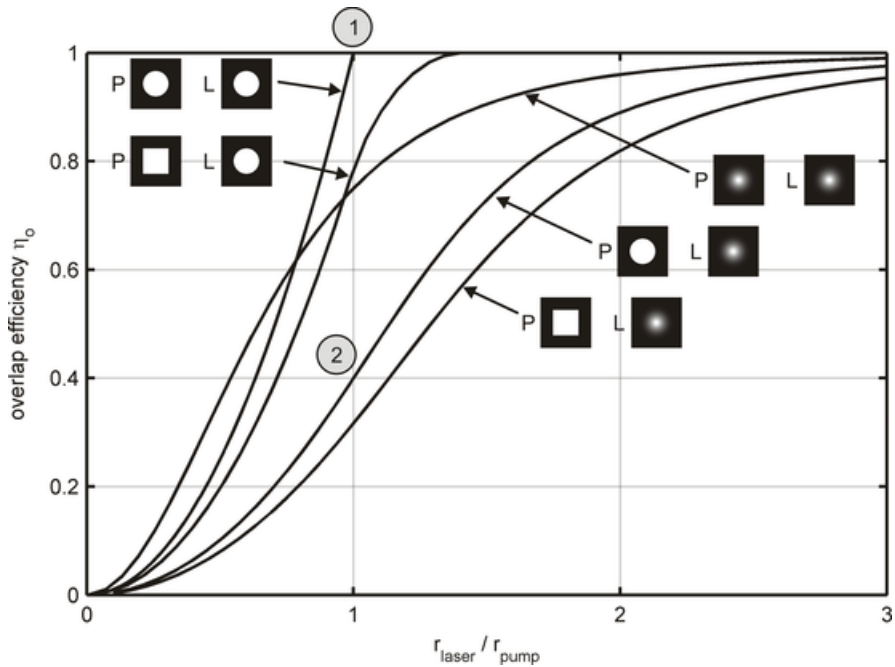


Abbildung 3.17: Transversale Überlapp-effizienz bei z-Unabhängigkeit, P: Pumpintensitätsverteilung / L: Laserintensitätsverteilung

durchmesser sein (Anmerkung: der verwendete Laserstrahlradius beinhaltet etwa 99% Leistungseinschluss und entspricht dem $\pi/2 \approx 1.6$ -fachen des $1/e^2$ Radius). Bei endgepumpten Stäben oder bei dünnen Scheibenlasern erfährt der Laserstrahl außerhalb des Pumpflecks Aberrationen. Bei stark gepumpten Systemen mit starken Aberrationen, zum Beispiel in Hochleistungsscheibenlasern, muss sich daher nahezu die komplette Laserleistung innerhalb des Pumpflecks befinden ($r_{laser}/r_{pump} \leq 1$, Punkt 2). Die Überlapp-effizienz sinkt in diesem Fall auf maximal 40 %. In realen Grundmodelasern muss ein Kompromiss zwischen den Verlusten durch Aberrationen und der Überlapp-effizienz gefunden werden.

Sollte die Pumplichtverteilung wie beim endgepumpten Stab stark abhängig von z sein, so muss eine dreidimensionale Berechnung durchgeführt werden und die dargestellten Kurven sind nicht mehr uneingeschränkt gültig. Drei-dimensionale Überlapp-berechnungen werden in den später folgenden Diskussionen einzelner Laserkonzepte vorgestellt.

3.7.3 Laserschwelennahe Laser

Kann ein Laser nur knapp oberhalb der Laserschwelle betrieben werden, so ist das Hauptanliegen meist das Erreichen der Laserschwelle mit möglichst wenig Pumpleistung. Dies sind häufig Laser, die hohe Pumpleistungsdichten für den Aufbau einer signifikanten Kleinsignalverstärkung erfordern, wie beispielsweise quasi-3-Niveau Laser oder auch Lasermedien mit kurzer Lebensdauer des oberen Laserniveaus (z.B. Ti:Saphir Laser). Der Zusammenhang von Kleinsignalverstärkungskoeffizient g_0l und Pumpleistung P_{pump} wird in Gleichung 3.23 angegeben. Das Ziel besteht demnach darin, A_{eff} ohne Rücksicht auf η_o zu minimieren. Dazu sind beispielsweise Faserlaser besonders geeignet, da in diesen ein kleiner Pumpquerschnitt über die gesamte Absorptionsweglänge aufrechterhalten werden kann. Auch Pumpanordnungen mit Mehrfachdurchgängen des Pumpstrahls erfüllen diesen Zweck. Derartige Anordnungen werden in späteren Kapiteln detailliert diskutiert.

3.8 Thermo-optische Aberrationen

In allen Festkörperlasern wird durch den Laserprozess Wärme eingebracht. Das Abführen der Wärme führt zwangsläufig zu Temperaturgradienten im Material. Durch die Temperaturgradienten entstehen Spannungen, Deformationen des Kristalls und lokale Brechungsindexänderungen aufgrund der thermischen Dispersion. Diese beeinflussen die Wellenfront des Laserstrahls, der durch den Kristall propagiert, und können durch derart induzierte thermo-optische Aberrationen die Effizienz des Lasers durch erhöhte Beugungsverluste beeinflussen. Die stationäre Temperaturverteilung im Kristall läßt sich aus der Heizleistungsdichte $Q(x, y, z)$ mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung berechnen:

$$\vec{\nabla} \left(-\vec{k} \cdot \vec{\nabla} T(x, y, z) \right) = Q(x, y, z) \quad (3.24)$$

Im Prinzip ergibt sich die Temperaturverteilung im Kristall durch zweifache Integration der Heizleistungsverteilung. Deshalb ist sie tendenziell glatt, daß heißt, sie enthält deutlich niedrigere Raumfrequenzen als die Verteilung der Heizleistungsdichte. In dieser Arbeit wird die Wärmeleitungsgleichung der Einfachheit halber

mittels eines FEM Programmes gelöst. Wenn erforderlich, wird auch die Verformung des Kristalls mit Hilfe des FEM Programmes berechnet. Die Brechungsindexänderung durch spannungsoptische Einflüsse wird vernachlässigt. Nach Lösen der Wärmeleitungsgleichung und Ermittlung der Kristalldeformation kann die Wellenfrontänderung durch Integration der optischen Weglänge entlang des Strahlwegs ermittelt werden. Wie in Kapitel 2 beschrieben, sind die für die Berechnung erforderlichen Materialparameter k , α_T und $\frac{dn}{dT}$ für Nd:YVO₄ noch immer Gegenstand der Diskussion. Auch die Berechnung der Heizleistungsdichte ist aufgrund von Einflussfaktoren wie

- Intensitätsverteilung und Strahlpropagationseigenschaften der Pumpquelle
- spektraler Überlapp von Pumpquelle und Absorptionsspektrum
- Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten
- ESA, ETU und inhomogene Inversionssättigung durch den Laserstrahl

nur annäherungsweise möglich. Der Einfluss der Wellenfrontstörung auf den Laserresonator ist ein sehr komplexes Problem und kann nur durch eine beugungstheoretische Beschreibung des Resonators erfasst werden.

3.9 Resonator

Der Resonator dient dem Zweck, die im Kristall gespeicherte Energie möglichst effizient in Form eines Grundmodestrahls zu extrahieren. Die Resonatoranordnung hat Einfluss auf die Modengröße im Lasermedium und bestimmt darüber die Überlappeffizienz. Der Auskoppelgrad des Resonators muss in Bezug auf die verfügbare Kleinsignalverstärkung und die Umlaufverluste des Resonators optimiert werden. Die Optimierung von Modengröße und Auskoppelgrad wird zweckmäßigerweise experimentell durchgeführt, da beispielsweise die Umlaufverluste von den thermo-optischen Aberrationen und damit von der Modengröße abhängen, so daß eine akkurate Berechnung kaum möglich ist. In dieser Arbeit werden Laserresonatoren anhand der nachfolgend beschriebenen Wirkungsgrade beurteilt.

3.9.1 Optisch-optischer Wirkungsgrad

Der optisch-optische Wirkungsgrad η_{opt} beschreibt das Verhältnis der Laserausgangsleistung zur emittierten Pumpleistung des Diodenbarrens. Dieser Wirkungsgrad kann nicht größer als der Quantendefekt sein.

3.9.2 Differentieller optisch-optischer Wirkungsgrad

Der differentielle optisch-optische Wirkungsgrad $\eta_{opt,diff}$ beschreibt die Änderung der Laserausgangsleistung bezogen auf die Änderung der Pumpleistung oberhalb der Laserschwelle. Dieser Wirkungsgrad kann stellenweise größer als der Quantendefekt sein, zum Beispiel in dynamisch stabilen Lasern, die aufgrund der thermischen Linse erst oberhalb der Laserschwelle des Resonators anschwingen.

3.9.3 Extraktionswirkungsgrad

Der Extraktionswirkungsgrad η_{res} beschreibt das Verhältnis der vom Laserresonator emittierten Photonen pro Zeit zur Anzahl der absorbierten Photonen pro Zeit. Dieser Wirkungsgrad beinhaltet Anregungsverluste, den räumlichen Überlapp von Inversions- und Laserintensitätsverteilung, den Auskoppelgrad des Resonators sowie die resonatorinternen Umlaufverluste.

3.10 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die grundlegenden Einflüsse auf die Lasereffizienz beschrieben. Ziel einer Lasergeometrie ist es, möglichst viele der effizienzbeeinflussenden Parameter zu optimieren. Diese Aufgabe wird durch die Kopplung der Parameter untereinander erschwert. Im nächsten Kapitel werden zwei typische Laserkonzepte analysiert, um die eingegangenen Kompromisse und die Optimierungsmöglichkeiten von Laseranordnungen darzustellen.

4 Analyse klassischer Laserkonzepte

Es existieren einige 10 deutlich unterscheidbare Festkörperlaserkonzepte mit teilweise sehr speziellen Zielsetzungen (zum Beispiel monolithische Ringlaser). Im Folgenden werden anhand des endgepumpten Stablasers und des Scheibenlasers zwei zum Zeitpunkt dieser Arbeit sehr erfolgreiche Festkörperlaserkonzepte analysiert, um Entwicklungspotentiale für neue Konzepte aufzuzeigen.

4.1 Endgepumpter Stab

Der endgepumpte Stab ist eines der erfolgreichsten Laserkonzepte für diodengepumpte Festkörperlaser. Abb. 3.17 zeigt den typischen Aufbau. Als Pumpquelle wird üblicherweise ein fasergekoppelter Diodenlaserbarren verwendet, dessen Faserende mittels einer Pumpoptik durch den dichroitisch beschichteten Endspiegel in den Kristall abgebildet wird. Die optische Transmission der Strahlformung beträgt ungefähr 70-80%. Dabei entfallen rund 20% Leistungsverlust auf die Faserkopplung und einige wenige Prozent auf die nachfolgende Pumpoptik. Der Absorptionswirkungsgrad im Kristall beträgt annähernd 100%. Daraus ergibt sich

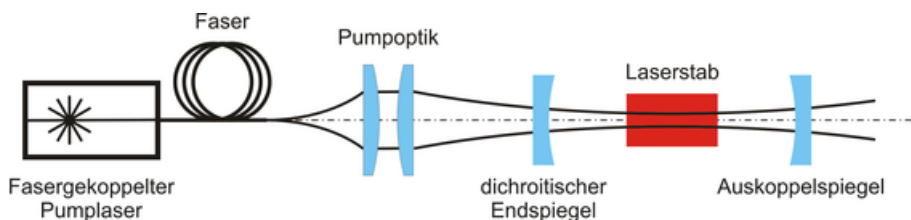


Abbildung 4.1: Typischer Aufbau eines endgepumpten Stablasers.

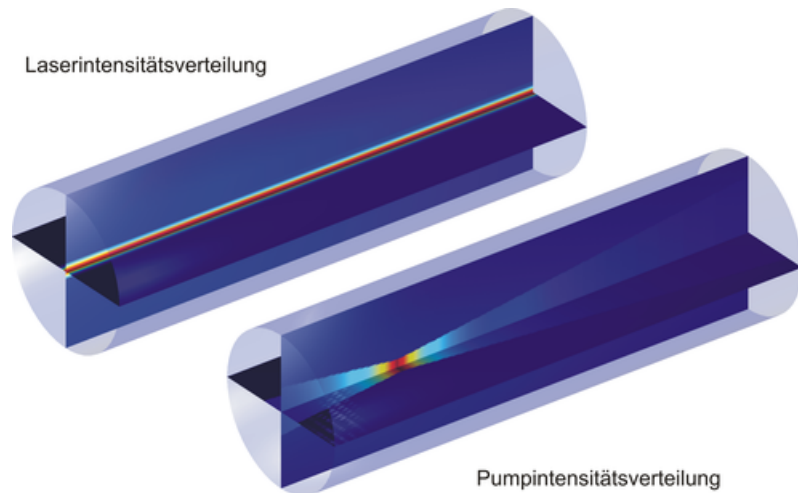


Abbildung 4.2: Beispielhafte Darstellung der Intensitätsverteilung von Laser- und Pumpstrahl innerhalb des Laserstabes.

eine recht geringe Anregungseffizienz von $\eta_p = 70-80\%$. Der übliche Lasermოდendurchmesser in endgepumpten Stäben beträgt einige $100\ \mu\text{m}$. Um eine gute Überlapp-effizienz zu erzielen, beträgt der Pumpstrahltaillendurchmesser im Kristall ebenfalls einige $100\ \mu\text{m}$. Zur Illustration stellt Abbildung 4.2 die Intensitätsverteilung des Laserstrahls und des Pumpstrahls innerhalb eines stabförmigen Laserkristalls der Länge l dar. Für die Berechnung wurden als Parameter $M_p^2 = 150$, $\lambda_p = 808\ \text{nm}$, $D_{0,pump} = 300\ \mu\text{m}$, $z_{0,p} = l/4$, $\alpha = 0.05\ \text{mm}^{-1}$, $M_l^2 = 1$, $\lambda_l = 1064\ \text{nm}$, $D_{0,l} = 300\ \mu\text{m}$ und $z_{0,l} = l/2$ angenommen. z_0 beschreibt die Strahltaillenposition von Pump- und Laserstrahl. Das Pumplicht besitzt eine transversal homogene Intensitätsverteilung. Es ist erkennbar, daß die Pumpintensität in der Pumpstrahltaile in endgepumpten Lasern sehr hoch sein kann, so daß aufgrund der hohen Inversionsdichte starke Verluste durch ETU zu erwarten sind. Der hohen Inversionsdichte wird durch gering dotierte Kristalle begegnet, in denen die Pumpabsorption in Propagationsrichtung des Pumpstrahls gestreckt wird. Zugleich soll auch die Überlapp-effizienz sehr hoch sein. Dies kann wie in Abb. 4.1 ersichtlich zu widersprüchlichen Anforderungen führen, da die stark ausgeprägte Pumpstrahlkaustik vor allem in langen Kristallen einen guten Überlapp von Pump- und Laserstrahlintensitätsverteilung erschwert. Es ist ebenfalls ersichtlich, daß eine dreidimensionale Optimierung der Überlapp-effizienz erforderlich ist.

4.1.1 Aberrationen

Die Wärmeableitung in endgepumpten Stäben erfolgt radial mit geringen longitudinalen Anteilen. Die resultierende Temperaturverteilung ist bei homogener Wärmeableitung in den Kühlkörper rotationssymmetrisch. Auch in anisotropen Vanadatkristallen kann die Wärmeableitung nahe des gepumpten Bereichs rotationssymmetrisch sein, falls der Kristall ausschließlich entlang der c-Achse gekühlt wird. Aufgrund der spezifischen Temperaturverteilung erfährt der Laserstrahl bei der Propagation durch den Kristall neben einer reinen Linsenwirkung auch Aberrationen höherer Ordnung. Diese entstehen vor allem aufgrund der thermischen Dispersion, da die Endflächenwölbung der Stäbe nahezu sphärisch ist und keine signifikanten Aberrationen höherer Ordnung verursacht. Abb. 4.3a zeigt dazu die mittels einer FEM Simulation berechnete OPD in einem endgepumpten Stab. Es wurde nur der Anteil der thermischen Dispersion berücksichtigt. Aus der Grafik ist ersichtlich, daß der OPD-Verlauf nahe der Kristallachse parabolisch ist. Der Wendepunkt ausserhalb des Zentrums deutet aber auf die Existenz von Aberrationstermen höherer Ordnung hin. Der Verlauf der OPD ist potentiell auch von der Strahlqualität der Pumpquelle abhängig, daher zeigt Abb. 4.3b das radiale Profil der OPD für verschiedene Strahlpropagationsfaktoren des Pumpstrahls. Bezüglich der enthaltenen Aberrationsterme ist der Kurvenverlauf und nicht die Amplitude der OPD entscheidend, daher wurden die OPD Profile auf ihr Maximum normiert. Darüberhinaus wurde der Radius auf den Kristallradius normiert. Der eingezeichnete Pumpstrahltaillenradius kann wie in Abb. 4.2 erkennbar deutlich kleiner als der mittlere Pumpstrahlradius im Kristall sein. Offenbar hat die Strahlqualität der Pumpquelle keinen signifikanten Einfluss auf den OPD-Verlauf. Wie aus der Abbildung ersichtlich, liegt der Wendepunkt bei einem normierten Kristallradius von etwa 0.3-0.4, also außerhalb des Pumpstrahltaillenradius. Eine genauere Analyse des OPD Verlaufs ist in Abb. 4.3c gezeigt. Das zu jeder Pumpstrahlqualität zugehörige OPD Profil wurde mit mit rotationssymmetrischen Zerniketermen bis zum Term Z_{35} gefittet. Es ist an dieser Stelle nicht definiert, welchen Radius der Laserstrahl hat, der durch den Kristall propagiert und dessen Wellenfront verformt wird. Aus diesem Grund wurde die Zerlegung in Zerniketerme für verschiedene Auswerteradien vorgenommen. Die Graphen zeigen deutlich, daß innerhalb des Pumpstrahltaillenradius ein reiner Defokus vorliegt, entsprechend einem parabolischen Verlauf der OPD. Ab einem Auswerteradius von 0.3-0.4 kommt ein starker

Anteil an spärlicher Aberration hinzu. Ab einem Auswerteradius von etwa 0.6 treten Aberrationen noch höherer Ordnung auf.

Die FEM Rechnungen werden wie in Abb. 4.4 dargestellt durch Messungen von [45] bestätigt. Die Strahlqualität der fasergekoppelten Pumpquelle betrug ungefähr $M^2 = 200$. Die OPD wurde mit allen Zerniketermen bis zum sphärischen Aberrationsterm Z_9 gefittet. Der Verlauf von Defokus und sphärischer Aberration weist große Ähnlichkeit zu den berechneten Aberrationen aus Abb. 4.3c auf. Die nicht rotationssymmetrischen Terme sind wie erwartet im Rahmen der Messgenauigkeit 0.

Für den Grundmodenbetrieb des Lasers bedeutet dies, daß sich der Großteil der Laserleistung innerhalb des $0.4/0.25 = 1.6$ -fachen Pumpstrahltaillenradius befinden sollte (demnach sollte der $1/e^2$ Durchmesser des Laserstrahls maximal dem Pumpstrahltaillendurchmesser entsprechen). Bei zu großem Laserstrahl entstehen Beugungsverluste durch die einsetzende sphärische Aberration. Da sich die Amplitude der Aberrationen und damit die Wellenfrontverformung mit der Pumpleistung ändert, hängt der optimale Laserstrahldurchmesser von der maximalen Pumpleistung ab. Der für die thermische Linsenwirkung verantwortliche Defokusterm ändert abhängig von der Pumpleistung den Modendurchmesser im Lasermedium. In den häufig verwendeten dynamisch stabilen Laserresonatoren führt dies bei steigender Pumpleistung zunächst zu kleineren Modendurchmessern. Der verkleinerte Modendurchmesser erhöht den Überlapp von höheren Transversalmoden mit dem gepumpten Bereich, so daß diese eventuell die Laserschwelle erreichen. Bei weiterer Steigerung der Pumpleistung nähert sich der Resonator der Stabilitätsgrenze und der Modendurchmesser im Kristall divergiert. Ab einer gewissen Pumpleistung hört der Laser auf zu oszillieren.

4.1.2 Überlapp von Pump- und Laserstrahl

Die Optimierung des Überlapps von Pump- und Laserstrahl in einem endgepumpten Stab ist ein komplexes mehrdimensionales Problem. Grundsätzlich konvertiert der Laser die geringe Brillanz des Pumpstrahls in einen Strahl mit exzellenter Brillanz. Es ist daher einleuchtend, daß die vorhandene Brillanz des Pumpstrahls so gut wie möglich ausgeschöpft werden muss. Dazu folgendes Extrembeispiel,

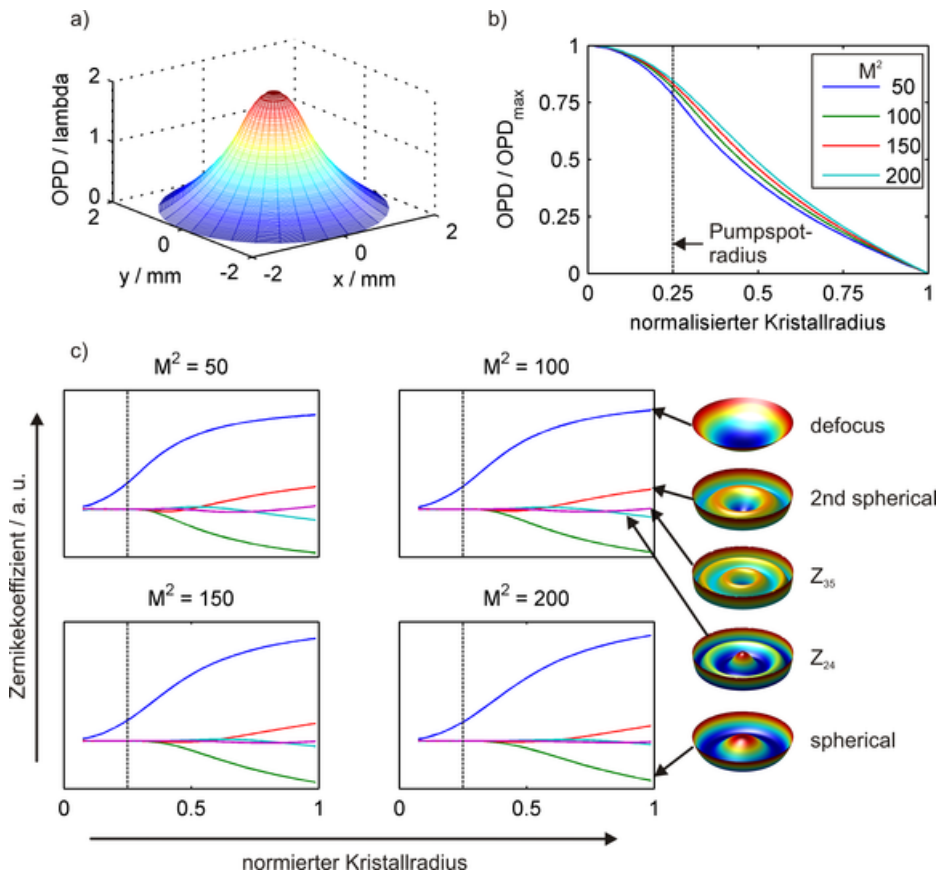


Abbildung 4.3: FEM Berechnung der durch die thermische Dispersion hervorgerufenen Aberrationen in einem endgepumpten Stab. a) Dreidimensionale Darstellung der rotationssymmetrischen OPD über der Stabapertur; b) radiale OPD Profile bei Variation der Pumpquellenstrahlqualität; c) Berechnung einiger rotationssymmetrischer Zerniketerme in Abhängigkeit des Auswerteaperturradius für verschiedene Pumpquellenstrahlqualitäten.

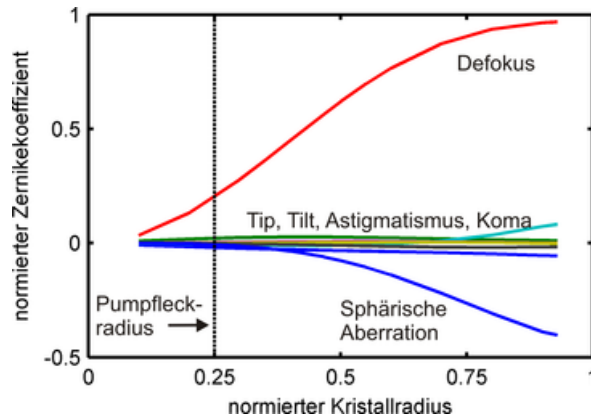


Abbildung 4.4: Messung der Aberrationen eines endgepumpten Stabes. Aufgetragen ist die Zerlegung der gemessenen Wellenfront in Zerniketerme niedriger Ordnung abhängig vom Radius der Auswertepertur [45].

bei dem die Brillanz der Pumpstrahlquelle nicht ausgeschöpft wird: Wird der Pumpstrahl auf einen extrem großen Pumpdurchmesser „fokussiert“ (zum Beispiel 100 mm), so ist die Divergenz innerhalb des Laserkristalls nahezu 0. Diese Pumpstrahlkaustik ließe sich mit extrem geringer Pumpstrahlqualität erzeugen. In diesem Beispiel ließe sich durch Erzeugen eines noch größeren Laserstrahls dennoch eine Überlappereffizienz von nahezu 100% erzielen. Die gespeicherte Energie könnte also prinzipiell mit dem bestmöglichen differentiellen Wirkungsgrad extrahiert werden. Der Laser wäre aber dennoch wie erwartet ineffizient, da aufgrund des großen gepumpten Volumens nur wenig Kleinsignalverstärkung aus der absorbierten Pumpleistung gewonnen werden kann und somit die Laserschwelle in einem praxisüblichen verlustbehafteten Resonator sehr hoch läge. Der optisch-optische Wirkungsgrad des Lasers wäre entsprechend gering und der Laser wäre ineffizient. Generell äußert sich eine gute Ausschöpfung der Brillanz der Pumpquelle in der Erzeugung einer hohen Kleinsignalverstärkung bezogen auf die absorbierte Pumpleistung. Zu diesem Zweck muss ein möglichst kleiner Pumpstrahltaillendurchmesser gewählt werden, der abhängig von der Brillanz zu einer stark divergenten Pumpstrahlkaustik führt. Bei zu hoher Pumpstrahldivergenz verringert sich allerdings die Überlappereffizienz, da Laserstrahl und Pumpstrahl wie in Abb. 4.2 dargestellt eine stark unterschiedliche Brillanz be-

sitzen und der Laserstrahl vergleichsweise wenig Divergenz aufweist. Bei endgepumpten Lasern mit einigen 10 W Ausgangsleistung liegt das optimale Verhältnis von maximalem Pumpstrahldurchmesser im Kristall zum Pumpstrahltaillendurchmesser zwischen 1.2 [34] und knapp 3 [44]. Dabei ist das optimale Verhältnis bei höheren Pumpleistungen kleiner, da hier die Optimierung der Überlapp-effizienz (Reduktion der Pumpstrahldivergenz) wichtiger als die Maximierung der Kleinsignalverstärkung (stärkere Fokussierung) ist.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Überlapp-effizienz und die effektive Pumpquerschnittsfläche in endgepumpten Lasern untersucht. Anschließend wird ihr Einfluss auf die Laserausgangsleistung anhand eines konkreten Lasers untersucht.

Überlapp-effizienz

Abb. 4.5 zeigt den mittels Gleichung 3.16 numerisch berechneten Verlauf der Überlapp-effizienz. Es wurden folgende fixe Parameter verwendet: $M_l^2 = 1$, $\lambda_l = 1064$ nm, $z_{0,l} = l/2$, $M_{pump}^2 = 200$, $\lambda_p = 808$ nm. $z_{0,l}$ beschreibt die Lage der Laserstrahltaille. Die Länge des Kristalls beträgt $l = 3/\alpha$, so daß 95 % der Pumpleistung absorbiert werden. Es wird nur einseitig gepumpt. Für die Überlapp-effizienz ist vor allem die Ausprägung der Pumpstrahlkaustik von Bedeutung. Daher wurde die Überlapp-effizienz über dem Verhältnis aus dem größten ($r_{pump,max}$) und dem kleinsten ($r_{pump,min}$) Pumpstrahldurchmesser im Kristall aufgetragen. Als Kurvenparameter wurde das Verhältnis des Laserstrahltaillenradius (mit 99% Leistungseinschluss) zum Pumpstrahltaillenradius variiert. Für das Pumplicht wurde eine homogene transversale Verteilung angenommen. Aus den Graphen ergeben sich drei zentrale Aussagen:

1. Die Überlapp-effizienz steigt mit der Vergrößerung des Pumpstrahltaillendurchmessers (Reduktion der Divergenz, $r_{pump,max}/r_{pump,min} \rightarrow 1$).
2. Die Überlapp-effizienz steigt mit der Vergrößerung von r_{laser}/r_{pump} .
3. Die Pumpstrahltaille sollte im ersten Drittel des Kristalls liegen.

Aussage 1 besagt, daß die Pumpstrahldivergenz im Medium so gering wie möglich sein sollte. Zugleich sollte nach Aussage 3 die Pumpstrahltaille im ersten Drittel

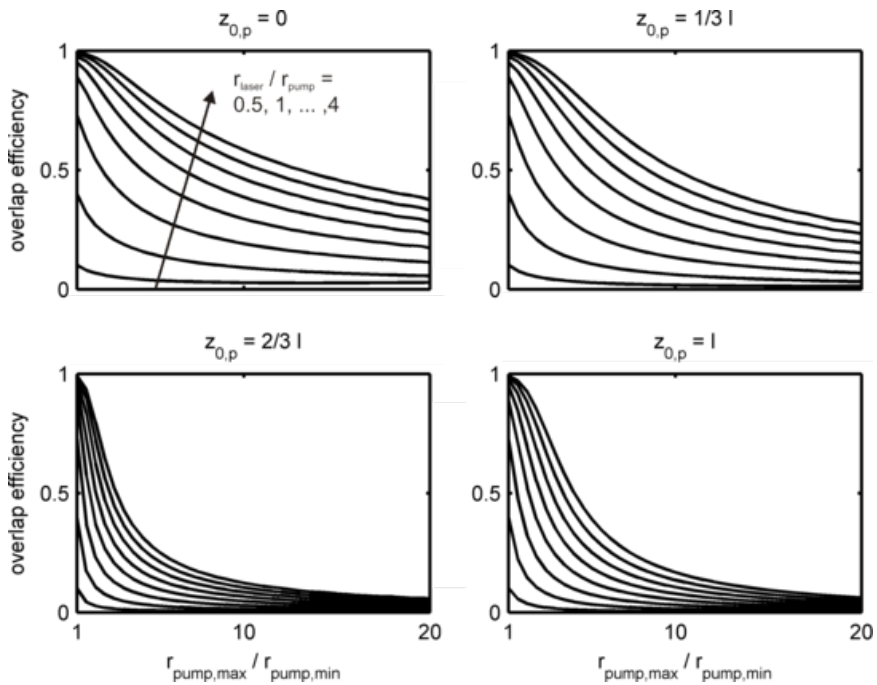


Abbildung 4.5: Überlappeneffizienz eines endgepumten Stabes in Abhängigkeit des Verhältnisses aus maximalem und minimalem Pumpstrahlradius im Kristall. Als Parameter wurde das Verhältnis von Laserstrahlradius zu Pumpstrahlradius variiert. Die 4 Graphen unterscheiden sich hinsichtlich der Pumpstrahltaillenposition im Kristall.

Kristalls liegen. Daraus folgt, daß die Rayleighlänge $z_{r,p} = \frac{\pi D_{0,p}^2}{4M_p^2 \lambda_p}$ des Pumpstrahls für eine hohe Überlappeneffizienz mindestens der Kristalllänge $l = 3/\alpha$ entsprechen muss. Zur Optimierung kann also entweder der Pumpstrahltaillendurchmesser $D_{0,p}$ erhöht werden, der Pumpstrahlpropagationsfaktor M_p^2 verringert werden oder der Absorptionskoeffizient α erhöht werden. Eine Erhöhung von α kann durch Erhöhung der Dotierungskonzentration erfolgen. Diese führt aber zu stärkeren Verlusten durch ETU. Eigentlich ist sogar eine Verringerung der Dotierungskonzentration anzustreben. Wird der Pumpstrahltaillendurchmesser $D_{0,p}$ erhöht, erhöht sich auch die effektive Pumpquerschnittsfläche A_{eff} und damit die Laserschwelle. Dieser Parameter sollte also abhängig von der Pumpleistung optimiert werden. Die einfachste Optimierung ohne Nebenwirkungen besteht in der Verwendung ei-

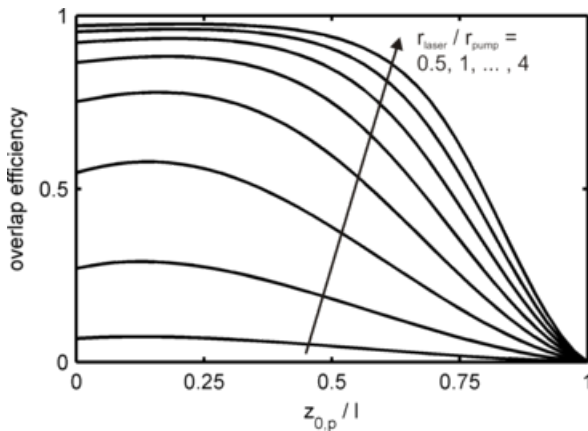


Abbildung 4.6: Überlapp-effizienz in Abhängigkeit der Pumpstrahltaillenposition für verschiedene Verhältnisse von Laserstrahlradius zu Pumpstrahltaillenradius.

ner Pumpquelle mit einem geringeren Strahlpropagationsfaktor M_p^2 .

Eine Optimierung nach Aussage 2 ist problematisch, da bei großen Verhältnissen von r_{laser}/r_{pump} Beugungsverluste durch Aberrationen auftreten. Bei der Optimierung von des Verhältnisses r_{laser}/r_{pump} müssen daher auch weitere Einflussgrößen wie die Pumpleistung und andere Resonatorparameter (z.B. Umlaufverluste) berücksichtigt werden.

Aussage 3 wird in Abb. 4.6 gesondert untersucht. Dargestellt ist die Überlapp-effizienz in Abhängigkeit der Pumpstrahltaillenposition für verschiedene Verhältnisse von r_{laser}/r_{pump} . Das Verhältnis $r_{pump,max}/r_{pump,min}$ beträgt 2. Dieses Ergebnis wurde im Hinblick auf Variationen der Pumpstrahlqualität, der Laserstrahltaillenposition und der transversalen Intensitätsverteilung des Pumpstrahls untersucht, ohne daß sich signifikante Änderungen der Aussage „die Pumpstrahltaille muss im ersten Drittel des Kristalls liegen“ ergeben haben.

Generell ist eine Optimierung der Überlapp-effizienz nur dann sinnvoll, wenn der Laser weit überhalb der Laserschwelle betrieben wird. Wird die Schwelle nur knapp erreicht, ist eine Optimierung der effektiven Pumpquerschnittsfläche A_{eff} von Vorrang, ansonsten muss die komplette Gleichung 3.14 bezüglich der Ausgangsleistung optimiert werden.

Effektive Pumpquerschnittsfläche

Die effektive Pumpquerschnittsfläche A_{eff} beeinflusst gemäß Gleichung 3.14 die Laserschwelle. Im Folgenden wird Gleichung 3.17 unter Berücksichtigung der Pumpanordnung des endgepumpten Lasers vereinfacht, um möglichst generelle Aussagen über die effektive Pumpquerschnittsfläche in endgepumpten Lasern zu finden. Aufgrund der rotationssymmetrischen Geometrie des endgepumpten Stablasers ist es zunächst sinnvoll, Gleichung 3.17 in Zylinderkoordinaten zu formulieren:

$$A_{eff} = \left(l \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^l \int_0^\infty s_l(r, z, \phi) \cdot s_p(r, z, \phi) r dr dz d\phi \right)^{-1} \quad (4.1)$$

Dabei gilt für die normierte Intensitätsverteilung s_l eines Grundmode-Laserstrahls:

$$s_l = \frac{2}{\pi w_l^2 l} \cdot e^{-2\frac{r^2}{w_l^2}} \quad (4.2)$$

mit

$$w_l = w_{0,l} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_l(z - z_{0,l})}{\pi w_{0,l}^2} \right)^2} \quad (4.3)$$

Für die normierte Intensitätsverteilung s_p eines Pumpstrahls mit transversal Gaussförmiger Intensitätsverteilung im Einfachdurchgang gilt

$$s_p = \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha l}} \frac{2}{\pi w_p^2} \cdot e^{-2\frac{r^2}{w_p^2}} \quad (4.4)$$

mit

$$w_p = w_{0,p} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{M_p^2 \lambda_p(z - z_{0,p})}{\pi w_{0,p}^2} \right)^2} \quad (4.5)$$

Setzt man die normierten Intensitätsverteilungen in Gleichung 4.1 ein und führt die radiale und die azimutale Integration durch, so erhält man

$$A_{eff} = \left(\frac{\alpha}{\pi(1 - e^{-\alpha l})} \int_0^l \frac{e^{-\alpha z}}{w_l^2 + w_p^2} dz \right)^{-1} \quad (4.6)$$

Das Integral läßt sich leider nicht analytisch lösen. Auch durch numerisches Lösen über den kompletten Parameterraum lassen sich keine allgemeingültigen Ab-

hängigkeiten (zum Beispiel für die optimale Pumpstrahltaillenposition) ermitteln. Einige grundsätzliche Einsichten konnten dennoch gewonnen werden:

1. Der Absorptionskoeffizient sollte so hoch wie möglich sein
2. A_{eff} sinkt monoton mit der Verringerung des Pumpspotdurchmessers, es gibt kein Optimum
3. die optimale Pump- und Laserstrahltaillenposition sind für große Parameterbereiche identisch, aber nicht grundsätzlich
4. je höher der Absorptionskoeffizient ist, desto näher sollte die Pumpstrahltaillenposition an der Kristalleintrittsfläche liegen

Einfluss des Überlapps auf die Laserausgangsleistung

Im Folgenden wird die Laserausgangsleistung eines repräsentativen endgepumpten Nd:YVO₄ Lasers mit Hilfe von Gleichung 3.14 berechnet. Anhand des Rechenbeispiels lassen sich einige Ansichten in die Optimierung endgepumpter Laser gewinnen. Für den berechneten Laser wird eine fasergekoppelte Pumpquelle angenommen, deren Ausgangsleistung am Ort des Kristalls 40 W beträgt. Die weiteren Parameter der Pumpquelle sind $\lambda_p = 808$ nm und $M_p^2 = 200$. Die transversale Pumplichtverteilung ist supergaussförmig mit einem Supergaussfaktor von 2. Die Länge des Kristalls beträgt $l = 12$ mm und als Absorptionskoeffizient wird $\alpha = 4/l$ angenommen (vollständige Pumplichtabsorption). Für den Laserstrahl wird $M_l^2 = 1$, $\lambda_l = 1064$ nm und eine Strahltaillenposition von $z_{0,l} = l/2$ angenommen. Der $1/e^2$ Durchmesser der Laserstrahltaille ist gleich dem $1/e^2$ Durchmesser der Pumpstrahltaille. Das bedeutet, dass etwa 99% der Laserleistung innerhalb des 1.6-fachen Pumpstrahltaillendurchmessers liegen. Ab dem 1.6-fachen Pumpstrahltaillendurchmesser erfährt der Laserstrahl gemäß Abb. 4.3 Aberrationen.

Um die optimale Pumanordnung zu ermitteln, wurde die Berechnung für drei unterschiedliche Pumpstrahltaillendurchmesser $D_{0,p}$ durchgeführt. Abb. 4.7a zeigt exemplarisch die Laser- und Pumpstrahlkaustiken für $z_{0,p} = 4$ mm. Das Verhältnis von maximalem ($r_{pump,max}$) zu minimalem ($r_{pump,min}$) Pumpstrahlradius im Kristall liegt abhängig von der Pumpstrahltaillenposition bei 0.4 mm Pumpstrahltaillendurchmesser zwischen 4 und 7.8, bei 0.8 mm zwischen 1.4 und 2.2 und bei

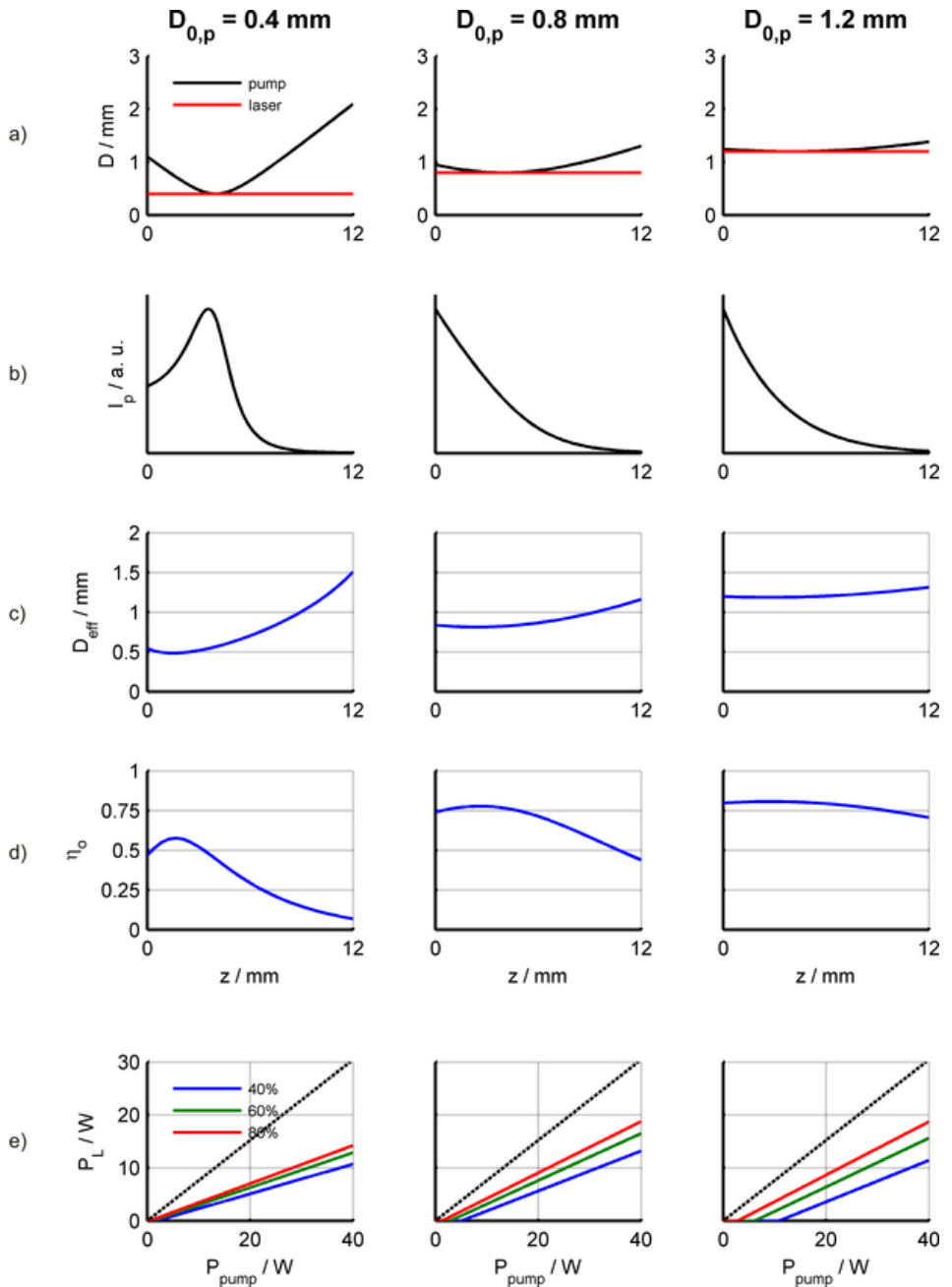


Abbildung 4.7: Untersuchung der Überlappeneffizienz und der Ausgangsleistung eines endgepumpten Stablasers für drei unterschiedliche Pumpstrahltaillendurchmesser. a) Exemplarischer Verlauf des Pump- und Lasersrahdurchmessers im Kristall; b) Exemplarischer Verlauf der Pumpintensität entlang der Kristallachse; c) Verlauf des effektiven Pumpstrahldurchmessers bei Variation der Pumpstrahltaillenposition; d) Verlauf der Überlappeneffizienz bei Variation der Pumpstrahltaillenposition; e) Maximal erreichbare Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung und des Auskoppelgrades.

1.2 mm zwischen 1.1 und 1.3. Der ebenfalls eingezeichnete Laserstrahldurchmesser ist aufgrund der exzellenten Strahlqualität de facto konstant.

Die unterschiedlichen Pumpstrahlkaustiken führen gemeinsam mit der exponentiellen Absorption zu stark unterschiedlichen Pumpintensitätsverteilungen im Kristall. Zur Illustration zeigt Abb. 4.7b die Pumpintensität entlang der Kristallachse. Aufgrund der rotationssymmetrischen Geometrie ist es anschaulicher, statt der effektiven Pumpquerschnittsfläche A_{eff} einen effektiven Pumpstrahldurchmesser D_{eff} anzugeben. Dieser berechnet sich gemäß

$$D_{eff} = \sqrt{\frac{4A_{eff}}{\pi}} \quad (4.7)$$

Abb. 4.7c zeigt den mittels Gleichung 3.17 und 4.7 berechneten effektiven Pumpstrahldurchmesser D_{eff} gegenüber der Pumpstrahltaillenposition $z_{0,p}$. Dieser sollte für eine niedrige Laserschwelle möglichst gering sein. Bei einem Pumpstrahltaillendurchmesser von 0.4 mm ist der minimale effektive Pumpstrahldurchmesser (0.5 mm) aufgrund der stark ausgeprägten Pumpstrahlkaustik leicht größer als der Pumpstrahltaillendurchmesser. Bei den weniger stark ausgeprägten Pumpstrahlkaustiken mit Pumpstrahltaillendurchmessern von 0.8 und 1.2 mm entspricht der kleinste effektive Pumpstrahldurchmesser mehr oder weniger dem Pumpstrahltaillendurchmesser. Aus den Graphen geht ausserdem hervor, dass es eine optimale Pumpstrahltaillenposition gibt, die in allen Fällen im ersten Drittel des Kristalls liegt. Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben verringert sich die effektive Pumpquerschnittsfläche und damit der effektive Pumpstrahldurchmesser bei stärkerer Fokussierung. Dadurch verringert sich die Laserschwelle, da bei gleicher Pumpleistung eine höhere Kleinsignalverstärkung erreicht wird. Die Laserschwelle des untersuchten Lasers sollte also bei $D_{0,p} = 0.4$ mm am niedrigsten sein.

Der Überlapp von Pump- und Laserintensitätsverteilung beeinflusst auch die nach Gleichung 3.14 berechnete Überlapp-effizienz η_o . In Abb. 4.7d ist η_o gegenüber der Pumpstrahltaillenposition $z_{0,p}$ aufgetragen. Das Maximum liegt aufgrund des kollimierten Laserstrahls annähernd an der gleichen Stelle wie das Minimum des effektiven Pumpdurchmessers. Ein wichtiges Resultat ist, dass die ideale Pumpstrahltaillenposition unter Umständen millimetergenau eingestellt werden muss. Dieses Resultat deckt sich mit experimentellen Beobachtungen. Die Überlapp-effizienz ist bei kleinem Pumpstrahltaillendurchmesser und entspre-

chend stark ausgeprägter Pumpstrahlkaustik gering und stark abhängig von der Pumpstrahltaillenposition. Dies liegt an dem gewählten Verhältnis von Laserstrahltaillendurchmesser zu Pumpstrahltaillendurchmesser. Bei Verwendung eines größeren Laserstrahldurchmessers würde sich die Überlappereffizienz erhöhen, allerdings würden auch Resonatorverluste durch Aberrationen entstehen. Bei den beiden größeren Pumpstrahltaillendurchmessern mit entsprechend schwächer ausgeprägter Pumpstrahlkaustik erreicht die Überlappereffizienz bei dem gewählten Durchmesser Verhältnis von $D_{0,l}/D_{0,p} = 1$ bereits sehr gute Werte von über 75%.

Aus den berechneten Werten kann nach Gleichung 3.14 die Laserausgangsleistung gegenüber der Pumpleistung berechnet werden. Dazu wird die maximale Überlappereffizienz und der effektive Pumpdurchmesser an der gleichen Pumpstrahltaillenposition eingesetzt. Abb. 4.7e zeigt die Ausgangsleistungskurven für drei unterschiedliche Reflexionsgrade des Auskoppelspiegels. Die Resonatorumlauftransmission wurde mit 98% angesetzt. Die Graphen bestätigen die Aussagen der letzten Abschnitte. Da der Laser weit oberhalb der Laserschwelle betrieben wird, fällt die Variation der Laserschwelle für die erzielte Ausgangsleistung bereits bei geringen Pumpleistungen nicht mehr ins Gewicht. Das Hauptaugenmerk muss auf die Maximierung der Überlappereffizienz gelegt werden.

Die verbleibende Frage ist, welches der wesentliche Parameter für eine weitere Effizienzsteigerung ist. Zur Beantwortung wird für eine konstante Pumpleistung von 40 W und einen konstanten Pumpstrahltaillendurchmesser von 1.2 mm die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Laserstrahltaillendurchmessers $D_{0,p}$ und der Resonatorumlauftransmission T_{res} berechnet. Bei jeder einzelnen Berechnung wird dazu die optimale Pumpstrahltaillenposition anhand der maximalen Überlappereffizienz ermittelt. Ebenso wird bei jeder Berechnung der Auskoppelspiegelreflexionsgrad R_{opt} ermittelt, der zur maximalen Laserausgangsleistung führt. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abb. 4.8 dargestellt. Abb. 4.8a zeigt die berechnete Überlappereffizienz abhängig vom Verhältnis aus Laserstrahltaillendurchmesser und Pumpstrahltaillendurchmesser. Bei einem Verhältnis von 1 wird eine Überlappereffizienz von etwa 80% erreicht und es entstehen wie eingangs erwähnt mit hoher Wahrscheinlichkeit keine spürbaren Verluste durch Aberrationen. Um eine Überlappereffizienz von annähernd 100% zu erreichen, müsste das Verhältnis auf 2 gesteigert werden. In diesem Fall wäre der Laserstrahldurchmesser mit 99% Leistungseinschluss bereits $1.6 \cdot 2 = 3.2$ -fach größer als der Pumpstrahltaillendurch-

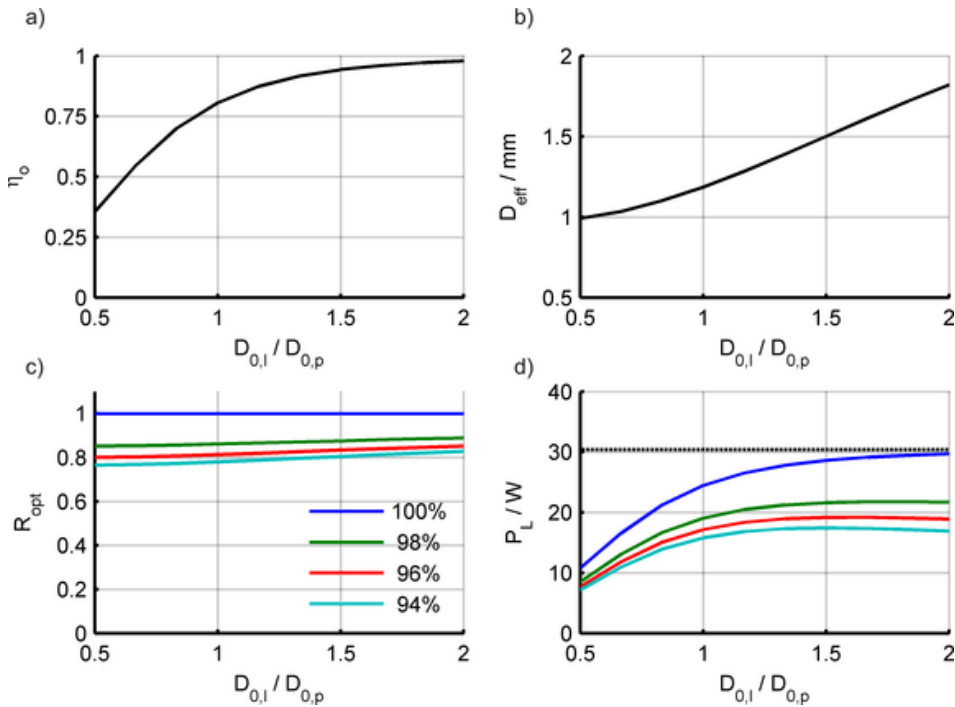


Abbildung 4.8: Optimierung eines endgepumpten Stablasers bezüglich seiner Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Verhältnisses von Laserstrahldurchmesser zu Pumpstrahldurchmesser. a) Überlappereffizienz; b) effektiver Pumpstrahldurchmesser; c) optimaler Auskoppelerreflexionsgrad für verschiedene Resonatorumlauftransmissionen; d) Laserausgangsleistung für verschiedene Resonatorumlauftransmissionen

messer. Bei diesem Verhältnis sind nach Abb. 4.3 signifikante Verluste durch sphärische Aberrationen zu erwarten. Bei einer Erhöhung des Durchmesserverhältnisses steigt auch der in Abb. 4.8b dargestellte effektive Pumpdurchmesser. Durch den Anstieg erhöht sich die Laserschwelle, doch sollte dieser Effekt nach den vorherigen Ergebnissen keinen signifikanten Einfluss auf die Laserausgangsleistung haben. Abb. 4.8c zeigt den ermittelten optimalen Auskoppelspiegelreflexionsgrad R_{opt} . Der Parameter der Kurvenschar ist die Resonatorumlauftransmission T_{res} . Ohne Resonatorumlaufverluste ($T_{res} = 1$) beträgt der optimale Reflexionsgrad wie erwartet 100%. Für realistische Resonatorumlauftransmissionen ergeben sich praxisübliche Auskoppelerreflexionsgrade im Bereich 75-90%. Der Einfluss der Über-

lappereffizienz ist dabei geringer als der Einfluss der Resonatorumlaufverluste. Aus den berechneten Werten wurde die Laserausgangsleistung nach Gleichung 3.14 berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 4.8d dargestellt. Als maximal erreichbarer Wert wurde eine Ausgangsleistung von 30.4 W entsprechend eines Lasers, der nur Verluste durch die unterschiedlichen Photonenenergien von Pump- und Laserstrahl erfährt, eingezeichnet. Nach der Berechnung wird diese obere Grenze erreicht, wenn es keine Resonatorumlaufverluste gibt und die Überlappereffizienz annähernd 100% beträgt. Für diesen Extremfall liefert das Ausgangsleistungsmodell keine korrekten Werte mehr. Zu erwarten wäre, dass die obere Grenze bei beliebigen Strahldurchmesserhältnissen erreicht wird, da der Gausstrahl unendlich ausgedehnt ist und in einem Resonator ohne Umlaufverluste eine unendlich hohe Intensität erreichen kann. Aus dem Graphen wird ersichtlich, dass bei praxisnahen Resonatoren mit einigen Prozent Umlaufverlusten nur eine geringfügige Steigerung der Ausgangsleistung erzielt werden kann, wenn die Überlappereffizienz erhöht wird. Ein größerer Effekt kann durch Verringerung der Resonatorumlaufverluste erzielt werden. Insgesamt dürfte es nicht leicht sein, mit einem endgepumpten Laser dieser Leistungsklasse mehr als 50-60% optisch-optische Effizienz zu erreichen. Ein praktikabler Ansatz besteht in der Verwendung von 880 nm Pumpquellen. Da die Laserschwelle vernachlässigbar ist, wird durch den geringeren Quantendefekt bei gleichen Bedingungen eine Steigerung der Laserleistung um etwa 9% erzielt. Zugleich sinkt der Wärmeeintrag in das aktive Medium und damit die Amplitude der Aberrationen, so daß die Überlappereffizienz erhöht werden kann.

4.1.3 Zusammenfassung

Zusammengefasst ist die Anregereffizienz η_p des endgepumpten Stabes aufgrund der nötigen Pumpstrahlsymmetrisierung mit etwa 70-80% gering. Die Symmetrisierung bietet jedoch auch einen großen Vorteil, da durch die Rotationssymmetrie eine hohe Überlappereffizienz (etwa 80%) des runden Laserstrahls mit der Pumplichtverteilung erzielt werden kann. Der endgepumpte Stab erzeugt eine pumpleistungsabhängige thermische Linse, die bei Betrieb mit hohen Pumpleistungen nur dynamisch stabile Resonatoren mit steilen Ausgangsleistungskennlinien ermöglicht. Die Aberrationen ausserhalb des gepumpten Bereichs verhindern eine Steigerung der Überlappereffizienz zu noch höheren Werten.

4.2 Dünner Scheibenlaser

Der dünne Scheibenlaser wurde in den 90er Jahren von Adolf Giesen et al. entwickelt. Ziel war der effiziente Laserbetrieb von quasi-3-Niveau Lasermedien mit thermisch besetztem Grundzustand, zum Beispiel Yb:YAG. Bevor in einem quasi-3-Niveau Laser Inversion erzeugt werden kann, muss zunächst Transparenz bei der Laserwellenlänge erreicht werden. Dazu muss durch Pumpen eine Gleichbesetzung von oberem und unterem Laserniveau erreicht werden. Quasi-3-Niveau Laser besitzen demnach eine höhere Laserschwelle als 4-Niveau Laser. Um diese zusätzlich aufzubringende Pumpleistung so gering wie möglich zu halten, muss das Pumplicht in einem möglichst kleinen Volumen absorbiert werden. Gleichzeitig muss das Lasermedium gut gekühlt werden, um die thermische Besetzung des Grundzustandes zu minimieren. Abb. 4.9 zeigt schematisch das Pumpkonzept des dünnen Scheibenlasers, welches die oben genannten Forderungen hervorragend erfüllt. Eine dünne Laserscheibe wird einseitig gekühlt und durch einen Vielfachdurchgang des Pumpstrahls wird ein kleines Volumen effizient gepumpt. Im dargestellten Beispiel werden auf diese Weise 16 Pumplichtdurchgänge durch die Laserscheibe erzielt. Fundamentale Überlegungen zur Erzeugung der höchstmöglichen Pumpleistungsdichte zeigen, daß vor allem die Brillanz der Pumpstrahlquelle maximal ausgeschöpft werden muss [46]. Dies ist bei dem vorgestellten Pumpkonzept noch nicht der Fall, wie später gezeigt wird. Da dünne Scheibenlaser häufig weit oberhalb der Laserschwelle betrieben werden, ist der Einfluss der Laserschwelle auf die Gesamteffizienz jedoch relativ gering. Ein Problem der dargestellten Pumpoptik ist die notwendige Symmetrisierung der Pumpstrahlung bezüglich ihres Strahlparameterproduktes und ihres Astigmatismus. Da auch hier als eigentliche Pumpquelle üblicherweise Diodenbarren verwendet werden, geht in der Regel entweder ein Teil der Pumpleistung verloren oder der Strahlpropagationsfaktor M_p^2 der Pumpquelle wird erhöht. Bei gleicher numerischer Apertur der Fokussierung ändert sich der Pumpspottdurchmesser linear mit dem Strahlpropagationsfaktor und das gepumpte Volumen entsprechend quadratisch. Eine Erhöhung des Strahlpropagationsfaktors kann also die Laserschwelle signifikant erhöhen.

In Bezug auf die effiziente Erzeugung von Grundmodestrahlung mit hoher Leistung ist die dünne Scheibenlasergeometrie noch nicht optimal. Da diese Laser üblicherweise weit oberhalb der Laserschwelle betrieben werden, ist dazu vor allem

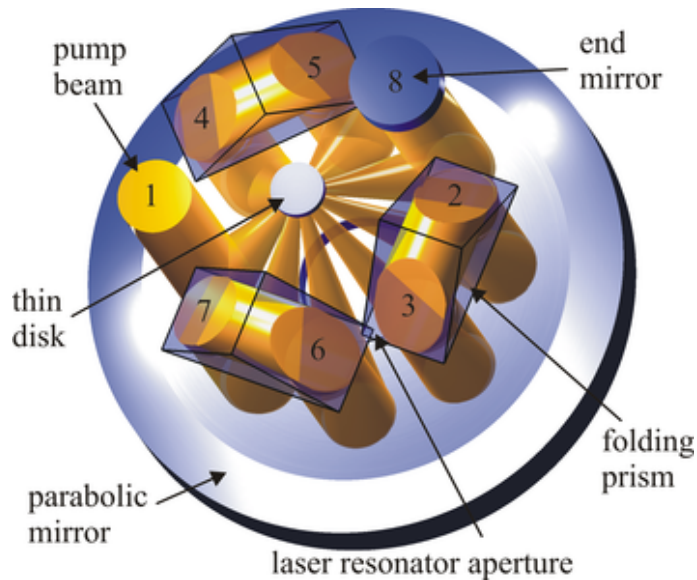


Abbildung 4.9: Optische Pumpanordnung des konventionellen dünnen Scheibenlasers.

eine hohe Überlappeneffizienz erforderlich, um eine vollständige Extraktion der gespeicherten Energie zu erzielen. Dazu ist es wie in Abb. 3.17 gezeigt erforderlich, daß der Grundmodendurchmesser des Laserstrahls größer ist als der Pumpfleckdurchmesser. Dies würde im Scheibenlaser jedoch zu hohen Beugungsverlusten führen. Da die Scheibe nicht ganzflächig gepumpt wird, entstehen am Rand des Pumpflecks Temperaturgradienten mit radialem Anteil. Abb. 4.10 zeigt eine einfache FEM-Berechnung der Temperaturverteilung in einer $100\ \mu\text{m}$ dünnen Yb:YAG Scheibe mit $14\ \text{mm}$ Durchmesser, die auf einer $800\ \mu\text{m}$ dicken Diamantwärmesenke befestigt ist. Innerhalb des Pumpflecks mit einem Radius von ca. $2.75\ \text{mm}$ wurde eine Heizleistung von $100\ \text{W}$ in Form einer radialen Supergauss-Verteilung 10. Ordnung erzeugt. Wie in Abb. 4.10d zu erkennen, verlaufen die Isothermen innerhalb des Pumpflecks parallel zur Wärmesenke. Am Rand des Pumpflecks entsteht ein starker Knick der Isothermen. Abb. 4.10e zeigt die resultierende Verformung des Körpers mit 500-facher Verstärkung der Verformung. Der Körper wurde für die Simulation linienförmig entlang seines Umfangs fixiert. Es ist erkennbar, daß aufgrund der unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften des Diamants und der Yb:YAG Scheibe eine Wölbung entsteht, ähnlich einem Bimetall. Aufgrund

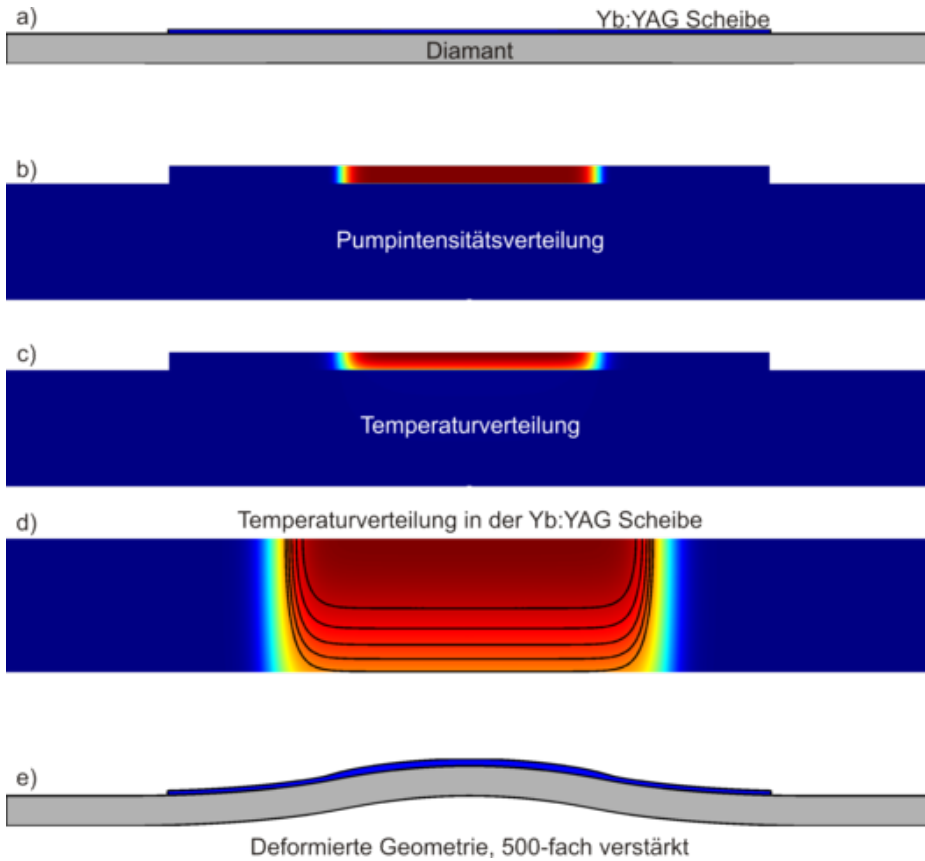


Abbildung 4.10: FEM Berechnung einer dünnen Laserscheibe mit Diamantwärmesenke. a) berechnete Geometrie; b) Pumpintensitätsverteilung; c) mittels FEM berechnete Temperaturverteilung; d) Temperaturverteilung in der Yb:YAG Scheibe; e) Deformation der Geometrie, 500-fach verstärkt.

des Wendepunktes der Wölbung scheint die Verformung im wesentlichen aus einem Defokus mit sphärischer Aberration zu bestehen. Zusätzlich ist erkennbar, daß durch die Dickenänderung der Yb:YAG Scheibe innerhalb des Pumpflecks ebenfalls ein starker Weglängenunterschied am Rand des gepumpten Bereichs hervorgerufen wird. Alle Einflüsse auf die OPD des Laserstrahls sind in Abb. 4.11 zusammengefasst. Die resultierende OPD besitzt einen Defokusanteil innerhalb des Pumpflecks und eine starke lokale Krümmung am Rand des gepumpten Bereichs. Laserstrahlen mit signifikanten Leistungsanteilen außerhalb des gepumpten Bereichs erfahren demnach starke Beugungsverluste. Zur Quantifizierung wird das durch den OPD-Verlauf hervorgerufene Strehlverhältnis für Laserstrahlen mit unterschiedlichen Strahlradien berechnet. Das Strehlverhältnis beschreibt die durch Aberrationen hervorgerufene Reduktion der Strahlintensität auf der Strahlachse, wenn ein Referenzstrahl einmal durch die Laserscheibe propagiert. Für die Bestimmung des Strehlverhältnisses wird von dem jeweiligen radialen OPD-Ausschnitt solange ein variabler Defokusanteil abgezogen, bis der rms Wellenfrontfehler σ_{rms} der verbleibenden Wellenfront minimiert ist. Mit Hilfe dieses rms Wellenfrontfehlers wird das Strehlverhältnis nach folgender Näherungsformel berechnet:

$$S = e^{-(2\pi\sigma_{rms})^2} \quad (4.8)$$

Abb. 4.12 zeigt die berechneten Strehlverläufe für verschiedene Strahlradien bei unterschiedlichen Heizleistungen. Es ist direkt ersichtlich, daß Laserstrahlen, die größer als der Pumpspot sind, starke Beugungsverluste erleiden können. Dieses Problem verhindert den effizienten Betrieb des Scheibenlasers im Grundmodebetrieb bei hohen Pumpleistungen. Im Multimodebetrieb tritt das Problem nicht auf, da höhere Transversalmoden schärfer begrenzt sind und somit eine effiziente Energieextraktion möglich ist, ohne daß der Laserstrahldurchmesser den Pumpfleckdurchmesser übersteigt. Außerdem besitzen die Eigenmoden derart multimodiger Resonatoren mehr Freiheitsgrade, so daß sie sich an die Aberrationen anpassen können.

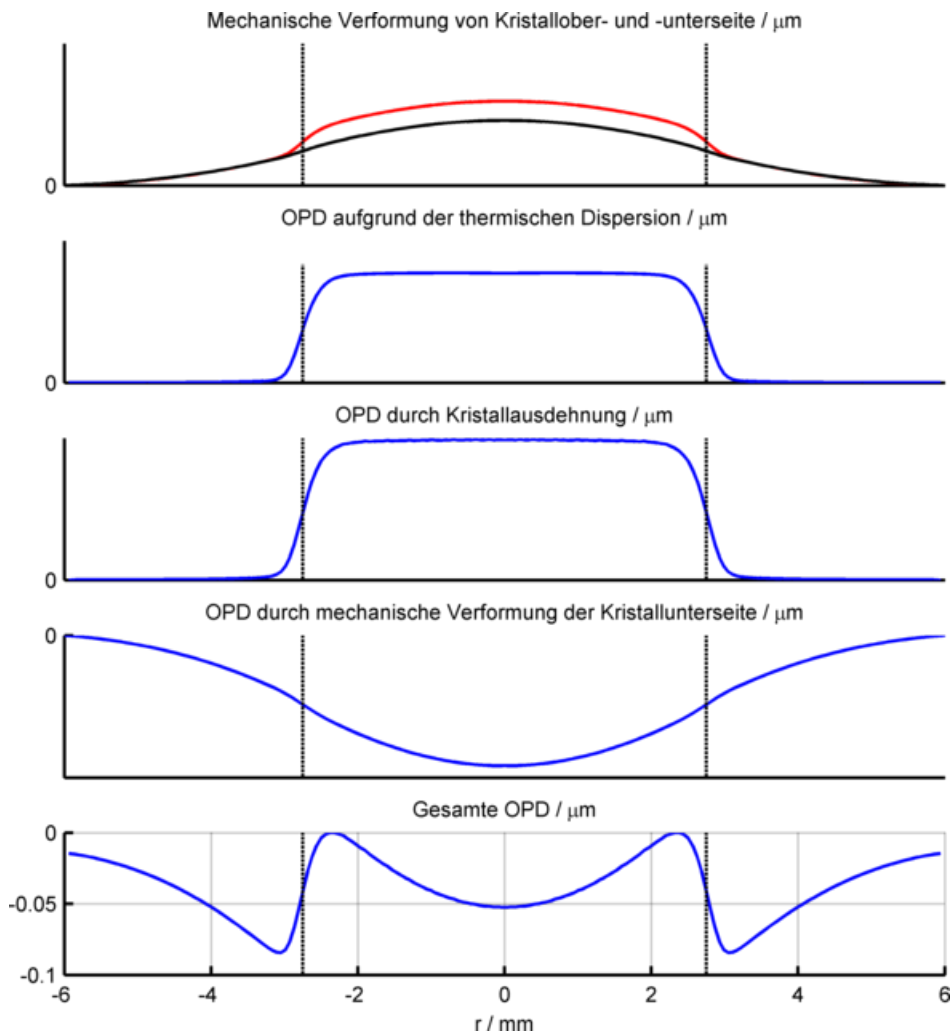


Abbildung 4.11: Übersicht der unterschiedlichen Einflüsse auf die OPD des Laserstrahls.

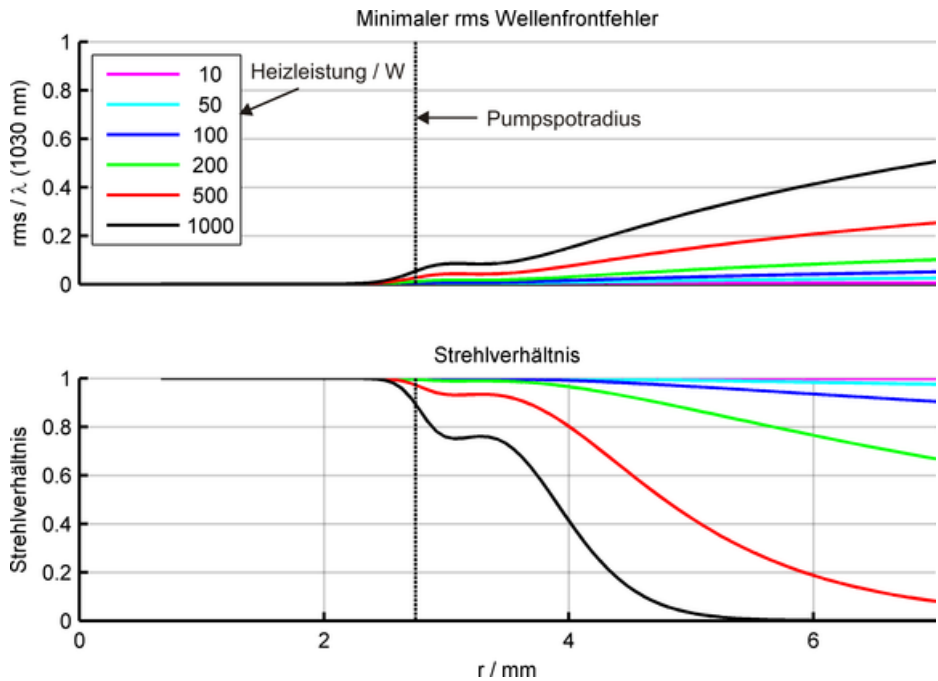


Abbildung 4.12: a) rms-Wellenfrontfehler ohne Defokusanteil in Abhängigkeit des Laserstrahlradius; b) Resultierendes Strehlverhältnis in Abhängigkeit des Laserstrahlradius

4.2.1 Erforderliche Pumpleistung zum Erreichen der Transparenz

Im Folgenden werden kurz die Einflussparameter auf die Transparenzschwelle analysiert. Es wird davon ausgegangen, daß der Grundzustand des Lasers nicht signifikant entleert wird. Desweiteren gibt es keinen Verlustprozess außer der spontanen Emission. In diesem Fall lautet die Ratengleichung für die Besetzungsdichte n_2 des oberen Multipletts:

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{P_{abs}}{h\nu_p A_{eff} d} - \frac{n_2}{\tau} \quad (4.9)$$

P_{abs} ist die in der Scheibe absorbierte Pumpleistung und d ist die Dicke der Laserscheibe. Im Gleichgewichtszustand beträgt die Besetzungsdichte des oberen Multipletts:

$$n_2 = \frac{P_{abs}\tau}{h\nu_p A_{eff} d} \quad (4.10)$$

Um Transparenz bei der Laserwellenlänge zu erzielen, muss $f_2 n_2 = f_1 n_1 = f_1(n - n_2)$ gelten. f_2 ist die thermische Besetzungszahl des oberen Laserniveaus und f_1 ist die thermische Besetzungszahl des unteren Laserniveaus. n_1 ist die Besetzungsdichte des Grundzustandsmultipletts und n ist die Dotierungskonzentration der aktiven Ionen. Daraus ergibt sich folgender Ausdruck für die erforderliche absorbierte Pumpleistungsdichte:

$$\frac{P_{abs}}{A_{eff} d} = \frac{h\nu_p}{\tau} \cdot \frac{f_1}{f_1 + f_2} \cdot n \quad (4.11)$$

Die absorbierte Pumpleistung ergibt sich aus der Anzahl der Pumplichtdurchgänge N und der eingestrahnten Pumpleistung P_{pump} wie folgt:

$$P_{abs} = P_{pump} \cdot \left(1 - e^{-N\sigma_{abs}nd}\right) \quad (4.12)$$

Eingesetzt folgt daraus

$$P_{pump} = \frac{A_{eff} d}{1 - e^{-N\sigma_{abs}nd}} \cdot \frac{h\nu_p}{\tau} \cdot \frac{f_1}{f_1 + f_2} \cdot n \quad (4.13)$$

Es ist wünschenswert, die Gleichbesetzung von oberem und unterem Laserniveau mit möglichst wenig Pumpleistung zu erreichen. Dazu gibt es entsprechend Gleichung 4.13 mehrere Optimierungsmöglichkeiten. Idealerweise verfügt das Lasermedium über einen hohen Wirkungsquerschnitt für Absorption bei gleichzeitig exzellentem spektralen Überlapp mit der Pumpquelle. Technisch realisierbar wäre auch eine Verbesserung des spektralen Überlapps durch Reduktion der spektralen Bandbreite der verwendeten Laserdioden mit Hilfe von Gittern. Eine Reduktion des Pumpfleckdurchmessers kann bei gegebener Anzahl an Pumpstrahldurchgängen durch eine Verbesserung der Pumpstrahlqualität erfolgen. Generell läßt sich durch grundlegende Optimierung der Pumpgeometrie eine deutliche Verbesserung erzielen, wie später in Kapitel 7.4 detailliert vorgestellt wird. Ein weiterer üblicher Optimierungsweg ist die Erhöhung der Ionendichte n . Auf den ersten Blick

scheint sie keinen Vorteil zu bieten, da bei Verdoppelung der Dotierungskonzentration die Scheibendicke zur Aufrechterhaltung der Absorptionseffizienz halbiert werden muss und die erforderliche Pumpleistung unverändert bleibt. Gleichzeitig ändert sich allerdings auch die Kühlgeometrie und damit die mittlere Kristalltemperatur, die wiederum die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus verringert. Die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung für eine homogen gepumpte Scheibe mit unendlicher Ausdehnung lautet

$$-k \frac{d^2 T}{dz^2} = \eta_{heiz} \cdot \frac{P_{abs}}{A_{eff} d} \quad (4.14)$$

k ist die Wärmeleitfähigkeit der Laserscheibe und η_{heiz} ist der Anteil der absorbierten Pumpleistung, der in Wärme umgewandelt wird. Wird eine Seite der Scheibe auf der konstanten Temperatur T_0 gehalten, so lautet die Lösung der Gleichung:

$$T(z) = T_0 + \frac{\eta_{heiz} P_{abs}}{2k A_{eff} d} \cdot (d^2 - z^2) \quad (4.15)$$

Die mittlere Temperatur der Scheibe beträgt:

$$\bar{T} = T_0 + \frac{1}{3} \cdot \frac{\eta_{heiz} P_{abs}}{k A_{eff}} \cdot d \quad (4.16)$$

Kann also durch Verdoppelung der Ionenkonzentration eine Halbierung der Scheibendicke bei konstanter absorbiertener Pumpleistung vorgenommen werden, so sinkt die mittlere Temperatur der Scheibe, da sie linear von der Scheibendicke abhängt. Auf diesem Weg kann demnach die nötige Pumpleistung für das Erreichen der Transparenzschwelle reduziert werden. Eine Erhöhung der Ionenkonzentration führt in Yb:YAG leider dazu, daß sich die Lebensdauer τ des Mediums verringert. Dieser Effekt kann den Vorteil der höheren Konzentration zunichte machen. Gleichung 4.16 zeigt desweiteren, daß auch ein Vorteil durch Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit des Mediums erzielt werden kann. Zuletzt kann eine Optimierung durch Reduktion von η_{heiz} erzielt werden, indem mit geringem Quantendefekt gepumpt wird. Dies kann beispielsweise durch Pumpen aus einem thermisch besetzten Niveau des Grundzustandes erzielt werden. Generell sind nach dem derzeitigen Stand der Forschung Yb-dotierte Sesquioxide optimale Lasermedien für dünne Scheibenlaser, da sie über eine hohe Wärmeleitfähigkeit,

einen hohen Wirkungsquerschnitt für Absorption und eine hohe Dotierbarkeit bei gleichzeitig langer Lebensdauer τ verfügen.

4.2.2 Zusammenfassung

Zusammengefasst bietet der Scheibenlaser große Vorteile für den Betrieb von quasi-3-Niveau Lasern. Die Brillanz der Pumpquelle wird bei der Erzeugung der nötigen Pumpleistungsdichte deutlich besser ausgeschöpft als in endgepumpten Lasern. Durch die effiziente Kühlung des Lasermediums wird die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus gering gehalten.

Grundlegende Optimierungsmöglichkeiten bestehen wie später gezeigt in einer besseren Ausschöpfung der Pumpquellenbrillanz, in der Verwendung eines Lasermediums mit günstigeren Eigenschaften und in einer Erhöhung der Grundmodeeffizienz durch Verbesserung der Überlappeffizienz. Da die Überlappeffizienz durch die Aberrationen am Rand des Pumpflecks begrenzt ist, kann eventuell durch Kompensation der Aberrationen eine Effizienzsteigerung erzielt werden.

4.3 Neue Laserkonzepte

Basierend auf den vorangegangenen Überlegungen wurden in dieser Arbeit mehrere neue Laserkonzepte entwickelt und teilweise realisiert und charakterisiert. Da die Zielsetzungen der Laserkonzepte sehr unterschiedlich sind, gibt es keinen offenkundigen Zusammenhang zwischen den Laserkonzepten. Die Gemeinsamkeit der Entwicklungen besteht in den zugrundeliegenden Überlegungen aus den vorherigen Kapiteln. Die verschiedenen Laserkonzepte und ihre Zielsetzungen werden nachfolgend in drei separaten Kapiteln vorgestellt.

5 LIDAR Laserkonzept

5.1 Motivation

Für die großräumige Überwachung von Spurengasen in der Atmosphäre bieten sich satellitengestützte LIDAR (Light Detection and Ranging) Laser an. Auch wenn zu diesem Zweck verschiedene Wellenlängen mit schmaler Bandbreite erforderlich sind, wird dennoch bei nahezu jedem Konzept ein schmalbandiger Pump-laser mit hoher Pulsenergie im Bereich einiger 10 mJ bis einiger 100 mJ benötigt. Die erforderliche Pulswiederholrate liegt in der Größenordnung von 100 Hz. Derartige Laser sind auch für die topographische Vermessung von Planeten aus Raumsonden erforderlich, wie beispielsweise bei der Vermessung des Merkur mit dem Laser Altimeter BELA im Rahmen der BepiColombo Mission. Das vorgestellte Konzept ist ein möglicher Ansatz, um den hohen Ansprüchen an Effizienz, Strahlqualität, Pulsenergie, Robustheit und Temperaturunempfindlichkeit gerecht zu werden.

5.2 Lasermedium

Ein Lasermedium für die Erzeugung hoher Pulsenergien verfügt im Idealfall über eine hohe Fluoreszenzlebensdauer. Diese ist vorteilhaft, da bei längerer Fluoreszenzlebensdauer eine geringere Leistung der Pumpquelle erforderlich ist, um die erforderliche Pumpenergie innerhalb der Fluoreszenzdauer in das Medium einzubringen. Allerdings haben Medien mit langer Fluoreszenzlebensdauer meist einen geringen Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission. Um die gespeicherte Energie mit einem Laserpuls effizient zu extrahieren, sollte die Energiedichte F des Laserstrahls im Medium mindestens das 5-fache der Sättigungsenergiedichte $F_{sat} = \frac{h\nu_L}{\sigma_{em}}$ betragen. Ein zu geringer Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission führt zu Energiedichten, die die Zerstörschwelle optischer Beschichtungen

(etwa 10 J / cm^2 gelten als Zerstörschwelle, 4 J / cm^2 werden als annähernd sicher akzeptiert) überschreiten. In Yb:YAG wären beispielsweise rund 50 J / cm^2 erforderlich. Prinzipiell lässt sich die Energiedichte auf der beschichteten Oberfläche des Mediums durch Mehrfachdurchgänge unter verschiedenen Winkeln oder durch eine medieninterne Strahlaufweitung [47] verringern. Eine mögliche Realisierung wäre beispielsweise die Verwendung undotierter Endkappen, die an den dotierten Kristall angebondet werden. Alternativ kann der Laserstrahl unter dem Brewsterwinkel in das Medium eingekoppelt werden. Dennoch muss auch bei Lösung des Einkoppelproblems in das Medium die Zerstörschwelle der Laserspiegel berücksichtigt werden. Generell sind Medien mit sehr hohen Sättigungsenergiedichten daher zu vermeiden. In Medien mit sehr hohem Wirkungsquerschnitt, zum Beispiel in Nd:YVO₄, wird das Speichern von Energie zum Einen durch kurze Fluoreszenzlebensdauern und zum Anderen durch die hohen Verluste durch verstärkte Spontanemission erschwert. Als Kompromiss im Wellenlängenbereich $1 \mu\text{m}$ bleiben Nd-dotierte Kristalle wie Nd:YLF oder Nd:YAG. Für weltraumbasierte Laser bietet sich die Verwendung von Nd:YAG aufgrund seiner hervorragenden mechanischen Eigenschaften, seiner bestehenden Weltraumqualifikation und der akzeptablen erforderlichen Laserstrahlenergiedichte von rund 3 J / cm^2 an. Die Fluoreszenzlebensdauer liegt mit $230 \mu\text{s}$ im mittleren Bereich Nd-dotierter Medien. Nd:YLF würde sich aufgrund der längeren Lebensdauer prinzipiell ebenfalls anbieten.

Im Falle eines LIDAR Pumpasers mit hohem Anspruch an die spektrale Bandbreite kann das Anschwingen mehrerer Longitudinalmoden durch Verwendung eines sogenannten „twisted mode“ Resonators vermieden werden. Dabei wird räumliches Lochbrennen durch die geschickte Verwendung zirkular polarisierter Laserstrahlung verhindert [48]. Anisotrope Lasermedien wie Nd:YLF sind für die „twisted mode“ Technik ungeeignet. Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht verschiedener Lasermaterialien [49]. Besonders gute und schlechte Eigenschaften sind grün und rot markiert. Nd:YAG ist wie erläutert ein guter Kompromiss.

5.3 Laserkonzept

Um allen Anforderungen gerecht zu werden, wurde die in Abb. 5.2 dargestellte Kristallgeometrie vorgeschlagen [50]. Das Pumplicht wird über eine der Dach-

	Nd:YAG	Nd:Y ₂ O ₃	Nd:GdVO ₄	Nd:YVO ₄	Nd:YAIO ₃	Nd:YLiF ₄
Lattice symmetry	cubic	cubic	tetragonal	tetragonal	orthorhombic	tetragonal
Lattice constant [Å]	12	10.6	7.123 (a) 6.289 (b)	7.120 (a) 6.289 (b)	5.33 (a) 7.37 (b) 5.18 (c)	5.18 (a) 10.74 (c)
Nd (1%) doping density [10 ²⁰ cm ⁻³]	1.39	2.68	1.25	1.255	1.94	1.39
Heat conductivity [Wm ⁻¹ K ⁻¹] UNDOPED	13	14	12	5.2	11	6
n at 1060 nm	1.822	1.89	n _o =1.972 n _e =2.192	n _o =1.958 n _e =2.168	n _a =1.926 n _b =1.912 n _c =1.935	n _o =1.454 n _e =1.477
dn/dT 10 ⁻⁶ K ⁻¹	9.9			8.5 (a) 3.0 (c)	14.5 (a) 9.7 (b)	- 0.9 (a) - 2.9 (b)
τ us	250	410	100	97	160	500
pump wavelength nm	808	806.5 820.8	808	808	802.813	792
σ _{abs} 10 ⁻²⁰ cm ²	7.9	2.0 3.9	54 (π)	60 (π)	7.2 (E a)	14 (π)
laser wavelength ⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{11/2} [nm]	1064	1079	1063	1064	1080	1047 (pi)
σ _{em} 10 ⁻²⁰ cm ²	29	4	125 (π)	123 (π)	25 (E b)	22 (π)

Abbildung 5.1: Vergleich Nd-dotierter Lasermaterialien [49].

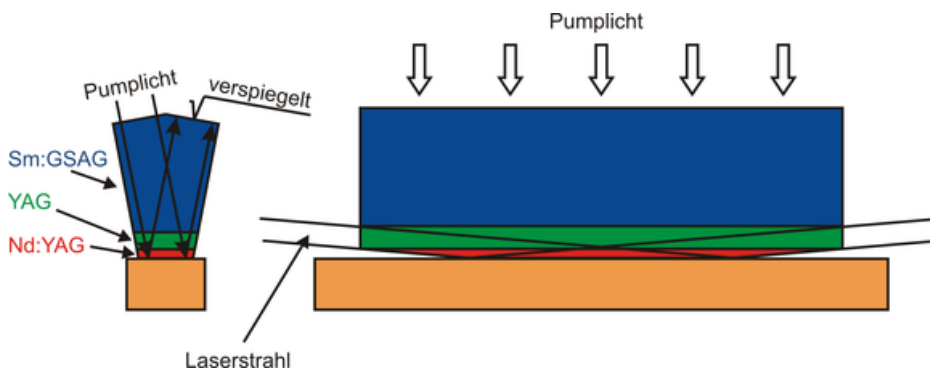


Abbildung 5.2: ASE-unterdrückende Kristallgeometrie basierend auf [50].

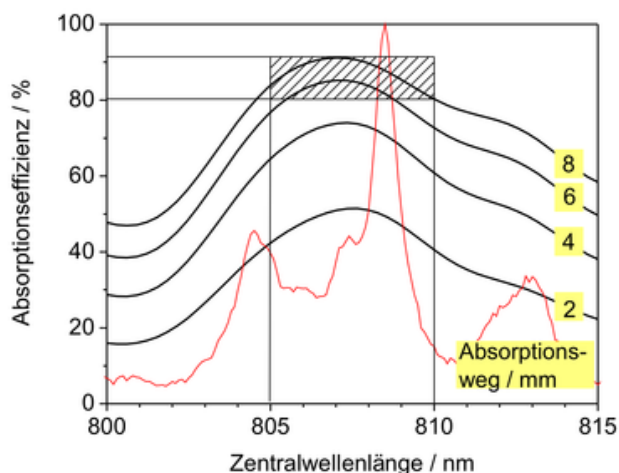


Abbildung 5.3: Absorptionseffizienz von 1 at.% dotiertem Nd:YAG gegenüber der Zentralwellenlänge eines Pumpasers mit einer Bandbreite von 4 nm (90% Leistungsinhalt) für verschiedene Absorptionsweglängen.

kanten eingekoppelt und auf einem Doppeldurchgang durch den Nd:YAG Kristall absorbiert. Das verbliebene Pumplicht wird von der verspiegelten gegenüberliegenden Dachkante reflektiert und auf einem weiteren Doppeldurchgang durch den Kristall absorbiert. Um bei einer Pumpwellenlänge von 808 nm mindestens 80 % Absorption bei einer typischen spektralen Bandbreite von 4 nm und einer Zentralwellenlängentoleranz von 5 nm zu erzielen, sind 8 mm Absorptionsweg bei 1 at.% dotierten Kristallen erforderlich. Die mit Hilfe von Gleichung 3.3 berechnete Absorptionseffizienz für verschiedene Absorptionsweglängen und für 4 nm Pumplichtbandbreite (90% Leistungsinhalt) ist in Abb. 5.3 dargestellt. Im vorliegenden Konzept reicht aufgrund des 4-fach Durchgangs gemäß Abb. 5.3 ein 2 mm dünner und damit gut kühlpbarer Nd:YAG Kristall.

In angeregten Nd:YAG Kristallen wird die gespeicherte Energie durch Mehrfachdurchgänge von verstärkter Spontanemission drastisch reduziert. Aus diesem Grund wurde eine Kompositkristallgeometrie vorgeschlagen [50], die einen Samarium-dotierten Kristall enthält. Die grundlegende Idee ist, dass der Samarium-dotierte Kristall transparent für das Pumplicht bei 808 nm ist und einen großen Anteil des Fluoreszenzlichtes absorbiert. Abb. 5.4a zeigt zur Veranschaulichung die

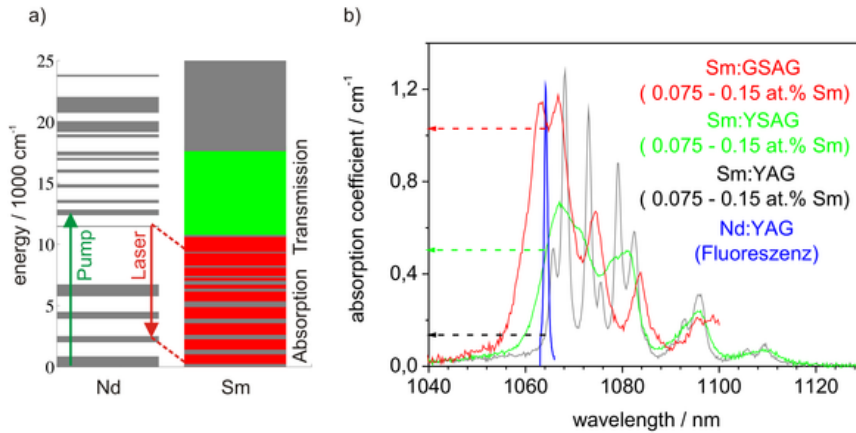


Abbildung 5.4: a) Energieniveaus von Nd- und Sm-dotierten Kristallen; b) Fluoreszenzspektrum von Nd:YAG und Absorptionsspektren von Sm in unterschiedlichen Wirtskristallen (Sm-dotierte Kristalle gezüchtet und vermessen vom Institut für Laserphysik, Universität Hamburg).

Energieniveaus von Neodym- und Samarium-dotierten Kristallen. Die Pumpphotonenenergie liegt gemäss der Samarium-Energieniveaus in einem breiten Transmissionsfenster, wohingegen die Fluoreszenzphotonenenergie bei 1064 nm und 1320 nm (nicht eingezeichnet) in einen Bereich dichter Energieniveaus fällt. Die Energie der absorbierten Laserstrahlung wird im Samarium-dotierten Kristall nahezu vollständig an Phononen abgegeben, so daß eine Sättigung der Absorption unwahrscheinlich ist. Um den Samarium-Kristall komplikationsfrei durch Diffusionsbonden oder in Form einer Kompositkeramik mit dem YAG-Kristall zu verbinden, bietet sich ein Samarium-dotierter YAG Kristall an. Das Absorptionsmaximum von Sm:YAG ist jedoch im Bereich von 1064 nm wie in Abb. 5.4b gezeigt zu längeren Wellenlängen verschoben, so daß aufgrund des geringen Absorptionskoeffizienten sehr große Sm:YAG Kristalle verwendet werden müssten, um Mehrfachdurchgänge der verstärkten Spontanemission ausreichend zu unterdrücken. Der Gruppe von Prof. Huber am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg ist es gelungen, die Absorptionslinie durch Verwendung anderer Wirtskristalle zu verbreitern und zu kürzeren Wellenlängen zu verschieben. In Abb. 5.4 sind die erzielten Ergebnisse für Sm:YSAG und Sm:GSAG dargestellt. Offenkun-

dig passt das Absorptionsspektrum von Sm:GSAG perfekt zur Fluoreszenzlinie von Nd:YAG. Um das spontan emittierte Fluoreszenzlicht effizient aus dem gepumpten Kristallbereich auszukoppeln, besitzt der in Abb. 5.2 dargestellte Kompositkristall angewinkelte Seitenflächen, die das Fluoreszenzlicht aus der Ebene des Nd:YAG Kristalls heraus nach oben in Richtung des Sm:GSAG Kristalls reflektieren. Auf diese Weise lassen sich Mehrfachdurchgänge des Fluoreszenzlichts durch den Nd:YAG Kristall komplett ausschließen und die Verluste bei der Energiespeicherung im Nd:YAG Kristall werden minimiert.

Der Laserstrahl fällt wie in Abb. 5.2 gezeigt unter einem Winkel durch die Endfläche des Kristalls ein und wird mittels totaler interner Reflexion an der Kristallunterseite reflektiert. Damit der Strahl nicht durch den Absorberkristall propagiert, ist ein undotierter YAG Kristall zwischen dem Sm:GSAG Kristall und dem Nd:YAG Kristall eingefügt. Zusätzlich wird der Laserstrahl, wie in der dreidimensionalen Abb. 5.5a erkennbar, 3-fach gefaltet, um möglichst den gesamten gepumpten Bereich mit einem rotationssymmetrischen Strahl zu erreichen. Ein weiterer Vorteil der Faltung ist, daß die notwendige Güteschaltung alle drei Strahlen unterbrechen kann. Entlang des Laserstrahls emittiertes Fluoreszenzlicht kann daher maximal einmal durch den Kristall propagieren. Wären die drei Verstärkungsbereiche hintereinander statt nebeneinander angeordnet, würden die Verluste durch einen Einfachdurchgang des verstärkten Fluoreszenzlichtes deutlich stärker.

Die Anregung des Kristalls erfolgt wie in Abb. 5.5a gezeigt durch direktes Anlegen eines unkollierten Diodenlaserstapels an die AR-beschichtete Dachkante. Die slow-axis Richtung der Diodenlaserbarren besitzt aufgrund der Brechung einen vernachlässigbaren Divergenzwinkel innerhalb des Kristalls. In beiden Strahlrichtungen wird das Pumplicht im Kristall durch totale interne Reflexion geführt. Auf der Grundfläche des Kristalls und auf der gegenüberliegenden Dachkante sind hochreflektierende Beschichtungen aufgebracht, die das Pumplicht reflektieren. Diodenstapel sind nur mit einer begrenzten Anzahl an Diodenbarren erhältlich. Sollte mehr als ein Diodenstapel erforderlich sein, kann das Schema aus Abb. 5.5b verwendet werden. Die Diodenstapel werden wechselseitig auf den Dachkanten angeordnet. Dazu werden die Dachkanten wechselseitig mit AR und HR Beschichtungen versehen. Bei diesem Prinzip ragt der mechanische

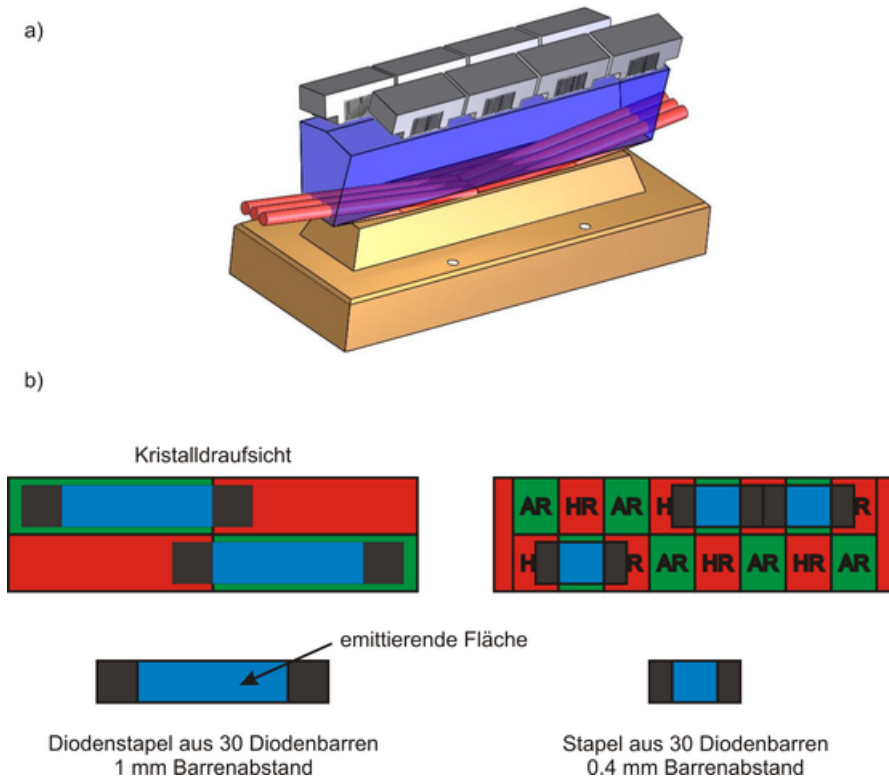


Abbildung 5.5: a) Kristall auf Wärmesenke mit eingezeichnetem 3-fach gefaltem Laserstrahlengang; b) mögliche Anordnung von Diodenstapeln zur Erzielung einer unterbrechungsfreien Aufreihung von Diodenbarren entlang des Kristalls trotz mechanischen Überstands der einzelnen Diodenstapel.

Überstand der Diodenstapel in die angrenzenden HR Bereiche. Es ergibt sich eine unterbrechungsfreie Aufreihung von Diodenbarren entlang des Kristalls.

Für die effiziente Anregung des Kristalls muss die Pumpleistung so hoch wie möglich gewählt werden, um durch Verkürzung des Pumpulses die Verluste durch spontane Emission zu minimieren. Eine Steigerung der Pumpleistung kann prinzipiell wie in Abb. 5.6 gezeigt durch Abbilden mehrere Diodenstapel auf die Kristalldachkante realisiert werden.

Die Verteilung der Inversionsdichte ist innerhalb des Nd:YAG Kristalls annähernd homogen. Dies ist von Vorteil, da es bei einer inhomogenen Inversionsverteilung mit der gleichen Anzahl angeregter Ionen Bereiche mit deutlich höherer

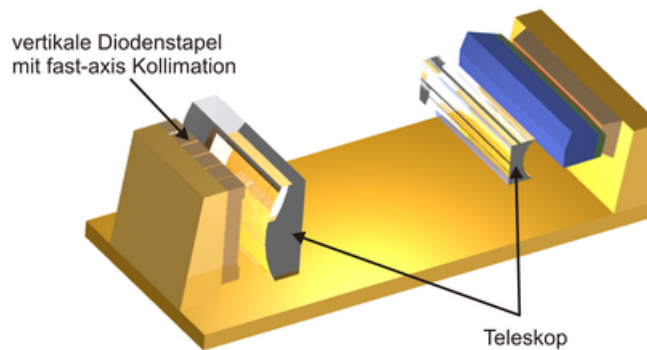


Abbildung 5.6: Steigerung der Pumpleistung durch Abbildung mehrerer vertikal orientierter Diodenstapel auf die Pumplichteinkopplfläche der Kristalldachkante.

Inversionsdichte gäbe, die deutliche höhere Verluste erleiden würden, beispielsweise durch up-conversion. Zugleich wird eine annähernd homogene Heizleistungsdichte erzielt, die zusammen mit der einseitigen Wärmeabfuhr zu nahezu eindimensionalen Temperaturgradienten im Kristall führt. Da alle Strahlanteile des Laserstrahls das vollständige Temperaturprofil im Kristall durchlaufen, bleibt die Wellenfront weitestgehend unverändert und es entstehen nur minimale thermo-optische Aberrationen.

Das beschriebene Laserkonzept entstand im Rahmen einer Konzeptstudie für die Europäische Raumfahrtagentur ESA (ESTEC contract number 18256/04/NL/FF). Auch wenn Teilaspekte des Konzeptes schon in anderen Lasern erfolgreich demonstriert wurden, bedarf es einer experimentellen Untersuchung, um die Vorteile zu verifizieren.

6 CTSL - Composite Thin Slab Laser

Der CTSL ist ein von [51] vorgeschlagenes Laserkonzept und wurde im Rahmen der Dissertation von [52] realisiert und untersucht. In dieser Arbeit wurde eine neue Generation des CTSL entwickelt, realisiert, optimiert und berechnet.

Die ursprüngliche Intention war die Entwicklung eines Laserverstärkers für die optische Satellitenkommunikation. Dazu sollte ein frequenzmodulierter Laserstrahl von etwa 50-100 mW Leistung ohne Verlust an Strahlqualität auf 10 W Leistung verstärkt werden. Die notwendige Verstärkung in einer einfachen Verstärkerstufe zu erreichen, ist eine große Herausforderung. Prinzipiell bietet sich Nd:YVO₄ aufgrund seiner hohen Kleinsignalverstärkung an. Die hohe Kleinsignalverstärkung bringt allerdings auch mögliche Verluste durch verstärkte Spontanemission oder parasitäre Laseroszillation mit sich.

Das ursprüngliche Konzept ist in Abb. 6.1 dargestellt. Das Pumplicht eines un-kollimierten Diodenbarrens wird in einen undotierten Vanadatkristall eingekoppelt und per totaler interner Reflexion geführt. An den Vanadatkristall ist ein dünnes Scheibchen Nd:YVO₄ angebondet, in dem das Pumplicht per Doppeldurch-

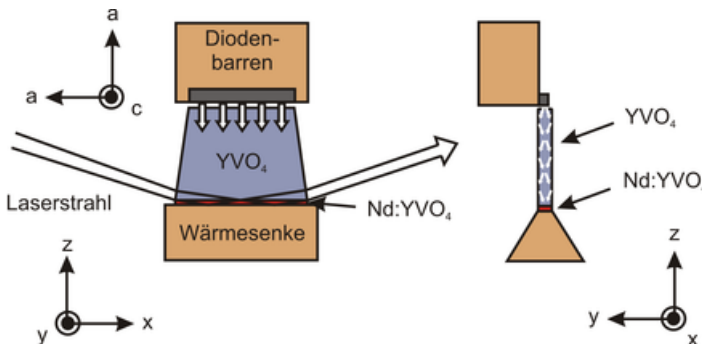


Abbildung 6.1: Ursprüngliches Konzept des CTSL.

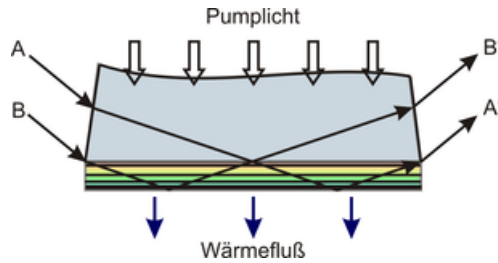


Abbildung 6.2: Eindimensionaler Wärmefluss im Laserkristall und Propagationsweg zweier Lichtstrahlen durch den Kristall.

gang absorbiert wird. Der entlang der c -Achse des Kristalls polarisierte Laserstrahl wird seitlich unter einem flachen Winkel in den Kompositkristall eingekoppelt und an der Grundfläche reflektiert.

Die Heizleistungsverteilung und die Wärmeableitung sind in der xy -Ebene nahezu homogen. Aus diesem Grund entsteht im Kristall ein nahezu eindimensionaler Temperaturgradient in z -Richtung. Abb. 6.2 zeigt die entsprechenden idealisierten Isothermen im Nd:YVO₄ Kristall. Jeder Teilstrahl des Laserstrahls durchläuft das komplette Temperaturfeld, so daß die optische Weglänge der Teilstrahlen identisch ist. Zwei solcher Teilstrahlen sind in Abb. 6.2 eingezeichnet. Im Resultat wird die Wellenfront des Laserstrahls unabhängig von der Pumpleistung nicht verformt.

6.1 Parasitäre Laseroszillation und optimierter Laserkristall

Das ursprüngliche Konzept litt unter parasitärer Laseroszillation, wie in Abb. 6.3 dargestellt. Die Kurven stellen die verstärkte Ausgangsleistung eines 100 mW Probestrahls hinter unterschiedlichen Kristallen als Funktion der Pumpleistung dar. Bei jeder Kurve ist ein klarer „Knick“ erkennbar, ab dem der Leistungszuwachs mit der Pumpleistung deutlich geringer wird. Der Grund ist das Einsetzen von parasitärer Laseroszillation, die zumindest in Teilbereichen des Kristalls die Inversionszunahme bei Steigerung der Pumpleistung verhindert. Die Kristalle unterschieden sich bezüglich der Massnahmen, die zur Unterdrückung der parasitären

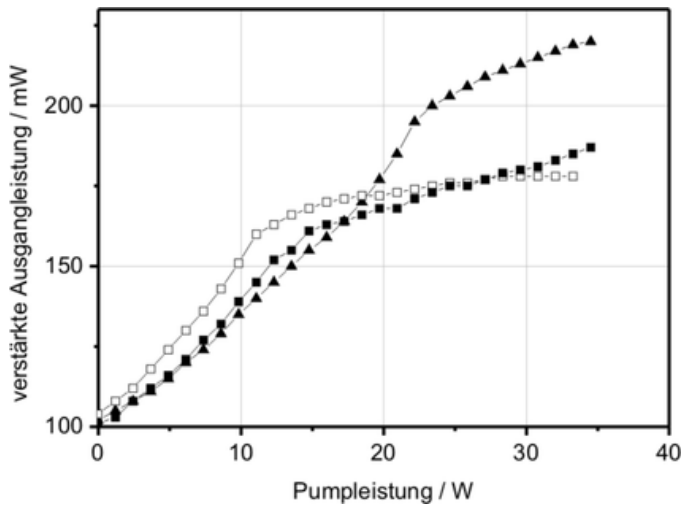


Abbildung 6.3: Gemessene Ausgangsleistung nach einem Einfachverstärkungsdurchgang eines 100 mW Probestrahls durch den ursprünglichen CTSL. Die einzelnen Kurven entsprechend unterschiedlichen Kristallformen. Bei allen Kurven nimmt der Anstieg der Ausgangsleistung ab einer gewissen Pumpleistung stark ab.

Laseroszillation unternommen wurden. So wurde beispielsweise die Einkoppelfläche des Pumplichtes mit einer zylindrischen Krümmung in y-Richtung versehen oder ein Keilwinkel von 2° zwischen den beiden großen Kristallflächen eingeschliffen.

Um das Problem der parasitären Laseroszillation zu lösen wurde ein Raytracing Programm geschrieben, mit dessen Hilfe kritische Strahlwege innerhalb des Kristalls ermittelt werden können. In dem Programm läßt sich eine beliebige Kristallform durch dreidimensionale Stützpunkte vorgeben. Lichtstrahlen können im Rahmen der geometrischen Optik durch den Kristall propagiert werden. Die Propagation wird abgebrochen, sobald der Strahl auf einer Kristallfläche den Grenzwinkel für totale interne Reflexion unterschreitet. Abb. 6.4 illustriert eine derartige Berechnung für einen einfachen Teststrahl. Kritische Strahlwege sind daran erkennbar, daß sie bei einer vorgegebenen maximalen Anzahl an Reflexionen besonders oft den gepumpten Bereich durchlaufen. Das Problem der ursprünglichen Kristallgeometrie ist klar erkennbar. Durch die Parallelität der Pumpfläche und der Kristallgrundfläche verbleibt der Großteil der spontanen Emission durch totale

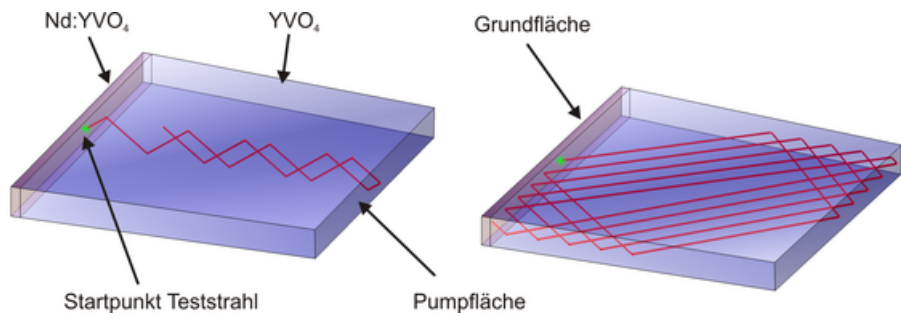


Abbildung 6.4: Mittels Raytracing berechnete Strahlwege im ursprünglichen CTSL, die aufgrund von Mehrfachdurchgängen durch den Nd:YVO₄ Kristall die Inversion abbauen oder einen parasitären kristallinternen Laser ausbilden. Die Anzahl der Reflexionen an den Kristallflächen wurde begrenzt.

interne Reflexion im Kristall und wird im gepumpten Bereich verstärkt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Grenzwinkel zum Lot für totale interne Reflexion in Vanadat bei etwa 30° liegt. In den Rechnungen kann die maximale Anzahl an Reflexionen beschränkt werden, da sonst Teilstrahlen unendlich oft reflektiert würden. Auch in der Realität würden die Strahlen durch Beugung früher oder später auf eine Kante treffen oder den Grenzwinkel für totale interne Reflexion unterschreiten.

Der wichtigste Schritt zur Lösung des Problems besteht in der Neigung der Pumpfläche um 45° , wie in Abb. 6.5 dargestellt. Jegliche Emission, die aus dem Nd:YVO₄ Kristall direkt auf die Pumpfläche zuläuft, wird auf diese Weise ausgekoppelt. Die angeschrägte Pumpfläche bietet noch einen weiteren Vorteil. Wie in Abb. 6.6 dargestellt, kann das Pumplicht eines weiteren Diodenbarrens eingekoppelt werden. Dieser kann sowohl zur Erhöhung der Pumpleistung dienen als auch als redundante Pumpquelle, zum Beispiel bei einem satellitenbasierten Laser. Durch Verwendung einer Pumpoptik ließen sich aufgrund des großen Produktes aus Pumpfläche und Pumplichtakzeptanzwinkel auch Diodenstapel aus vielen Diodenbarren zum Pumpen verwenden. Zusätzlich zur Modifikation der Pumpfläche wurden wie in Abb. 6.5a dargestellt die Seitenflächen im unteren Bereich derart gefast, daß spontane Emission, die parallel zur Grundfläche propagiert, aus dem gepumpten Bereich reflektiert wird.

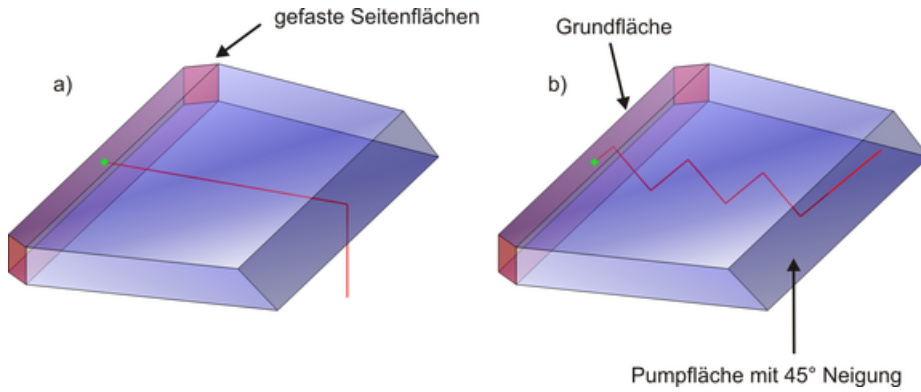


Abbildung 6.5: Unterdrückung des Mehrfachdurchgangs von spontaner Emission zwischen Grundfläche und Pumpfläche im neuen CTSL durch Neigung der Pumpfläche um 45° .

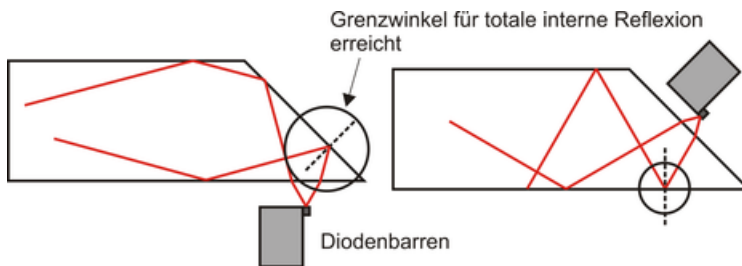


Abbildung 6.6: Einkopplung zweier Diodenbarren durch die geneigte Pumpfläche im neuen CTSL. Dargestellt ist der Verlauf der Randstrahlen des Pumpstrahls.

Um die Empfindlichkeit des Kristalls für parasitäre Laseroszillation besser beurteilen zu können, wurden ausgehend von der Grundfläche des Kristalls eine Vielzahl von Strahlen durch den Kristall propagiert. Abb. 6.7 zeigt das zugrunde liegende Koordinatensystem und die beiden Strahlwinkel θ und ϕ . Für die Untersuchung wurde die x-Position der Strahlen und der Winkel ϕ für drei unterschiedliche Winkel θ variiert. Die y-Position liegt in der Mitte des Kristalls. Das Programm propagiert den Strahl so lange durch den Kristall, bis er ausgekoppelt wird oder bis die maximale Anzahl an Reflexionen (hier 200) erreicht ist. Während der Strahlpropagation wird gezählt, wie oft der Strahl die Grundfläche (im Prinzip also den gepumpten Nd:YVO₄ Kristall) trifft. Potentiell gefährliche Strah-

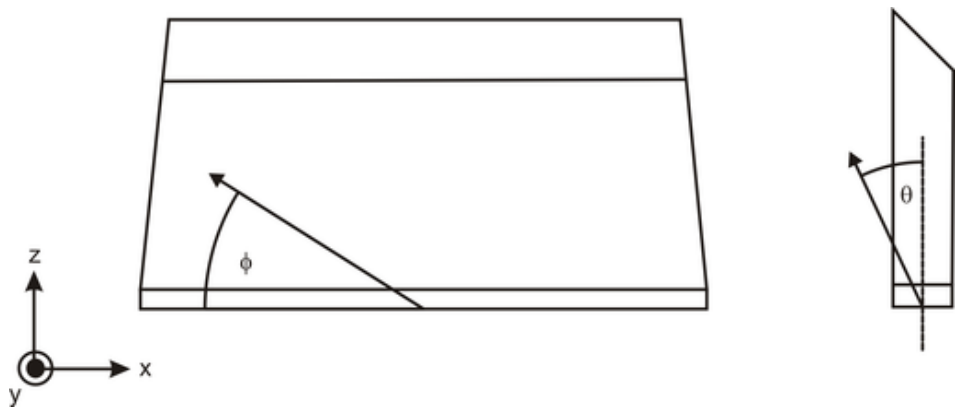


Abbildung 6.7: Koordinatensystem und Winkelbezeichnungen für die Propagation von Teststrahlen durch den Kristall.

len treffen die Grundfläche besonders häufig.

In Abb. 6.8 ist die Auswertung der Berechnung für einen iterativ optimierten Kristall dargestellt. Es ist erkennbar, daß die Anzahl der Grundflächenreflexionen für die meisten Startpunkte x und die meisten Startpropagationswinkel θ und ϕ sehr gering ist. Dennoch gibt es auch in der optimierten Kristallform Strahlwege, die aufgrund ihrer häufigen Durchgänge durch den Nd:YVO₄ Kristall zu starken ASE Verlusten oder parasitären Lasern führen können. Diese zeichnen sich durch besonders häufige Reflexionen an der Kristallgrundfläche aus. Fünf dieser Strahlwege wurden in Abb. 6.8 markiert und die entsprechenden Strahlwege durch den Kristall wurden in einer separaten Grafik mittels Raytracing dargestellt. Ein wesentliches Ziel der Optimierung bestand darin, daß die gefährlichen Strahlwege mit den häufigen Grundflächenreflexionen in der obigen Darstellung in Abb. 6.8 Inseln bilden. Dies bedeutet, daß der Winkelbereich und die Abstrahlfläche der Strahlen mit Mehrfachdurchgängen durch den Nd:YVO₄ Kristall klein ist. In diesem Fall wird nur wenig Leistung in Richtung dieser Strahlwege abgestrahlt und die Anzahl der Mehrfachdurchgänge ist durch Beugung beschränkt, da der erforderliche enge Winkelbereich verlassen wird. Nahezu alle gefährlichen Strahlwege führen wie in Abb. 6.8 gezeigt über den optisch ungenutzten oberen Bereich der Seitenflächen und bieten so die Option für weitere Massnahmen, wie beispielsweise Aufrauen oder das Aufbringen absorbierender Beschichtungen. Der in

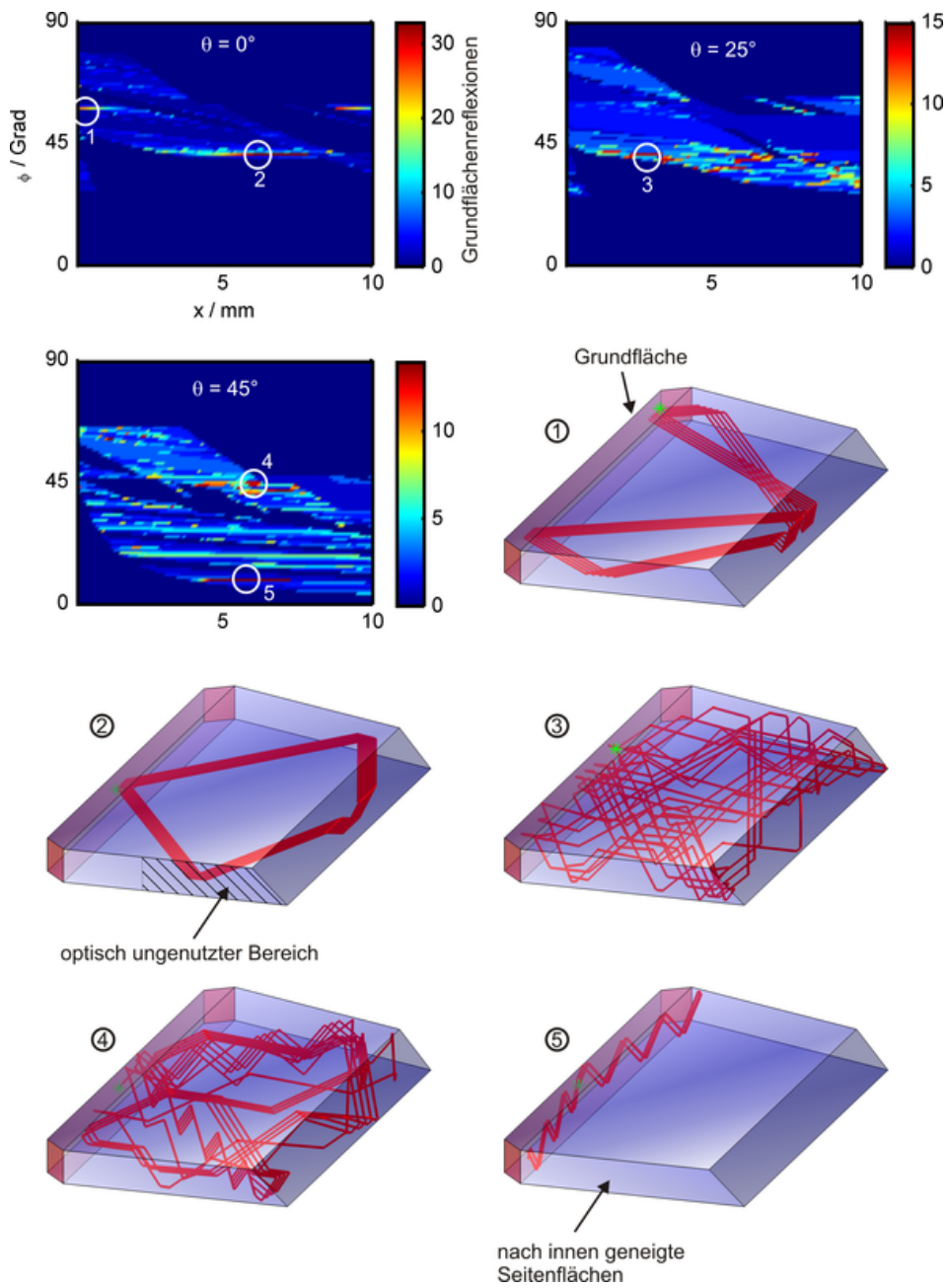


Abbildung 6.8: Auswertung der Raytracing Analyse der Kristallform bezüglich potentieller Strahlwege mit häufigen Durchgängen durch den Nd:YVO₄ Kristall. Oben: Anzahl der Grundflächenreflexionen von Teststrahlen abhängig von ihrer Startposition x und ihrer Startpropagationswinkel θ und ϕ . Es wurden 5 Strahlwege mit besonders häufigen Grundflächenreflexionen durch Zahlen markiert. Unten: Darstellung der 5 ausgewählten Strahlwege mittels Raytracing.

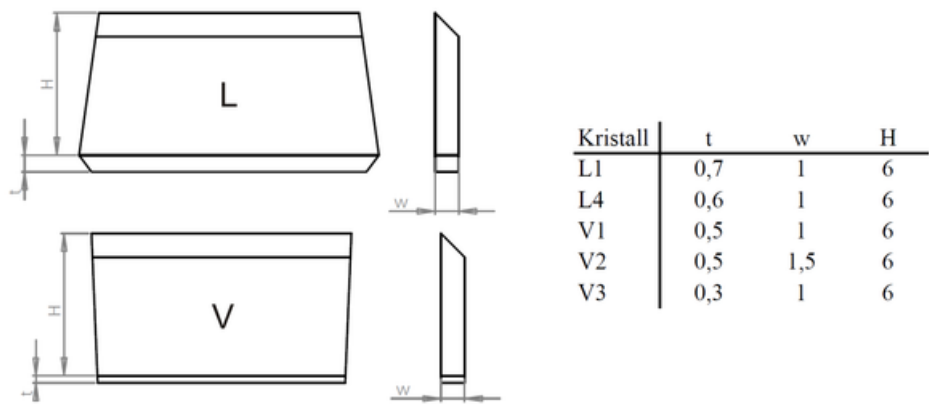


Abbildung 6.9: Abmessungen und Bezeichnung der gefertigten CTSL Kristalle.

Abb. 6.8 dargestellte Strahlweg Nr. 5 entsteht nur in Kristallen mit nach innen geneigten Seitenflächen. Um Mehrfachdurchgänge entlang des Strahlwegs Nr. 5 zu unterdrücken, können die Seitenflächen nach außen geneigt werden.

6.2 Kristalle und Beschichtung

Es wurden fünf unterschiedliche Kristalle für Experimente gefertigt. Abb. 6.9 zeigt eine Übersicht der unterschiedlichen Abmessungen und die Nomenklatur. Mit „L“ bezeichnete Kristalle sind für Laserexperimente vorgesehen, solche mit „V“ für den Verstärkerbetrieb. Im Laserbetrieb sollte möglichst viel Pumplicht absorbiert werden, daher ist die Dicke t des Nd-dotierten Scheibchens größer. Der erzeugte Laserstrahl sollte stigmatisch sein. Eine größere Dicke des dotierten Scheibchens erfordert dafür bei gegebener Kristallbreite w einen größeren Strahleinfallswinkel zur Grundfläche. Aus diesem Grund wurden die Seitenflächen der L-Kristalle nach innen geneigt, um trotz Brechung an der Seitenfläche einen ausreichend großen Einfallswinkel zur Grundfläche gewährleisten zu können. Zur Illustration zeigt Abb. 6.10 die Randstrahlen des Laserstrahls bei unterschiedlicher Neigung der Seitenflächen. Bei großen kristallinternen Strahlwinkeln zur Grundfläche und nach außen geneigten Seitenflächen verringert sich der Strahldurchmesser außerhalb des Kristalls und ein stigmatischer Strahl kann nur durch Reduktion von w erzielt werden.

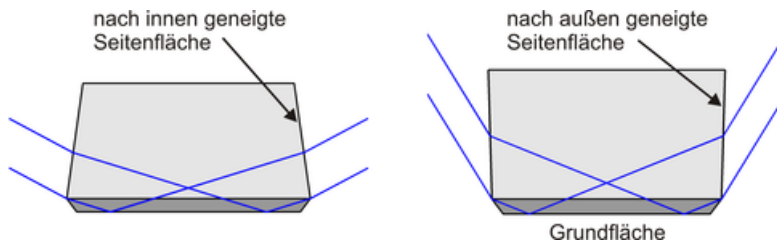


Abbildung 6.10: Randstrahlen des Laserstrahls bei unterschiedlicher Neigung der Seitenflächen.

Laserkristalle mit nach innen geneigten Seitenflächen sind potentiell durch parasitäre Laseroszillation entlang des in Abb. 6.8 dargestellten Strahlwegs Nr. 5 gefährdet. Für den Laserbetrieb stellt dies mit hoher Wahrscheinlichkeit kein Problem dar, da nach den Ergebnissen mit der ursprünglichen Kristallform die Laserschwelle des kristallinternen parasitären Lasers weit über der Laserschwelle des kristallexternen Resonators lag. Unter Umständen erhöht sich allerdings die Laserschwelle aufgrund des Inversionsabbaus durch ASE.

Die Kristalle mit der Bezeichnung „V“ sind für den Verstärkerbetrieb optimiert. Das Optimierungsziel ist eine möglichst hohe Kleinsignalverstärkung, um mit wenigen Kristalldurchgängen eine hohe Verstärkung zu erzielen. Die zurückgelegte Weglänge im gepumpten Bereich steigt mit sinkendem Einfallswinkel des Strahls, daher gibt es einen Kompromiss aus Pumplichtabsorption und Propagationslänge [52]. Zu Versuchszwecken wurden Kristalle mit zwei unterschiedlichen Dicken des dotierten Scheibchens hergestellt. Alle Kristalle besitzen eine Dotierkonzentration von 1 at.%, um eine ausreichende Pumplichtabsorption bei geringer Kristalldicke zu erzielen.

Die Rohkristalle wurden von der Firma Castech in China hergestellt. Anschließend wurde von der Firma Onyx Optics, Inc. in den USA mittels Diffusionsbonden ein Würfel aus dotiertem und undotiertem Vanadat gefertigt. Aus diesem Würfel wurden von der Firma Photon Laser Optik in Deutschland die einzelnen Kristalle geschnitten und poliert. Anschließend wurden von der Firma Layertec in Deutschland die nötigen HR und AR Beschichtungen aufgebracht. Die Beschichtung der Seitenflächen sah schon visuell fehlerhaft aus. Eine Transmissionsmessung entlang des Laserstrahlwegs ergab eine Transmission von nur 85 %.

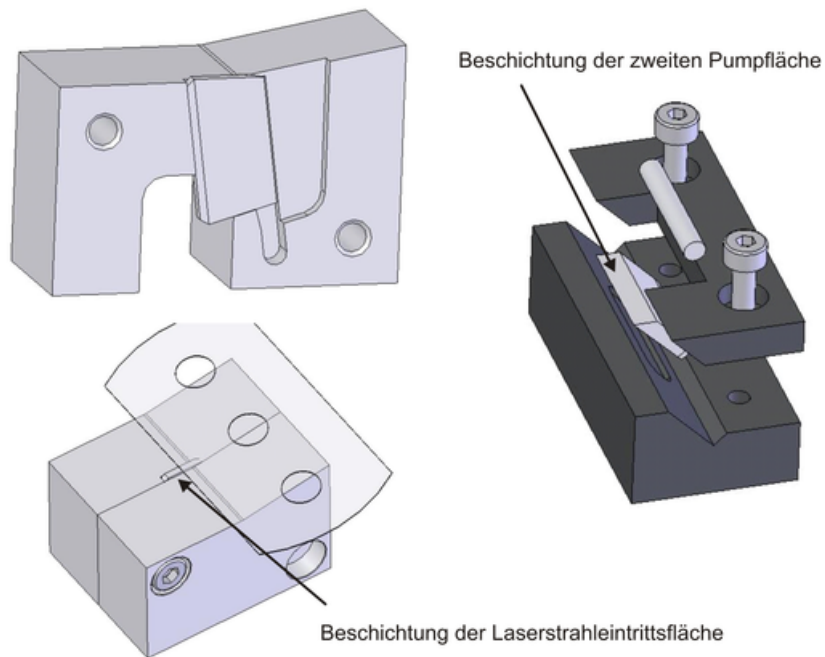


Abbildung 6.11: Spezialhalter für die optische Beschichtung der Kristallflächen. Zielsetzung: Kontamination nicht zu beschichtender Flächen vermeiden, Einpressen des Kristalls aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung von Kristall und Aluminium vermeiden, optisch in Transmission genutzte Flächen nicht berühren, einfache Kristallmontage.

Die Beschichtungen wurden von Photon Laseroptik herunterpoliert. Aufgrund der Vermutung, daß bei der Beschichtung einige Flächen mehrfach beschichtet wurden, wurden spezielle Halter für die einzelnen Beschichtungen entwickelt und hergestellt. Abb. 6.11 zeigt beispielhaft zwei der Kristallhalter. Alle Kristallhalter sind zweiteilig, um eine einfache Kristallmontage zu ermöglichen. Da sich Halter und Kristall während der Beschichtung stark erwärmen, wurde zur Abschattung von nicht zu beschichtenden Flächen teilweise ein Stahlzylinder verwendet, der zum einen leicht zu befestigen ist und zum anderen die Ausdehnung durch Rollen kompensieren kann. Die erneute Beschichtung war einwandfrei. Die Gesamtfertigungsdauer für die Kristalle betrug ungefähr 1 Jahr.

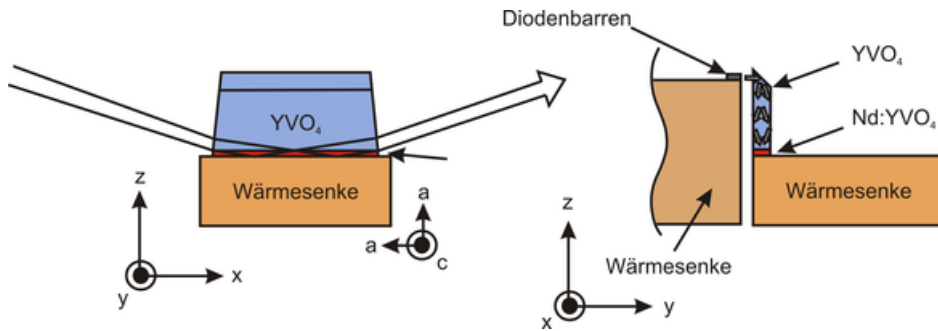


Abbildung 6.12: Laserkonzept des neuen CTSL.

6.3 Mechanischer Aufbau und Aberrationen

Abb. 6.12 zeigt das Pumpkonzept für die neue Kristallform. Der Kristall wird auf eine Wärmesenke geklebt und dicht vor dem Diodenbarren platziert. Die konkrete mechanische Realisierung ist in Abb. 6.13 dargestellt. Sowohl Kristall als auch Diodenbarren werden von einem Peltierelement aktiv mit Hilfe einer wassergekühlten Trägerplatte gekühlt. Als zweite Option wurde eine Luftkühlung realisiert. Um innerhalb der Wellenlängentoleranz für ausreichende Absorption zu bleiben, muss die Temperatur des Barrens üblicherweise bei etwa 30°C liegen. Eine passive Kühlung ohne Peltierelement scheidet damit aus, da der Abtransport von einigen 10 W Verlustleistung selbst in guten passiven Kühlungen eine zu große Temperaturerhöhung verursacht. Die Verwendung eines Peltierelementes zur aktiven Temperaturregelung ist daher obligatorisch. Da es eine Vielzahl von Herstellern unterschiedlicher Peltierelemente gibt, wurde das optimale Peltierelement durch rechnerischen Vergleich ermittelt. Das entscheidende Kriterium war dabei die minimale erreichbare Kaltseitentemperatur in Abhängigkeit der abzuführenden Verlustleistung und des Wärmewiderstandes des Luftkühlkörpers. Um Wärme von der kalten Seite des Peltiers auf die warme Seite mit dem angeschlossenen Luftkühlkörper zu pumpen, wird Arbeit im Peltierelement verrichtet. Diese Arbeit wird in Form von zusätzlicher Verlustleistung auf der Warmseite abgeführt. Befindet sich auf der Warmseite ein Luftkühlkörper mit einem Wärmewiderstand R_{th} , so ergibt sich die Temperatur T_{warm} der Warmseite des Peltiers wie folgt:

$$T_{warm} = T_{ugb} + P_{warm} \cdot R_{th} \quad (6.1)$$

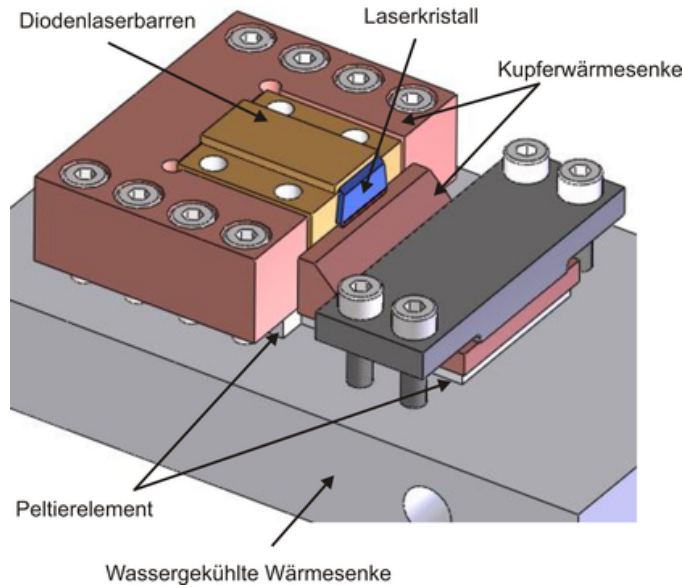


Abbildung 6.13: Mechanische Umsetzung der Pumpanordnung.

T_{ugb} ist die Umgebungstemperatur, in der sich der Luftkühlkörper befindet. P_{warm} ist die von der Warmseite des Peltiers abgegebene Leistung und berechnet sich wie folgt [53]:

$$P_{warm} = T_{warm} \cdot \alpha_{pel} \cdot I + \frac{I^2 R}{2} - k_{pel} \cdot (T_{warm} - T_{kalt}) \quad (6.2)$$

α_{pel} ist der Seebeckkoeffizient des Peltierelementes, I ist der elektrische Strom, der durch das Peltierelement fließt, R ist der ohmsche Widerstand des Peltierelementes und k_{pel} ist die thermische Leitfähigkeit des Peltierelementes. Analog zu Gleichung 6.2 berechnet sich die Leistung P_{kalt} , die der Kaltseite entzogen wird, wie folgt [53]:

$$P_{kalt} = T_{kalt} \cdot \alpha_{pel} \cdot I - \frac{I^2 R}{2} - k_{pel} \cdot (T_{warm} - T_{kalt}) \quad (6.3)$$

P_{kalt} entspricht dabei der abzuführenden Verlustleistung des Diodenbarrens. Durch Kopplung der Gleichungen 6.1, 6.2 und 6.3 erhält man die gesuchte Gleichung für die Kaltseitentemperatur. Eine derartige Gleichung konnte in der Literatur nicht

gefunden werden, daher wird sie nachfolgend trotz ihres wenig intuitiven Charakters aufgeführt:

$$T_{kalt} = \frac{P_{kalt} \cdot \left(1 + R_{th} (k_{pel} - I \alpha_{pel})\right) + R I^2 \cdot \left(\frac{1}{2} + R_{th} \cdot (k_{pel} - \frac{1}{2} I \alpha_{pel})\right) + k_{pel} \cdot T_{ugb}}{k_{pel} + I \alpha_{pel} - I^2 \alpha_{pel}^2 R_{th}} \quad (6.4)$$

Eine graphische Auswertung von Gleichung 6.4 zeigt einen annähernd parabolischen Verlauf der Kaltseitentemperatur in Abhängigkeit des elektrischen Stroms. Es existiert ein eindeutiges Minimum. Dies ist zu erwarten, da bei zu geringen Strömen nur wenig Wärme gepumpt wird, wohingegen bei zu großen Strömen eine hohe elektrische Verlustleistung im Peltierelement entsteht. Um die Peltierelemente unterschiedlicher Hersteller anhand der nach Gleichung 6.4 berechneten Kaltseitentemperatur zu vergleichen, müssen die für die Berechnung benötigten Kennwerte aus den in den Herstellerdatenblättern aufgeführten Messkurven ermittelt werden. Der Ohm'sche Widerstand R wird aus den angegebenen Werten für Maximalspannung und Maximalstrom berechnet. Der Wert für α_{pel} kann aus Gleichung P_{kalt} gewonnen werden. Für den Fall $T_{kalt} = T_{warm}$ verschwindet der ebenfalls unbekannte Wert von k_{pel} aus der Gleichung. Ermittelt man für diesen Fall aus den Datenblattkurven die Werte für T_{kalt} und P_{kalt} bei verschiedenen Strömen I , so kann ein Mittelwert für α_{pel} berechnet werden. Ist α_{pel} bekannt, kann k_{pel} auf ähnliche Weise bestimmt werden. Mit den ermittelten Koeffizienten kann dann mittels Gleichung 6.4 die Kaltseitentemperatur berechnet werden.

Ein Vergleich der minimalen erreichbaren Kaltseitentemperatur für unterschiedliche Peltierelemente ist in Abb. 6.14 dargestellt. Es wurden nur Peltierelemente mit einer Kantenlänge von 30 mm verglichen. Diese Peltierelemente sollen im Aufbau die Kühlung der Laserkristalle übernehmen. Die abzuführende Leistung P_{kalt} wurde auf 20 W festgelegt. Als Parameter wurde der Wärmewiderstand R_{th} des Luftkühlkörpers variiert. Für jedes Peltierelement wurde die minimale Kaltseitentemperatur innerhalb des zulässigen Strombereichs ermittelt. Da die Unterschiede zwischen den Peltierelementen bis zu 50 K betragen, ist die Wahl des richtigen Peltierelementes für eine ausreichende Kühlung entscheidend. Um ein Kriterium für gute Peltierelemente zu ermitteln, wurden die Peltierkoeffizienten tabellarisch unterhalb der Kurven aufgeführt. Zur intuitiveren Erfassung wurden die Werte zwischen dem jeweiligen Minimum und Maximum einer Zeile falschfarbenkodiert. Die guten Peltierelemente besitzen einen hohen Wärmeleitwert k_{pel} .

Da im vorliegenden Fall die abzuführende Verlustleistung P_{kalt} in etwa der elektrischen Verlustleistung des Peltierelementes entspricht, scheint ein temperaturgradientenarmer Wärmetransport durch das Peltierelement der wichtigste Parameter zu sein. Bei anderen Aufgabenstellungen, zum Beispiel, wenn hohe Temperaturdifferenzen bei geringer abzuführender Leistung erzielt werden sollen, kann das Ergebnis anders ausfallen.

In dieser Arbeit wurde für die Kristallkühlung das Supercool Peltierelement PC-128-10-05 verwendet. Für die Kühlung des Diodenbarrens wurde anhand der gleichen Methode ein 40 mm breites Peltierelement vom Typ Supercool PC-200-14-11 ausgewählt. Aus Abb. 6.14 ist darüberhinaus ersichtlich, daß der Wärmewiderstand des Luftkühlkörpers eine entscheidende Rolle spielt. Als Anhaltspunkt kann angenommen werden, daß ein wassergekühlter Kühlkörper einen Wärmewiderstand von annähernd 0 K/W aufweist. Ein Luftkühlkörper mit den Abmessungen 50 x 50 x 150 mm³ und einem sehr starken Lüfter erreicht einen Wert von etwa 0.2 K/W. Kühlkörper mit Daten zum Wärmewiderstand finden sich zum Beispiel bei der Firma Fischer Elektronik (www.fischerelektronik.de). Der Kristall und der Diodenbarren werden auf einem gemeinsamen Kühlkörper betrieben. Um trotz der hohen gemeinsamen Verlustleistung eine sichere Kühlung zu gewährleisten, wurde ein eigener Luftkühlkörper entwickelt. Die Hauptanforderung an den Kühlkörper besteht darin, die auf der kleinen Fläche der Peltierelemente abgeführte Wärme temperaturgradientenfrei auf eine große Fläche zu verteilen, die mit einem langsam drehenden großen Lüfter gekühlt wird. Die Ideallösung besteht demnach aus einer Vielzahl dünner Lamellen, auf welche die Wärme mittels eines idealen Wärmeleiters verteilt wird. Für die praktische Realisierung wurden wie in Abb. 6.15 dargestellt zwei flüssigkeitsgefüllte Wärmeleitrohre (heatpipes) als Annäherung an den idealen Wärmeleiter verwendet. Diese werden in einem Kupferblock direkt unterhalb des Diodenbarrenpeltierelementes und des Kristallpeltierelementes eingelötet. Auf die Wärmeleitrohre ist eine Vielzahl von Lamellen aufgedrückt, die mittels eines großen Lüfters von Luft durchströmt werden. Der Kühlkörper wurde von der Firma DAU in Ligist, Österreich, gefertigt. Mit der Wärmesenke konnte bei ruhigem Lüfterbetrieb ein Wärmewiderstand von rund 0.3 K/W erzielt werden, der für den sicheren Betrieb problemlos ausreicht. Nachdem die Wärmesenke 3 Monate komplikationsfrei betrieben werden konnte, fiel aus unerfindlichen Gründen die Wärmeübertragung zu den Lamellen aus,

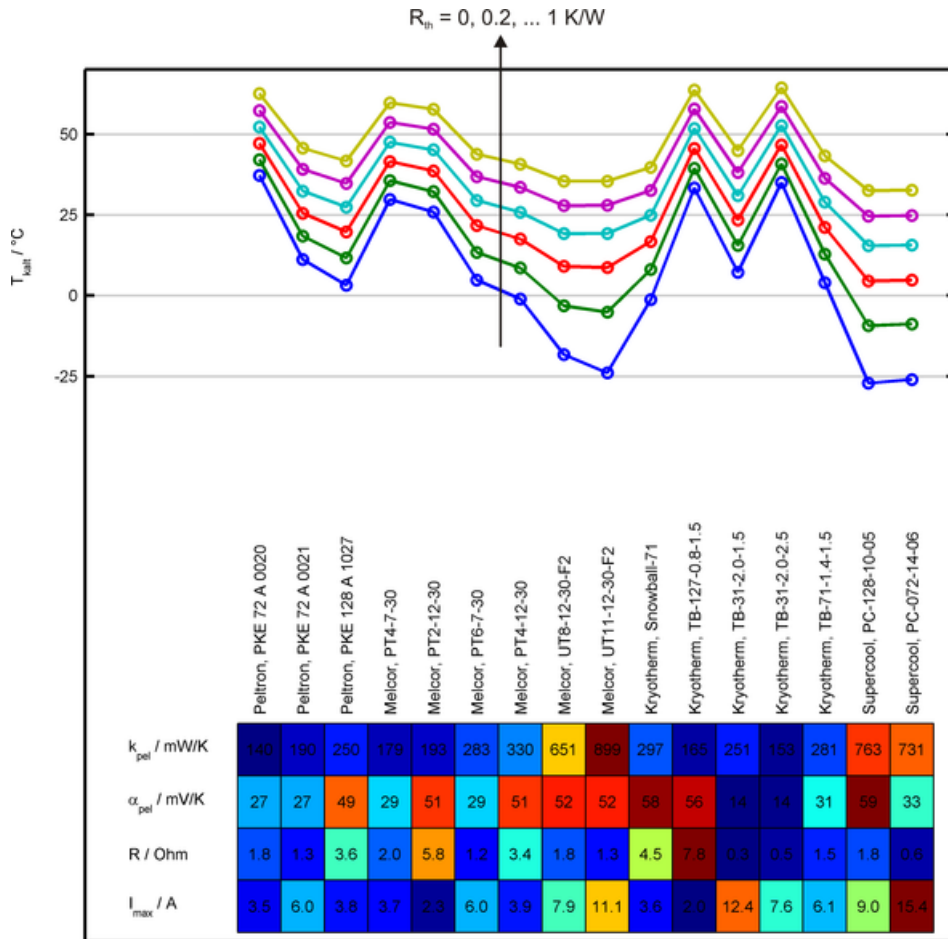


Abbildung 6.14: Vergleich der minimalen Kaltseitentemperatur T_{kalt} für unterschiedliche Peltierelemente mit 30 mm Kantenlänge bei einer Umgebungstemperatur von $T_{ugb} = 25^\circ\text{C}$. Die abzuführende Leistung beträgt $P_{kalt} = 20 \text{ W}$. Der Kurvenparameter ist der Wärmewiderstand R_{th} des Luftkühlkörpers ($R_{th} = 0$ entspricht in etwa einer Wasserwärmesenke, $R_{th} = 0.2 \text{ K/W}$ entspricht einem leistungsfähigen Luftkühlkörper mit Lüfter). Zusätzlich werden die aus den Herstellerdatenblättern ermittelten Peltierparameter verglichen. Die hinterlegte Falschfarbendarstellung beschreibt den Wert eines Parameters bezogen auf den minimalen und maximalen Wert der Parameterzeile.

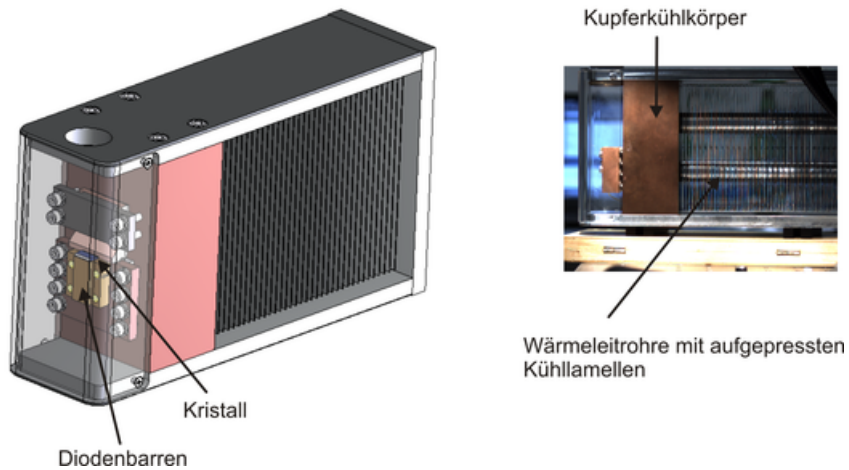


Abbildung 6.15: Luftkühlung des CTSL mittels eines Kühlkörpers aus flüssigkeitsgefüllten Wärmeleitrohren und aufgedruckten großflächigen Lamellen.

möglicherweise durch Verlust des Wärmetransportmittels. Der Grund für das Versagen der Wärmeleitrohre wurde nicht ermittelt und es wurde eine wassergekühlte Wärmesenke verwendet.

Die Kristallwärmesenke besteht aus poliertem Kupfer. Häufig wird als Wärmesenkenmaterial für Vanadatkristalle eine Kupfer-Wolfram Legierung verwendet, die eine Anpassung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten ermöglicht. Sollte der Kristall großen Temperaturschwankungen ausgesetzt sein, kann diese Massnahme die mechanische Belastung der Fügestelle und des Kristalls stark verringern. Für den gepumpten Betrieb ist eine reine Anpassung des Wärmeausdehnungskoeffizienten nicht notwendigerweise optimal, da sowohl im Kristall als auch in der Wärmesenke eine inhomogene Temperaturverteilung entsteht. Die reale Verformung der Wärmesenke und des Kristalls hängt daher von einer Vielzahl von Parametern der Wärmesenke ab, wie zum Beispiel dem Wärmeausdehnungskoeffizienten, der Wärmeleitfähigkeit, dem Elastizitätsmodul und der Wärmesenkenform. Letztlich muss die Deformation mit Hilfe eines FEM Programms optimiert werden. Bei der CTSL Geometrie ist aufgrund der Länge des Kristalls vor allem die x-Richtung (siehe Abb. 6.12) interessant. Sollten sich Kristall und Wärmesenke unterschiedlich stark ausdehnen, so wird die Klebstoffschicht insbesondere an den Rändern des Kristalls in x-Richtung die unterschiedliche Ausdehnung

kompensieren müssen. In y-Richtung werden deutlich geringere Effekte erwartet. Zur Untersuchung der Belastung der Fügestelle von Kristall und Wärmesenke wurde die Verformung des Kristalls und der Wärmesenke mit einer zweidimensionalen FEM Berechnung für die xz-Ebene berechnet. Die Berechnung wurde sowohl für die in Abb. 6.16a gezeigte trapezförmige Wärmesenke als auch für die in Abb. 6.16b gezeigte Wärmesenke mit ausgefrästem Steg unter dem Kristall durchgeführt. Zusätzlich zur Variation der Wärmesenkenform wurde die Berechnung sowohl für Kupfer als auch für eine Kupfer-Wolfram Legierung durchgeführt. Abb. 6.16c zeigt die angenommene Heizleistungsverteilung im Kristall. Der Kristall wird homogen gepumpt und die Verteilung wird in x-Richtung auf 10 mm (entsprechend der Breite des Diodenbarrens) begrenzt. Die daraus berechnete Temperaturverteilung ist in Abb. 6.16d dargestellt. Die resultierende Temperaturverteilung ist sowohl in x- als auch in z-Richtung inhomogen. Um das unterschiedliche Ausdehnungsbestreben des Kristalls und der Wärmesenke entkoppelt voneinander zu ermitteln, wurde in dem FEM Modell zwischen Kristall und Wärmesenke eine weiche Klebstoffschicht eingefügt, die die unterschiedliche Verformung aufnimmt, ohne Spannungen zu übertragen. Darüberhinaus wurde der Klebstoffschicht eine extrem hohe Wärmeleitfähigkeit zugewiesen, so daß die Temperaturverteilungen der Wärmesenke und des Kristalls nicht durch die Klebstoffschicht beeinflusst werden. Abb. 6.16e zeigt die berechnete Verformung der Geometrie. Zu Darstellungszwecken wurde die Verformung um den Faktor 1000 überhöht. Es ist direkt ersichtlich, daß die Wärmesenke eine nach unten gerichtete Krümmung anstrebt, da sie an der Oberseite wärmer ist als an der Unterseite. Die horizontale Ausdehnung an der Oberseite kann nicht einfach durch den Ausdehnungskoeffizienten α_T des Materials beschrieben werden, da sie zusätzlich von den inneren Spannungen in der Wärmesenke abhängt. Der Kristall zeigt eine sehr geringe Krümmung, die durch die Stabilisierung durch den großen undotierten Vanadatkristall begründet ist. Ein wesentlicher Aspekt der Verformung beider Körper ist die unterschiedliche horizontale Ausdehnung, die eine abscherende Wirkung auf die Klebstoffschicht ausübt. Abb. 6.16f zeigt die lokale horizontale Verschiebung des FEM Gitters. Die unterschiedliche Ausdehnung von Kristall und Wärmesenke ist klar ersichtlich. Aus der horizontalen Verschiebung Δx an der Kristallunterseite und der Wärmesenkenoberseite lässt sich jeweils eine spe-

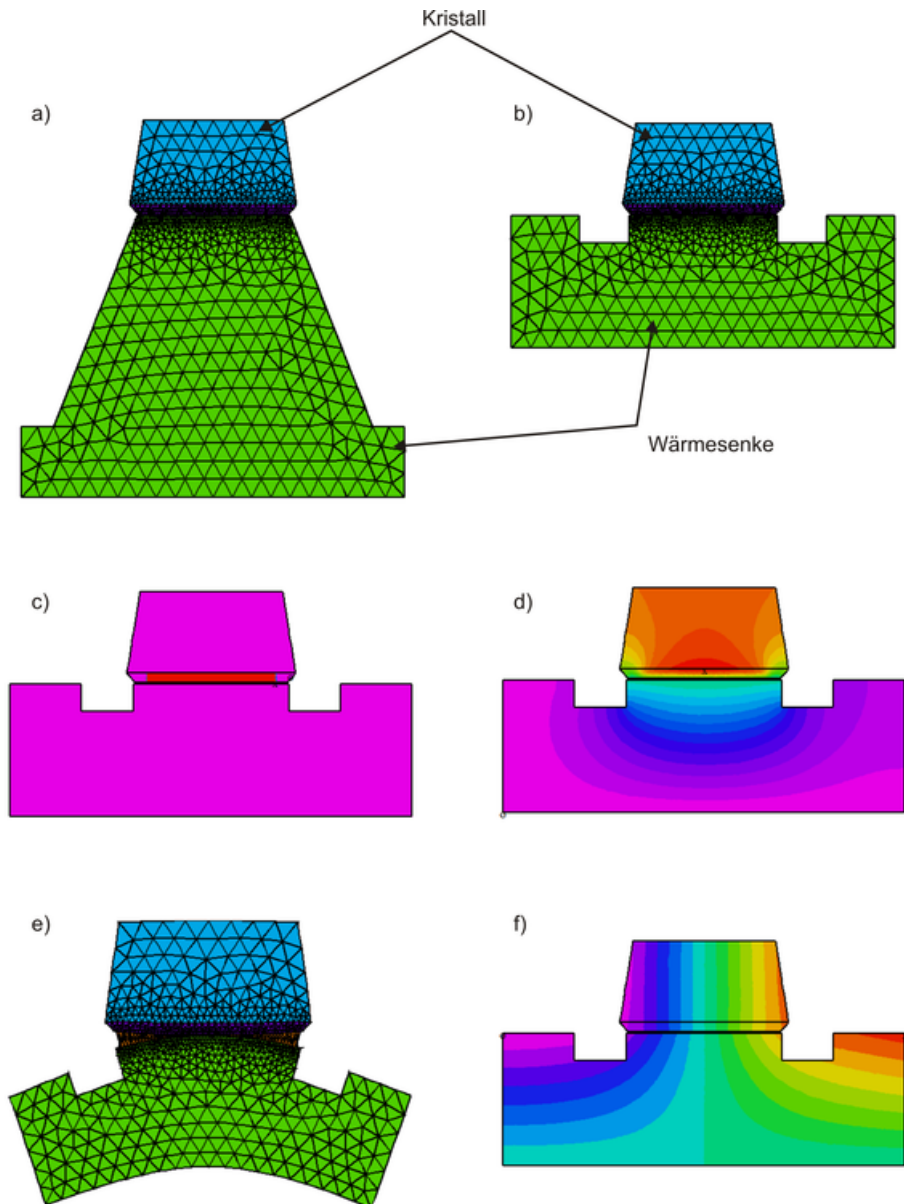


Abbildung 6.16: FEM-Berechnung der Wärmesenken- und Kristallverformung durch das Pumpen des Kristalls. a) Simulationsgeometrie mit trapezförmiger Wärmesenke, b) Simulationsgeometrie mit stegförmiger Wärmesenke, c) Eingebrachte Heizleistung (rot), d) Berechnete Temperaturverteilung, e) 1000-fach überhöhte Verformung der Geometrie bei Verwendung eines ideal weichen und wärmeleitenden Übergangsmaterials zwischen Kristall und Wärmesenke, f) horizontale lokale Verschiebung des FEM Gitters gegenüber der Ausgangsposition.

zifische Wärmeausdehnung δ_K des Kristalls und δ_{WS} der Wärmesenke ermitteln. Diese ergibt sich aus der Gleichung

$$\delta = \frac{\Delta x}{x} \cdot \frac{1}{P_{heiz}} \quad (6.5)$$

Dabei ist x der Abstand von der Kristallmitte und P_{heiz} die eingebrachte Heizleistung. Die spezifische Wärmeausdehnung δ beschreibt demnach die horizontale Dehnung pro eingebrachter Heizleistung und ist im Idealfall für Kristall und Wärmesenke gleich. Das Ergebnis der Berechnung ist in Tabelle 6.1 dargestellt. Aus den angegebenen Werten ergibt sich die in der vierten Spalte angegebene Längenausdehnungsdifferenz ΔL bei 10 W Heizleistung und 5 mm Abstand von der Kristallmitte gemäss

$$\Delta L = 5 \text{ mm} \cdot (\delta_{WS} - \delta_K) \cdot 10 \text{ W} \quad (6.6)$$

Als letzter Wert wird die Temperatur T_{max} des Geometriepunktes mit der maximalen Temperaturerhöhung bezogen auf die Heizleistungsdichte angegeben. Aus den Resultaten können mehrere Rückschlüsse gezogen werden. Zum einen ist erkennbar, dass die unterschiedliche horizontale Ausdehnung bei Pumpleistungen bis maximal 50 W vermutlich keine großen Probleme verursachen wird. Die Längenausdehnungsdifferenz liegt im μm -Bereich und sollte von einer Klebstoffschicht mit einer Dicke im Bereich einiger 10 μm aufgenommen werden können. Als weiteres Resultat ist ersichtlich, daß wie erwartet eine reine Anpassung des Ausdehnungskoeffizienten nicht genügt. Im Fall der trapezförmigen Wärmesenke liefert die Legierung zwar das bessere Ergebnis in der Längenausdehnungsdifferenz, doch das beste Ergebnis wird mit der Stegwärmesenke aus Kupfer erzielt. Gleichzeitig ist die Temperaturerhöhung im gepumpten Kristall mit einer Kupferwärmesenke deutlich geringer, so daß Probleme durch die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Temperatur oder durch die Abhängigkeit des effektiven Absorptionswirkungsquerschnittes von der Temperatur geringer ausfallen. Auch wenn eine weitere Optimierung der Wärmesenke im vorliegenden Konzept nicht notwendig erscheint, kann sie bei höheren Pumpleistungen von großer Bedeutung sein.

In ersten Versuchen wurde der Kristall mit Hilfe eines dünnflüssigen UV-aushärtenden Klebers auf die Wärmesenke geklebt. Die Wärmeleitfähigkeit UV-aushärtender Kleber ist äußerst gering. Bei der Verklebung polierter Flächen glei-

Wärmesenkentyp	$\delta_K / \frac{\text{nm}}{\text{mm}} \cdot \frac{1}{\text{W}}$	$\delta_{WS} / \frac{\text{nm}}{\text{mm}} \cdot \frac{1}{\text{W}}$	$\Delta L / \mu\text{m}$	$\frac{T_{\text{max}}}{P_{\text{heiz}}} / \text{K W}^{-1}$
Trapez, Kupfer	34	47	0.65	8
Trapez, Osprey	65	71	0.3	16
Steg, Kupfer	28	26	-0.1	7
Steg, Osprey	45	39	-0.3	11

Tabelle 6.1: Spezifische Wärmeausdehnung δ nach Gleichung 6.5 und Längenausdehnungsdifferenz ΔL nach Gleichung 6.6.

cher Form kann dieser Nachteil jedoch durch dünne Klebstoffschichten im Bereich von 10-20 μm kompensiert werden. Nach der Verklebung wurden zur Kontrolle der thermischen Anbindung die thermo-optischen Aberrationen mit dem in Abb. 6.17 dargestellten Mach-Zehnder Interferometer gemessen. Die Messungen ergaben eine starke Neigung der Wellenfront in Abhängigkeit der Pumpleistung. Abb.6.18a zeigt die Orientierung der Wellenfrontneigung zum Kristall. Da die Richtung der Neigung durch die Interferogrammauswertung nicht ermittelt werden kann, wurde die Neigungsrichtung durch die Vermessung der Ablenkung eines HeNe-Teststrahls mit einer Kamera bestimmt. Es wurden mehrere mögliche Gründe für die Wellenfrontneigung untersucht.

Abb.6.18b zeigt die mittels FEM-Berechnung ermittelte Wärmeverteilung in der Kupferwärmesenke. Da aufgrund der Form der Wärmesenke die Wärme auf der rechten Seite in Abb.6.18b in einen größeren Raumwinkel abfließen kann, entsteht ein leichter Temperaturgradient in y-Richtung direkt unterhalb des Kristalls. Die linke Seite ist wärmer. Würde die Wellenfrontneigung durch thermische Dispersion entstehen, wäre sie daher andersherum gerichtet. Somit scheidet die inhomogene Wärmeableitung in der Wärmesenke als Grund aus.

Um eine mechanische Ausdehnung der Wärmesenke oder des Peltierelementes auszuschließen, wurde ein HeNe-Teststrahl unter einem Winkel neben dem Kristall an der Kupferwärmesenke reflektiert. Durch Schwerpunktbestimmung des Strahls mit einer Kamera in etwa 50 cm Entfernung konnte ein Verkippen der Wärmesenkenoberfläche ausgeschlossen werden. Ein Verkippen des Kristalls konnte durch Reflexion des Teststrahls an der großen Kristallfläche ausgeschlossen werden.

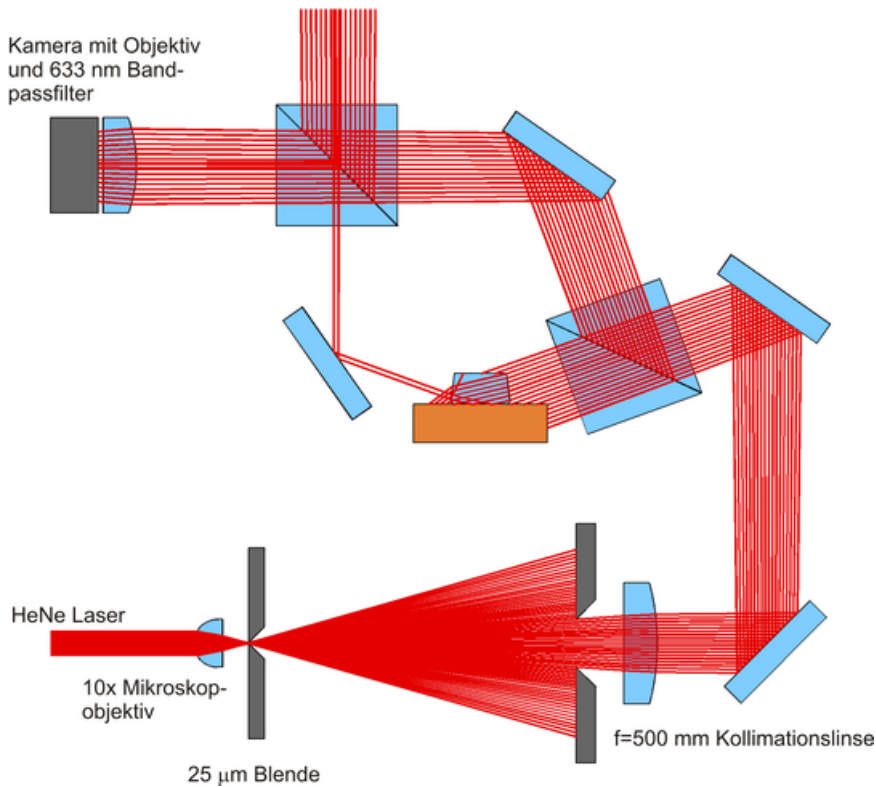


Abbildung 6.17: Mach-Zehnder Interferometer zur Vermessung der thermo-optischen Aberrationen.

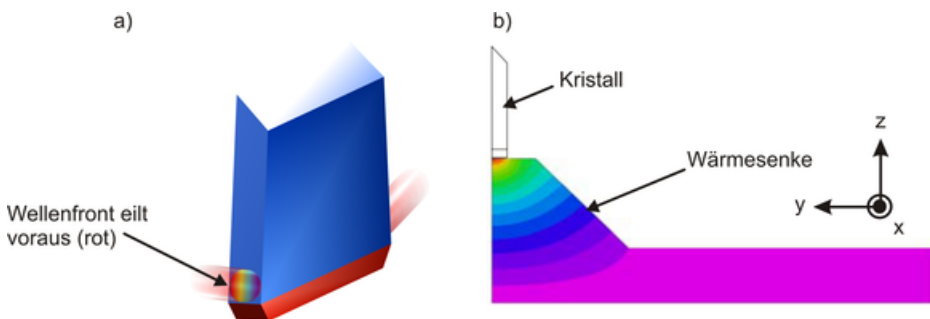


Abbildung 6.18: Neigung der Wellenfront durch Pumpen des Kristalls. a) Neigungsrichtung zum Kristall, b) mittels FEM-Berechnung ermittelte Temperaturverteilung in der Wärmesenke.

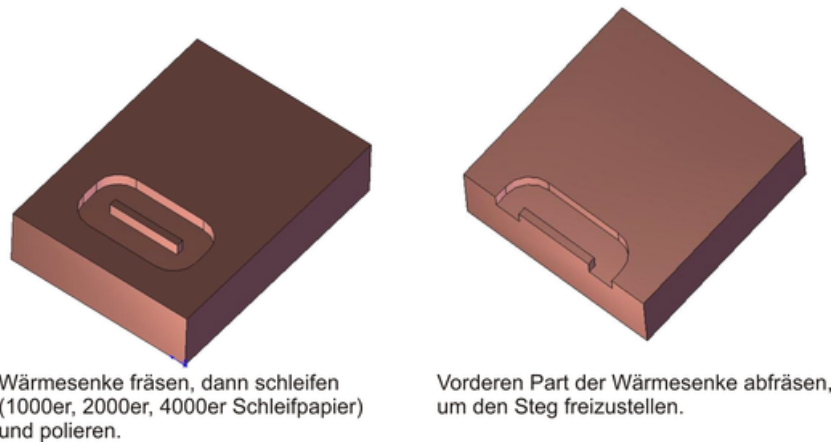


Abbildung 6.19: Fertigung einer Wärmesenke mit einem Steg unterhalb des Kristalls, welche einen senkrecht zur Kristallgrundfläche gerichteten Wärmeabfluss aus dem Kristall erzwingt.

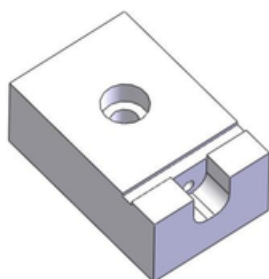
Bei nicht mittiger Einkopplung des Pumplichtes wäre auch eine inhomogene Pumplichtverteilung als Grund denkbar. Anhand mehrerer Aberrationsmessungen mit jeweils verschobenem Diodenbarren konnte auch dies als Grund ausgeschlossen werden.

Ein weiterer möglicher Grund könnte ein Klebstoffkeil zwischen Kristall und Wärmesenke sein. Aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit des UV-Klebers würde dafür schon ein minimaler Keilwinkel genügen. Zur Untersuchung wurde der Kristall abgelöst, gereinigt und erneut aufgeklebt. Um die inhomogene Wärmeableitung in der Wärmesenke zu verbessern, wurde zusätzlich eine neue Wärmesenke entwickelt. Die Grundidee ist, daß der Kristall auf einen Steg geklebt wird, der den Wärmefluss auf eine Richtung beschränkt. Um die Oberfläche des Steges nicht durch das Polieren abzurunden, wurde die Wärmesenke wie in Abb. 6.19 gezeigt in zwei Schritten gefertigt. Zusätzlich wurde der Klebprozess aus Abb. 6.20 entwickelt. Nach dem Aufkleben des Kristalls trat erneut eine starke pumpleistungsabhängige Wellenfrontneigung auf. Trotz des verbesserten Klebprozesses konnte ein Klebstoffkeil nicht ausgeschlossen werden. Zur Lösung wurde der Kristall daher mit elektrisch leitfähigem Epoxyleber aufgeklebt, der aufgrund der leitfähigen Partikel auch über eine gute Wärmeleitfähigkeit verfügt.

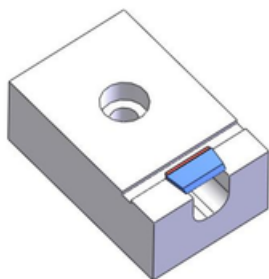
Mit diesem Kleber konnte die Neigung um ungefähr den Faktor 4 reduziert werden.

Die durch das Pumpen hervorgerufene Wellenfrontänderung wurde für alle drei Klebeversuche gemessen. Abb. 6.21 zeigt die Auswertung der Wellenfrontmessungen. In Abb. 6.21a werden die gemessenen Wellenfrontaberrationen durch das Anfitzen von Zernikepolynomen charakterisiert. Die Pumpleistung beträgt bei dieser Messung 50 W. Bei Verwendung des UV-aushärtenden Klebers zeigt sich neben der starken Wellenfrontneigung ein starker Astigmatismus. Dieser ist auch direkt in der Darstellung der Wellenfront in Abb. 6.21b ersichtlich (die Neigung wurde für die Wellenfrontdarstellung abgezogen). Abb. 6.21c zeigt dabei die Orientierung der Wellenfront zum Kristall. Mit dem wärmeleitfähigen Epoxykleber liegen, abgesehen von der Wellenfrontneigung, alle Aberrationsterme an der Auflösungsgrenze des Interferometers (0.1λ).

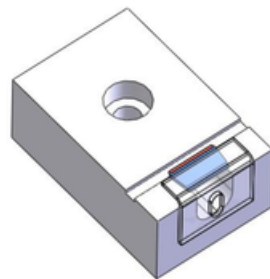
Um die Entstehung des starken Astigmatismus besser zu verstehen, wurde die Temperaturverteilung im Kristall mittels FEM-Berechnung ermittelt. Dabei wurde die Geometrie auf die xz -Ebene reduziert, da in y -Richtung keine Temperaturgradienten erwartet werden (zumindest solange kein Klebstoffkeil existiert). Abb. 6.22a zeigt die angenommene homogene Heizleistungsdichte im Kristall. In Abb. 6.22b ist die resultierende Temperaturverteilung dargestellt. Zur Ermittlung der Aberrationen wurde die optische Weglänge entlang des Strahlwegs durch Integration der Temperaturverteilung ermittelt. Abb. 6.22c zeigt entsprechende exemplarische Teilstrahlen des Laserstrahls. In Abb. 6.22d ist die berechnete optische Weglängendifferenz (OPD - optical path difference) der Teilstrahlen aufgetragen. Die starke Krümmung der Wellenfront am Rand des Strahls ist gut wiedergegeben und wird durch das unvollständige Pumpen des Kristalls verursacht. Bei Verwendung des Epoxyklebers ist der Effekt eventuell ebenfalls vorhanden, kann aber mit dem verwendeten Interferometer nicht mehr nachgewiesen werden.



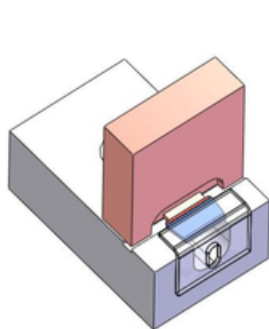
Teflonhalter auf Unterlage schrauben.



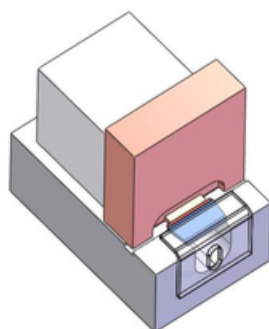
Kristall auf Teflonhalter legen, ohne dabei optisch relevante Flächen zu berühren.



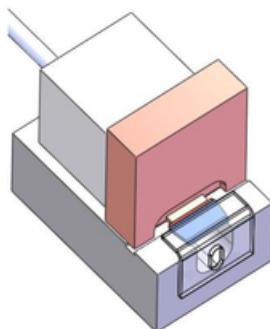
Kristall mit Klemmbügel fixieren.



Kupferwärme zentriert an Kristall anlegen.



Würfel zur Gewährleistung der Rechtwinkligkeit hinter Kupferwärmesenke positionieren.



Mittels Druckstange im unteren Bereich mittig auf den Würfel drücken und damit die Wärmesenke an den Kristall pressen. Dann den Kleber aushärten.

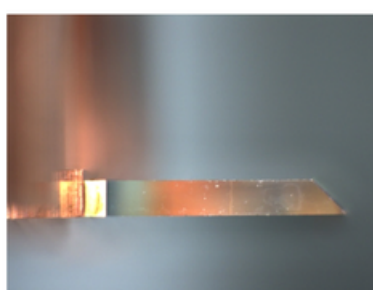
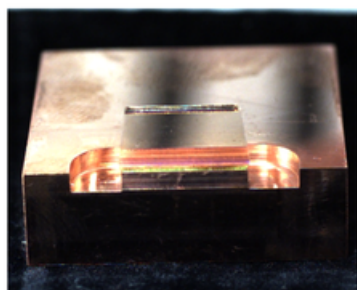


Abbildung 6.20: Verbesserter Aufklebeprozess für den CTSL Kristall. Zielsetzung: Durch parallele Ausrichtung von Wärmesenke und Kristall den Klebstoffkeil zwischen Kristall und Wärmesenke minimieren.

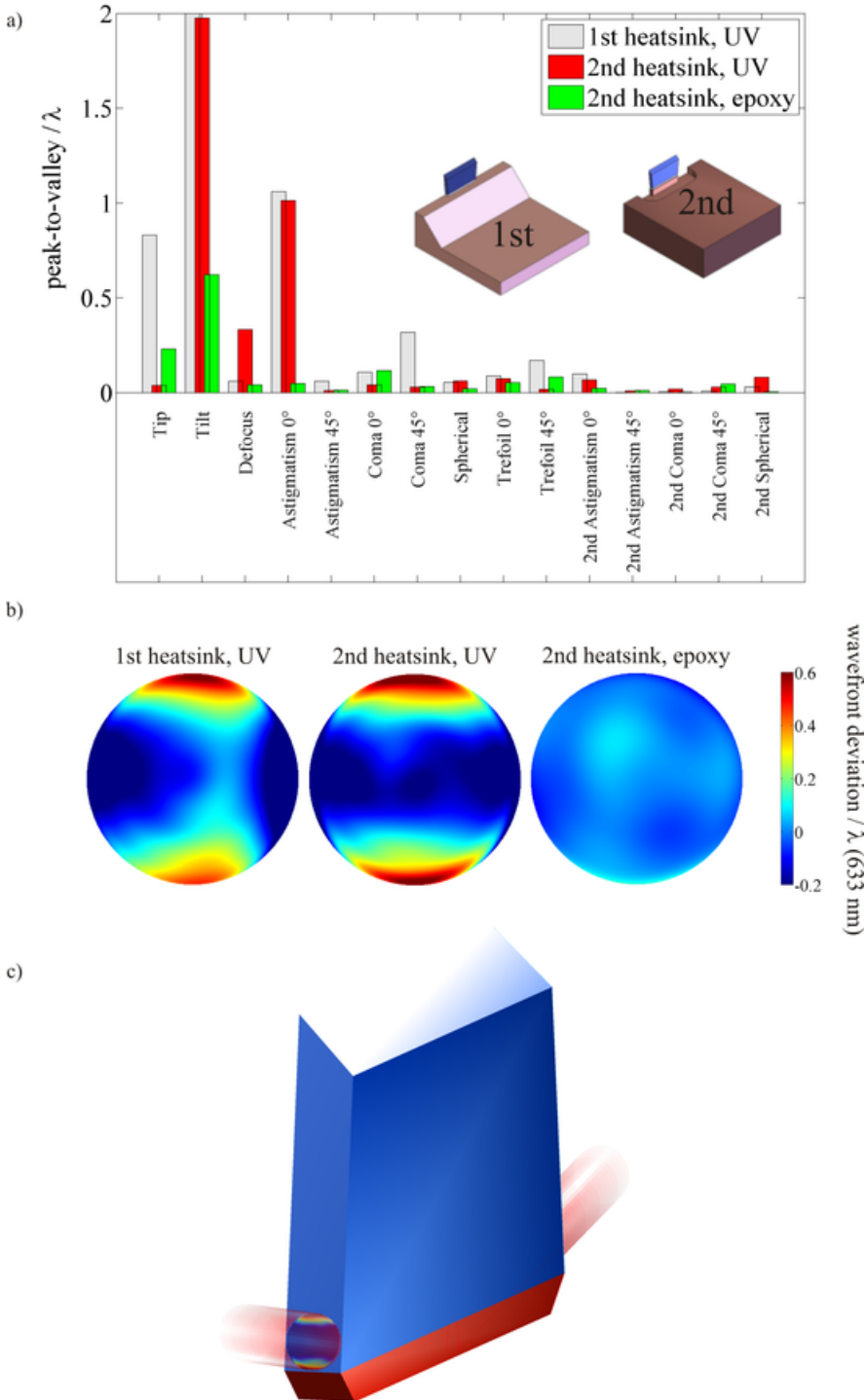


Abbildung 6.21: Vergleich der gemessenen pumpinduzierten Wellenfrontänderungen bei 50 W Pumpleistung. a) Zernikezerlegung, b) Wellenfront abzüglich Wellenfrontneigung, c) Orientierung der Wellenfront zum Kristall.

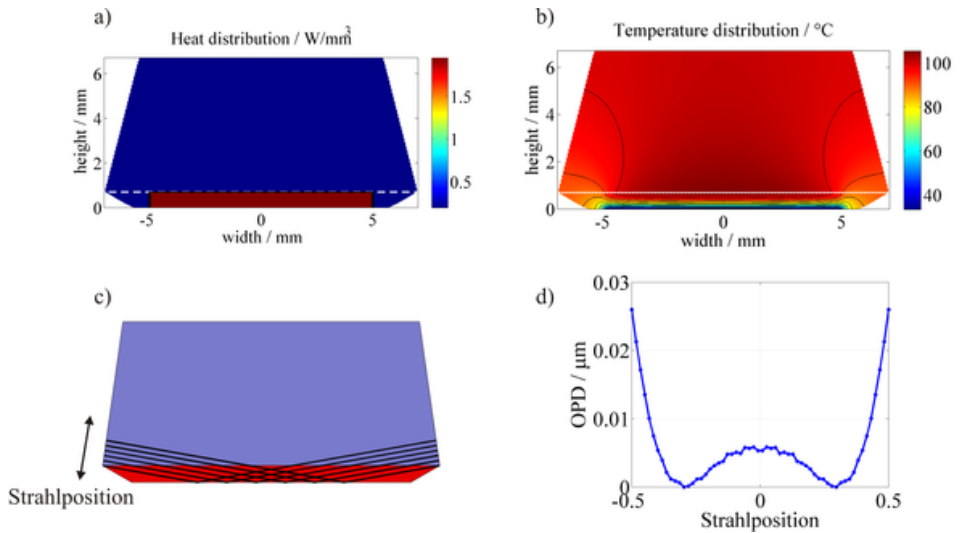


Abbildung 6.22: Zweidimensionale FEM-Berechnung der optischen Weglängenänderung durch das Pumpen. a) Verteilung der Heizleistungsdichte, b) Berechnete Temperaturverteilung, c) exemplarische Teststrahlen, d) Optische Weglängendifferenz der Teststrahlen.

6.4 Ergebnisse

6.4.1 Charakterisierung der Diodenbarren

Die dotierten Nd:YVO₄ Scheibchen des CTSL sind 0.3-0.7 mm dünn und erfordern daher wie in Abb. 3.9 gezeigt eine exakte Anpassung der Pumpwellenlänge, um eine hohe Absorptionseffizienz zu erzielen. Die Temperatur der Diodenbarren wird dazu mittels eines Messfühlers, der sich nicht in unmittelbarer Nähe des Halbleiters befindet, geregelt. Je nach Diodenstrom entsteht daher ein unterschiedlich starker Temperaturgradient zwischen dem Halbleiter und dem Temperaturmesspunkt. Aus diesem Grund ist die Wellenlänge der Barren sowohl von der Regeltemperatur als auch vom Diodenstrom abhängig. Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Diodenbarren wurde die Wellenlänge wie in Abb. 6.23 gezeigt als Funktion einer Matrix aus Stromwerten und Wärmesenktemperaturen bestimmt. An die Wellenlängenwerte wurde eine Ebene angefitzt, so daß zu jeder erwünschten Wellenlänge abhängig vom Diodenstrom die erforderliche Tempera-

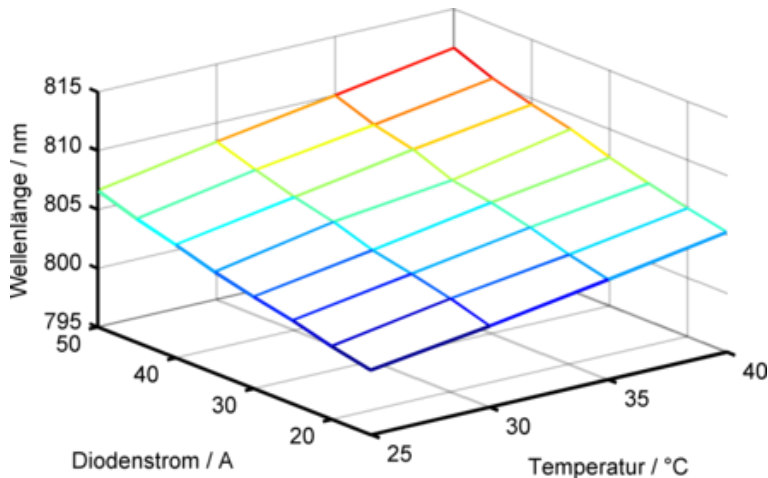


Abbildung 6.23: Wellenlänge eines Diodenbarrens in Abhängigkeit von Wärmesenktemperatur und Diodenstrom.

tur berechnet werden kann. In den Experimenten wurde bei jedem eingestellten Pumpstrom die Temperatur auf die maximale Absorptionseffizienz eingestellt.

6.4.2 Kleinsignalverstärkung

Die Bestimmung der Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der Pumpleistung ist eine wichtige Messung, um mögliche Verluste wie zum Beispiel parasitäre Laseroszillation, verstärkte Spontanemission, Anregungsverluste durch up-conversion oder Transmissionsverluste durch mangelhafte Beschichtungen zu ermitteln. Im Falle des CTSL ist die Messung der Kleinsignalverstärkung und der Vergleich mit Erwartungswerten nicht trivial, da die Propagationslänge des Laserstrahls durch den Kristall vom Strahleinfallswinkel abhängt. Die Bestimmung der Kleinsignalverstärkung erfolgte daher wie in Abb. 6.24a gezeigt für drei unterschiedliche Einfallswinkel (7.5° , 12° und 17.5°). Die Einfallswinkel selbst wurden möglichst präzise durch Vermessung der Kantenlängen des vom Laserstrahl aufgespannten Dreiecks bestimmt. Für die Berechnung des kristallinen Strahlwinkels muss wie in Abb. 6.24a erkennbar die Brechung an der geeigneten Einkoppelseite des Kristalls berücksichtigt werden. Zur Messung der Kleinsignalverstärkung wurde sowohl die Findlay-Clay Methode als auch die direkte Messung der Kleinsignalverstärkung eines Probestrahls angewandt. Abb. 6.24b zeigt zunächst das Ergebnis

der Findlay-Clay Messung von Kristall V1. Die Spiegelreflexionsgrade wurden für die Messung separat ermittelt, da die Herstellerangaben um einige Prozent von den korrekten Werten abwichen. In Abb. 6.24b ist die starke Winkelabhängigkeit der Kleinsignalverstärkung direkt ersichtlich. Wie zu erwarten ist die Kleinsignalverstärkung bei flachen Einfallswinkeln höher (die erforderliche Pumpleistung an der Laserschwelle ist geringer), da eine längerer Propagationsstrecke durch den dotierten Kristall zurückgelegt wird. Die Findlay-Clay Methode ermöglicht die Bestimmung des Umrechnungsfaktors zwischen der Pumpleistung und der Kleinsignalverstärkung. Dazu muss ein proportionaler Zusammenhang zwischen aufgebauter Inversion und absorbiertes Pumpleistung bestehen. Dieser Zusammenhang ist insbesondere bei hohen Pumpleistungsdichten in Nd:YVO₄ nicht gegeben, da es starke inversionsabhängige Verluste wie verstärkte Spontanemission und ETU gibt. Diese Verluste äußern sich in Abb. 6.24b dadurch, daß die erforderliche Pumpleistung bei hohen Auskoppelgraden und demnach hohen erforderlichen Inversionsdichten überproportional ansteigt und von der Geraden abweicht. Um einen Vergleich mit einer einfachen theoretischen Erwartungskurve anstellen zu können, wurden für das Anfitten der Geraden daher nur die Messpunkte mit einem Auskopplerreflexionsgrad von mehr als 33% verwendet. Anhand dieser Geraden können prinzipiell auch die Resonatorumlaufverluste ermittelt werden. Gerade bei geringen Umlaufverlusten hängt der Wert jedoch sehr stark von der Steigung der Geraden und von der exakten Bestimmung der Laserschwelle der Pumpquelle ab und ist daher nicht realistisch. Dennoch kann als Positivaussage ermittelt werden, ob Umlaufverluste im Bereich mehrerer Prozent vorliegen, die auf ein Abschneiden des Strahls an Aperturen oder mangelhafte Antireflexbeschichtungen hindeuten. Dies war bei keinem der Kristalle der Fall, so daß von einer korrekten Beschichtung ausgegangen werden kann. Diese Art der Umlaufverlustbestimmung läßt sich nur auf statische, daß heißt nicht pumpleistungsabhängige Verluste anwenden. Pumpleistungsabhängige Verluste führen wie oben beschrieben zu einem nicht-linearen Verlauf der Messkurve. Ohne Kenntnis des erwarteten Zusammenhangs von Pumpleistung und Inversion ist ein Anfitten der Messwerte in diesem Fall nicht sinnvoll. Es kann jedoch ein Vergleich mit den theoretisch erwarteten Kurven vorgenommen werden. In Abb. 6.24b wurden dazu für jede Messkurve zwei Kurven für den theoretisch erwarteten Verlauf hinzugefügt. Nachfolgend wird die Berechnung der theoretischen Kurven beschrieben.

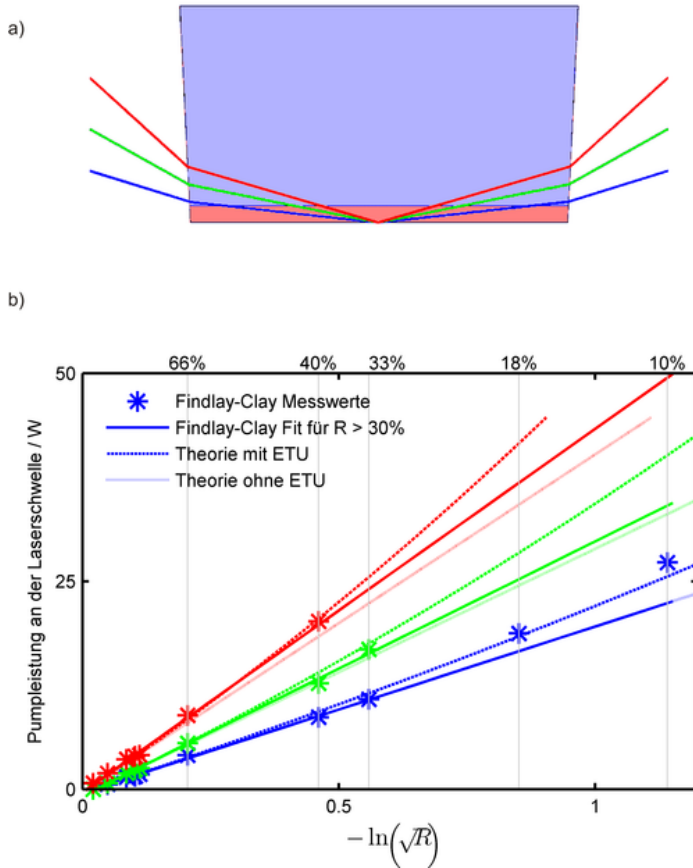


Abbildung 6.24: Messung und Berechnung der Kleinsignalverstärkung des CTSL. a) Laserstrahlverlauf für die vermessenen Strahleneinfallswinkel, b) Vergleich der Messwerte mit den theoretischen Erwartungswerten.

Zunächst wird aus der Pumpleistung P_{pump} die Inversion n_2 berechnet. Aus der Inversion wird die Kleinsignalverstärkung g_0l berechnet und daraus der minimale Reflexionsgrad R des Auskoppelspiegels, für den die Laserschwel­lenbedingung noch erfüllt ist. Die Ermittlung der Inversion erfolgt anhand der Gleichungen 3.7 und 3.8 mit und ohne Berücksichtigung der Verluste durch ETU. Für die Bestimmung der Pumprate W_{pump} wird die Gleichung

$$W_{pump} = \frac{\eta_p \cdot P_{pump}}{h\nu_p V_{pump} n} \quad (6.7)$$

verwendet. n ist die Dotierungskonzentration des Kristalls. Es wird angenommen, dass ein Anteil η_p der vom Diodenbarren abgestrahlten Pumpleistung P_{pump} homogen in dem Volumen V_{pump} absorbiert wird. Das gepumpte Volumen besitzt entsprechend der Länge des Diodenbarrens eine Länge von 10 mm und ist in den beiden anderen Dimensionen durch die Abmessungen des Nd:YVO₄ Kristalls bestimmt. η_p beeinflusst die Steigung der theoretischen Kurven und wird später durch Anpassung der theoretischen Kurven an die Messwerte ermittelt. Der ermittelte Wert wird dann mit dem Erwartungswert verglichen, um festzustellen, ob das Ergebnis der Findlay-Clay Messung den Erwartungen entspricht. Aus den ermittelten Werten für n_2 wird die Kleinsignalverstärkung gemäß der Gleichung

$$g_0l = n_2 \sigma_{em} l_{eff} \quad (6.8)$$

bestimmt. Dabei ist l_{eff} die effektiv zurückgelegte Weglänge des Laserstrahls im gepumpten Medium und berechnet sich gemäß

$$l_{eff} = \frac{2t}{\sin \theta} \quad (6.9)$$

θ ist der gemessene Strahleinfallswinkel zur Grundfläche des Kristalls und t ist die Dicke des Nd:YVO₄ Plättchens. Anhand der Laserschwel­lengleichung

$$R \cdot T_{res} \cdot e^{2g_0l} = 1 \quad (6.10)$$

wird zuletzt der minimale Auskopplerreflexionsgrad ermittelt. Der Wert der Resonatorumlauftransmission T_{res} ist dabei lediglich für eine Parallelverschiebung der Kurven verantwortlich und wurde aus der Findlay-Clay Messung ermittelt. In

Abb. 6.24b wurde zu jeder Messkurve eine Erwartungskurve mit und ohne Verluste durch ETU hinzugefügt. Die Anpassung der theoretischen Kurven an die Messwerte ergab einen Wert von $\eta_p = 0.88$. Sollten alle Literaturwerte (Emissionswirkungsquerschnitt, Lebensdauer, ETU Parameter γ) korrekt sein, würden demnach 88% der abgestrahlten Pumpleistung absorbiert. Im Vergleich mit der erwarteten Absorptionseffizienz aus Abb. 3.9 erscheint dieser Wert gut genug, um etwaige Probleme wie beispielsweise eine mangelhafte AR-Beschichtung der Pumpfläche auszuschließen. Als weiteres Resultat der Berechnung wird deutlich, daß die Laserschwelle bei hohen Inversionsdichten signifikant von Verlusten durch ETU beeinflusst wird. In praktischen Nd:YVO₄ Lasern liegt der optimale Auskopplerreflexionsgrad jedoch meist um 80%, so daß die Laserschwelle durch die ETU Verluste um maximal 1 W erhöht wird. Der Vergleich mit den theoretischen Kurven zeigt auch, daß die Messwerte für den flachsten Einfallswinkel (blaue Punkte in Abb. 6.24b bei sehr hohen Pumpleistungen von der theoretischen Kurve mit ETU Berücksichtigung abweichen. Es könnte also neben ETU Verlusten ein weiterer Verlustprozess auftreten. Der wahrscheinlichste zusätzliche Verlustprozess ist die Sättigung der Inversion durch verstärkte Spontanemission.

Um die Abhängigkeit der Kleinsignalverstärkung von der Pumpleistung auch bei hohen Pumpleistungen zu charakterisieren, wurde eine Verstärkungsmessung mit einem 50 mW Teststrahl durchgeführt. Bei der Messung wurde sorgfältig geprüft, daß der Strahl im Kristall nicht abgeschnitten wird. Die Leistungsmessung des verstärkten Strahls wurde in großem Abstand vom Kristall durchgeführt, um den Signaluntergrund durch verstärkte Spontanemission zu minimieren. Der Signaluntergrund wurde zudem gemessen und von den Messwerten abgezogen. Das Ergebnis der Messung wird in Abb. 6.25 dargestellt. Die gemessenen g_{ol} Werte wurden nicht über der Pumpleistung aufgetragen, sondern über dem g_{ol} Wert, der bei der jeweiligen Pumpleistung nach der Findlay-Clay Messung ermittelt wurde. Zu Vergleichszwecken wurde die Messung auch mit einem endgepumpten Nd:YVO₄ Laserstab durchgeführt. Es ist erkennbar, daß die Kurven bei kleinen Werten der Kleinsignalverstärkung auf der Idealkurve liegen, wohingegen sie ab g_{ol} Werten von etwa 0.7 stark von der Idealkurve abweichen. Bei hohen Pumpleistungen sättigt die gemessene Verstärkung im Einfachdurchgang und steigt nicht weiter an. Als mögliche Erklärung wurde die Reduktion der Kleinsignalverstärkung durch ASE mit Hilfe des FEM Modells aus Abschnitt 3.6 berechnet. Dabei wurde an-

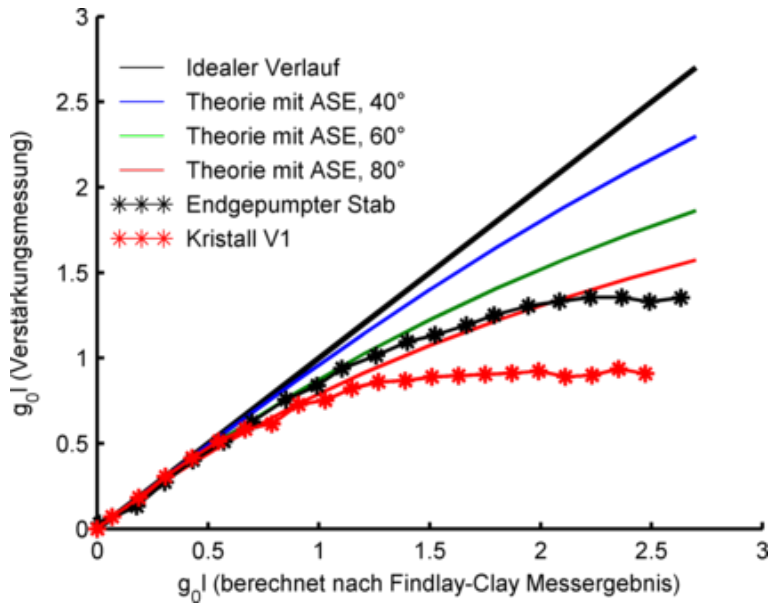


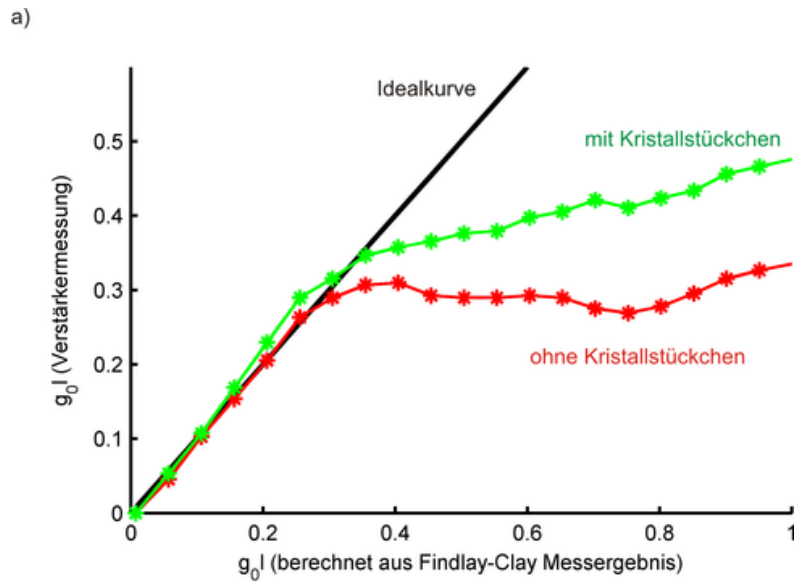
Abbildung 6.25: Vergleich der g_0l Messung durch Verstärkungsmessung im Einfachdurchgang für Kristall V1 und einen endgepumpten Stab. Zusätzlich Vergleich mit FEM-Berechnungen zur Sättigung der Kleinsignalverstärkung durch ASE. Der angegebene Winkel gibt den Grenzwinkel der spontanen Emission zur Achse eines zylindrischen Mediums an, unter dem die spontane Emission im Medium geführt wird.

genommen, daß sämtliche ASE bis hin zu einem vorgegebenen Propagationswinkel zur Achse eines zylindrischen Mediums eingefangen wird und einmal (keine Mehrfachdurchgänge) durch das Medium propagiert. Die theoretischen Kurven in Abb. 6.25 stellen den Vergleich des Wertes für g_0l mit ASE gegenüber dem g_0l Wert ohne ASE für verschiedene Akzeptanzwinkel dar. Offenkundig reichen die berechneten Verluste nicht aus, um die berechneten g_0l Werte auf das Niveau der Messwerte zu verringern. Auch wenn die Verluste durch ETU zusätzlich in die Berechnung miteinbezogen werden (nicht dargestellt), kann das starke Sättigungsverhalten der Messwerte nicht reproduziert werden. Eine wahrscheinliche Erklärung für das beobachtete Verhalten besteht darin, daß die verstärkte Spontanemission verlustbehaftete Mehrfachdurchgänge durch das gepumpte Medium vollführt. Mehrfachdurchgänge können im vorgestellten theoretischen Mo-

dell nicht beschrieben werden, sind aber anhand der Untersuchungen mit dem Raytracingprogramm aus 3.6 zu erwarten. Ab einer gewissen Verstärkung werden die Propagationsverluste der ASE kompensiert und die Inversion stagniert. Diese Verstärkungsschwelle kann für jeden Pfad im Medium unterschiedlich sein, so daß kein scharfer Knick in den Messkurven entsteht. Für den Laserbetrieb ist das Ergebnis der Untersuchungen von geringer Relevanz. Die Laserschwelle liegt für übliche Laser im Bereich von $g_0l \approx 0.1$, so daß keine signifikante Erhöhung der Laserschwelle durch Verlustprozesse zu erwarten ist. Im Verstärkerbetrieb ist der erreichbare Verstärkungsfaktor im Einfachdurchgang dagegen stark begrenzt. Bei Verwendung eines starken Seedstrahls ist eine verlustarme Verstärkung dennoch möglich. Die Bedingung lautet, daß der zu verstärkende Strahl die Kleinsignalverstärkung bis auf einen Wert von etwa $g_0l = 0.5$ sättigt. Da die Sättigungsintensität bei etwa 16 W/mm^2 liegt, ist dafür ein sehr leistungsstarker Seedstrahl nötig. Alternativ kann im Falle des CTSL ein Verstärker mit Mehrfachdurchgängen realisiert werden. In diesem muss trotz geringer Kleinsignalverstärkung die nötige Sättigungsleistung erreicht werden. Dies bedeutet, dass eine große Anzahl an Strahldurchgängen erforderlich ist.

Die in Abschnitt 6.1 vorgestellten Untersuchungen der Kristalle mit dem Raytracing Programm ließen erwarten, daß die Laserkristalle (Bezeichnung „L“) eine höhere Gefährdung für Verluste durch ASE-Mehrfachdurchgänge aufweisen. Diese Erwartung konnte im Experiment bestätigt werden. Abb. 6.26 zeigt dazu einen Vergleich der erwarteten Kleinsignalverstärkung aus einer Findlay-Clay Messung mit der gemessenen Kleinsignalverstärkung im Einfachdurchgang eines Teststrahls. Anders als bei den Verstärkerkristallen (Bezeichnung „V“) stagniert die Kleinsignalverstärkung g_0l hier schon bei einem Wert von etwa 0.3. Um die Theorie der Verstärkungssättigung durch ASE-Mehrfachdurchgänge zu erhärten, wurde experimentell versucht, die Mehrfachdurchgänge zu stören. Dazu wurde ein poliertes Vanadatklötzchen mittels Immersionsöl auf den Kristall aufgesetzt. Abb. 6.8 zeigt die erwarteten kritischen Strahlwege in Kristall L1.

Um eine maximale Störung der ASE und gleichzeitig eine möglichst geringe Störung der Pumplichtführung zu erzielen, wurde das Vanadatklötzchen wie in Abb. 6.26b gezeigt dicht an der Kristallwärmesenke platziert. Der Grenzwinkel für totale interne Reflexion wurde durch das Immersionsöl von 27° auf 44° erhöht. Das Messergebnis mit und ohne aufgesetztes Vanadatklötzchen ist in Abb. 6.26



b)

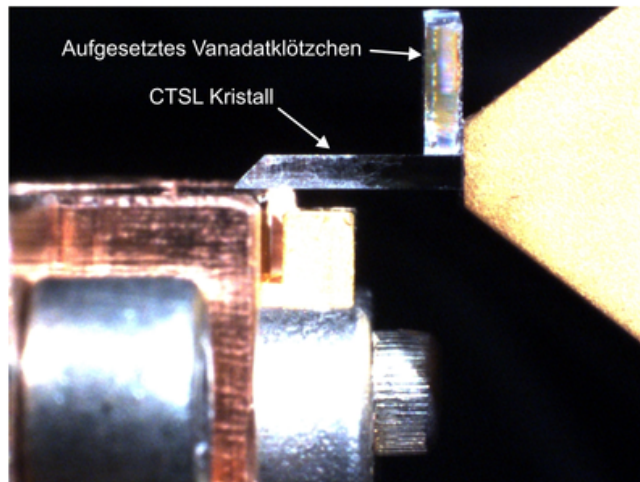


Abbildung 6.26: a) Vergleich der durch eine Verstärkungsmessung im Einfachdurchgang ermittelten g_0l Werte mit den aus dem Findlay-Clay Messergebnis berechneten g_0l Werten. b) Foto des auf den CTSL Kristall aufgesetzten Vanadatklötzchens.

dargestellt. Offenbar wurde die Verstärkungsschwelle, ab der eine Sättigung der Verstärkung eintritt, nicht verschoben. Es tritt allerdings keine vollständige Sättigung mehr auf, da die Inversion auch nach Erreichen der Schwelle weiterhin ansteigt, wenn auch mit reduzierter Steigung. Als Interpretation kann vermutet werden, daß einige ASE-Strahlwege durch das Klötzchen nicht gestört wurden, so daß die Schwellenbedingung für diese Wege erhalten blieb. Bei anderen Strahlwegen wurde die Schwelle nicht erreicht, so daß die Inversion weiter steigen konnte. Das würde bedeuten, daß in Teilbereichen des Kristalls die Inversion ansteigen kann, während sie in anderen Bereichen ab einer bestimmten Pumpleistung stagniert. In der Summe steigt die Verstärkung wie beobachtet mit einer reduzierten Steigung.

Fazit: Auch mit der neuen Kristallform bleibt das Problem der Sättigung durch verstärkte Spontanemission bestehen. Die maximale Kleinsignalverstärkung ist abhängig von der Kristallform begrenzt. Es konnte nachgewiesen werden, daß eine Störung der ASE möglich ist und somit weitere Massnahmen getroffen werden können, um die erreichbare Kleinsignalverstärkung weiter zu steigern. Das Raytracing-Programm hat sich als nützliches Hilfsmittel erwiesen, um das Gefährdungspotential einer Kristallform rechnerisch zu erfassen und kritische Strahlwege im Kristall aufzuspüren. Um die erreichbare Kleinsignalverstärkung wirklich berechnen zu können, müsste das Raytracing der Mehrfachdurchgänge mit der lokalen Verstärkung und Sättigung gekoppelt werden. Ein derartiges Programm ist möglich, aber die Umsetzung wäre mit erheblichem Aufwand verbunden. Anders als bei gewöhnlichen FEM-Berechnungen wären viele der Elemente über TIR Strahlwege auch an entfernt liegende andere Elemente gekoppelt und nicht mehr nur an ihre unmittelbaren Nachbarn.

Als Verstärker ist der CTSL trotz des ASE Problems attraktiv, da keine pumpleistungsabhängigen Aberrationen auftreten und Mehrfachdurchgänge durch einfaches Winkelmultiplexing realisiert werden können.

6.4.3 Laserbetrieb

Die Auslegung von Resonatoren für den CTSL ist mangels thermischer Linse sehr leicht. Aus praktischen Gründen wurden plane Auskoppelspiegel mit unterschiedlichen Reflexionsgraden sowie Endspiegel mit unterschiedlichen Krümmungsradien

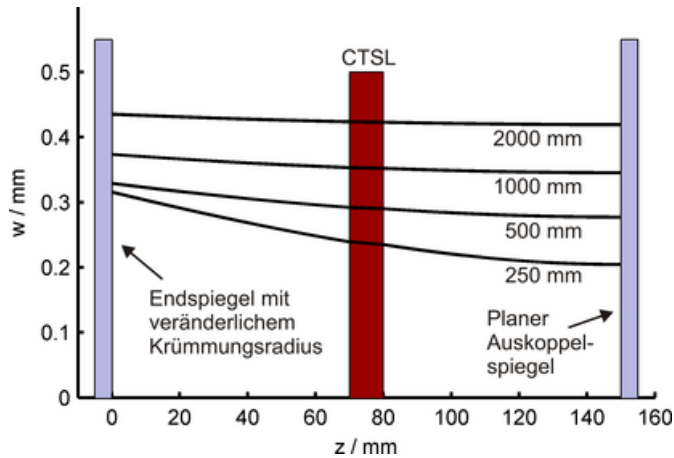


Abbildung 6.27: Strahlkaustik von 4 CTSL Resonatoren mit unterschiedlichem Krümmungsradius des konkaven Endspiegels.

dien gewählt. Abb. 6.27 zeigt die Kaustiken eines typischen Resonators für vier unterschiedliche Krümmungsradien des Endspiegels. Durch Längenvariation oder Ändern der Kristallposition konnte der Modendurchmesser des Resonators im Kristall quasi stufenlos eingestellt werden. Der CTSL stellt eine rechteckige Apertur im Resonator dar. Die eine Dimension der Apertur ist durch die Abmessung des Kristalls vorgegeben. Die andere Dimension wird durch den Strahleinfallswinkel beeinflusst. In dieser Arbeit wurden nur Resonatoren mit quadratischer Apertur aufgebaut. Dazu wurde ein aufgeweiteter HeNe Teststrahl durch den Kristall geleitet und der reflektierte Strahl unmittelbar hinter dem Kristall mit einer Kamera aufgenommen. Durch Ändern des Strahleinfallswinkels wurde eine quadratische Apertur eingestellt. Der Laserresonator wurde unter diesem Strahleinfallswinkel mit Hilfe eines fasergekoppelten Nd:YVO₄ Lasers justiert. Die zu erwartende Ausgangsleistung P kann für den Multimodebetrieb mit folgender Gleichung [54] abgeschätzt werden:

$$P = A_L \cdot I_s \cdot \frac{1 - R}{1 - R + \sqrt{R} \left(\frac{1}{T_{res}} - T_{res} \right)} \cdot \left(g_0 l - \left| \ln \sqrt{R \cdot T_{res}^2} \right| \right) \quad (6.11)$$

A_L ist die Querschnittsfläche des Nd:YVO₄ Kristalls, R ist der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels, T_{res} ist die Umlauftransmission des Resonators und $g_0 l$ ist der Kleinsignalverstärkungskoeffizient. Die Annahme des Modells besteht darin,

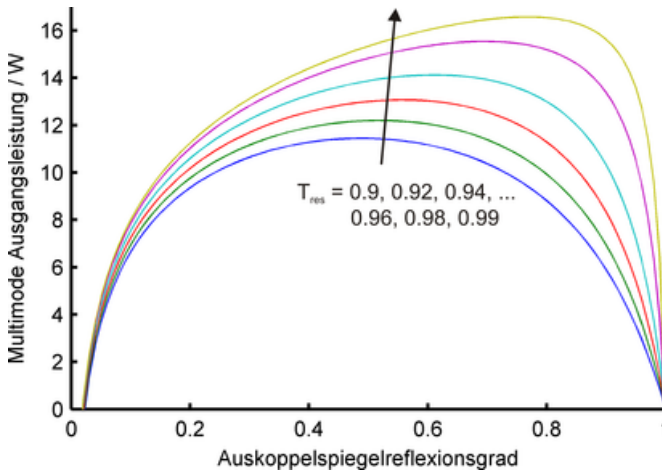


Abbildung 6.28: Mittels Gleichung 6.11 berechnete Multimode-Ausgangsleistung für verschiedene Resonatorumlauftransmissionen T_{res} .

dass in einem Medium mit der Querschnittsfläche A_L durch Pumpen ein Kleinsignalverstärkungskoeffizient g_0l erzeugt wird und daß ein Multimodestrahl die Inversion homogen über die komplette Mediumsapertur sättigt. Abb. 6.28 zeigt die erwartete Ausgangsleistung für verschiedene Auskopplerreflexionsgrade und Resonatorumlauftransmissionen bei $g_0l = 2$. Die anzunehmende Resonatorumlauftransmission ist nach den Findlay-Clay Messungen sehr hoch. Wie bei Lasern mit derart hohen Kleinsignalverstärkungen üblich, ist die exakte Wahl des Auskopplerreflexionsgrades nicht entscheidend. Als Anmerkung sei erwähnt, dass ein hohes g_0l zwar nicht faktisch erreichbar ist, aber dennoch in die Gleichung eingesetzt werden darf. Der Grund besteht darin, daß das g_0l an der Laserschwelle sehr gering ist und die überschüssige Pumpleistung in Laserstrahlung umgesetzt wird, so daß Verluste durch ETU oder ASE nicht berücksichtigt werden müssen. Mit den untersuchten Kristallen wurden Ausgangsleistungen von etwa 10 W im Grundmodebetrieb und etwa 18 W im Multimodebetrieb erzielt. Abb. 6.29 zeigt zwei exemplarische Ausgangsleistungskurven. Die optisch-optische Effizienz des CTSL ist sowohl im Grundmodebetrieb als auch im Multimodebetrieb sehr gering. Da der Laser weit oberhalb der Laserschwelle betrieben wird, ist der Grund im geringen differentiellen Wirkungsgrad zu suchen. Ein möglicher Grund ist eine geringe Anregungseffizienz. Diese konnte jedoch mit Hilfe der Findlay-Clay Messungen

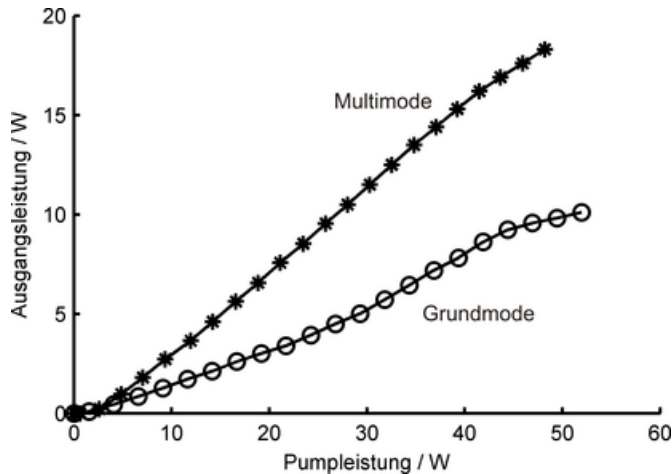


Abbildung 6.29: Exemplarische Ausgangsleistungskurven des CTSL.

ausgeschlossen werden. Da schon aufgrund einfacher geometrischer Betrachtungen des Lasers nicht der gesamte gepumpte Bereich durch den Laserstrahl erfasst werden kann, ist der wahrscheinlichste Grund eine geringe Überlappereffizienz und damit ein geringer Extraktionswirkungsgrad der gespeicherten Energie.

Im Folgenden wird anhand des Modells in Abschnitt 3.7.2 die Überlappereffizienz für den CTSL ermittelt. Dazu wird grundsätzlich eine homogene Pumplichtverteilung im gepumpten Volumen zugrunde gelegt. Dies ist eine gute Näherung, da alle Teilstrahlen des Laserstrahls das gleiche Inversionsprofil durchlaufen und somit die Annahme eines Inversionsmittelwertes zulässig ist. Betrachtet man zunächst nur die zweidimensionale transversale Überlappereffizienz des Laserstrahls mit einer quadratischen homogenen Inversionsverteilung, so lässt sich die Überlappereffizienz leicht ermitteln. Für einen eckigen Multimodestrahls mit homogener Intensitätsverteilung entspricht die Überlappereffizienz dem Flächenverhältnis von Strahlapertur zur Apertur des gepumpten Bereichs. Der maximale Wert von $\eta_o = 1$ wird erreicht, wenn der Laserstrahl mindestens genauso groß wie der gepumpte Bereich ist. Die Überlappereffizienz eines Grundmodestrahls mit einer quadratischen homogenen Inversionsverteilung lässt sich aus Abb. 3.17 ablesen. Für den Fall $r_{laser}/r_{pump} = 1$, also nahezu verlustfreie Transmission des Laserstrahls durch die Apertur, beträgt sie nur etwa 30%. Unter Berücksichtigung des Quantendefektes kann der optisch-optische Wirkungsgrad des Lasers in diesem Fall

also maximal 23% betragen. Um die höchstmögliche Ausgangsleistung im Grundmodebetrieb zu erzielen, muss das Verhältnis r_{laser}/r_{pump} optimiert werden. Ein größerer Wert führt zu einer höheren Überlapp-effizienz und gleichzeitig zu erhöhten Transmissionsverlusten an der begrenzenden Apertur des Lasermediums. Die besten Ergebnisse für die Laserausgangsleistung im Grundmodebetrieb wurden tatsächlich mit Resonatoren erreicht, bei denen gemäß der berechneten Modengröße im Kristall bereits Transmissionsverluste von mehreren Prozent zu erwarten waren. Hinzu kommen noch Verluste durch Beugung an der Kristallapertur.

Die Überlapp-effizienz kann auch ohne Näherung anhand des dreidimensionalen Überlappintegrals berechnet werden. Abb. 6.30a zeigt dazu die dreidimensionale Intensitätsverteilung des Laserstrahls im gepumpten Volumen. Im Falle eines Multimodestrahls kann die Überlapp-effizienz wie in Abb. 6.30 dargestellt durch eine Betrachtung einfacher Flächenverhältnisse berechnet werden. Die Gleichung für die Überlapp-effizienz im Multimodebetrieb lautet:

$$\eta_o = \frac{(A_2 + 2A_3)^2}{A_{ges} \cdot (A_2 + 4A_3)} \quad (6.12)$$

Dabei gilt $A_{ges} = A_1 + A_2 + A_3 + A_4$. Die Flächendimensionen müssen anhand von Fallunterscheidungen aus den Abmessungen des Pumpvolumens und dem Einfallswinkel berechnet werden. Für komplexere Intensitätsverteilungen kann die Überlapp-effizienz durch numerische Lösung des Überlappintegrals berechnet werden. Abb. 6.31 zeigt exemplarisch die berechneten Überlapp-effizienzen für Kristall L1. Die senkrechte schwarze Linie markiert den Strahleinfallswinkel, der einer quadratischen Kristallapertur für den Laserstrahl entspricht. Die blaue Kurve wurde analytisch mittels Gleichung 6.12 berechnet und zeigt den Verlauf der Multimode-Überlapp-effizienz für den Fall, dass der Laserstrahl die komplette rechteckige Apertur homogen füllt. Ein annähernd vollständiger Überlapp von gepumptem Volumen und Laserstrahl läßt sich nur für extrem große Einfallswinkel erreichen. Interessant für den Multimodebetrieb ist vor allem der Strahleinfallswinkel, bei dem durch den Kristall selbst eine quadratische Apertur vorgegeben wird. An diesem Punkt beträgt die Überlapp-effizienz etwa 60%. Dies zeigt, wie wichtig die dreidimensionale Betrachtung der Überlapp-effizienz ist. Wird wie eingangs lediglich der zweidimensionale Überlapp von Strahlquerschnitt und Kristallapertur betrachtet, wäre die maximale Überlapp-effizienz 1. In einem verlustfrei-

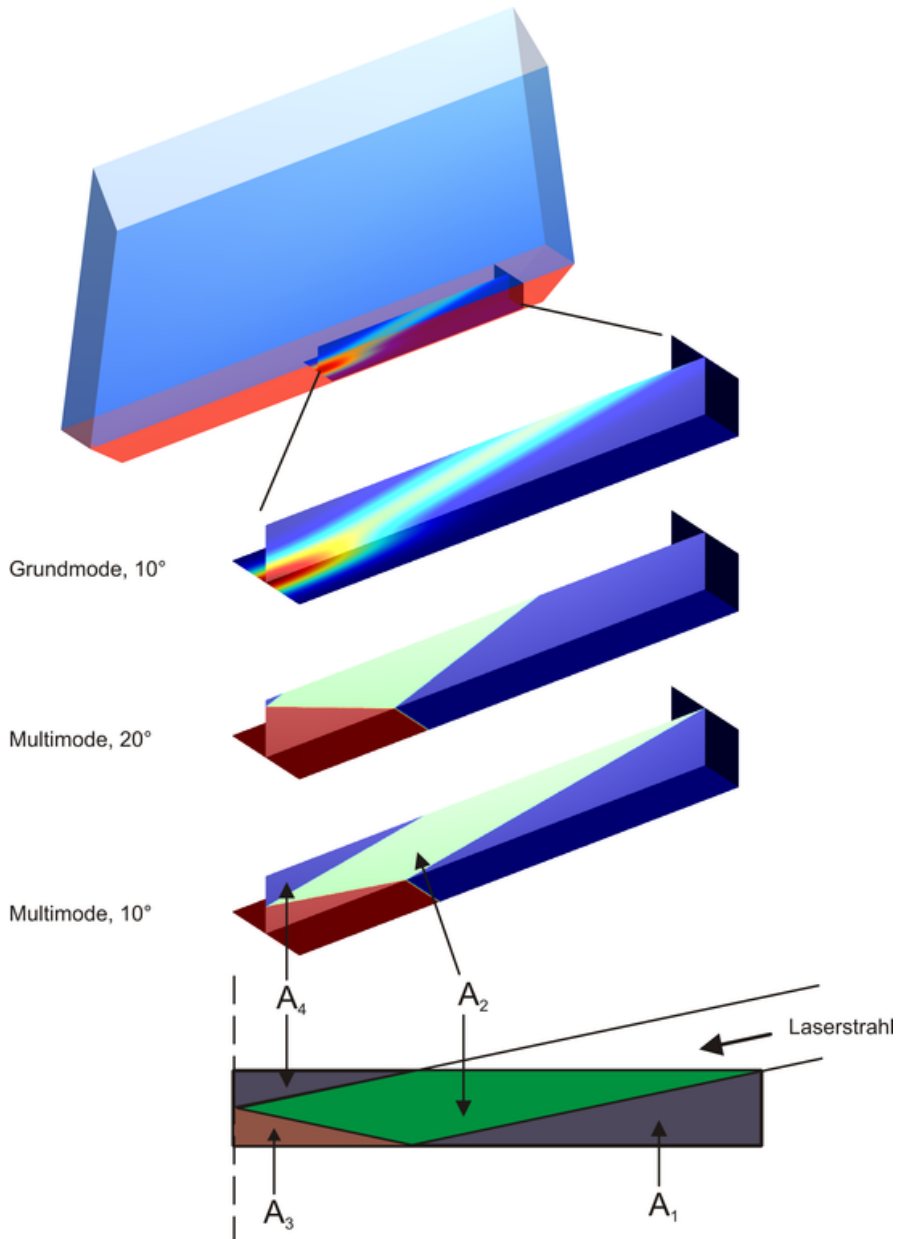


Abbildung 6.30: Intensitätsverteilung von Grundmode- und Multimodestrahl im CTSL Kristall sowie Reduktion der Multimodeintensitätsverteilung auf zwei Dimensionen.

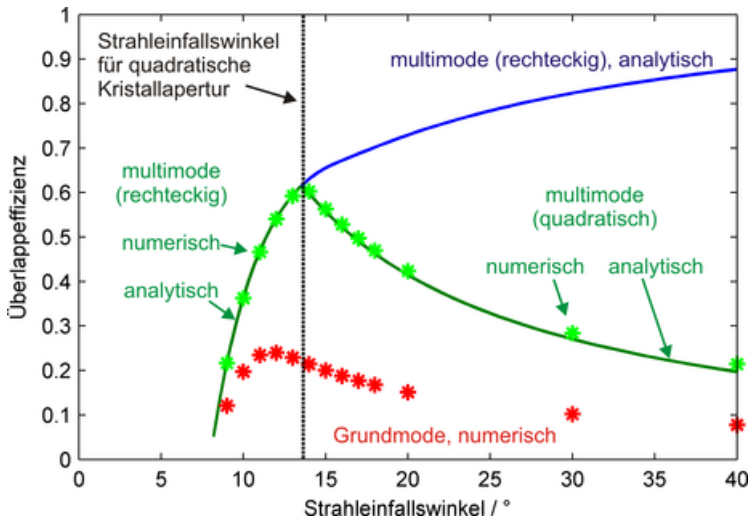


Abbildung 6.31: Analytisch und numerisch berechnete Überlapp-effizienzen für Kristall L1.

en Resonator weit oberhalb der Laserschwelle ist der maximale optisch-optische Wirkungsgrad nach Gleichung 3.14 durch das Produkt aus Quantendefekt und Überlapp-effizienz bestimmt. Daraus ergibt sich für Kristall L1 bei symmetrischer Kristallapertur ein maximaler optisch-optischer Wirkungsgrad von etwa 46%. Im Experiment wurden 42% erreicht, eine weitere Steigerung ist also nicht zu erwarten.

Eine weitere Berechnung wurde für einen quadratischen Multimodestrahle durchgeführt, dessen maximale Kantenlänge durch die Kristallbreite w begrenzt ist. Der Strahl ist demnach auch für große Einfallswinkel quadratisch. Bei kleineren Strahleinfallswinkeln als dem symmetrischen Winkel wurde auf eine Beschränkung des Strahlquerschnitts verzichtet und der Strahl ist rechteckig. Die grüne Kurve zeigt die Berechnung der Überlapp-effizienz, wobei die durchgezogene Linie analytisch mittels Gleichung 6.12 berechnet wurde und die Punkte durch numerische Lösung des Überlappintegrals bestimmt wurden. Die Kurve zeigt, daß der streifende Einfall des Laserstrahls zu einer starken Reduktion der Überlapp-effizienz führt, da große Teile des gepumpten Volumens nicht erreicht werden. Der Vergleich der numerisch berechneten Werte mit dem analytischen Verlauf validiert die hinreichende Auflösung der numerischen Berechnung.

Die roten Punkte zeigen die numerisch berechnete Überlappereffizienz für einen stigmatischen Grundmodestrahle, dessen Durchmesser durch die Breite des Kristalls begrenzt ist. Der $1/e^2$ Strahlradius beträgt dabei das $1/\pi$ -fache der Kristallbreite (sogenanntes „Siegman-Kriterium“), so daß rund 99% der Strahlleistung durch eine runde Apertur vom Durchmesser der Kristallbreite transmittiert würden. Das Maximum der Überlappereffizienz liegt daher bei einem kleineren Winkel als dem symmetrischen Winkel, da hier eine höhere Überlappereffizienz durch stärkere Transmissionsverluste erkauft wird (die Apertur ist in einer Richtung kleiner als die Kristallbreite, der Strahldurchmesser bleibt aber auf die Kristallbreite angepasst). Für einen symmetrischen Strahleinfallewinkel beträgt die berechnete Überlappereffizienz etwa 20%. Der maximal mögliche optisch-optische Wirkungsgrad wäre in diesem Fall etwa 15%. Im Experiment wurde ein Wirkungsgrad von 21% erreicht, der durch Verwendung eines größeren Grundmodendurchmessers und entsprechend höheren Transmissionsverlusten erzielt wurde. Die Erhöhung der Überlappereffizienz bei Verwendung eines großen Grundmodestrahls mit Transmissionsverlusten kann ebenfalls berechnet werden. Da aber die entstehenden Verluste nicht genau bestimmt werden können und diese die Laserausgangsleistung maßgeblich beeinflussen, wird an dieser Stelle auf eine derartige Berechnung verzichtet.

Das Resultat der Überlegungen zeigt, daß die erreichbare Lasereffizienz des CTSL sehr gering ist. Der Grund besteht in der geringen Überlappereffizienz. Ein Grund für die geringe Überlappereffizienz besteht darin, daß der Kristall bis zu seinen Grenzflächen gepumpt wird. Anders als beispielsweise in endgepumpten Lasern kann der Grundmodestrahle daher nicht größer als das gepumpte Volumen sein und die Inversion nur unzulänglich sättigen. Dies ist ein grundsätzliches Dilemma in der Festkörperlaserentwicklung. Wird das Medium nicht ganzflächig gepumpt, wie etwa in endgepumpten Lasern oder im Scheibenlaser, so entstehen am Rand des gepumpten Bereichs thermo-optische Aberrationen. Diese erzeugen abhängig von der Größe des Laserstrahls Beugungsverluste, so daß ein Kompromiss aus Überlappereffizienz und Beugungsverlusten gefunden werden muss. Je nach Stärke der Aberrationen kann aber üblicherweise ein Laserstrahldurchmesser gewählt werden, der größer als der gepumpte Bereich ist. Sollen thermo-optische Aberrationen komplett unterdrückt werden, muss der Kristall ganzflächig gepumpt werden. Im CTSL wird dies experimentell erreicht, allerdings wird dieser Vorteil

durch eine harte Apertur am Rand des gepumpten Bereichs erkaufte, welche die Lasereffizienz deutlich reduziert. Ein weiterer Grund für die geringe Überlappereffizienz des CTSL ist der streifende Strahleinfall.

6.5 Vergleich mit anderen Lasergeometrien

Um die Ergebnisse des CTSL im Laserbetrieb mit anderen Lasergeometrien vergleichen zu können, werden folgende Wirkungsgrade definiert:

1. Pumpeffizienz η_{pump} : Verhältnis aus absorbierter Leistung zur Leistung am Ausgang des Diodenbarrens. Dieser Wirkungsgrad charakterisiert vor allem die Verluste durch die Pumpstrahlformung und die Absorptionseffizienz.
2. Extraktionswirkungsgrad η_{extr} : Das Verhältnis der Anzahl der emittierten Laserphotonen zur Anzahl der absorbierten Pumpphotonen. Dieses Verhältnis erleichtert die Beurteilung des optisch-optischen Wirkungsgrades, wenn Laser mit unterschiedlichen Quantendefekten verglichen werden.
3. Optisch-optischer Wirkungsgrad η_{o-o} : Das Verhältnis der Laserausgangsleistung zur emittierten Pumpleistung des Diodenbarrens. Der maximal mögliche optisch-optische Wirkungsgrad liegt bei $808 \text{ nm} / 1064 \text{ nm} = 76 \%$.

Die Unterscheidung dieser drei Wirkungsgrade hebt die Vor- und Nachteile von Laserkonzepten deutlich hervor und gibt Hinweise auf mögliche Optimierungsmaßnahmen. Im Folgenden werden kurz zwei Veröffentlichungen zu endgepumpten Lasern und eine Veröffentlichung zum Innoslab vorgestellt und die oben genannten Wirkungsgrade extrahiert.

Endgepumpter Stab 1

In [55] wird ein Laser bestehend aus zwei Nd:YVO₄ Kristallen und zwei Planspiegeln vorgestellt. Beide Kristalle werden mit jeweils einem fasergekoppelten Pumpmodul gepumpt. Die thermische Linse stabilisiert den Resonator und bestimmt den Grundmodendurchmesser. Es wurden 30 W Ausgangsleistung bei 48 W Pumpleistung mit einem M^2 von 1.5 erreicht, entsprechend einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 63 %. Gepumpt wurde bei 808 nm, entsprechend

einer Stokes-Effizienz von $808/1064 = 76 \%$, der ultimativen Grenze für den optisch-optischen Wirkungsgrad. Es wurden demnach $0.63/0.76 = 82 \%$ der Inversion durch einen Strahl hoher Strahlqualität extrahiert. Dies ist ein sehr hoher Extraktionswirkungsgrad, der aber nach den Berechnungen in Abschnitt 4.1.2 vorstellbar ist. Der Laser leidet allerdings wie die meisten endgepumpten Stäbe unter einer geringen Anregungseffizienz, da die 48 W Pumpleistung nur der absorbierten Pumpleistung entsprechen. Die Ausgangsleistung am Faserende der beiden Pumpmodule beträgt je 30 W, es wurden also nur $48 \text{ W} / 60 \text{ W} = 80 \%$ der Leistung am Faserausgang im Kristall absorbiert. Nimmt man zusätzlich eine Effizienz von 80% für die Faserkopplung der Diodenbarren an, so betrug die tatsächliche Ausgangsleistung der eigentlichen Diodenbarren zusammen 75 W. Die Pumpeffizienz betrug also lediglich $48 \text{ W} / 75 \text{ W} = 64 \%$. Der auf die Barrenaussgangsleistung bezogene optisch-optische Wirkungsgrad beträgt unter diesen Annahmen allerdings immer noch $30 \text{ W} / 75 \text{ W} = 40 \%$.

Endgepumpter Stab 2

In [34] wird ein endgepumpter Stablasers mit einer TEM_{00} Ausgangsleistung von 60 W vorgestellt. Das besondere Feature dieses Lasers ist das Pumpen bei 888 nm, das eine polarisationsunabhängige Absorption ermöglicht. Bei einer absorbierten Pumpleistung von 108 W beträgt der optisch-optische Wirkungsgrad des Lasers $60 \text{ W} / 108 \text{ W} = 56 \%$. Mit einer Stokes-effizienz von $888 \text{ nm} / 1064 \text{ nm} = 83 \%$ beträgt der Anteil der extrahierten Inversion $56 \% / 83 \% = 67 \%$. In der Veröffentlichung werden keine Angaben zur optischen Pumpleistung am Teleskop- oder Faserausgang des Pumpmoduls gemacht, es kann allerdings angenommen werden, daß auch hier die Pumpeffizienz (absorbierte Leistung / emittierte Leistung des Diodenbarrens) nicht besser als 70% ist. In diesem Fall betrüge auch hier der auf die Barrenaussgangsleistung bezogene optisch-optische Wirkungsgrad ca. 40% .

Innoslab

Ein Konzept für einen endgepumpten Slablasers ist der in [56] vorgestellte Innoslab der Firma EdgeWave. Um die gespeicherte Energie des Slabs effizient zu extrahieren, wurde ein hybrider instabiler Resonator eingesetzt. Anders als

in anderen Konzepten wurde kein Spiegel mit variablem Reflektivitätsprofil verwendet, sondern eine Strahlauskopplung an der Kante eines Spiegels vorgenommen. Aufgrund der Auskopplung an der harten Apertur zeigt das Fernfeld die typischen Beugungsmaxima, die bei ähnlichen Lasern meist durch Verwendung von Spiegeln mit variablem Reflektivitätsprofil gedämpft werden. Die Strahlqualität derartiger Laser ist sehr schwer zu messen, da signifikante Leistungsanteile in große Raumwinkel emittiert werden. Nach räumlicher Filterung der Intensitätsverteilung wurde eine Strahlqualität von $M^2 < 1.5$ gemessen. Die Laserausgangsleistung betrug 90 W bei 248 W absorbierter Pumpleistung, entsprechend einem optisch-optischen Wirkungsgrad von $90 \text{ W} / 248 \text{ W} = 37 \%$. Die Stokeseseffizienz betrug $808 \text{ nm} / 1064 \text{ nm} = 76 \%$, es wurden also 49 % der Inversion durch den Grundmodestrahle extrahiert. Dieser Wert ist deutlich geringer als bei den oben genannten endgepumpten Stablasern und wird vermutlich durch den geringen Überlapp des runden Laserstrahls mit dem rechteckigen gepumpten Volumen und möglicherweise auch durch resonatorinterne Verluste bestimmt. Der Vorteil des endgepumpten Slabs sind die geringen Verluste bei der Einkopplung der Pumpstrahlung, da hier ca. 88 % (abzüglich der Transmission der verwendeten FAC-Linsen) der Pumpleistung im Kristall absorbiert werden, verglichen mit ca. 70 % bei endgepumpten Stäben. Der auf die Barrenleistung bezogene optisch-optische Wirkungsgrad beträgt also bestenfalls $90 \text{ W} / 248 \text{ W} \cdot 88 \% = 32 \%$, falls die Transmission der FAC Linsen 100 % beträgt. Die Gesamteffizienz ist somit nicht deutlich schlechter als die der endgepumpten Stäbe. Durch die Verwendung eines Diodenstapels als Pumpquelle wird zudem die Skalierung der Pumpleistung erleichtert.

Um die Unterschiede zwischen den Pumpgeometrien aufzuzeigen, werden die oben erwähnten drei Wirkungsgrade (Pumpeffizienz η_{pump} , optisch-optischer Wirkungsgrad η_{o-o} und Extraktionswirkungsgrad η_{extr}) in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Es ist direkt ersichtlich, daß die Pumpeffizienz der Slablasers deutlich höher als die Pumpeffizienz der endgepumpten Stäbe ist. Dieser Vorteil ist vor allem durch geringere Verluste bei der Strahlformung des Pumplichtes bedingt. Die äußerst hohe Extraktionseffizienz der endgepumpten Stäbe bewirkt allerdings, daß der optisch-optische Wirkungsgrad der endgepumpten Stäbe dennoch höher ist. Für die beschriebenen Laser wird der Idealfall $\eta_{o-o} = \eta_{pump} \cdot \eta_{extr}$ nicht erreicht. Dies liegt zum Einen an der geringen aber dennoch vorhandenen Laserschwelle

und zum Anderen an Anregungsverlusten, da nicht jedes absorbierte Pumpphoton zur Anregung eines Ions in das obere Laserniveau führt (z.B. aufgrund von ETU).

	CTSL	Stab 1 [55]	Stab 2 [34]	Innoslab [56]
η_{pump}	90-95 %	64 %	ca. 70 %	ca. 88 %
η_{extr}	28-29 %	82 %	67 %	49 %
η_{o-o}	20 %	40 %	ca. 40 %	ca. 32 %

Tabelle 6.2: Vergleich der Wirkungsgrade verschiedener Lasergeometrien.

6.6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das CTSL Konzept weiterentwickelt. Die Verluste durch verstärkte Spontanemission konnten durch Optimierung der Kristallform mittels eines eigens entwickelten Raytracing Programms reduziert werden. Trotz der optimierten Kristallform konnte jedoch keine hohe Kleinsignalverstärkung erzeugt werden, die für die Verstärkung schwacher Signale benötigt wird. Dies liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit an den vielen planen polierten Kristallflächen, die Mehrfachdurchgänge der spontanen Emission durch den dotierten Kristall ermöglichen. Der Laserbetrieb des CTSL wurde weitgehend experimentell und rechnerisch untersucht. Es zeigt sich, daß die Überlappeneffizienz des CTSL aufgrund der Strahlbegrenzung durch die Kristallflächen gering ist. Sowohl im Grundmode- als auch im Multimodebetrieb konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment nachgewiesen werden. Im Vergleich mit anderen Lasergeometrien zeigt sich, daß der CTSL über eine hervorragende Anregungseffizienz und äußerst geringe thermo-optische Aberrationen verfügt. Die Extraktion der gespeicherten Energie ist allerdings vergleichsweise gering und führt zu einem signifikant geringeren Wirkungsgrad verglichen mit anderen Lasergeometrien.

7 2π -gepumpter Scheibenlaser

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein effizientes Laserkonzept für den Quasi-3-Niveau Laserbetrieb von Nd:YVO₄ bei 914 nm gesucht. Die Vorüberlegungen ergaben, daß das Scheibenlaserkonzept bereits eine gute Lösung darstellt und daß ein entsprechender Laser in [57] bereits untersucht wurde. Da die Pumpstrahlformung im konventionellen Scheibenlaser relativ aufwendig ist, wurde nach Konzepten für eine Vereinfachung gesucht. Der Betrieb von Nd:YVO₄ bei 914 nm erfordert eine höhere Pumpleistungsdichte als der 1030 nm Übergang in Yb:YAG. Daher wurde nach einer Pumpanordnung gesucht, mit der sich die höchstmögliche Pumpleistungsdichte aus einem Diodenbarren erzielen läßt. Es wurden generelle Skalierungsgesetze für die Pumpleistungsdichte ermittelt und eine Pumpanordnung entwickelt, die mit einem einfachen optischen Konzept eine Pumpleistungsdichte nahe an der fundamentalen Begrenzung ermöglicht.

7.1 Grundlagen

Das Termschema von Nd:YVO₄ ist in Abb. 3.11 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß das untere Laserniveau des 914 nm Laserübergangs ein thermisch besetztes Subniveau des Grundzustandsmultipletts ist. Dies bedeutet, daß das Lasermedium im ungepumpten Zustand bei 914 nm absorbiert. Durch Pumpen läßt sich Transparenz bei 914 nm erzielen, indem eine Gleichbesetzung von oberem und unterem Laserniveau herbeigeführt wird. Stärkeres Pumpen erzeugt Inversion und ermöglicht damit den Laserbetrieb ähnlich zu einem 4-Niveau Laser. Eine entscheidende Kenngröße eines Lasers mit thermisch besetztem unterem Laserniveau ist die nötige absorbierte Pumpleistungsdichte $\left(\frac{P_{abs}}{V}\right)_{trans}$, bei der Transparenz erzielt wird. Diese im Folgenden als „Transparenzschwelle“ bezeichnete Pumpleistungsdichte liefert wichtige Rückschlüsse bezüglich der erforderlichen Pumpanordnung. Das

Ziel der Pumpanordnung ist es, die erforderliche Pumpleistung P_{trans} für das Erreichen der Transparenz zu minimieren, da P_{trans} die Laserschwelle additiv erhöht und als reine Verlustleistung zu betrachten ist. Im Folgenden wird daher zunächst die Transparenzschwelle für Nd:YVO₄ bei 914 nm abgeschätzt. Es sei n die Iondichte im Kristall, n_2 die Besetzungsdichte des gesamten ${}^4F_{3/2}$ Multipletts, f_2 die relative thermische Besetzung des oberen Laserniveaus innerhalb des ${}^4F_{3/2}$ Multipletts und f_1 die relative thermische Besetzung des unteren Laserniveaus im Grundzustandsmultiplett. Unter der Annahme, daß sich alle Ionen entweder im Grundzustand oder im angeregten ${}^4F_{3/2}$ Zustand befinden, lautet die Bedingung für die Gleichbesetzung von oberem und unterem Laserniveau und damit für die Transparenz:

$$f_2 \cdot n_{2,trans} = f_1 \cdot (n - n_{2,trans}) \quad (7.1)$$

Daraus folgt

$$n_{2,trans} = \frac{f_1}{f_1 + f_2} n \quad (7.2)$$

Da die relative thermische Besetzung des unteren Laserniveaus bei rund 5% und die relative thermische Besetzung des oberen Laserniveaus bei etwa 50% liegt, müssen demnach etwa 10% der Ionen invertiert werden. Bei hohen Dichten von angeregten Ionen entstehen in Nd:YVO₄ starke Verluste durch up-conversion. Unter der Berücksichtigung von Verlusten durch up-conversion ergibt sich n_2 aus der absorbierten Pumpleistungsdichte anhand der Gleichungen 3.8 und 6.7. Die Gleichung für die Transparenzschwelle lautet somit

$$\left(\frac{P_{abs}}{V} \right)_{trans} = h\nu \cdot n \cdot \frac{f_1}{f_1 + f_2} \left(\frac{f_1}{f_1 + f_2} n\gamma + \frac{1}{\tau} \right) \quad (7.3)$$

Abb. 7.1 zeigt die berechnete Transparenzschwelle abhängig von der Kristalltemperatur. Die durchgezogene Linie repräsentieren die Berechnung mit Verlusten durch up-conversion und die gestrichelten Kurven wurden ohne Verluste durch up-conversion berechnet. 1 mm^3 ist eine typische Größenordnung für ein gepumptes Volumen. Entsprechend der Grafik sind demnach die erforderlichen Pumpleistungen oder alternativ die Anforderungen an die Minimierung des Pumpvolumens sehr hoch. Es zeigt sich, dass die Verluste durch up-conversion die erforderliche Pumpleistungsdichte in etwa verdoppeln. Dies ist anders als in Yb:YAG Lasern, in welchen die Transparenzschwelle mangels up-conversion und aufgrund der güns-

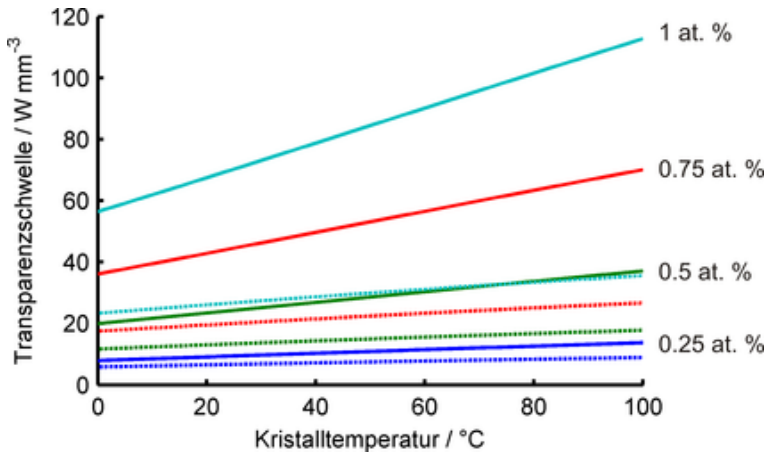


Abbildung 7.1: Berechnete Transparenzschwelle bei 914 nm in Nd:YVO₄; die durchgezogenen Linien wurden unter Berücksichtigung von up-conversion Verlusten berechnet, die farblich korrespondierenden gestrichelten Linien wurden ohne up-conversion Verluste berechnet.

tigeren thermischen Besetzungsverteilung deutlich unterhalb von 10 W/mm³ liegt. Da mit Pumpleistungen im Bereich von 40 W gearbeitet werden soll, wurde nach Pumpgeometrien gesucht, mit denen sich kleine gepumpte Volumina realisieren lassen. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Pumpanordnungen vorgestellt.

7.2 Kristall mit internem 6-fach Pumplichtdurchgang

Pumpstrahlquellen werden üblicherweise nicht auf den kleinstmöglichen Fokussdurchmesser fokussiert. Der Grund besteht darin, daß das Medium eine gewisse Absorptionslänge für eine annähernd effiziente Absorption vorgibt. Diese Länge ist üblicherweise um ein Vielfaches länger als die Rayleighlänge eines stark fokussierten Pumpstrahls. Beispiel: Die nötige Absorptionslänge in 1 at.% dotiertem Nd:YVO₄ beträgt ungefähr 1 mm. Ein gutes Diodenlaserpumpmodul mit einigen 10 W Ausgangsleistung besitzt eine Strahlqualität von $M^2 = 100$. Der minimale beugungsbegrenzte Fokussdurchmesser beträgt etwa $D = M^2 \lambda$ und die

Rayleighlänge beträgt demnach $z_R = \frac{\pi D^2}{4M^2\lambda} \approx M^2\lambda \approx 80 \mu\text{m}$. In einem 1 mm langen Medium würde dieser Strahl sehr stark divergieren und es würde üblicherweise ein größerer Fokaldurchmesser gewählt, da ein größerer Fokaldurchmesser einen geringeren Divergenzwinkel erfordert. In diesem Fall bliebe demnach „Platz“ oder anders formuliert Raumwinkel, um den Pumpstrahl zu falten und ihn ein weiteres Mal durch den Kristall zu propagieren. Aufgrund der Faltung kann der Kristall dann verkürzt werden. Eine bekannte Anordnung dieses Typs ist der dünne Scheibenlaser, in dem der Pumpstrahl so häufig gefaltet wird, daß nur noch eine dünne Scheibe nötig ist, um eine ausreichende Absorptionslänge zu erzielen. Es stellt sich die Frage, ob das Pumpkonzept des dünnen Scheibenlasers vereinfacht oder optimiert werden kann. Ein Weg zur Vereinfachung bestünde darin, eine Faltung ohne jegliche Faltungsoptik zu erzielen. Um das Konzept insgesamt so einfach wie möglich zu gestalten, sollte darüberhinaus nur wenig Strahlformung für den Diodenbarren erforderlich sein, also beispielsweise kein fasergekoppeltes Pumpmodul verwendet werden. Diodenbarren besitzen entlang der fast axis eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität. Selbst bei kleinen Fokaldurchmessern ist die Rayleighlänge daher groß. Im Falle des eingangs erwähnten Pumpflecks von $80 \mu\text{m}$ beträgt die Rayleighlänge der fast axis beispielsweise etwa 6 mm. Es liegt also nahe, den Pumpstrahl eines Diodenbarrens entlang seiner fast-axis Richtung zu falten. Bei einer Strahlbreite von etwa 0.1 mm ist die Aufweitung des Strahls in Richtung der fast axis so gering, daß die Faltungsoptik ihn lediglich umlenken und nicht wie beim dünnen Scheibenlaser erneut abbilden muss. Die slow-axis Richtung hingegen besitzt eine geringe Strahlqualität von $M^2 > 1000$. Sie muss also wahlweise sukzessiv abgebildet werden oder in Form eines Wellenleiters geführt werden. Auf Basis dieser Überlegungen entstand das in Abb. 7.2 dargestellte Pumpkonzept für einen kristallinternen 6-fach Pumpdurchgang. Ein dünnes Nd:YVO₄ Scheibchen wird zwischen zwei angebondeten undotierten Vanadatkristallen platziert. Der Pumpstrahl eines Barrens wird in der fast-axis Richtung auf eine kleine Strahlbreite kollimiert und in der slow-axis Richtung stark auf die Einkoppelfläche des Kompositkristalls fokussiert. Im Kristall wird der Strahl in slow-axis Richtung mittels totaler interner Reflexion geführt. In fast-axis Richtung propagiert er nahezu aufweitungsfrei und wird durch die Kristallgeometrie derart abgelenkt, daß er 6 Pumplichtdurchgänge durch das Nd:YVO₄ Scheibchen absolviert. Bei einer benötigten Absorptionslänge von 1 mm könnte die Dicke des

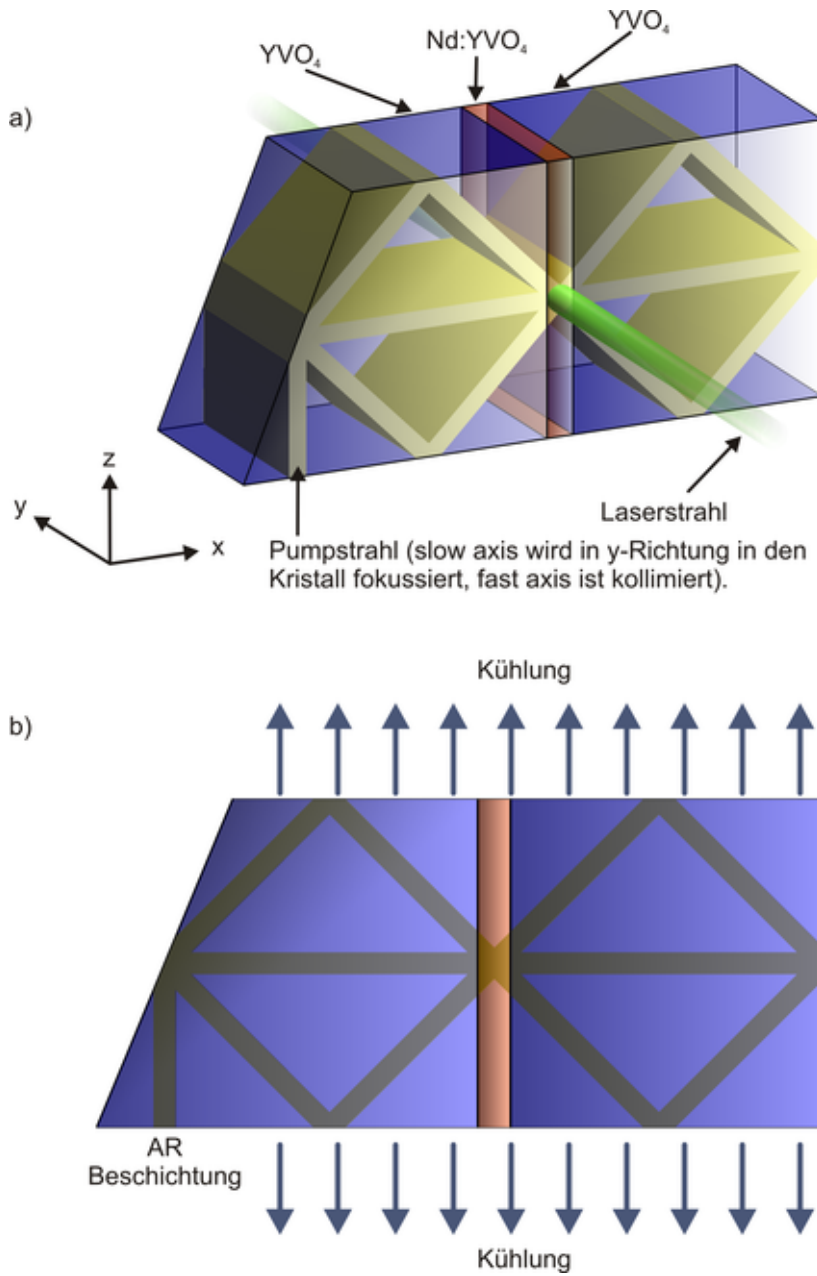


Abbildung 7.2: Kristall mit internem 6-fach Pumplichtdurchgang; a) dreidimensionales Beispiel mit den Abmessungen 6 mm x 3 mm x 2 mm ($x \times z \times y$); b) Seitenansicht.

Nd:YVO₄ Scheibchens daher auf etwa 170 μm reduziert werden. Bei 170 μm Strahldurchmesser beträgt die einfache Rayleighlänge der fast axis knapp 30 mm. Es sollte also möglich sein, ein kleines Volumen mit einer Querschnittsfläche von etwa 170 μm Kantenlänge zu pumpen. Für die Faltung sind dabei lediglich Planflächen erforderlich. In der slow-axis Richtung kann der Pumpstrahl maximal fokussiert werden. Bei einer Strahlqualität von etwa 1500 sollte eine Größenordnung von 2 mm Kristalllänge möglich sein. Das gepumpte Volumen beträgt demnach etwa 0.06 mm³ und bei einer Transparenzschwelle von etwa 80 W/mm³ beträgt die erforderliche Pumpleistung an der Transparenzschwelle etwa 5 W. Die Ausgangsleistung eines üblichen Diodenbarrens beträgt 50 W, so daß hinreichend Reserven für den Laserbetrieb vorhanden sind. Der Laserstrahl kann wie in Abb. 7.2 dargestellt entlang der Achse des gepumpten Bereichs durch den Kristall propagieren. Die Überlappereffizienz ist exzellent, da der Strahldurchmesser wie in einem endgepumpten Stab größer als der Pumpquerschnitt sein kann. Der Kristall wird wie in Abb. 7.2 zweiseitig gekühlt. Auch hier ist die Anisotropie des Vanadatkristalls von Vorteil: Aufgrund der anisotropen Wärmeleitfähigkeit des Kristalls ergibt sich bei zweiseitiger Kühlung entlang der c-Achse ein nahezu kreisförmiges Temperaturprofil nahe des gepumpten Bereichs. Der Laserstrahl erfährt somit eine nahezu stigmatische thermische Linse, deren Brechkraft von der Pumpleistung abhängt.

Auch wenn das Konzept zunächst attraktiv erscheint, wurde es aufgrund einer Vielzahl von Nachteilen nicht realisiert. Zunächst ist der doppelt gebondete Kristall aufwändig herzustellen und erfordert lange Fertigungszeiten (die Fertigungszeit der CTSL Kristalle betrug etwa 1 Jahr). Da der Laserstrahl etwa 2 mm entlang der Bondfläche propagiert, müssen die Kristalle perfekt verbunden sein und es darf nahezu kein Brechungsindexunterschied zwischen dotiertem und undotiertem Vanadat existieren. Ein Brechungsindexunterschied hätte einen Sprung in der Wellenfront des Laserstrahls zur Folge und würde starke Beugungsverluste verursachen. Die Wärme wird in der Mitte des Kristalls erzeugt und muss einige 100 μm Weglänge zu den gekühlten Kristallseiten zurücklegen. Eine FEM Berechnung zeigt, daß die Temperatur bei einem runden Pumpspot von 170 μm Durchmesser in einem Kristallwürfel mit 2 mm Kantenlänge und zweiseitiger perfekter Kühlung bei 10 W Verlustleistung etwa 270 K über der Kühlflächentemperatur läge. Die Transparenzschwelle läge bei 300°C bereits bei 200 W/mm³, entspre-

chend einer Pumpleistung von 12 W. Dementsprechend wäre die Laserschwelle sehr hoch und die Lasereffizienz gering.

Eine Option, den 6-fach Durchgang mit einseitigem Bonden und exzellenter Kühlung zu erzielen, ist in Abb. 7.3 dargestellt. Sie erfordert allerdings einen streifenden Einfall des Laserstrahls und leidet daher wie der CTSL unter einer geringen Überlappereffizienz. Ein weiteres Problem der Geometrie ist die aufwändige fünf-seitige Beschichtung. Ähnlich wie beim CTSL müssten spezielle Halter entwickelt werden, um eine Kontamination der nicht zu beschichtenden Flächen zu vermeiden. Auch würde eine derartige Beschichtung zu einem langen Fertigungsprozess führen. Als letztes und vielleicht größtes Problem sei das Auftreten von parasitärer Laseroszillation genannt. Da der Kristall allseitig poliert sein muss, ist eine hohe Inversionsdichte ohne effektive Massnahmen zur Unterdrückung parasitärer Laseroszillation nicht denkbar.

Aus den genannten Gründen wurde der kristallinterne 6-fach Pumpdurchgang nicht realisiert. Es sei jedoch erwähnt, daß das Konzept für 4-Niveau Laser oder beispielsweise Yb:YAG Laser mit Absorption in ungepumpten Bereichen durchaus attraktiv sein kann. Auch könnten keramische Lasermedien helfen, um zum Beispiel ein ASE-absorbierendes Medium hinzuzufügen.

7.3 Kristall mit interner Absorptionswegverlängerung

Die räumliche Trennung der einzelnen Emitter eines Diodenbarrens ist häufig ein Ärgernis, da sie eine inhomogene Pumplichtverteilung verursachen kann oder zu einer mindestens um den Faktor 2 geringeren Strahlqualität aufgrund des geringen Füllfaktors führt (ohne slow-axis Kollimation). Bei den Überlegungen zur kristallinternen Pumplichtfaltung entstand die Frage, ob die periodische Anordnung der Emitter nicht ausgenutzt werden kann. Entstanden ist die in Abb. 7.4 dargestellte Idee eines mit Rillen versehenen Kompositkristalls. Dieser wird vor einem mit fast-axis Kollimation versehenen Diodenbarren platziert. In der Mitte des Kompositkristalls befindet sich ein Nd:YVO₄ Scheibchen, dessen Dicke für eine ausreichende Absorption im Einfachdurchgang zu gering ist. Das Pumplicht propagiert hinter dem Nd:YVO₄ Scheibchen in einem undotierten Vanadatkris-

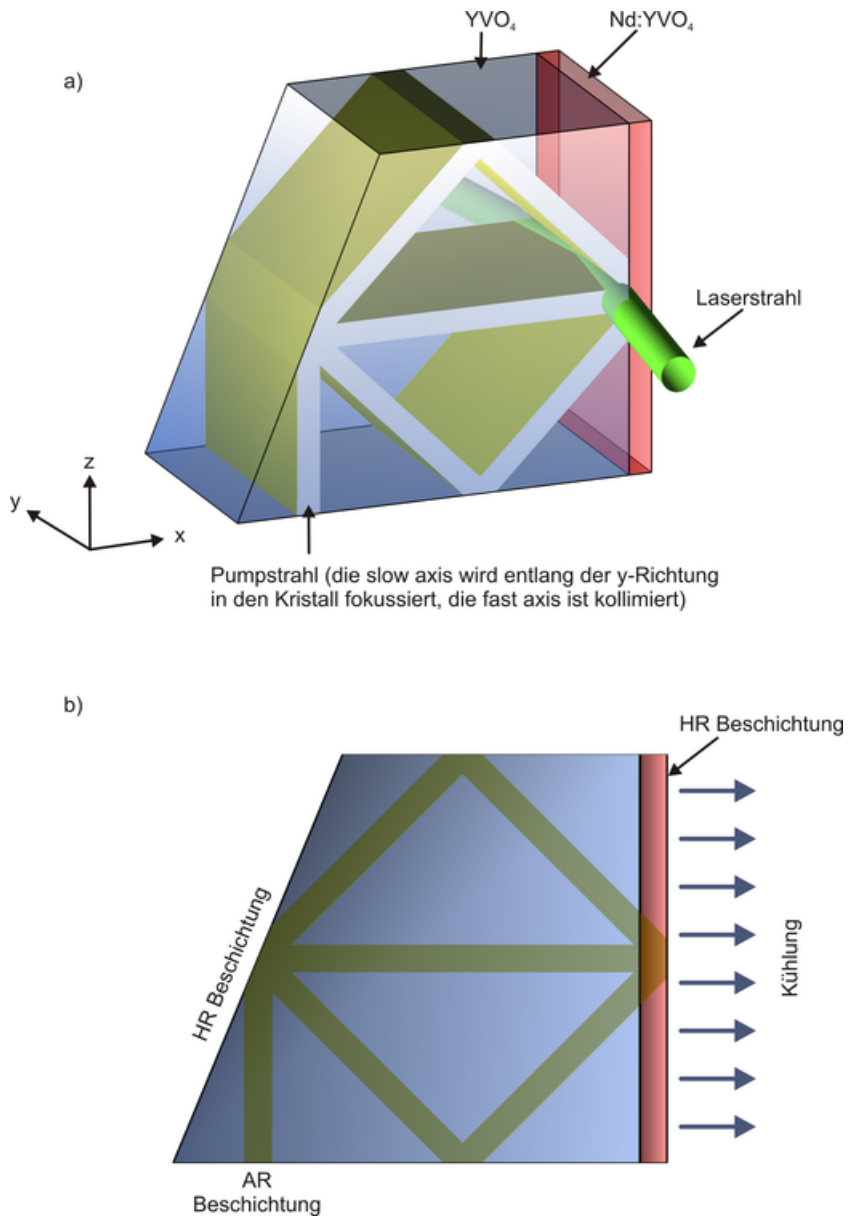


Abbildung 7.3: Alternatives Konzept für einen kristallinternen 6-fach Pump-durchgang; a) Drei-dimensionale Ansicht, b) Seitenansicht.

tall weiter und trifft auf dachkantenartig geformte Rillen direkt vis-à-vis zu den Emitterstreifen. Das Pumplicht wird von den Schrägen der Dachkanten durch totale interne Reflexion abgelenkt und propagiert erneut unter einem flachen Winkel durch das Nd:YVO₄ Scheibchen. Der flache Winkel führt zu einer grossen Weglänge durch das dotierte Material. Je nach Strahlrichtung kann das Pumplicht wie mittels 3D Raytracing in Abb. 7.4c dargestellt mehrere Durchgänge durch das Nd:YVO₄ Scheibchen vollführen, ehe der nicht absorbierte Anteil ausgekoppelt wird. Der Abstand der Emitter ist für diese Pumpanordnung von Vorteil, da die Rillen einen gewissen Abstand zueinander haben. Erst dieser Abstand erlaubt eine Reflexion unter flachem Winkel. Wären die Rillen direkt benachbart, würden sie den Strahl einem Prisma ähnlich umlenken und zurück in Richtung des Diodenbarrens leiten. Das Prinzip ist in Abb. 7.4a dargestellt. Aufgrund des Rillenabstandes verfehlen die abgelenkten Strahlen die benachbarten Rillen. Ein ähnliches Konzept mit einer statistischen Aufrauung wird bei Solarzellen verwandt, um nicht absorbiertes Sonnenlicht unter flachem Winkel durch die absorbierenden Schichten zu leiten, auch wenn das Sonnenlicht keine räumlich diskrete Verteilung aufweist. Der Kristall kann zweiseitig gekühlt werden und der Laserstrahlquerschnitt kann den Querschnitt des gepumpten Bereiches übersteigen.

Das Konzept wurde aufgrund der langen Fertigungszeit und der zu erwartenden Probleme mit parasitärer Laseroszillation nicht realisiert. Es kann jedoch sehr attraktiv sein, um als „Brillanzkonverter“ für Diodenlaserbarren zu dienen. Dazu könnte ein derartiger Kristall ähnlich einer FAC Linse vor einen FAC kollimierten Diodenbarren geklebt werden. Der Querschnitt des 10 mm langen gepumpten Volumens könnte über die gesamten 10 mm sehr gering sein, da er nur durch die kollimierte Strahlbreite der fast-axis bestimmt wird, deren Rayleighlänge nur einige mm betragen muss. Es ergäbe sich ähnlich einer Laserdiode eine äußerst hohe Kleinsignalverstärkung, die beispielsweise Verluste durch die Bondflächen ausgleichen kann. Ein weiterer Vorteil des langen Pumpvolumens mit sehr geringem Querschnitt besteht darin, daß eine transversale Modenselektion vorgenommen wird, da nur ein Grundmodestrahle über eine Propagationslänge von 10 mm guten Überlapp mit dem geringen Pumpquerschnitt besitzt.

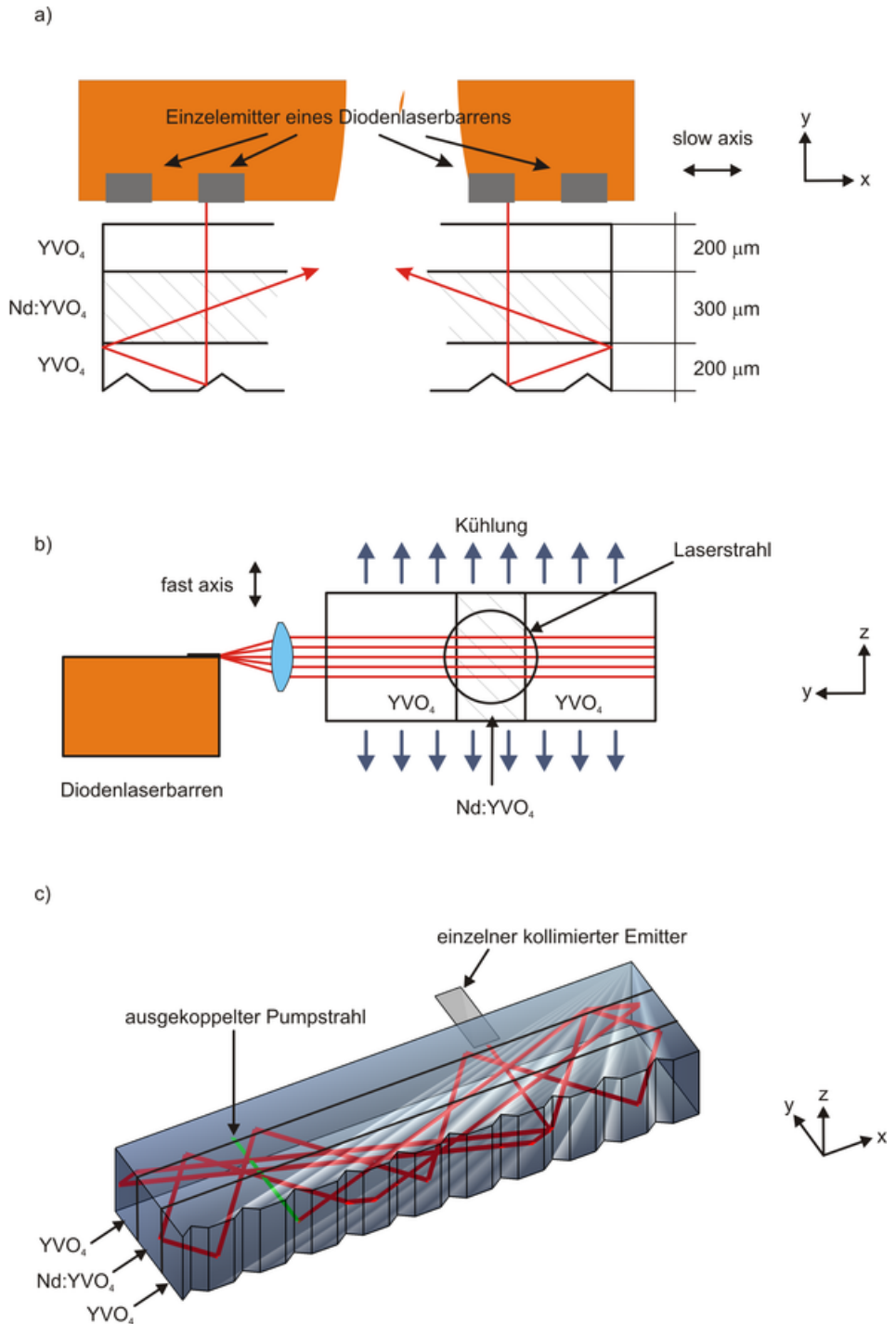


Abbildung 7.4: a) Absorptionswegverlängerung durch totale interne Pumpstrahlreflexion an Kristalleinkerbungen gegenüber den Einzelemittlern des Diodenbarrens; b) Seitenansicht: Kühlung und Pumpstrahlverlauf in fast-axis Richtung; c) Exemplarische dreidimensionale Raytracingberechnung eines Pumpstrahls zur Illustration der erreichbaren Absorptionswegverlängerung.

7.4 Erzeugung höchster Pumpleistungsdichten

Die vorgestellten Konzepte zur Pumplichtfaltung werfen die Frage auf, ob es eine generelle Beschränkung für die erreichbare Pumpleistungsdichte gibt und wie die grundlegenden Skalierungsgesetze lauten. Die nachfolgende Betrachtung zeigt, daß es tatsächlich eine obere Grenze für die erreichbare Pumpleistungsdichte gibt, die von der Brillanz der Pumpquelle und vom verwendeten Raumwinkel für die Pumplichtfaltung oder -fokussierung abhängt. Zusätzlich hängt die erreichbare Pumpleistungsdichte nichtlinear von der gewünschten Absorptionseffizienz ab. Die nachfolgenden Überlegungen wurden aus Gründen der Einfachheit der Darstellung für einen stigmatischen Pumpstrahl angestellt. Sie sind aber problemlos auf astigmatische Strahlen erweiterbar. Das Ziel der Überlegungen ist es, die Pumprate zu maximieren, um die Verlustleistung im Laserbetrieb zu minimieren. Dies ist insbesondere bei Lasern wichtig, bei denen ein hoher Anteil der verfügbaren Pumpleistung für das Erreichen der Laserschwelle nötig ist, beispielsweise quasi-3-Niveau Laser. Auch für Lasermedien mit kurzer Fluoreszenzlebensdauer und Systeme mit geringer verfügbarer Pumpleistung ist eine derartige Optimierung sinnvoll, beispielsweise für Ti:Saphir Laser, die mit blauen Diodenlasern gepumpt werden [58].

Um mit geringer Pumpleistung eine hohe Inversion zu erzeugen, muss die Pumprate maximiert werden. Alternativ können auch Verlustprozesse wie die spontane Emission minimiert werden. Nachfolgend wird ausschließlich die Maximierung der Pumprate untersucht. Die einfachste Gleichung für die Pumprate lautet

$$W = \sigma_{abs} \cdot n_0 \cdot \frac{P}{h\nu A} \quad (7.4)$$

W beschreibt die Anzahl der Anregungen pro Volumen und Zeit. σ_{abs} ist der Absorptionswirkungsquerschnitt, n_0 ist die Dichte der Ionen im Grundzustand, P ist die eingestrahelte Pumpleistung, ν ist die Frequenz der Pumpstrahlung und A ist die Querschnittsfläche des Pumpstrahls. Der spektrale Überlapp von Pumpstrahl und Lasermedium, die exakte transversale Pumplichtverteilung, die Temperaturabhängigkeit des Absorptionswirkungsquerschnitts und die exakte thermische Besetzung des Grundzustandniveaus, von dem aus gepumpt wird, werden nicht betrachtet. Eine Optimierung der Pumpanordnung erfordert letztlich immer die

Maximierung des Quotienten $\frac{P}{A}$. Da die Pumpleistung meistens vorgegeben ist, kann durch die geometrische Pumpanordnung nur noch der Pumpstrahlquerschnitt minimiert werden. Für stigmatische Strahlen beträgt die Pumpstrahlquerschnittsfläche $A = \pi \frac{D_{pump}^2}{4}$. Der Pumpstrahldurchmesser in der Strahltaile hängt wie folgt von der Strahlqualität M^2 , der Wellenlänge λ und dem vollen Divergenzwinkel θ ab [59]:

$$D_{pump} = \frac{4M^2\lambda}{\pi\theta} \quad (7.5)$$

Daraus ergibt sich die Pumprate am Ort der Strahltaile

$$W = \sigma_{abs} \cdot n_0 \cdot \frac{\pi P \theta^2}{4h\nu (M^2\lambda)^2} \quad (7.6)$$

Eine Optimierung der Pumpanordnung erfordert demnach die Wahl der Strahlquelle mit der höchstmöglichen Brillanz, die Bewahrung der Pumpleistung und insbesondere der Strahlqualität durch die Strahlformungsoptik sowie die Maximierung des Fokussierwinkels θ . Diese Gleichung gilt nur für ein scheibenförmiges Medium mit einer Dicke, die geringer als die Rayleighlänge des fokussierten Strahls ist. Ein derart dünnes Medium würde nur einen geringen Anteil der Pumpstrahlung absorbieren. Um einen Laser mit einem hohen optisch-optischen Wirkungsgrad zu realisieren, muss aber ein signifikanter Anteil der Pumpleistung absorbiert werden. Dies erfordert eine gewisse Absorptionslänge l , die durch die Eigenschaften des Mediums bestimmt ist. Aufgrund des stark divergenten Pumpstrahls im Lasermedium ist die mittlere Pumprate im Lasermedium bei einem einfachen Durchgang des Pumpstrahls daher sehr viel geringer als die in Gleichung 7.6 berechnete Pumprate. Theoretisch ist es jedoch denkbar, den kleinstmöglichen Pumpstrahldurchmesser über die gesamte Absorptionslänge aufrechtzuerhalten. Abb. 7.5 zeigt dazu eine Pumpanordnung, bei der zunächst eine dünne Scheibe mit einer Dicke $t \ll z_R$ durch einen stark fokussierten Pumpstrahl gepumpt wird. Der nicht absorbierte Anteil des Pumpstrahls wird mittels einer Optik in eine weitere Scheibe auf den gleichen kleinen Pumpstrahldurchmesser abgebildet. Dieses Prinzip wird wiederholt, bis die Summe der Scheibendicken der nötigen Absorptionslänge l entspricht. Durch diese Pumpanordnung können zwei Dimensionen des gepumpten Volumens minimiert werden. Die Grenze ist dabei durch den maximal möglichen Fokussierwinkel gegeben. Wenn $\langle P \rangle$ die mittlere Pumpleistung innerhalb

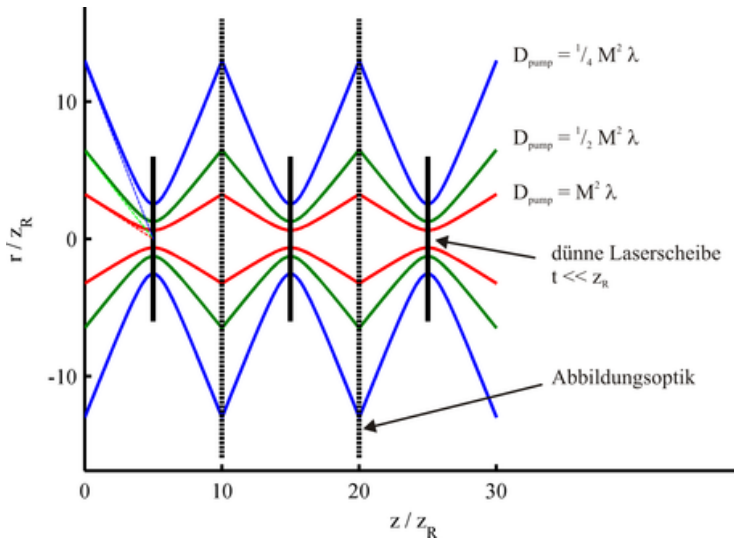


Abbildung 7.5: Sukzessive Abbildung von Pumpstrahlen mit unterschiedlichen Strahltaillendurchmessern in dünne Laserscheiben, deren Dicke geringer als die Rayleighlänge der Pumpstrahlen ist.

des gepumpten Volumens ist, so beträgt die mittlere Pumprate $\langle W \rangle$ innerhalb des Volumens

$$\langle W \rangle = \sigma_{abs} \cdot n_0 \cdot \frac{\langle P \rangle}{h\nu A} \quad (7.7)$$

Um $\langle P \rangle$ zu ermitteln, wird zunächst die lokale Pumpleistung $P(z)$ entlang des gepumpten Volumens betrachtet. Sie beträgt nach dem Lambert-Beer Gesetz:

$$P(z) = P(0) \cdot e^{-\sigma_{abs} n_0 z} \quad (7.8)$$

Die mittlere Pumpleistung $\langle P(z) \rangle$, die durch die Querschnittsfläche eines Mediums der Länge z propagiert, beträgt damit

$$\langle P(z) \rangle = \frac{1}{z} \int_0^z P(z) dz = \frac{P(0)}{\sigma_{abs} n_0 z} (1 - e^{-\sigma_{abs} n_0 z}) \quad (7.9)$$

Sie nimmt mit steigender Länge des Mediums ab. Das bedeutet, daß die mittlere Pumpleistung aufgrund des exponentiellen Absorptionsgesetzes von der Absorptionseffizienz abhängt. Wird eine hohe Absorptionseffizienz gewünscht, so sinkt die mittlere Pumpleistung im gepumpten Volumen. Der Pumpstrahl kann nach

dem Durchgang durch alle Scheiben in sich reflektiert und noch einmal durch die Anordnung propagiert werden. In diesem Fall beträgt die mittlere Pumpleistung

$$\langle P(z) \rangle = \frac{1}{z} \int_0^z P(z) dz = \frac{P(0)}{\sigma_{abs} n_0 z} (1 - e^{-2\sigma_{abs} n_0 z}) \quad (7.10)$$

Die mittlere Pumprate der in Abb. 7.5 dargestellten Pumpanordnung im Doppeldurchgang beträgt demnach

$$\langle W \rangle = P(0) \left(1 - e^{-2\sigma_{abs} n_0 l}\right) \frac{\pi \theta^2}{4h\nu (M^2 \lambda)^2 l} \quad (7.11)$$

Der Anteil η_{abs} der Pumpstrahlung, der von der Anordnung absorbiert wird, beträgt

$$\eta_{abs} = 1 - e^{-2\sigma_{abs} n_0 l} \quad (7.12)$$

Drückt man die Terme $1 - e^{-2\sigma_{abs} n_0 l}$ und l in Gleichung 7.11 durch η_{abs} aus, so erhält man den folgenden Ausdruck für die mittlere Pumprate

$$\langle W \rangle = - \frac{\eta_{abs} \theta^2}{\ln(1 - \eta_{abs})} \cdot \sigma_{abs} \cdot n_0 \cdot \frac{\pi P(0)}{2h\nu (M^2 \lambda)^2} \quad (7.13)$$

Diese Gleichung repräsentiert die bestmögliche mittlere Pumprate für eine Pumpquelle mit gegebener Brillanz, wenn der minimale Fokusbereich wie in Abb. 7.5 dargestellt entlang des kompletten Absorptionswegs aufrechterhalten wird. Die Entwicklung der optimalen Pumpanordnung erfordert, daß der größtmögliche Raumwinkel (annähernd proportional zu θ^2) für die Pumplichtfokussierung genutzt wird. Eine hohe Absorptionseffizienz η_{abs} reduziert die mittlere Pumprate, so daß die Absorptionseffizienz in Bezug auf die Gesamteffizienz des Lasers optimiert werden muss. Um mittels Doppeldurchgang des Pumplichtes eine Absorptionseffizienz von etwa 95% zu erzielen, muss die geometrische Länge des gepumpten Volumens $l = \frac{1}{2} \frac{3}{\sigma_{abs} n_0}$ betragen. In diesem Fall reduziert sich die mittlere Pumprate $\langle W \rangle$ auf $\frac{\eta_{abs}}{\ln(1 - \eta_{abs})} \approx \frac{1}{3}$ der höchstmöglichen Pumprate ($\eta_{abs} = 0$). Als Beispiel sei angenommen, daß bei einer geometrischen Medienlänge von 0.5 mm in 1 at.% dotiertem Vanadat 90 % der Pumpleistung absorbiert werden können. Ein 808 nm Diodenbarren von einigen 10 W Ausgangsleistung besitzt eine effektive Strahlqualität von etwa $M^2 \approx \sqrt{1500 \cdot 1} \approx 40$. Würde ein stigmatischer Pumpstrahl dieser Strahlqualität mit einem realisierbaren vollen Divergenzwinkel

von $\theta = \pi/2$ in der Anordnung aus Abb. 7.5 verwandt, so betrüge das gepumpte Volumen nur etwa

$$V_{pump} = \frac{4(M^2\lambda)^2}{\pi\theta^2}l = 0.00027 \text{ mm}^3 \quad (7.14)$$

Die Transparenzschwelle von 80 W/mm^3 würde in diesem Fall mit einigen 10 mW Pumpleistung erreicht.

Die Pumpanordnung aus Abb. 7.5 ist nur unter enormem Aufwand zu realisieren und daher nicht praktikabel. Die beiden zur Zeit vorrangig genutzten Pumpanordnungen zur Maximierung der Pumpleistungsdichte sind der Faserlaser und der Scheibenlaser. Da eine Pumpanordnung für Festkörperlaser gesucht wird, wird der Faserlaser hier nicht weiter diskutiert, auch wenn er eine äußerst elegante Realisierung der obigen Betrachtung darstellt. Nachfolgend wird das konventionelle Scheibenlaserkonzept im Hinblick auf die Ergebnisse der obigen Betrachtungen untersucht.

7.4.1 Dünner Scheibenlaser

Das konventionelle Scheibenlaserkonzept ist in Abb. 4.9 dargestellt. Ein stigmatischer Pumpstrahl wird mit Hilfe einer Parabolspiegeloptik gefaltet und propagiert mehrfach durch eine dünne Laserscheibe. Die Vorteile der Anordnung bestehen in der eleganten Realisierung der Faltung, der hohen Pumpleistungsdichte und der direkt gekühlten dünnen Scheibe, die in einer geringen mittleren Temperatur des Mediums resultiert. Es stellt sich die Frage, ob die maximal mögliche Pumprate mit einem Scheibenlaser erreicht werden kann. In Abb. 4.9 ist direkt ersichtlich, daß nur ein Teil des nutzbaren Raumwinkels über der Scheibe für die Anordnung der Pumpstrahlen genutzt wird. Eine bessere Ausnutzung würde mehrere Ringe von Pumpstrahlen erfordern, wie in Abb. 7.6 dargestellt. Auch dann könnte nicht der volle Raumwinkel ausgenutzt werden, da die runden Strahlen nicht ohne Lücken zueinander angeordnet werden können. Vernachlässigt man die Lücken, so zeigt eine relativ langwierige und in [46] veröffentlichte Berechnung, daß Gleichung 7.13 auch für den Scheibenlaser gilt. Die Voraussetzung ist, daß der in Gleichung 7.13 aufgeführte Divergenzwinkel θ den Winkel der Einhüllenden aller Pumpstrahlen beschreibt. Diese müssen die Einhüllende lückenlos

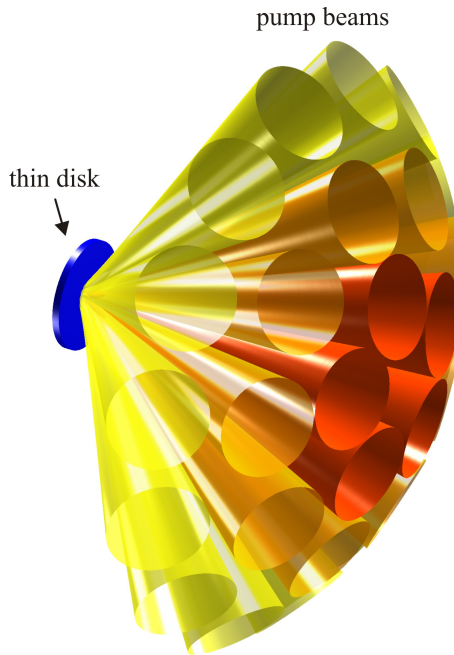


Abbildung 7.6: Anordnung von Pumpstrahlen in mehreren Ringen, um eine bessere Ausnutzung des Halbraumes über der Laserscheibe zu erzielen.

füllen, beispielsweise durch eine Anordnung von dünnen Pumpstrahlen in mehreren Ringen. Eine derartige Anordnung ist optisch nur schwer zu realisieren. Beschränkt man sich wie bei der konventionellen Scheibenlaserpumpanordnung auf einen einfachen Ring aus Pumpstrahlen, so ist der maximale durch Pumpstrahlen abdeckbare Raumwinkel beschränkt. Abb. 7.7 illustriert dazu die maximale Raumwinkelnutzung durch mehrere Pumpstrahlen, die in einem Ring angeordnet sind. Eine in [46] beschriebene Berechnung ergibt die in Abb. 7.8 dargestellte maximale Nutzung des Halbraums über der Laserscheibe in Abhängigkeit der Anzahl N der Pumpstrahlen.

Auf Grundlage dieser Überlegungen wurde eine neue Pumpanordnung entwickelt, die eine bessere Ausnutzung des Raumwinkels über der Laserscheibe ermöglicht. Als Ausgangsstrahlquelle wird ein Diodenlaserbarren mit fast-axis Kollimation verwendet. Dies ist sinnvoll, da der Strahl somit nicht unter Verlust an Brillanz in einen stigmatischen Strahl konvertiert werden muss. Insbesondere wird

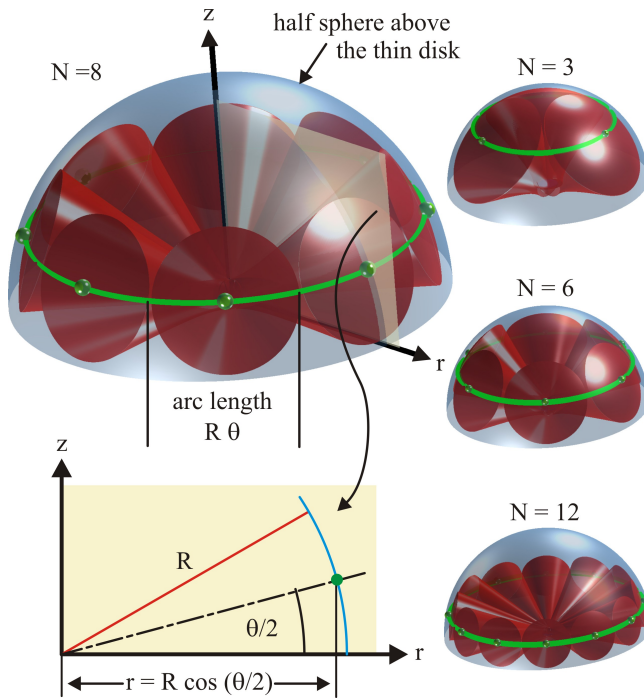


Abbildung 7.7: Illustration der Ausnutzung des Halbraumes über der Laserscheibe durch N ringförmig angeordnete Pumpstrahlen.

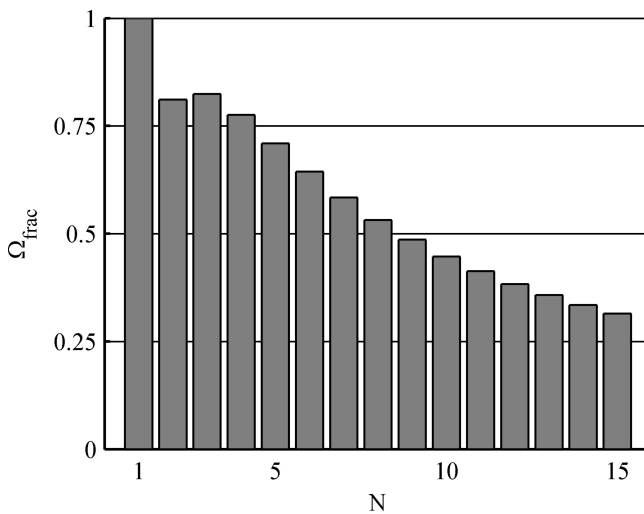


Abbildung 7.8: Maximal möglicher Anteil Ω_{frac} des Halbraums über der Laserscheibe, der durch N ringförmig angeordnete Pumpstrahlen eingenommen werden kann.

ein Verlust an Strahlqualität vermieden, welche quadratisch in Gleichung 7.13 eingeht. Fokussiert man die slow-axis Richtung eines Diodenbarrens maximal, so erhält man eine Pumpfleckbreite von der Größenordnung eines Millimeters. Um einen symmetrischen Pumpfleck zu erzeugen, muss die fast axis aufgrund ihrer exzellenten Strahlqualität nahezu überhaupt nicht fokussiert werden. Der Pumpstrahl kann daher entlang der fast-axis Richtung durch Ändern des Einfallswinkels auf die Scheibe gefaltet werden. Das zugrunde liegende Prinzip der Faltung ist in Abb. 7.9 dargestellt. Die maximale Anzahl der Strahlen, die in fast-axis Richtung nebeneinander gelegt werden können, ist durch den Divergenzwinkel der fast axis beschränkt. Die Strahlen können im Fernfeld der fast axis noch separiert werden, wenn der Winkel zwischen den optischen Achsen zweier benachbarter Strahlen den Divergenzwinkel der Strahlen übersteigt. Wenn der nutzbare Winkelbereich für die fast-axis Strahlen gleich dem Fokussierwinkel der slow axis ist, so beträgt die maximale Anzahl an fast-axis Strahlen $N_{max} = \frac{M_{sa}^2}{M_{fa}^2} \cdot M_{sa}^2$ ist die Strahlqualität der slow axis und beträgt für einen Diodenbarren > 1000 . M_{fa}^2 ist die Strahlqualität der fast axis und beträgt nahezu 1. Es können also theoretisch rund 1000 Strahldurchgänge erreicht werden. Aufgrund der geringen Strahlqualität der slow-axis Richtung ist das Strahlprofil im Fernfeld nicht elliptisch, sondern eher oval (in der Zeichnung wurde für die slow axis ein Supergauss-Intensitätsprofil mit einem Supergaussfaktor von 4 angenommen). Mit derartigen Strahlen kann hypothetisch nahezu der gesamte Raumwinkel über der dünnen Laserscheibe abgedeckt werden, da nur wenig Zwischenräume unausgefüllt bleiben müssen. Bei den in Abb. 7.9 gezeigten Strahlen wurden der Fokussierwinkel und die Anzahl der Strahlen stark reduziert. Es ist aber direkt ersichtlich, daß weitere Strahlen hinzugefügt werden können und daß der Fokussierwinkel problemlos erhöht werden kann. Wenn übliche Diodenbarren mit einigen 10 W Ausgangsleistung verwendet werden, entstehen einige praktische Komplikationen. In Abb. 7.9 sind die Strahlen nicht bis in das Fernfeld der fast axis propagiert. Bis zu diesem Punkt ist die Anzahl der Strahlen durch ihren räumlichen Überlapp begrenzt und nicht durch den Fernfelddivergenzwinkel. Um die maximale Anzahl an separierbaren Strahlen zu erzielen, muss der Parabolspiegel daher mindestens in der Entfernung Rayleighlänge der fast-axis positioniert werden. Die Rayleighlänge wird durch die Pumpfleckbreite bestimmt. Wenn ein symmetrischer Pumpfleck gewünscht wird, ist die minimale Rayleighlänge der fast axis daher durch die

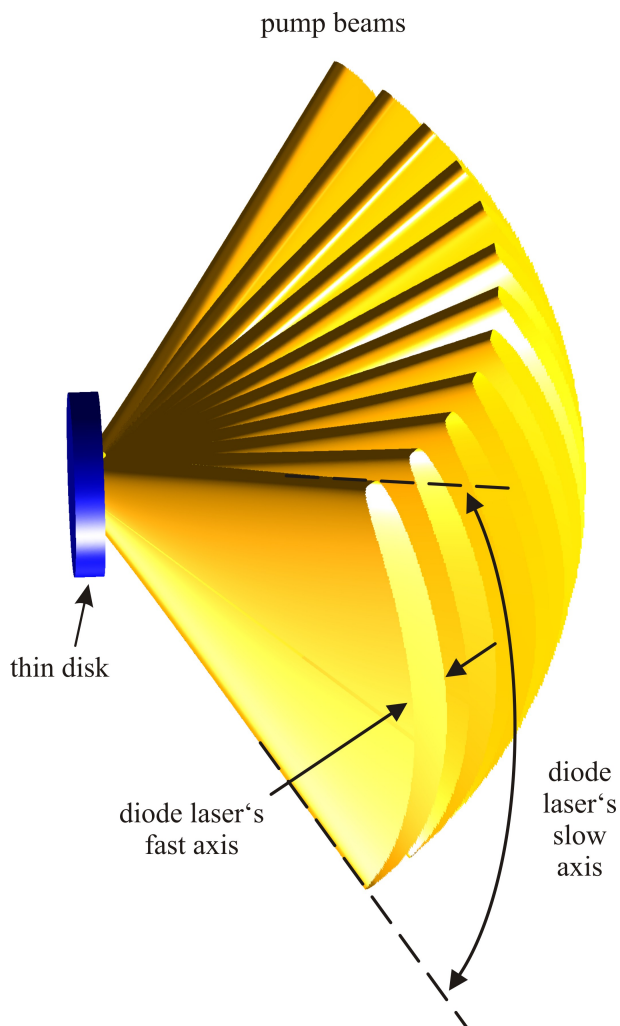


Abbildung 7.9: Mehrere in slow-axis Richtung stark fokussierte Pumpstrahlen, die in fast-axis Richtung unter verschiedenen Einfallswinkeln auf die Laserscheibe treffen.

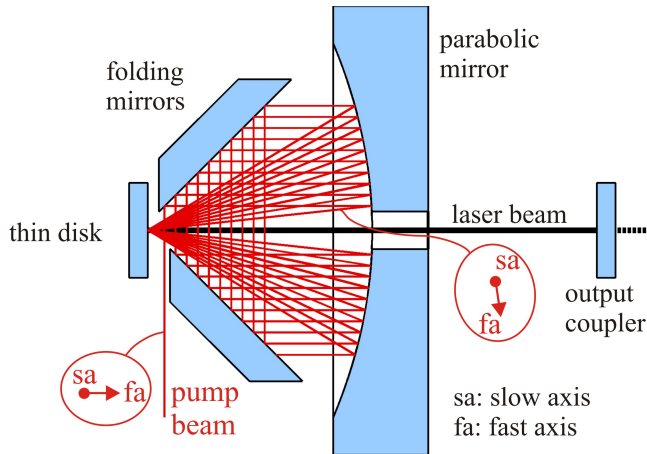


Abbildung 7.10: Pumpanordnung zur Strahlfaltung des Pumpstrahls entlang der fast axis.

Pumpfleckbreite in slow-axis Richtung bestimmt. Die minimale Pumpfleckbreite in slow-axis Richtung beträgt ungefähr $M_{sa}^2 \lambda$. Die minimale Rayleighlänge der fast axis beträgt damit $z_R^{fa} = \frac{\pi D^2}{4M_{fa}^2 \lambda} \approx \frac{(M_{sa}^2)^2}{M_{fa}^2} \lambda$. Im Falle eines üblichen Diodenbarrens mit einigen 10 W Ausgangsleistung liegt die Rayleighlänge damit im Meterbereich. Ein derart großer Parabolspiegel ist nicht sinnvoll. Durch slow-axis Kollimation kann der Strahlpropagationsfaktor in slow-axis Richtung halbiert werden und die Anforderung reduziert sich auf einige 10 cm. Nimmt man in Kauf, daß nicht die höchstmögliche Anzahl an Strahlen erreicht wird, indem der Parabolspiegel näher an der Scheibe platziert wird, wird dennoch eine äußerst hohe Pumpleistungsdichte erreicht. Aktuelle Diodenlaserstrahlquellen mit Einzelemittlern stellen ausserdem höhere Strahlqualitäten in slow-axis Richtung in Aussicht.

Um die vorgestellte Strahlfaltung entlang der fast-axis zu realisieren, wurde die Pumpanordnung aus Abb. 7.10 entwickelt. Sie besteht lediglich aus einem Parabolspiegel und zwei planen Faltungsspiegeln und ist leicht aufzubauen. Ein Foto eines experimentellen Prototyps ist in Abb. 7.11 gezeigt. Das Streulicht der streifenartigen Strahlen auf dem Parabolspiegel ist klar zu erkennen. Durch Verschieben der Faltungsspiegel können die Strahlen noch enger zueinander platziert werden. In dem Aufbau wurde die slow axis vor Auftreffen auf den Parabolspie-

gel nicht aufgeweitet. Aus diesem Grund füllen die Streifen den Parabolspiegel in slow-axis Richtung nicht aus. Da die slow axis dementsprechend auch nicht stark fokussiert wurde, entstand ein streifenförmiger Pumpfleck mit einem Aspektverhältnis von 1/7. Rechnerisch würde ein noch asymmetrischeres Aspektverhältnis erwartet, aber ein leichter Strahlversatz der fast-axis bei sukzessiven Strahlumläufen führte zu einer Aufweitung des Strahls in fast-axis Richtung. Um einen symmetrischen Pumpfleck zu erzielen, müsste die slow axis vor Auftreffen auf den Spiegel maximal aufgeweitet werden. Da in dem vorgestellten Prototyp die Brennweite des Parabolspiegels unterhalb von 100 mm liegt, kann ohnehin keine Strahltrennung im Fernfeld der fast axis erfolgen und die Anzahl der Strahlen ist durch die Breite der fast axis auf dem Parabolspiegel begrenzt. Für diesen Fall ist ein symmetrischer Pumpfleck leicht zu erzielen, indem vor dem Parabolspiegel im Abstand der Parabolspiegelbrennweite ein Fokus der fast axis erzeugt wird. Der einfallende Strahl trifft dann in fast-axis Richtung divergent auf den Parabolspiegel und wird von diesem in Richtung der Scheibe kollimiert. Bei den folgenden Strahlumläufen entsteht ein unschädlicher Zwischenfokus der fast axis zwischen den beiden Faltungsspiegeln.

Das Konzept aus Abb. 7.10 gestattet keine vollständige Ausnutzung des Raumwinkels über der Laserscheibe. Dies ist allein schon durch den 90° Winkel zwischen den Faltungsspiegeln bedingt. Eine einfache Modifikation entsprechend der Darstellung aus Abb. 7.12 ermöglicht theoretisch die Nutzung des vollen Raumwinkels.

Fazit: Es konnten einfache Zusammenhänge für die Skalierung der Pumpleistungsdichte mit der Beschaffenheit der Strahlquelle, der Pumpanordnung und des Lasermediums gefunden werden. Das Resultat zeigt, daß die erreichbare Pumpleistungsdichte proportional zur Brillanz und damit zum Quadrat der Strahlqualität der Pumpquelle ist. Die Pumpanordnung sollte die Brillanz der Strahlquelle demnach weitestgehend erhalten. Die optimale Ausnutzung der Brillanz der Pumpquelle erfordert, daß der größtmögliche Raumwinkelbereich vor dem Medium von der Pumpanordnung ausgeschöpft wird. Basierend auf den Ergebnissen wurde eine Pumpanordnung entwickelt, die mittels eines einfachen optischen Systems eine hohe Pumpleistungsdichte erzeugen kann. Vorteilhaft ist, daß die starke Asymmetrie üblicher Pumpdioden ausgenutzt wird und der Pumpstrahl nicht in einen stigmatischen Pumpstrahl überführt werden muss. Das Konzept läßt

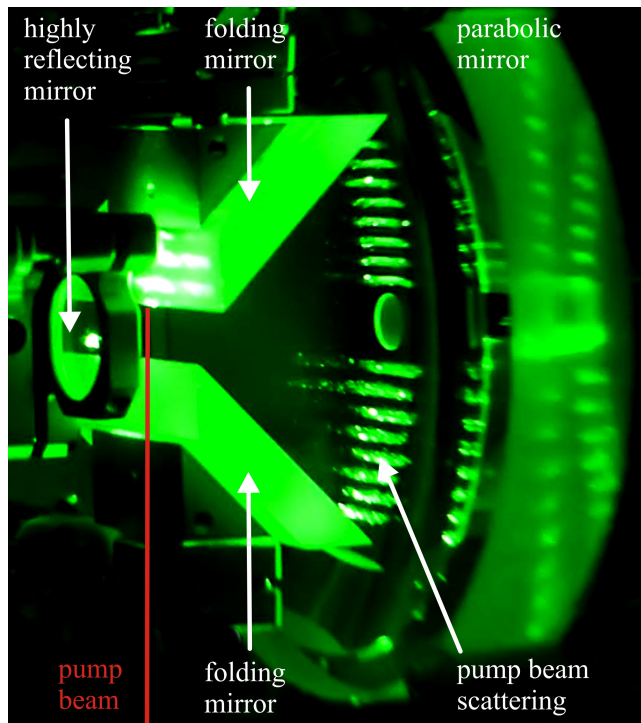


Abbildung 7.11: Experimentelle Realisierung des Mehrfachpumpdurchganges durch Strahlfaltung entlang der fast-axis. Auf dem Parabolspiegel ist die Streuung der versetzten Pumpstrahlen erkennbar.

sich weiter verbessern und könnte beispielsweise als monolithisches Element aus Acryl gefertigt werden, um mit Diodenlasern geringer Leistung hohe Pumpleistungsichten zu erzielen. Ein Nachteil der Anordnung besteht in der potentiell inhomogenen Pumpintensitätsverteilung im Pumpfleck.

7.5 914-nm Nd:YVO₄ Laser

Da die Scheibengeometrie ideal für die Erzeugung von 914 nm Strahlung geeignet ist, wurde ein Scheibenlaser realisiert. Die Erzeugung hoher Inversionsdichten in Nd:YVO₄ ist wie zu Beginn des Kapitels erläutert von hohen Verlusten begleitet, die sowohl durch up-conversion als auch durch verstärkte Spontanemission entstehen. Nd:YVO₄ besitzt hohe Emissionswirkungsquerschnitte bei 1064 nm

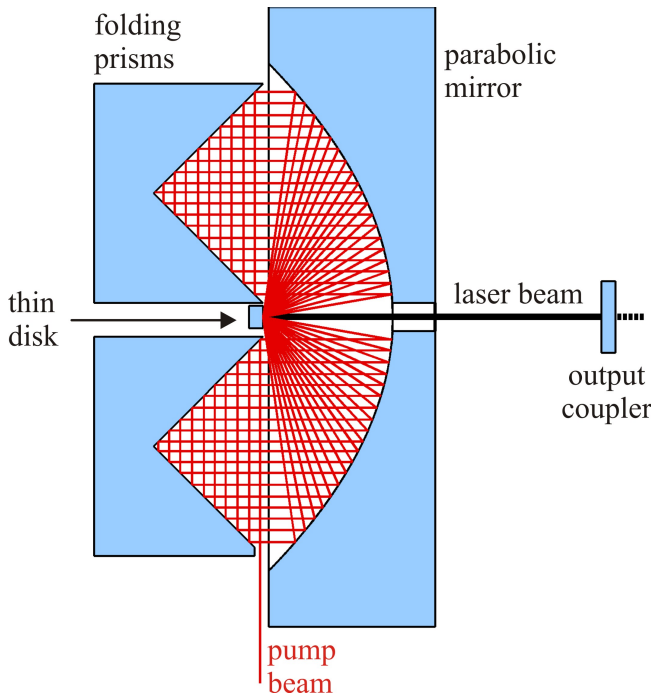


Abbildung 7.12: Pumpanordnung zum Pumpen aus dem gesamten Halbraum über der Laserscheibe.

und 1342 nm. Bei diesen Wellenlängen ist das Medium transparent. Anders als beispielsweise in Yb:YAG findet daher keine Reabsorption der verstärkten Spontanemission in ungepumpten Bereichen statt. Es müssen also Maßnahmen getroffen werden, um die ASE auf einen Durchgang durch den gepumpten Bereich zu begrenzen. Aus diesem Grund wurde die Laserscheibe wie in Abb. 7.13 gezeigt kegelstumpfförmig mit einem Fasenwinkel von 45° spezifiziert. Jegliche ASE, die aus dem gepumpten Bereich in Richtung des Umfangs propagiert, wird auf diese Weise ausgekoppelt. Aufgrund der geringen Abmessungen der Kristalle ist die Herstellung der Form sehr aufwändig. Der Einfachheit halber wurden die Kristalle daher mit einer Radiusschale geschliffen, so daß sich die auf dem Foto in Abb. 7.13b erkennbare abgerundete Fase ergab. Die Dicke der dotierten Nd:YVO₄-Scheibe beträgt lediglich 50-100 μm . Aus diesem Grund wurde ein undotierter Vanadatkristall angebondet, der die Herstellung derart dünner Scheiben überhaupt erst ermöglicht. Ein weiterer Vorteil des undotierten Kristalls ist die Versteifung des Nd:YVO₄ Scheibchens. Angesichts der hohen thermischen Belastung ist ohne

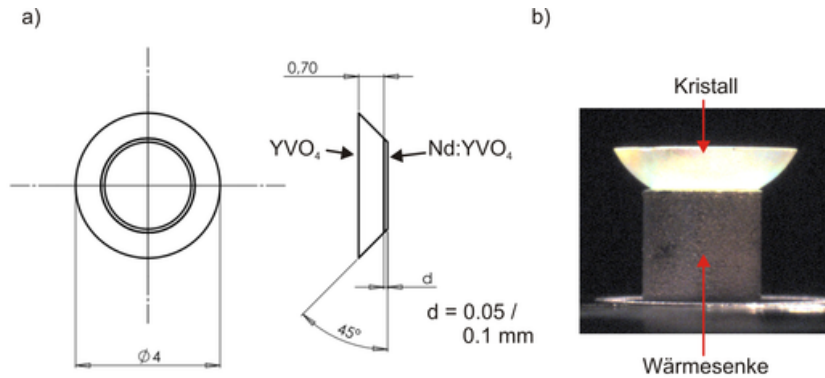


Abbildung 7.13: a) Abmessungen des Kompositkristalls; b) aufgeklebter Kristall.

die Versteifung eine starke Krümmung der gepumpten Scheibe zu befürchten, die den Kristall von der Wärmesenke ablösen oder zum Kristallbruch führen kann.

Der mechanische Aufbau des Lasers ist in Abb. 7.14 dargestellt. Um eine möglichst geringe Temperatur des Kristalls zu erzielen, wurde eine Peltierkühlung mit einem Luftkühlkörper verwendet. Der Kristall wurde auf den polierten Stempel einer Kupferwärmesenke geklebt, deren Temperatur mittels Peltierkühlung auf einen Temperaturmesspunkt am Kupferstempel geregelt wird. Die dargestellte Pumpoptik ist die Realisierung des in Abschnitt 7.4 vorgestellten neuen Pumpkonzepts. Der Kristall ist mit der Wärmesenke über einen Kupferstempel verbunden, der eine möglichst senkrechte Wärmeableitung aus dem Kristall erzwingt. Um die Stempeloberseite durch das Polieren der Oberfläche nicht zu stark abzurunden, wurde die Wärmesenke wie in Abb. 7.15 gezeigt in einem 2-stufigen Prozess gefertigt. Die Stempeloberseite wurde nach der Politur interferometrisch überprüft. Das Aufkleben der YVO_4 Kristalle muss derart erfolgen, daß die Kristallachsen parallel zu den Kanten der quadratischen Wärmesenke verlaufen. Der Hintergrund besteht darin, daß der Kristall in der neuen Pumpanordnung mittels eines polarisierten Pumpstrahls gepumpt wird, dessen Richtung durch die Pumpanordnung und die Beschichtung der Faltungsspiegel vorgegeben ist. Die c-Achse des Kristalls sollte parallel zur Polarisationsrichtung des Pumpstrahls ausgerichtet sein. Vor dem Aufkleben wurde der Kristall daher wie in Abb. 7.16 gezeigt auf einen drehbaren Stempel gelegt, der von einem Schrittmotor angetrieben wurde. Ein 830 nm Teststrahl, der nicht durch den Kristall absorbiert wird aber von der

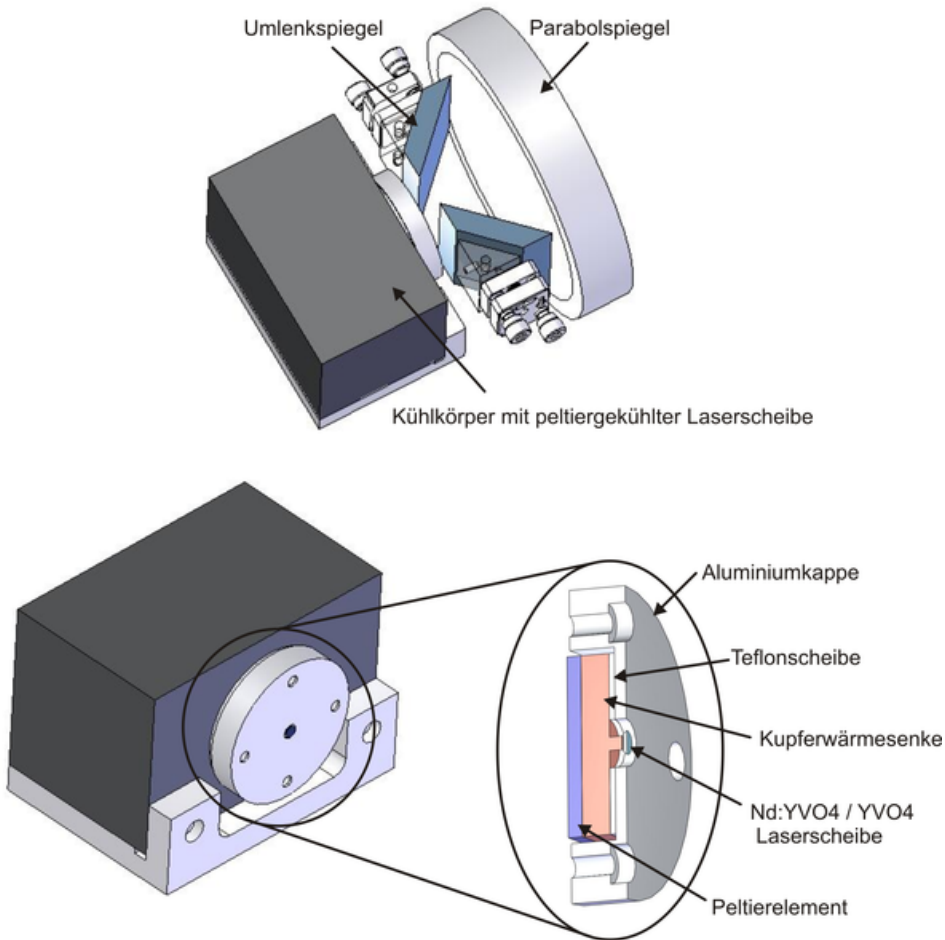
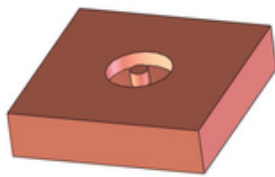
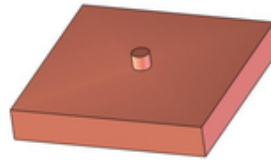


Abbildung 7.14: Pumpoptik und mechanischer Aufbau der Kristallkühlung.

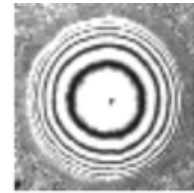
Kristallunterseite gut reflektiert wird, dient der Bestimmung der Kristallachsenorientierung. Dazu durchläuft der Teststrahl einen Polarisator, passiert dann den Kristall, durchläuft wieder den Polarisator und wird anschließend mittels einer Integrationskugel bezüglich seiner Amplitude vermessen. Sind die Kristallachsen parallel zur Polarisationsrichtung des Teststrahls, so nimmt das Photodiodensignal der Integrationskugel seinen maximalen Wert an. Bei anderen Drehwinkeln des Kristalls wird der Strahl depolarisiert und die Amplitude sinkt. Die Messung wurde automatisiert mit einer feinen Winkelauflösung durchgeführt. An das Messsignal wurde eine Fitkurve angepasst und der Schrittmotor wurde zum ermittelten Maximum gefahren. Anschließend wurde der Kristall mit dem in Abb. 7.17 ge-



Wärmesenke fräsen, äußeren Rand stehen lassen. Anschließend Wärmesenke mit Schleifpapier (1000,2400,4000) schleifen, dann polieren.



Äußeren Rand der Wärmesenke abfräsen.



Krümmung der Stempeloberseite interferometrisch prüfen.

Abbildung 7.15: Fertigung und interferometrische Vermessung der Kristallwärmesenke

zeigten Verfahren von dem Stempel abgenommen und mittels UV-aushärtendem Kleber auf die Wärmesenke geklebt.

7.5.1 Aberrationen

Um das einwandfreie Aufkleben zu validieren, wurden die thermo-optischen Aberrationen des Kristalls interferometrisch vermessen. Dazu wurde ein 100 mW Diodenlaser mittels Temperaturregelung auf eine Wellenlänge von 1045 nm eingestellt. Bei dieser Wellenlänge wird der Messstrahl von der Beschichtung der Kristallunterseite reflektiert und von der Beschichtung auf der Kristalloberseite transmittiert. Er wird darüber hinaus nicht verstärkt und läßt sich mittels eines Filters von der Fluoreszenz um 1064 nm trennen. Eigentlich ist anzunehmen, daß ein unstabiler Diodenlaser aufgrund der kurzen Resonatorlänge und der optisch auflösbaren spektralen Bandbreite eine extrem kurze Kohärenzlänge besitzt. In einer Vielzahl von Experimenten mit unterschiedlichen Diodenlasern dieser Leistungsklasse konnte dies nicht bestätigt werden, die typische Kohärenzlänge scheint zumindest während der kurzen Belichtungszeit der Kamera im Meterbereich zu liegen.

Zur Steigerung der Genauigkeit wurde das Interferometer bei diesen Experimenten im Phasenschrittverfahren betrieben. Dazu wird der Referenzspiegel des Interferometers mittels eines Piezos in fünf $\lambda/8$ Schritten verfahren und das zugehörige Interferogramm wird mit einer CCD Kamera aufgenommen. Bei Verfahren

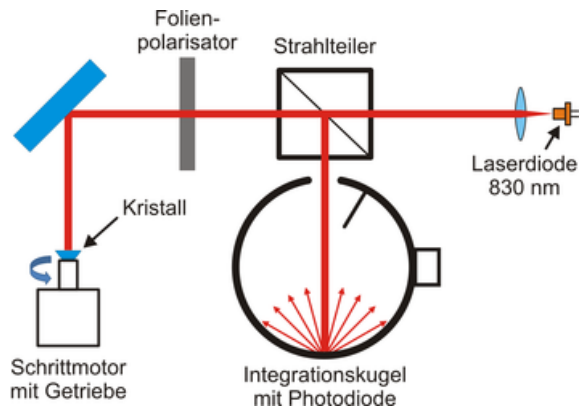


Abbildung 7.16: Orientierung der Kristallachsen durch Vermessung der Depolarisation des reflektierten Strahls.

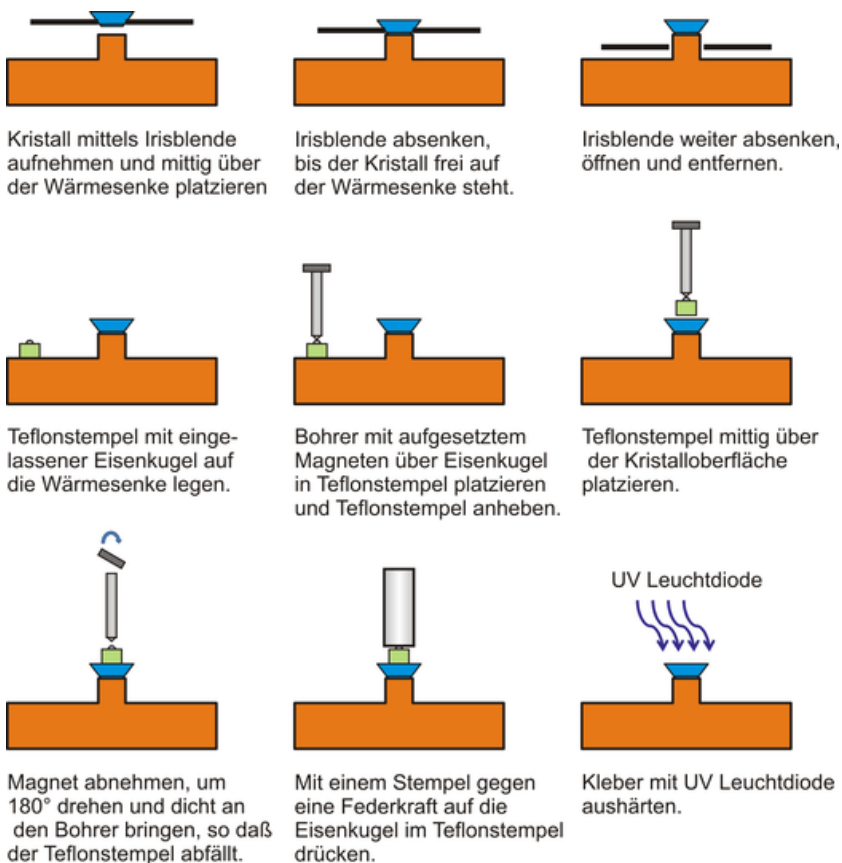


Abbildung 7.17: Aufklebeprozess der Laserscheibe auf die Wärmesenke.

des Referenzspiegels wird ein Sinusverlauf der Amplitude jedes einzelnen Pixels erwartet. Ist die Wellenlänge der Sinuskurve bekannt, reichen 5 um $\lambda/4$ versetzte Messpunkte ($2 \cdot \lambda/8$, da Reflexion) auf der Sinuskurve, um die Phasenlage mit Hilfe einer einfachen Formel eindeutig festzulegen [60]. Aus der Phasenlage aller Pixel kann die Wellenfront mit hoher lateraler Auflösung berechnet werden. Die Wiederholgenauigkeit der Messung ist exzellent und liegt im Bereich $\lambda/100$. Mit dem Interferometer wird nur die Änderung der Wellenfront durch das Pumpen vermessen, daher ist als Referenzspiegel kein Substrat mit einer bekannten Oberflächenform erforderlich. Es wurde ein handelsüblicher planer 1 Zoll Spiegel verwendet. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 7.18a dargestellt.

Für die Messung wurde ein fasergekoppeltes Pumpmodul mit einer Ausgangsleistung von 30 W, einem Faserdurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einer numerischen Apertur von 0.22 verwendet. Das Faserende wird mittels zweier Achromate im Verhältnis 1:1 auf die Laserscheibe abgebildet. Aufgrund der hohen numerischen Apertur und des kleinen Pumpflecks ist die Verwendung von Achromaten notwendig, da sie sphärische Aberrationen minimieren. Der Durchmesser des rechnerischen Unschärfekreises liegt bei $40 \mu\text{m}$. Würden alternativ zwei 50 mm Plan-convexlinsen verwendet, betrüge der Durchmesser des rechnerischen Unschärfekreises bereits $660 \mu\text{m}$. Der Strahlqualitätsfaktor des Pumpmoduls beträgt etwa $M^2 = 45$. Daraus ergibt sich eine Rayleighlänge von rund 0.2 mm bei einem Strahltaillendurchmesser von 0.1 mm. Die Wellenfront des Strahls ist demnach bei Eintritt in das etwa 0.8 mm dicke Vanadatplättchen stark gekrümmt und erfährt polarisationsabhängige sphärische Aberrationen. Abb. 7.18b zeigt ein Kame-rabild der Fluoreszenz des Pumpflecks, welches mit einem 10 nm breiten 1064 nm Bandpassfilter aufgenommen wurde. Die volle Halbwertsbreite des Pumpflecks beträgt 0.22 mm. Aufgrund der berechneten Unschärfe wurde ein Wert von maximal 0.18 mm erwartet. Der experimentelle Wert ist dennoch besser als erwartet, da das Pumpmodul nicht mantelmodenfrei ist und der tatsächlich emittierende Faserdurchmesser größer als 0.1 mm ist. An den zentralen Teil des Pumpfleckprofils kann ein Supergaussprofil 6. Ordnung angepasst werden, demnach ist die Abbildung des Faserendes recht scharf. Abb. 7.18c zeigt ein Foto des gepumpten Kristalls, das durch eine Laserschutzbrille hindurch aufgenommen wurde. Darin ist die orangefarbene Fluoreszenz des gepumpten Nd:YVO₄ Plättchens gut erkennbar, die Verluste durch up-conversion erwarten läßt. Um die ermittelte Wellen-

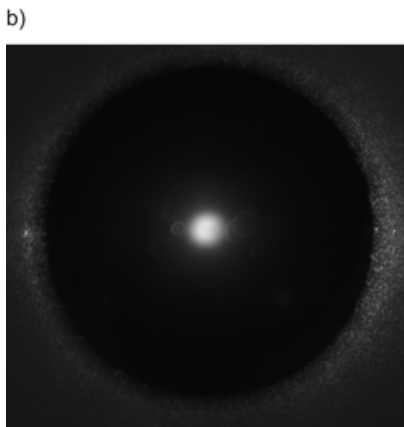
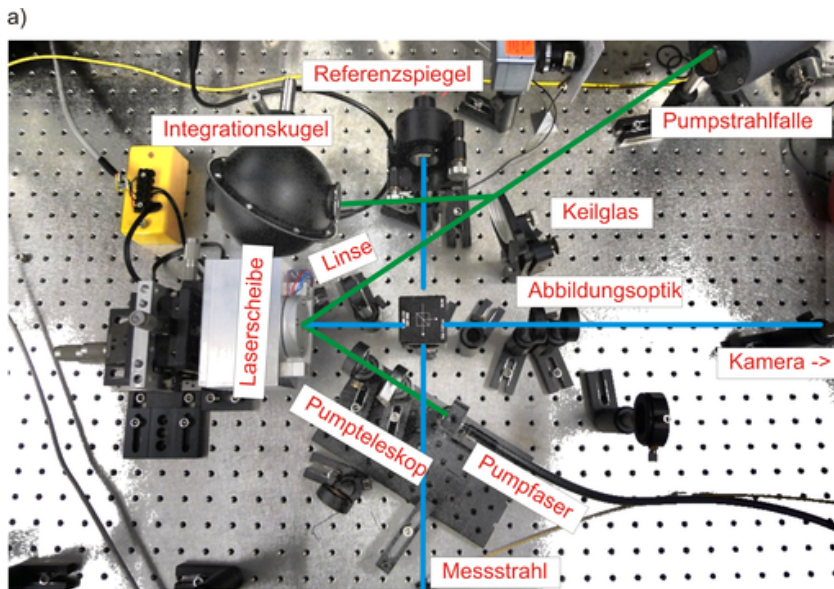


Abbildung 7.18: a) Experimenteller Aufbau des Phasenschrittinterferometers; b) Abbildung des Pumpflecks durch einen 1064 nm Bandpassfilter; c) Orangefarbene Fluoreszenz im gepumpten Kristall, fotografiert durch Laserschutzbrille.

frontaberration einer absorbierten Pumpleistung zuordnen zu können, wurde die absorbierte Pumpleistung wie folgt ermittelt. Zunächst wurde der Kristall durch ein Leistungsmessgerät ersetzt. Das Signal einer Photodiode, welche in das Pumpmodul eingebaut ist, wurde mittels Polynomfit auf die gemessene Leistung am Ort des Kristalls referenziert. Anschließend wurde der Kristall eingesetzt und der Pumpspot zentriert. Die Kristallposition wurde durch mechanische Anschläge fixiert, so daß der Kristall reproduzierbar an der gleichen Stelle herausgenommen und eingesetzt werden kann. Der durch den Kristall reflektierte Pumpstrahl wurde mit einer Linse leicht fokussiert, so daß der Strahldurchmesser am Ort der Strahlfalle etwa 6 mm betrug. Vor der Strahlfalle wurde mit Hilfe einer Kamera eine Kupferblende mit 4 mm Durchmesser konzentrisch zum Strahl positioniert und das Intensitätsprofil des Kamerabildes wurde gespeichert. Anschließend wurde der Kristall durch einen hochreflektierenden Spiegel ersetzt. Dieser wurde mit Hilfe der Kamera und durch Einblenden des gespeicherten Intensitätsprofils so justiert, daß das Intensitätsprofil des reflektierten Strahls auf der Kupferblende mit dem gespeicherten Intensitätsprofil übereinstimmt. Auf diese Weise konnte sichergestellt werden, daß der durch den Spiegel reflektierte Pumpstrahl den gleichen Weg durch die Kollimationsoptik nimmt wie der durch den Kristall reflektierte Pumpstrahl. In dem reflektierten Strahl wird anschließend ein Keilglas positioniert, welches einen Teil der Pumpstrahlung in eine Integrationskugel reflektiert. Das Photodiodensignal der Integrationskugel wird auf das Photodiodensignal des Pumpmoduls referenziert. Über diese Referenzierung kann die reflektierte Pumpleistung berechnet werden. Anschließend wird der Kristall wieder eingesetzt und die absorbierte Leistung wird über die Differenz aus einfallender und reflektierter Leistung ermittelt. Um diese für alle nachfolgenden Messungen wichtige Bestimmung der absorbierten Pumpleistung zu verifizieren, wird sie mit der rechnerisch erwarteten absorbierten Leistung verglichen. Das Pumpmodul ist lediglich wassergekühlt und schwankt daher leistungsabhängig in der Wellenlänge. Daher wurde das Spektrum des Pumpmoduls in Abhängigkeit des Stroms vermessen. Anschließend wurde durch Berechnung des spektralen Überlapps von Pump- und Absorptionsspektrum die erwartete absorbierte Leistung berechnet. Abb. 7.19 zeigt den Vergleich der berechneten Kurve mit den Messwerten. Aufgrund der guten Übereinstimmung kann mit hoher Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, daß die Dicke des dotierten Scheibchens, die Dotierung des dotierten Scheibchens,

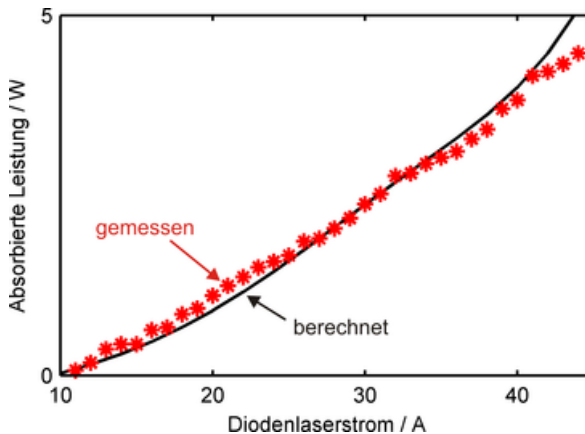


Abbildung 7.19: Vergleich der gemessenen und der rechnerisch erwarteten absorbierten Pumpleistung.

die hochreflektierende Beschichtung auf der Kristallunterseite und die Genauigkeit der experimentellen Bestimmung der absorbierten Leistung den Erwartungen entsprechen.

Abb. 7.20 zeigt exemplarisch das Resultat einer Interferometermessung. Da durch Luftzug, Vibrationen oder Schwankungen des Diodenlasers Störungen des Interferometers auftreten können, wurden zur Sicherheit grundsätzlich 41 Bilder in $\lambda/80$ Schritten aufgenommen. Nach Aufnahme der Bilder wird die in Abb. 7.20 dargestellte Übersicht zur Kontrolle angezeigt. Der „pixel scan“ zeigt den Amplitudenverlauf eines Einzelpixels. Sollten Interferenzschwankungen vorliegen, sind diese hier direkt zu erkennen. Anfang und Endpunkt der Kurve sollten annähernd die gleiche Amplitude aufweisen, ansonsten stimmt der Verfahrensweg nicht oder der Diodenlaser schwankt in der Amplitude. Generell ist der Algorithmus zur Ermittlung der Phasenlage sehr robust, so daß leichte Abweichungen wie in der gezeigten Sinuskurve keinen Einfluss auf das Ergebnis haben. In der Grafik wird zur Kontrolle des Resultats zudem die Auswertung der Wellenfrontanalyse angezeigt. Bei Betrachtung der Wellenfrontstörung durch den kleinen Pumpspot ist ersichtlich, daß für diese Messung die hohe laterale Auflösung des Phasenschrittverfahrens notwendig ist. In Abb. 7.20 oben rechts sind sehr dichte vertikale Streifen in der Wellenfront erkennbar. Diese werden durch den verkippten 1064 nm Band-

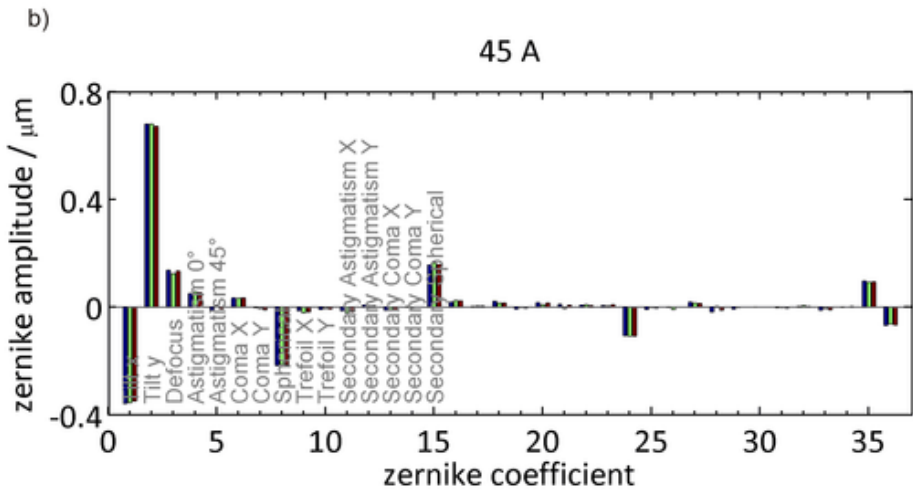
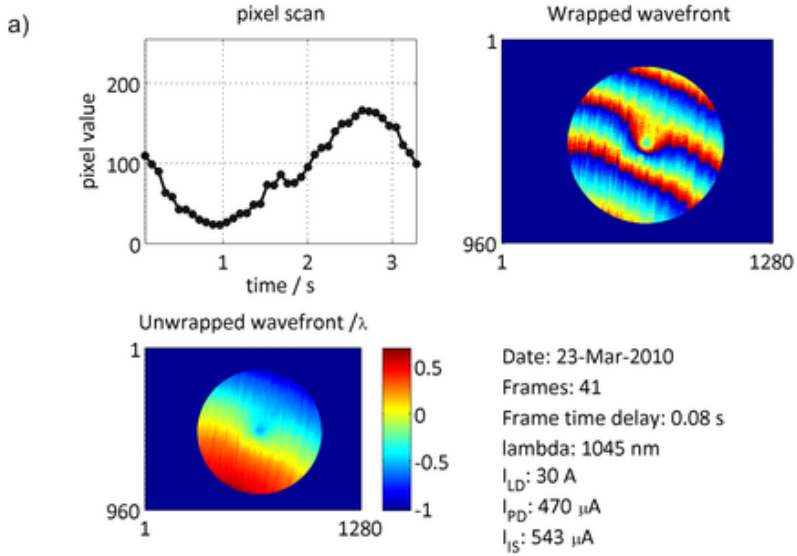


Abbildung 7.20: Beispielergebnis einer Abberationsmessung. a) Pixelwert bei Verschieben des Referenzspiegels und Wellenfrontberechnung; b) Zernikeauswertung für drei aufeinanderfolgende Messungen.

passfilter verursacht, mit dem das 1045 nm Licht von der 1064 nm Fluoreszenz separiert wurde. Bei der späteren Zerlegung der Wellenfront in Zernikepolynome stört die hochfrequente Modulation nicht. Für jede gemessene Wellenfront wurde diese Messung dreimal wiederholt. Die ermittelten Wellenfronten wurden mit Zernikepolynomen gefittet und wie in Abb. 7.20b dargestellt in einen gemeinsamen Graphen eingetragen. Nur wenn die Abweichung der Messungen ähnlich gering wie im gezeigten Graphen war, wurde die Wellenfront durch Mittelung aller drei Messungen bestimmt und gespeichert. Aus Abb. 7.20b ist ersichtlich, daß die Reproduzierbarkeit der Messung exzellent ist. Es konnte generell beobachtet werden, daß sukzessive Messungen entweder gleiche Ergebnisse lieferten oder sehr stark abwichen, falls Schwankungen des Interferometers auftraten. Die Messapertur der Wellenfrontbestimmung erstreckte sich über 95% des Scheibendurchmessers an der Kristallunterseite. Um die Auswirkungen der Aberrationen auf den Laserstrahl zu ermitteln, ist eine Zentrierung der Wellenfrontbestimmung auf den Pumpfleck nötig. Dazu wurde nachträglich die Wellenfront über eine kleinere Apertur ausgewertet, welche frei innerhalb der vermessenen Apertur positioniert werden konnte. Da nur weitestgehend rotationssymmetrische Aberrationen in der Nähe des Pumpflecks erwartet werden, wurde genau die Position der kleinen Messapertur ermittelt, bei der die nicht-rotationssymmetrischen Zerniketerme minimal waren. Abb. 7.21 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer derartigen Zentrierung. Bis auf einen geringfügigen Anteil an Koma sind die nicht-rotationssymmetrischen Zerniketerme annähernd gleich Null.

Nachdem der Zentrierungspunkt für die Wellenfrontberechnung bestimmt ist, können die Zerniketerme für eine Auswertapertur mit veränderlichem Radius bestimmt werden. Abb. 7.22a zeigt das Ergebnis für die rotationssymmetrischen Terme. Über der Darstellung der Zerniketerme ist das per CCD Kamera aufgenommene Fluoreszenzprofil des Pumpflecks bei 830 nm dargestellt. Es ist erkennbar, daß bis zum Rand des gepumpten Bereichs ein reiner Defokus vorliegt. Außerhalb des Pumpflecks mit 0.22 mm voller Halbwertsbreite setzen zunächst sphärische Aberrationen ein und ungefähr ab dem doppelten Radius des gepumpten Bereichs setzen Zerniketerme noch höherer Ordnung ein.

Da die Temperatur der dünnen Scheibe abgesehen von möglichen nicht-linearen Effekten proportional zur absorbierten Pumpleistung ist, wird ein linearer Verlauf der Zerniketerme mit der Pumpleistung erwartet. Abb. 7.22b zeigt den Verlauf

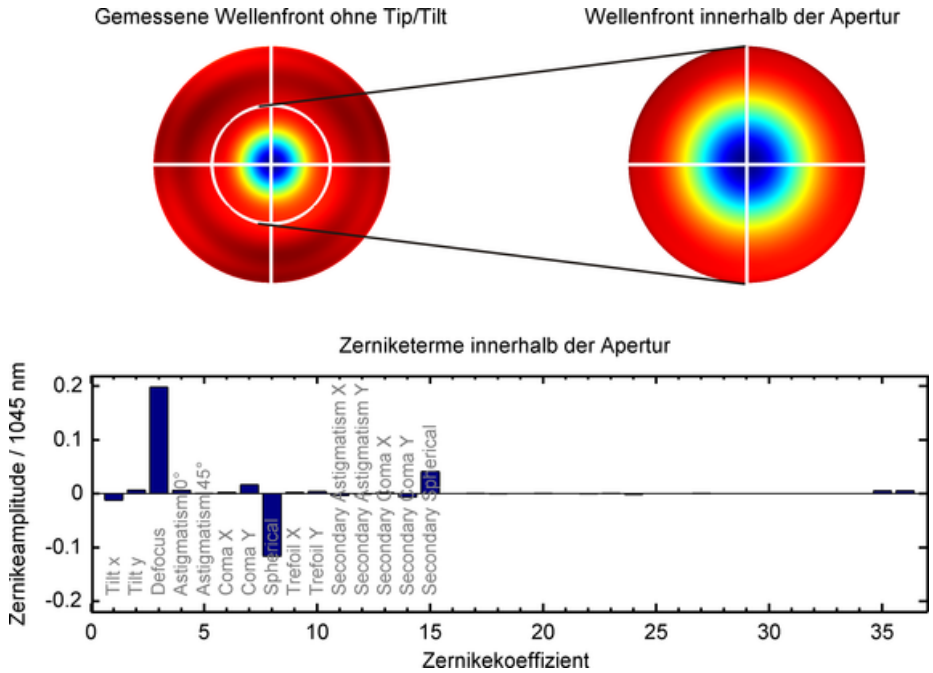


Abbildung 7.21: Beispiel für die Zentrierung der Auswertepertur durch Minimierung der nicht rotationssymmetrischen Zerniketerme.

der rotationssymmetrischen Zerniketerme in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung. Für jeden Zerniketerm wurde eine Ausgleichsgerade berechnet. Es ist ersichtlich, daß die Bestimmung der absorbierten Pumpleistung einen Offsetfehler aufweist. Die Ausgleichsgeraden schneiden die x-Achse bei 0.3 W mit einem maximalen Fehler von 0.1 W. Der Messwert bei etwa 1 W absorbierten Pumpleistung weicht stark von der Ausgleichsgeraden ab, möglicherweise da die Wellenfrontamplitude nahe der Auflösungsgrenze des Interferometers liegt. Dieser Messwert wurde aus der Berechnung der Ausgleichsgeraden entfernt. Die Messung zeigt, daß der Verlauf nahezu linear ist und somit bei geringen Pumpleistungen keine signifikanten pumpleistungs- oder temperaturabhängigen Effekte auftreten.

Aus den obigen Messungen geht hervor, daß ein Laserstrahl mit einem Durchmesser von der Größe des Pumpflecks eine reine thermische Linse erfährt, die proportional zur Pumpleistung ist. Durch Auswertung der Defokusamplitude in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung bei einem Auswerteradius von 0.16 mm konnte die Brechkraft der thermischen Linse pro Doppeldurchgang zu 5.9 dpt/W

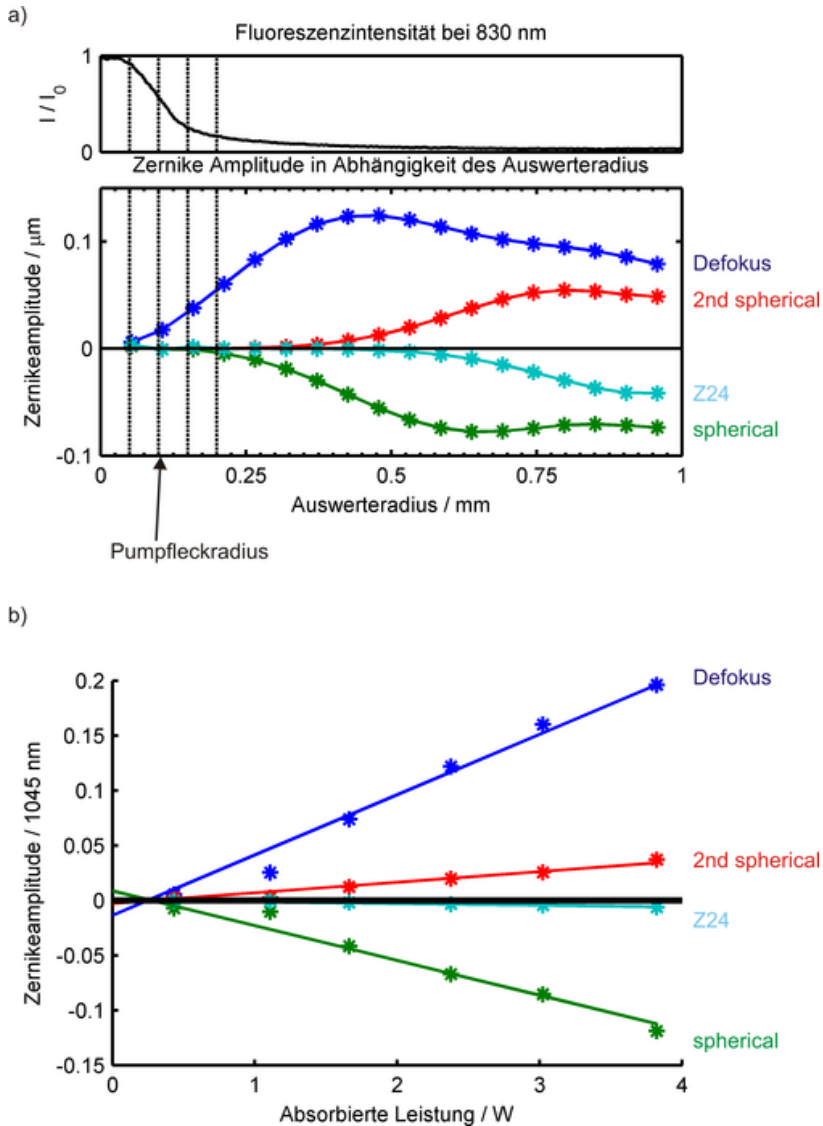


Abbildung 7.22: a) Fluoreszenzprofil des Pumpflecks bei 830 nm und Amplitude ausgewählter Zerniketerme in Abhängigkeit des Auswerteradius; b) Amplitude ausgewählter Zerniketerme in Abhängigkeit der Pumpleistung bei konstantem Auswerteradius und Ausgleichsgeraden, der Messwert bei etwa 1 W wurde für die Ausgleichsgeraden nicht berücksichtigt.

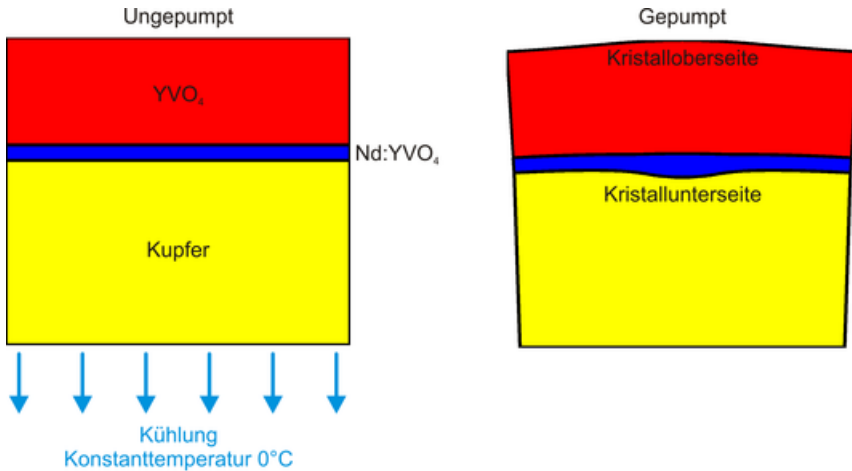


Abbildung 7.23: Geometrie der FEM Berechnung. Dargestellt ist ein Schnitt durch die rotationssymmetrische Geometrie. a) Geometrie im ungepumpten Zustand; b) Verformung der Geometrie im gepumpten Zustand, die Verformung wurde zu Darstellungszwecken skaliert.

ermittelt werden. Eine Messung mit einem Pumpfleckdurchmesser von 0.6 mm ergab eine Brechkraft von 5.2 Dioptrie/W. Diese Werte sind verglichen mit anderen Lasern sehr hoch und werden durch den vergleichsweise kleinen Durchmesser des Pumpflecks verursacht. Typische endgepumpte Laser weisen beispielsweise Werte zwischen 0.1-1 dpt/W auf.

Um zu überprüfen, ob die starken thermo-optischen Aberrationen durch einen schlechten Wärmeübergang an der Klebfläche oder einen anderen unerwarteten Effekt entstehen, wurden die gemessenen Werte mit einer FEM Berechnung verglichen. Dabei werden als Beitrag zur Wellenfrontdeformation nur die thermische Dispersion und die Verformung des Kristalls berücksichtigt. Spannungsoptische Effekte werden nicht beachtet. Die zugrundeliegende Geometrie ist in Abb. 7.23a dargestellt. Es wird Rotationssymmetrie angenommen, wobei die Symmetrieachse in Abb. 7.23a senkrecht durch die Mitte der gezeigten Geometrie verläuft. Die Kegelstumpfform der Kristalle wird nicht berücksichtigt, da weit außerhalb der Kristallmitte kaum noch Wärmefluss vorhanden ist und die mechanischen Aus-

wirkungen vernachlässigbar erschienen. Als Intensitätsverlauf der Pumpleistung wurde ein an das gemessene Fluoreszenzprofil angepasster Verlauf verwendet. Generell deformiert sich der Kristall-Wärmesenken-Verbund durch das Eintragen der Heizleistung wie in Abb. 7.23b gezeigt. Die Versteifung durch den undotierten YVO₄ Kristall führt dazu, daß sich der Kristall im gepumpten Bereich in die Kupferwärmesenke drückt. Gäbe es keine Versteifung durch den Vanadatkristall, so würde der Nd:YVO₄ Kristall vermutlich brechen oder sich stark nach oben wölben und von der Wärmesenke lösen. Die Oberseite des Kristalls verformt sich im wesentlichen sphärisch. Das zugehörige Temperaturprofil ist in Abb. 7.24a dargestellt. Der Wärmefluss verläuft senkrecht zu den eingezeichneten Isothermen. Es ist demnach klar ersichtlich, daß es einen starken radialen Wärmefluss aus dem gepumpten Bereich heraus gibt. Dieser resultiert aus dem kleinen Pumpfleckdurchmesser in Bezug auf die Dicke des Nd:YVO₄ Scheibchens. Der radiale Wärmefluss führt aufgrund der thermischen Dispersion zu einer annähernd parabolischen Wellenfrontverformung, wie in Abb. 7.24d gezeigt. Die Wellenfront wird darüberhinaus durch den Wärmefluss im undotierten Vanadatkristall beeinflusst, der ebenfalls starke radiale Anteile aufweist. Zusätzlich zum Einfluss der thermischen Dispersion wirkt sich die mechanische Verformung des Kristalls auf die Wellenfront aus. Die Differenz der Verformung von Kristallober- und -unterseite erzeugt dabei eine Wellenfrontänderung aufgrund des Brechungsindexunterschiedes zwischen Kristall und Luft. Der Verlauf der OPD ist in Abb. 7.24d dargestellt. Die OPD durch die mechanische Verformung und die OPD durch die thermische Dispersion besitzen die gleiche Größenordnung. Die mechanische Verformung kann daher nicht vernachlässigt werden. Die Verformung der Kristallunterseite erzeugt aufgrund ihrer Wölbung eine weitere Wellenfrontverformung, die in Abb. 7.24e dargestellt ist.

Um die Messwerte mit der FEM Berechnung zu vergleichen, wurde wie in Abb. 7.25 dargestellt das Fluoreszenzprofil des gepumpten Bereichs mit einer Fitfunktion angepasst. Die absorbierte Leistung wurde separat gemessen. Für die Berechnung wurde angenommen, daß 30% der absorbierten Leistung in Wärme konvertiert werden. Aus diesen Messungen ergab sich die in der FEM Berechnung angenommene Verteilung der Heizleistungsdichte. Abb. 7.25 zeigt die berechneten radialen OPD Profile. Sie können hinsichtlich ihrer Amplitude nicht verglichen werden, da unterschiedliche absorbierte Leistungen zugrunde liegen. In der

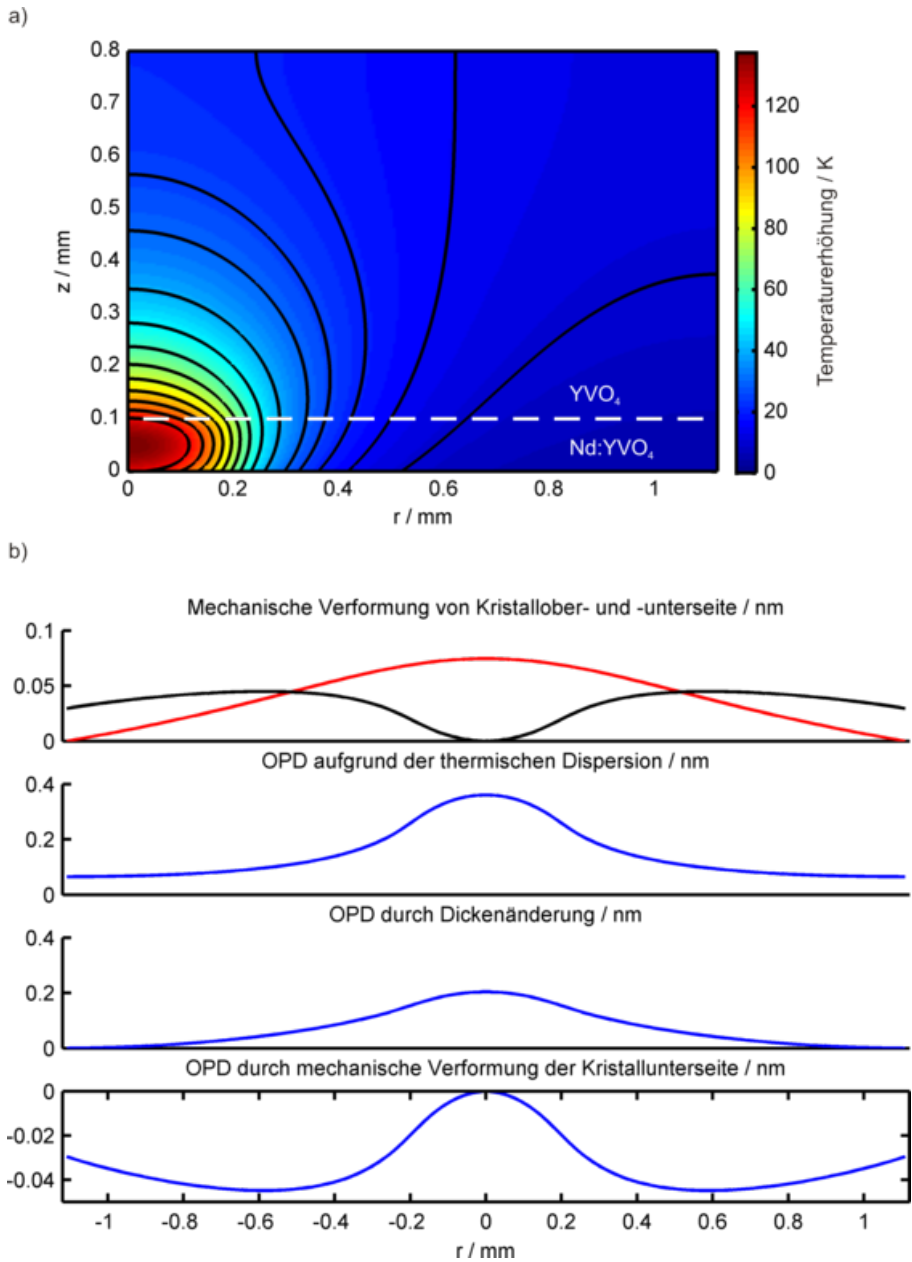


Abbildung 7.24: a) Temperaturverteilung im Kompositkristall; b) Radialer OPD-Verlauf aufgrund unterschiedlicher Effekte.

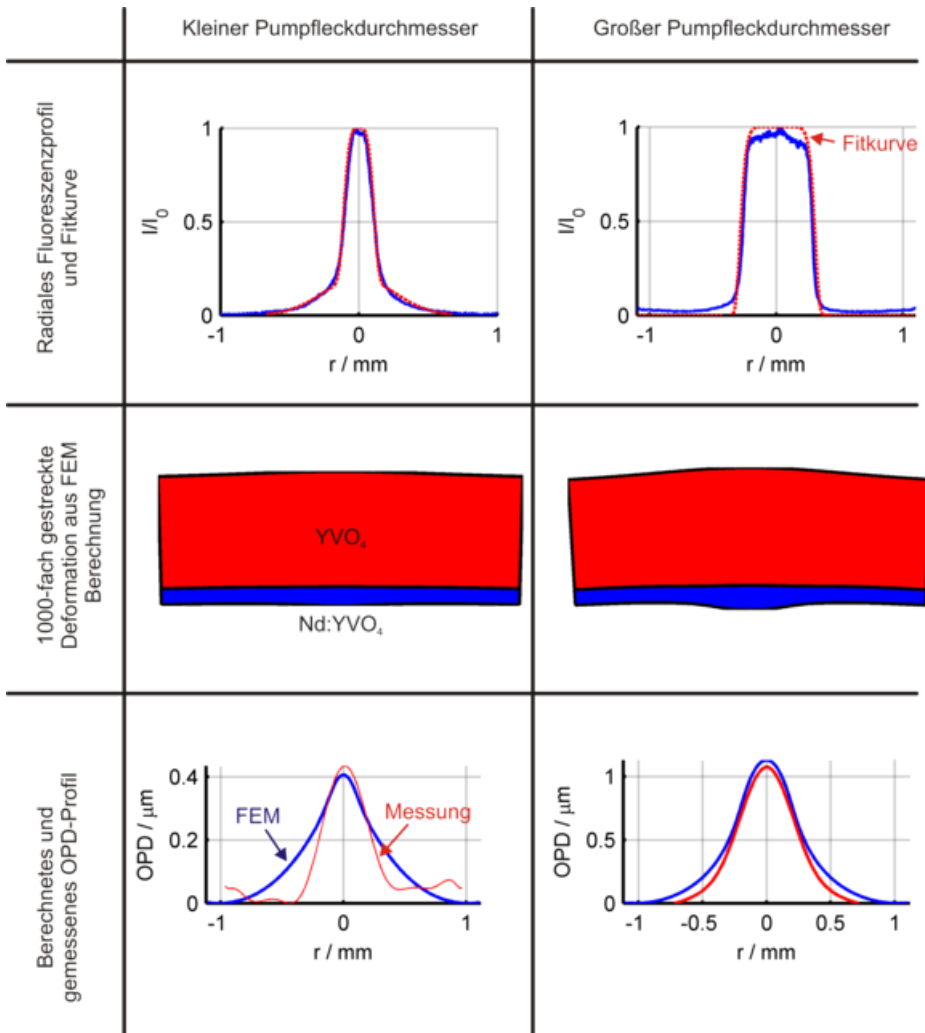


Abbildung 7.25: Vergleich der gemessenen und der berechneten OPD für zwei unterschiedliche Pumpfleckdurchmesser.

FEM Berechnung wurde als einziger Anpassungsparameter der Rechnung an die Messwerte der thermische Widerstand zwischen Kristall und Wärmesenke variiert, der durch die Beschichtung und die Klebstoffschicht entsteht. Es wurde für beide Pumpfleckdurchmesser der gleiche thermische Widerstand angenommen. Den in Abb. 7.25 gezeigten Ergebnissen liegt ein Wärmewiderstand von $20 \text{ K} \cdot \text{mm}^2/\text{W}$ zugrunde. Dieser Wert ist sehr gering [61] und spricht dafür, daß durch das Aufpressen des Kristalls eine sehr dünne Klebstoffschicht erzielt werden konnte. Es ist erkennbar, daß im Fall des großen Pumpflecks eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung vorliegt. Da es neben dem Wärmewiderstand keine weiteren Anpassungsparameter gab, scheinen die verwendeten Materialkoeffizienten sehr gut zu passen. Es fällt auch auf, daß im Falle des kleinen Pumpflecks mit den gleichen FEM Parametern abgesehen von der Amplitude der OPD keine gute Übereinstimmung erzielt wurde. Der Grund kann darin bestehen, daß die gemessene Fluoreszenzverteilung nicht korrekt ist. Es wurden keine weiteren Versuche zur Ermittlung der Ursache angestellt, da die Messungen mit dem großen Pumpfleck bestätigen, daß der Kristall thermisch gut an die Wärmesenke angebunden ist.

7.5.2 Laserbetrieb bei 1064 nm

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit den Kristallen erste Laserexperimente durchgeführt. Als erstes wurde anhand einer Findlay-Clay Messung bei 1064 nm überprüft, ob die Kristallbeschichtung und die erzielte Kleinsignalverstärkung den Erwartungen entspricht. Abb. 7.26 zeigt das Ergebnis einer Findlay-Clay Messung mit einem Pumpfleckdurchmesser von 0.6 mm. Die Messung bestätigt, daß keine messbaren Umlaufverluste im Resonator existieren. Signifikante Verluste würden auf eine mangelhafte Beschichtung hindeuten. Für die Ausgleichsgerade wurde der Messpunkt bei einem Auskoppplerreflexionsgrad von 40% nicht berücksichtigt, da dieser merklich von der Geraden abweicht. Das Abweichen deutet wie bereits im Falle des CTSL beobachtet darauf hin, daß die Anregungseffizienz bei hohen Inversionsdichten abnimmt. Da auch hier erwartet wird, daß die Kurve wie beim CTSL einen stark nichtlinearen Verlauf annimmt, wären für eine Messung des Kurvenverlaufs eine Vielzahl von Auskoppplergraden erforderlich. Um dieses praktische Problem zu umgehen, wurde mit Hilfe eines Polarisators und einer

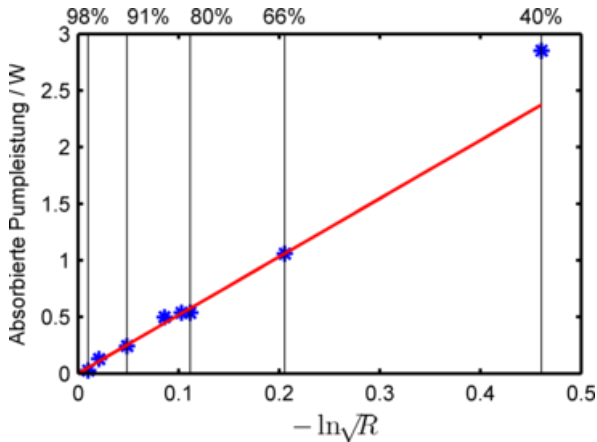
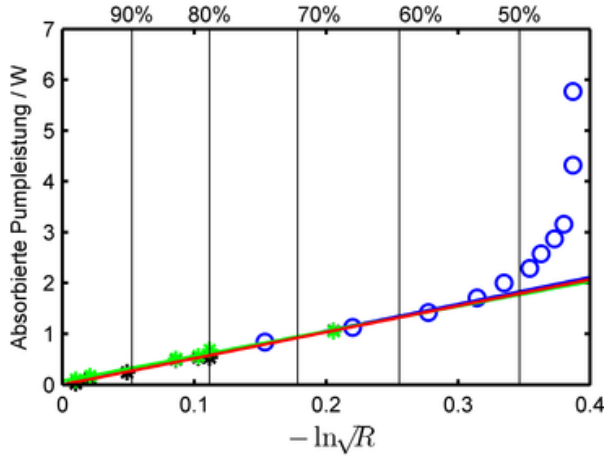


Abbildung 7.26: Findlay-Clay Messung mit Multimode Resonator.

$\lambda/4$ Platte ein variabler Auskoppelspiegel realisiert. Dazu wurde zwischen Kristall und Auskoppler ein Polarisator gefolgt von einem $\lambda/4$ Plättchen eingesetzt. Der Reflexionsgrad der Anordnung kann durch Drehen des $\lambda/4$ Plättchens geändert werden. Zur Kalibration wurde zunächst der drehbare Polarisator auf die Polarisationsrichtung des freilaufenden Scheibenlasers ausgerichtet. Dann wurde der Strahl eines kommerziellen 50 mW Nd:YVO₄ Testlasers durch einen nicht polarisierenden 50/50 Strahlteiler geschickt und anschließend von der Anordnung aus Polarisator, Wellenplatte und Spiegel reflektiert. Die Leistung des auf dem Rückweg am Strahlteiler ausgekoppelten Signal wurde gegenüber dem Wellenplattenwinkel vermessen. Der Reflexionsgrad wurde durch Division der gemessenen Signale durch das leistungsstärkste gemessene Signal ermittelt. Zur Durchführung der Findlay-Clay Messung wurde die Anordnung aus Polarisator und $\lambda/4$ Plättchen in den Resonator eingesetzt. Abhängig vom Drehwinkel des $\lambda/4$ Plättchens wurde die Laserschwelle bestimmt. Bei dieser Messung wurde irrtümlich ein Auskoppler mit einem Reflexionsgrad von 81.4% anstelle eines hochreflektierenden Spiegels verwendet. Daher müssen die gemessenen Reflexionswerte mit 0.814 multipliziert werden und es konnten demnach keine hohen Reflexionsgrade realisiert werden. Das Ergebnis der Messung wird in Abb. 7.27a gemeinsam mit der diskreten Messung dargestellt. Zusätzlich ist eine weitere unabhängige Findlay-Clay Messung mit diskreten Spiegeln eingezeichnet, die die erste diskrete Messung bestätigt. Die Messpunkte der variablen Messung passen bei geringer

a)



b)

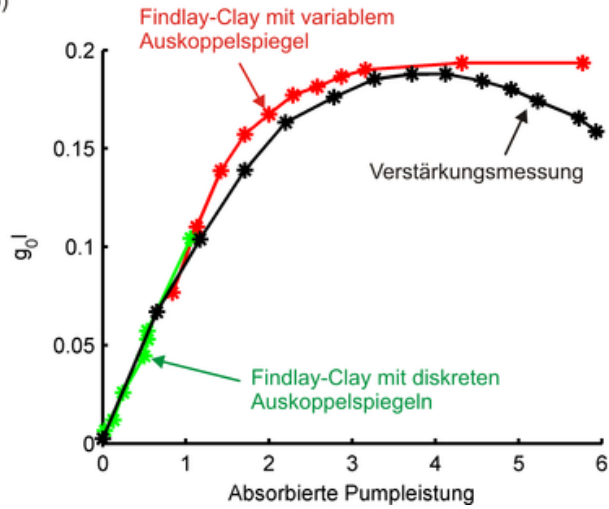


Abbildung 7.27: a) Vergleich zweier unabhängiger Findlay-Clay Messungen mit diskreten Spiegeln (Sterne) und einer Findlay-Clay Messung mit variablem Auskoppelgrad (Kreise). b) Aus den Findlay-Clay Messungen berechnete Kleinsignalverstärkung im Vergleich zur direkten Messung der Kleinsignalverstärkung mit einem Verstärkerexperiment.

Auskopplung sehr gut zu den Ausgleichsgeraden der diskreten Messungen, so daß angenommen werden kann, daß die Messmethode korrekte Ergebnisse liefert. Der Sinn der aufwändigen Messung zeigt sich in der Messbarkeit des exakten Kurvenverlaufs bei geringen Auskoppelspiegelreflexionsgraden. Offenkundig stagniert die Kleinsignalverstärkung bei hohen Pumpleistungen und es kann kein Laserbetrieb bei geringeren Auskopplerreflexionsgraden als 46% erreicht werden.

Die Ausgleichsgeraden der diskreten Messungen erlauben es, den statischen Umlaufverlustfaktor des Resonators aufgrund von Beschichtungen oder Streuung im Lasermedium zu ermitteln. Es kann daher mit guter Genauigkeit zu jedem vermessenen Reflexionsgrad der Kleinsignalverstärkungskoeffizient berechnet werden. Dabei muss berücksichtigt werden, daß ein V-Resonator verwendet wurde, in dem der Strahl auf einem Umlauf durch die 4-fache Dicke der Scheibe propagiert. Durch Auftragen der berechneten Werte ergibt sich dann die in Abb. 7.27b dargestellte Kleinsignalverstärkungskurve. Für die Messung wurde ein elliptischer Pumpfleck verwendet. Da die Kleinsignalverstärkung quadratisch und somit empfindlich vom Pumpfleckdurchmesser abhängt, wird auf eine ungenaue Abschätzung des theoretisch erwarteten g_0l Verlaufs verzichtet. Stattdessen wird zur Untermuerung der ermittelten Messpunkte eine direkte Messung der Kleinsignalverstärkung mit einem Teststrahl vorgenommen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.27b eingezeichnet. Die Messpunkte passen bis zu einer Pumpleistung von etwa 4 W gut zu den per Findlay-Clay bestimmten Messwerten. Bei höheren Pumpleistungen sinken die Werte wieder. Dieses Verhalten ist nicht plausibel und entstand möglicherweise durch die thermische Linse, die bei hohen Pumpleistungen zu einem Abschneiden des Messstrahls an der Apertur der Integrationskugel geführt haben könnte. Insgesamt scheinen die Messungen jedoch konsistent zu bestätigen, daß der Kleinsignalverstärkungskoeffizient nur maximal einen Wert von ungefähr 0.18 erreicht. Wie beim CTSL ist auch hier die vollständige Sättigung nicht allein durch up-conversion oder ASE im Einfachdurchgang erklärbar. Entweder existieren also auch bei der vorliegenden Scheibengeometrie Wege für Mehrfachdurchgänge der ASE, oder es gibt einen bislang unbekanntten Verlustprozess, der bei hohen Inversionsdichten einsetzt. Es wird erwartet, daß auch bei anderen Pumpfleckdurchmessern kein signifikant höheres g_0l als 0.18 erreicht werden kann.

Im Folgenden wird abgeschätzt, ob die erreichte Anregungsdichte des oberen Laserniveaus für den Betrieb eines 914 nm Lasers ausreicht. Die Anregungsdichte n_2 des oberen Laserniveaus beträgt

$$n_2 = \frac{g_0 l}{\sigma_{em,1064} \cdot t} \quad (7.15)$$

t ist die Dicke der Laserscheibe. Bei einem $g_0 l$ von 0.18 sind entsprechend der Gleichung etwa 12% der Ionen im gepumpten Bereich des 1 at.% dotierten Kristalls angeregt. Diese Anregungsdichte übersteigt die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus und es ist sinnvoll, den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten bei 914 nm zu berechnen. Die Gleichung lautet:

$$g_0 l_{914} = (f_2 n_2 - f_1 (n - n_2)) \sigma_{em,914} t \quad (7.16)$$

Bei 0°C ergibt sich ein Kleinsignalverstärkungskoeffizient von $g_0 l_{914} = 0.3\%$ und bei 100°C von $g_0 l_{914} = 0.03\%$. Wenn ein einfacher linearer Resonator verwendet werden soll, durchläuft der Laserstrahl das Medium pro Umlauf 2-fach. Bei Kleinsignalkoeffizienten dieser Größenordnung kann die Exponentialfunktion zur Berechnung des Kleinsignalverstärkungsfaktors linear genähert werden und es kann geschlossen werden, daß die Resonatorumlaufverluste inklusive Auskopplung je nach Temperatur einen Maximalwert von 0.06-0.6% aufweisen dürfen. Es ist daher nicht wahrscheinlich, daß der Laserbetrieb bei 914 nm mit diesem Kristall möglich ist. Da die Verlustprozesse, die zur Sättigung der Kleinsignalverstärkung führen, nicht geklärt sind, ist unklar, ob andere Pumpfleckgrößen ein höheres $g_0 l$ erzeugen können. Prinzipiell wäre es sinnvoll, die übrigen Kristalle mit anderer Dotierung nach dem gleichen Verfahren zu vermessen. Aus Zeitgründen wurden jedoch direkt Laserexperimente durchgeführt.

7.5.3 Laserbetrieb bei 914 nm

Die vorangegangenen Messungen ließen erkennen, daß der 914 nm Laserbetrieb mit dem 1 at.% dotierten Kristall vermutlich nicht möglich ist, da die Kleinsignalverstärkung bei zu geringen Werten sättigt. Es wurde dennoch versucht, Laserbetrieb bei 914 nm zu erzielen. Um direkt die höchstmögliche Inversion zu erzeugen, wurde der Kristall in einer Pumpanordnung mit Mehrfachpumpdurchgang betrieben.

Die entwickelte Pumpanordnung zur Erzeugung höchster Pumpleistungsdichte konnte zu diesem Zweck nicht verwendet werden, da die Beschichtung des kostenlos zur Verfügung gestellten Parabolspiegels einen zu geringen Reflexionsgrad bei 808 nm aufwies. Als Alternative wurde die von Hagen Zimer im Rahmen seiner Dissertation [52] entwickelte Pumpanordnung verwendet. Diese besteht aus einer Linsenanordnung, die eine ähnliche Pumpstrahlanordnung wie die dünne Scheibenlasergeometrie erzeugt. Aufgrund einer notwendigen Modifikation wurden dabei 6 Doppeldurchgänge des Pumplichtes durch das Lasermedium erreicht. Der Pumpfleck war leicht elliptisch und seine Achsendurchmesser betrugen 0.77 mm und 0.92 mm. Für den Resonatoraufbau standen gekrümmte Spiegel mit einem Krümmungsradius von 0.25 m und 0.5 m zur Verfügung. Es wurden Spiegelreflexionsgrade mit den Werten 99.8%, 99.5%, 99% und 98% bestellt. Derart präzise Werte sind schwer herstellbar und Messungen an den gelieferten Spiegel ergaben die in Abb. 7.28 dargestellten Reflexionsgrade. In die Balken des Diagramms ist der Krümmungsradius und der spezifizierte Reflexionsgrad bei 914 nm eingetragen. Zusätzlich sind in Abb. 7.28 die gemessenen Transmissionsgrade bei 1064 nm und bei 1342 nm aufgetragen. Die Werte wurden mittels eines Perkin Elmer Spektralphotometer vom Typ lambda 1050 bestimmt. Um eine ausreichende Empfindlichkeit der Messung zu erzielen, musste eine spektrale Bandbreite von 10 nm verwendet werden. Anstelle von 914 nm wurde die Messung bei 908 nm Zentralwellenlänge durchgeführt, da der vom Hersteller berechnete Reflexionsgrad oberhalb von 914 nm stark abfiel und zu kürzeren Wellenlängen hin ein Plateau aufwies. Die Messwerte weichen stark von den spezifizierten Werten ab. Sie liegen aber dennoch in einem Bereich, mit dem sich potentiell Laseroszillation erreichen läßt.

Mit dem 0.1 mm dicken und 1 at.% dotierten Kristall konnte mit keinem der Spiegel Laserbetrieb bei 914 nm erzielt werden. Aus diesem Grund wurde ein 0.5 at.% dotierter Kristall mit 0.1 mm Dicke verklebt. Mit diesem konnte mit allen Spiegeln Laseremission bei 914 nm erreicht werden. Die höchste Ausgangsleistung wurde mit einem gemessenen Reflexionsgrad von 99.89% erzielt und die entsprechende Leistungskurve ist in Abb. 7.29 dargestellt. Es konnte eine Ausgangsleistung von ungefähr 1.2 W erzielt werden. Das Abknicken der Kurve kann durch die thermische Linse verursacht sein und wurde nicht weiter untersucht. Anders als bei der Pumpanordnung der Scheibenlasergeometrie wird in der verwende-

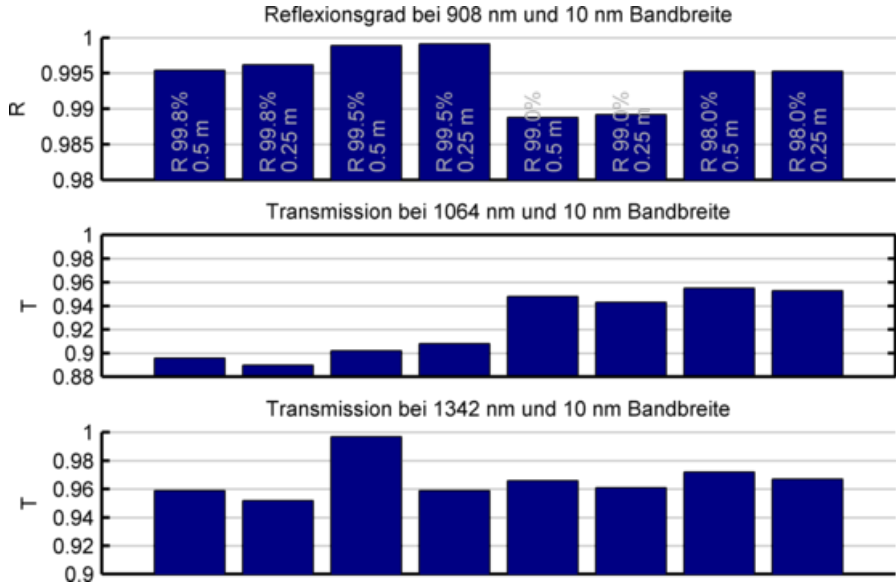


Abbildung 7.28: Mittels Perkin Elmer lambda 1050 gemessener Reflexions- und Transmissiongrad der Laserspiegel. Um oberhalb der Rauschgrenze des Messgeräts zu messen, musste mit einer Lichtquellenbandbreite von 10 nm gemessen werden.

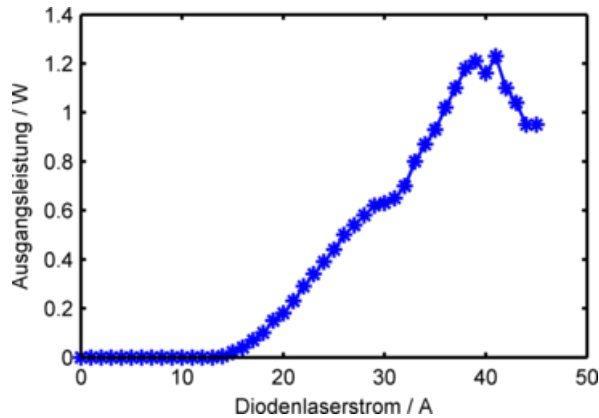


Abbildung 7.29: Laserausgangsleistung bei 914 nm

ten Pumpanordnung jeder Strahl einzeln mit Hilfe von Spiegeln durch Linsen hindurch justiert. Da der Umlaufverlust jedes einzelnen Pumplichtdurchgangs unterschiedlich sein kann, war eine Bestimmung der absorbierten Pumpleistung nicht möglich. Das verwendete Pumpmodul besaß eine Ausgangsleistung von 30 W. Für den bestmöglichen Fall, daß das Pumpmodul keinerlei Transmissionsverluste aufweist und die Absorption nicht durch Grundzustandsentleerung gemindert wird, ergibt die Berechnung des spektralen Überlapps für unpolarisiertes Licht eine absorbierte Leistung von etwa 20 W. Als Resultat kann geschlossen werden, daß die entwickelten Kristalle den Laserbetrieb bei 914 nm ermöglichen. Es wird erwartet, daß die Effizienz durch Verwendung der selbst entwickelten Mehrfachpumpanordnung, durch Einsetzen der 0.05 mm dicken Kristalle mit 0.5 at.% Dotierung und durch Optimierung des Spiegelreflexionsgrades signifikant gesteigert werden kann.

7.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden mehrere neue Pumpanordnungen zur Erzielung hoher Pumpleistungsdichten vorgestellt. In allen Anordnungen wurde der Aufwand für die Pumpstrahlformung auf ein Minimum reduziert. Darüberhinaus wurden generelle Skalierungsgesetze für die erreichbare Pumpleistungsdichte gefunden und anhand dieser Gesetze eine Pumpanordnung zur Maximierung der Pumpleistungsdichte mit minimalem optischen Aufwand entwickelt und experimentell realisiert. Abschliessend wurde ein vollständiger Nd:YVO₄ Scheibenlaser für den Betrieb der 914 nm Laserlinie entwickelt und realisiert. Für die Charakterisierung der Aberrationen wurde ein hochpräzises Phasenschrittinterferometer entwickelt und

In ersten Lasermessungen wurde eine Ausgangsleistung von knapp über 1 W bei 914 nm erreicht.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden neue Laserkonzepte für diodengepumpte Festkörperlaser untersucht. Dazu wurden zunächst die effizienzbeeinflussenden Parameter analysiert und notwendige Berechnungsmethoden entwickelt.

Basierend auf den Erkenntnissen wurde exemplarisch der endgepumpte Stab- und der dünne Scheibenlaser untersucht. Zusammenfassend verfügt der endgepumpte Stab- und der dünne Scheibenlaser aufgrund der aufwändigen Pumpstrahlformung über eine geringe Anregungseffizienz. Übliche endgepumpte Stab- und Scheibenlaser werden weit oberhalb der Laserschwelle betrieben. Bei diesen Lasern muss vor allem eine gute Extraktion der im Kristall gespeicherten Energie erreicht werden. Eine gute Extraktion erfordert eine hohe Überlappereffizienz. Im endgepumpten Stab ist die Überlappereffizienz hoch und nur durch thermo-optische Aberrationen begrenzt. Die thermo-optischen Aberrationen wurden berechnet und mit Messwerten verglichen. Es zeigt sich, dass außerhalb des Pumpflecks zunächst sphärische Aberrationen einsetzen. Diese Aberrationen führen zu Resonatorumlaufverlusten für Lasermoden, deren Durchmesser größer als der Pumpfleck sind und begrenzen somit die Überlappereffizienz. Es konnte anhand eines praktischen Beispiels berechnet werden, dass die Überlappereffizienz aktueller endgepumpter Stab- und Scheibenlaser annähernd 80% betragen kann. Eine Optimierung endgepumpter Stab- und Scheibenlaser kann durch Reduktion des Quantendefekts, zum Beispiel durch Pumpen bei 880 nm, 888 nm oder 914 nm erzielt werden. Nach den Berechnungen ist auch eine Reduktion der Resonatorumlaufverluste wichtig. Diese Annahme wird durch die in praktischen Lasern üblicherweise verwendeten hohen Auskoppelgrade von rund 20% gestützt. Unter der Annahme, dass die Umlaufverluste unter anderem durch thermo-optische Aberrationen hervorgerufen werden, könnte eine Kompensation der Aberrationen eine weitere Effizienzsteigerung ermöglichen. Zuletzt eröffnen keramische Lasermedien eventuell die Möglichkeit, Pumpanordnungen für endgepumpte Stab- und Scheibenlaser zu entwickeln, die keine aufwändige und verlustbehaftete Pumpstrahlformung erfordern.

Die Analyse des dünnen Scheibenlasers zeigt mehrere Optimierungsmöglichkeiten. Im Laserbetrieb weit oberhalb der Laserschwelle ist die Überlappereffizienz von höchster Bedeutung. Diese ist im dünnen Scheibenlaser aufgrund der thermo-optischen Aberrationen am Rand des Pumpflecks beschränkt und begrenzt somit die Effizienz im Grundmodebetrieb. Eine mögliche Optimierung wäre die Kompensation der thermo-optischen Aberrationen, beispielsweise durch statische Korrektorelemente oder durch adaptive Optik. Wird der Laser nahe der Laserschwelle betrieben, so wird im konventionellen Scheibenlaserkonzept mit Pumpstrahlen, die in einem einfachen Ring angeordnet sind, die Brillanz der Pumpquelle nur unzulänglich ausgeschöpft. Dadurch liegt die Laserschwelle höher als sie aufgrund der verfügbaren Brillanz der Pumpquelle liegen müsste. Zur Lösung dieses Problems wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Pumpanordnung entwickelt.

In dieser Arbeit sind mehrere neue Laserkonzepte untersucht und bestehende Laserkonzepte weiterentwickelt worden. Zunächst wurde ein Laserkonzept für einen satellitengestützten Laser mit hoher Pulsenergie und geringer Pulswiederholrate entwickelt. Das Konzept basiert unter anderem auf der effizienten Speicherung von Energie im Laserkristall. Die effiziente Speicherung wird durch Ausführung des Kristalls als Kompositkristall mit einem neuartigen Sm:GSAG Kristall erzielt. Der Sm:GSAG Kristall unterdrückt die verstärkte Spontanemission bei 1064 nm und transmittiert das Pumplicht bei 808 nm. Der Kristall wurde erstmalig vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg speziell für diesen Zweck gezüchtet. Weitere Vorteile des Laserkonzeptes sind der kristallinterne 4-fach Pumplichtdurchgang und die starke Reduktion thermo-optischer Aberrationen. Desweiteren ist für das Pumpen keinerlei Strahlformungs-optik nötig.

Ein weiterer Teil der Arbeit befasste sich mit der Weiterentwicklung des „Composite Thin Slab Laser“ (CTSL), der in einer vorangegangenen Dissertation im Labor für Photonik entstand. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Optimierung der Kristallform bezüglich der Empfindlichkeit für verstärkte Spontanemission entwickelt. Mit den optimierten Kristallen wurde ein Laser realisiert und bezüglich einer Vielzahl von Parametern charakterisiert. Durch Optimierung der thermischen Anbindung des Kristalls an die Wärmesenke konnten im Laserbetrieb 10 W Grundmodeleistung bei nahezu vollständiger Aberrationsfreiheit erzielt werden. Durch eine dreidimensionale Überlappberechnung konnte in guter Übereinstimmung zu den Experimenten die Überlappereffizienz ermittelt werden

und die grundlegende Effizienzproblematik des Laserkonzeptes erklärt werden. Der CTSL Laser benötigt keine Pumpstrahlformungsoptik und es wurden einfache Skalierungsmöglichkeiten für die Pumpleistung vorgestellt.

Weitere Laserkonzepte wurden zum Zweck der Erzielung hoher Pumpleistungsdichten entwickelt. Es entstanden zwei Konzepte für einen kristallinternen 6-fach Pumplichtdurchgang, welche auf der starken Strahlqualitätsasymmetrie der Pumpstrahlung eines Diodenlaserbarrens basieren. Diese Konzepte wurden aus mehreren dargestellten Gründen nicht realisiert, stellen aber einen aussichtsreichen Ansatz für kompakte und einfache quasi-3-Niveau Laser dar. Sie können darüberhinaus als Grundlage für künftige Laserkonzepte auf Basis transparenter Keramiken dienen. In einem weiteren neuen Konzept wurde eine Möglichkeit gefunden, die eigentlich unerwünschte räumliche Trennung der Einzelemitter eines Diodenlaserbarrens vorteilhaft zu nutzen. Mit dem Konzept läßt sich der Absorptionsweg des Pumplichtes in einem dünnen laseraktiven Kristall durch einen kristallinternen Mehrfachpumpdurchgang stark verlängern. Mit dem Konzept läßt sich potentiell ein einfacher „Brillanzkonverter“ realisieren, indem der Kristall ähnliche einer Kollimationslinse für die fast-axis vor einen Diodenlaserbarren geklebt wird. Auch dieses Konzept wurde aus mehreren dargestellten Gründen nicht realisiert. Zuletzt wurden grundlegende Skalierungsgesetze zur Maximierung der Pumpleistungsdichte bei gegebener Pumpquellenbrillanz erarbeitet. Basierend auf den Erkenntnissen wurde die Pumpanordnung des dünnen Scheibenlasers analysiert. Es stellte sich heraus, daß die Brillanz der Pumpstrahlquelle bei Anordnung der Pumpstrahlen in einem einfachen Ring nur zu geringen Anteilen ausgeschöpft werden kann. Im Rahmen der Arbeit wurde eine neue Pumpanordnung für dünne Scheibenlaser entwickelt, die auf einfache Art und Weise eine nahezu vollständige Ausnutzung der Pumpstrahlquellenbrillanz ermöglicht. Die Pumpanordnung basiert zudem auf der Verwendung asymmetrisch abstrahlender Diodenbarren, so daß keine brillanzreduzierende Pumpstrahlformung vor Eintritt in die Pumpanordnung vorgenommen werden muss. Die neue Pumpanordnung wurde experimentell realisiert und das Potential konnte aufgezeigt werden.

In einem weiteren Teil dieser Arbeit wurde ein Scheibenlaser für den Betrieb von Nd:YVO₄ bei 914 nm entwickelt und realisiert. Die thermo-optischen Aberrationen des Lasers wurden mit einem eigens entwickelten Phasenschrittinterferometer charakterisiert und zeigten gute Übereinstimmung mit einer FEM Be-

rechnung. In ersten Experimenten wurde die erreichbare Kleinsignalverstärkung bestimmt und eine Laserausgangsleistung von etwa 1.2 W bei 914 nm erreicht.

In zukünftigen Untersuchungen sollte versucht werden, die Überlappereffizienz bestehender Laserkonzepte experimentell zu erhöhen, beispielsweise durch Kompensation der thermo-optischen Aberrationen mittels adaptiver Optik oder durch Variation der Aberrationen mittels gepulster Anregung. Sollten diese Experimente erfolgreich sein, wäre die Steigerung der Überlappereffizienz der nächste sinnvolle Schritt, um die Grundmodeeffizienz des endgepumpte Stabs oder des dünnen Scheibenlasers zu steigern. Desweiteren ist eine experimentelle Realisierung und Optimierung der vorgestellten Laserkonzepte wünschenswert. Prinzipiell sollten dank verfügbarer transparenter Laserkeramiken weitere Entwicklungen zu Pump- anordnungen erfolgen, welche eine einfache und effiziente Nutzung der Pump- diodenlaserstrahlung ermöglichen. Das ultimative Ziel ist dabei ein Lasermedi- um, welches direkt vor einem Pumpdiodenlaser platziert werden kann und ohne Pumpstrahlformung effizienten Grundmodebetrieb bei hoher Leistung ermöglicht. Bezüglich der neuen Pump- anordnung zur Erzeugung hoher Pumpleistungsdichten wäre eine Implementation der Pump- anordnung in einem Yb:YAG Laser sinnvoll. Durch Miniaturisierung oder eventuell auch monolithische Ausführung der Pum- poptik kann potentiell ein extrem einfacher Yb:YAG Laser mit hoher Ausgangs- leistung realisiert werden. Das optische Konzept kann prinzipiell auch verwen- det werden, um Laser zu betreiben, die eigentlich kaum oder nur nahe der Laser- schwelle betrieben werden können. Als Beispiel sei hier ein Titan-Saphir Laser genannt, welcher von einer blauen Laserdiode mit geringer Ausgangsleistung ge- pumpt wird. Als weiteres Beispiel sind Laser vorstellbar, die mittels eines Aufkon- versionsprozesses gepumpt werden und deshalb von hohen Pumpleistungsdichten profitieren.

Literaturverzeichnis

- [1] J. R. O'Connor, "Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO₄:Nd," *Appl. Phys. Lett.* **9**, 407 (1966).
- [2] A. A. Kaminskij, *Crystalline lasers: physical processes and operating schemes*, The CRC Press laser and optical science and technology series (CRC Press, Boca Raton, 1996), signatur: UGBW 5.
- [3] W. Koechner, *Solid state laser engineering*, Vol. 1 of Springer series in optical sciences (Springer, New York [u.a.], 2006), 6., rev. and updated ed. edn., iSBN: 978-0-387-29094-2.
- [4] F. S. Ermeneux, C. Goutaudier, R. Moncorgé, Y. Sun, C. R. L., E. Zannoni, E. Cavalli, and M. Bettinelli, "Multiphonon relaxation in YVO₄ single crystals," *Phys. Rev. B* **61**, 3915–3921 (2000).
- [5] E. D. Reed and H. W. Moos, "Multiphonon Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in YVO₄, YAsO₄, and YPO₄," *Phys. Rev. B* **8**, 980–987 (1973).
- [6] Y. Sato and T. Taira, "Thermo-Optical and -Mechanical Parameters of Nd:GdVO₄ and Nd:YVO₄," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies* p. JWA87 (2007).
- [7] H. Zhang, X. Meng, L. Zhu, and Z. Yang, "Growth and thermal properties of Nd:Gd_{0.8}La_{0.2}VO₄ single crystal," *Journal of Material Science Letters* **19**, 645–647 (2000).
- [8] J. Morikawa, C. Leong, T. Hashimoto, T. Ogawa, Y. Urata, S. Wada, M. Higuchi, and J. Takahashi, "Thermal conductivity/diffusivity of Nd³⁺ doped GdVO₄, YVO₄, LuVO₄, and Y₃Al₅O₁₂ by temperature wave analysis," *Journal of Applied Physics* **103**, 3522 (2008).

- [9] Y. Sato and T. Taira, "The studies of thermal conductivity in GdVO_4 , YVO_4 , and $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ measured by quasi-onedimensional flash method," *Opt. Express* **14** (2006).
- [10] D. Zelmon, J. Lee, K. Currin, J. Northridge, and D. Perlov, "Revisiting the optical properties of Nd doped yttrium orthovanadate," *Applied optics* **49**, 644–647 (2010).
- [11] R. Soulard, A. Zinoviev, J. Doualan, E. Ivakin, O. Antipov, and R. Moncorgé, "Detailed characterization of pump-induced refractive index changes observed in Nd: YVO_4, Nd: GdVO_4 and Nd: KGW," *Optics Express* **18**, 1553–1568 (2010).
- [12] H. Nagamoto, M. Nakatsuka, K. Naito, M. Yamanaka, K. Yoshida, T. Sasaki, T. Kanabe, S. Saito, and Y. Kuwano, "Laser diode pumped Nd: YVO 4 laser," *Laser Res* **18**, 639–645 (1990).
- [13] Y. Sato and T. Taira, "Comparative study on the spectroscopic properties of Nd: GdVO4 and Nd: YVO4 with hybrid process," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* **11**, 613 (2005).
- [14] G. Turri, H. Jenssen, F. Cornacchia, M. Tonelli, and M. Bass, "Temperature-dependent stimulated emission cross section in Nd^{3+} : YVO_4 crystals," *Journal of the Optical Society of America B* **26**, 2084–2088 (2009).
- [15] F. Ermeneux, C. Goutaudier, R. Moncorgé, M. Cohen-Adad, M. Bettinelli, and E. Cavalli, "Comparative optical characterization of various Nd^{3+} : YVO4 single crystals," *Optical Materials* **13**, 193–204 (1999).
- [16] C. Czeranowsky, *Effiziente Neodym-Grundzustandslaser und deren Frequenzverdopplung*, Master's thesis, Universität Hamburg, Fachbereich Physik (1999).
- [17] J. Gao, *Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser*, Ph.D. thesis, Universität Stuttgart, Fakultät für Maschinenbau (2005).
- [18] S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway, and W. Krupke, "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} ," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2619–2630 (1992).

- [19] A. W. Tucker, M. Birnbaum, C. L. Fincher, and J. W. Erler, “Stimulated-emission cross section at 1064 and 1342 nm in Nd : YVO₄,” *Journal of Applied Physics* **48**, 4907–4911 (1977).
- [20] L. Fornasiero, S. Kueck, T. Jensen, G. Huber, and B. H. T. Chai, “Excited state absorption and stimulated emission of Nd³⁺ in crystals. Part 2: YVO₄, GdVO₄, and Sr₅(PO₄)₃F,” *Appl. Phys. B* **67**, 549–553 (1998).
- [21] U. Wittrock, private Korrespondenz (2009).
- [22] J. Koetke and G. Huber, “Infrared excited-state absorption and stimulated-emission cross sections of Er³⁺-doped crystals,” *Appl. Phys. B* **61**, 151–158 (1995).
- [23] A. S. S. de Camargo, N. L. A. O., D. R. Ardila, and J. P. Andreetta, “Excited-state absorption and 1064-nm end-pumped laser emission of Nd:YVO₄ single-crystal fiber grown by laser-heated pedestal growth,” *Opt. Lett.* **29**, 59–61 (2004).
- [24] T. Chuang and H. R. Verdún, “Energy-transfer up-conversion and excited state-absorption of laser radiation in Nd:YLF laser crystals,” *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 79–91 (1996).
- [25] X. Wang, J. Song, H. Sun, Z. Xu, and J. Qiu, “Multiphoton-excited upconversion luminescence of Nd:YVO₄,” *Opt. Express* **15**, 1384–1389 (2007).
- [26] S. Bjurshagen and K. R., “Modeling of energy-transfer upconversion and thermal effects in end-pumped quasi-three-level lasers,” *Appl. Opt.* **43**, 4753–4767 (2004).
- [27] Y.-F. Chen, Y. P. Lan, and S. C. Wang, “Efficient high-power diode-end-pumped TEM₀₀ Nd:YVO₄ laser with a planar cavity,” *Opt. Lett.* **25**, 1016–1018 (2000).
- [28] P. J. Hardman, W. A. Clarkson, G. J. Friel, M. Pollnau, and D. C. Hanna, “Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd: YLF laser crystals,” *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 647–655 (1999).
- [29] J. Kim, I. Musgrave, M. Yarrow, and W. Clarkson, “Simple technique for measuring the energy-transfer-upconversion parameter in solid-state laser

- materials,” in *European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007* pp. 1–1 (2007).
- [30] Y. Chen, C. Liao, Y. Lan, and S. Wang, “Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd: YAG and Nd: YVO₄ crystals,” *Applied Physics B: Lasers and Optics* **70**, 487–490 (2000).
- [31] V. Ostroumov, T. Jensen, J.-P. Meyn, and G. Huber, “Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped La-Sc₃(BO₃)₄ and GdVO₄ laser crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1052–1060 (1998).
- [32] S. Goldring and R. Lavi, “Influence of lasing on non-radiative transitions in Nd:YVO₄,” in *2nd EPS-QEOD Europhoton Conference, 10-15 September 2006, Pisa, Italy* p. poster TuC16 (2006).
- [33] S. Goldring and R. Lavi, “Heat generation following direct pumping of Nd:YVO₄ with and in the absence of stimulated emission,” in *Advanced Solid State Photonics Conference (ASSP), Lake Tahoe* (2006).
- [34] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe, and A. Nebel, “High-efficiency 60 W TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm,” *Opt. Lett.* **31**, 3297–3299 (2006).
- [35] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth, “Very Long Lasers,” *Appl. Opt.* **13**, 379–390 (1974).
- [36] O. Svelto, S. Taccheo, and C. Svelto, “Analysis of amplified spontaneous emission: some corrections to the Linford formula,” *Opt. Commun.* **149**, 277–282 (1998).
- [37] R. Tommasini and E. E. Fill, “Generalized Linford formula,” *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1665–1670 (2000).
- [38] M. Munz and G. Haag, “Saturation of the gain in laser amplifiers by feedback of amplified spontaneous emission (ASE),” *Z. Phys. B* **50**, 79–86 (1983).
- [39] A. K. Sridharan, S. Saraf, and R. L. Byer, “Yb:YAG master oscillator power amplifier for remote wind sensing,” *Appl. Opt.* **46**, 7552–7565 (2007).

- [40] P. Laporta and M. Brussard, “Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2319–2326 (1991).
- [41] Y. F. Chen, C. F. Kao, and S. C. Wang, “Analytical model for the design of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers,” *Opt. Commun.* **133**, 517–524 (1997).
- [42] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, and S. C. Wang, “Optimization in Scaling Fiber-Coupled Laser-Diode End-Pumped Lasers to Higher Power: Influence of Thermal Effect,” *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1424–1429 (1997).
- [43] Y. F. Chen, “Design Criteria for Concentration Optimization in Scaling Diode End-Pumped Lasers to High Powers: Influence of Thermal Fracture,” *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 234–239 (1999).
- [44] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. C. Liao, Y. P. Lan, and S. C. Wang, “Efficient high-power diode-end-pumped TEM 00 Nd: YVO 4 laser,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **11**, 1241–1243 (1999).
- [45] P. Welp, *Festkörperlaser mit resonatorinterner Kompensation von Aberrationen durch adaptive Spiegel*, Ph.D. thesis, WWU Münster (2008).
- [46] K. Albers and U. Wittrock, “Optical pump concepts for highly efficient quasi-three-level lasers,” *Applied Physics B: Lasers and Optics online*, 1–10 (2011), 10.1007/s00340-011-4696-8.
- [47] U. Wittrock, Private Korrespondenz (2008).
- [48] V. Evtuhov and A. Siegman, “A twisted-mode technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity,” *Appl. Opt.* **4**, 142–143 (1965).
- [49] G. Huber, “Solid-state Laser Materials,” Short-course SC238, ASSP, Vienna (2005).
- [50] U. Wittrock and K. Petermann, “Mehrschichtiges Lasermedium mit im Querschnitt fünfeckiger Form, Deutsches Patent Nr. DE 102007048463 B4,” Deutsches Patent- und Markenamt (2009).
<http://www.dpma.de/>

- [51] U. Wittrock, “Festkörper-Laserverstärker, Europäisches Patent Nr. EP 1 333 547 B1,” Europäisches Patentamt (2006), erfinder: Ulrich Wittrock / Patentinhaber: Tesat-Spacecom GmbH & Co.KG, Backnang.
- [52] H. Zimer, *Leistungskalierung nicht-planarer, monolithischer Ringlaser*, Ph.D. thesis, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2005).
- [53] “Peltier heat pump,” Versuchsanleitung LEP 4.1.08 der Firma PHYWE SYSTEME GmbH, 37070 Göttingen.
- [54] N. Hodgson and H. Weber, *Laser resonators and beam propagation: fundamentals, advanced concepts and applications*, Vol. 108 (Springer Verlag, 2005).
- [55] Y.-F. Chen, Y. P. Lan, and S. Wang, “Efficient high-power diode-end-pumped TEM₀₀ Nd:YVO₄ laser with a planar cavity,” *Opt. Lett.* **25**, 1016–1018 (2000).
- [56] K. Du, D. Li, H. Zhang, P. Shi, X. Wei, and R. Diart, “Electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser with a high repetition rate and a short pulse width,” *Opt. Lett.* **28**, 87–89 (2003).
- [57] C. Gao, *Characterisation and transformation of astigmatic laser beams* (W&T).
- [58] P. Roth, A. Maclean, D. Burns, and A. Kemp, “Modelocking of a diode-laser-pumped Ti: sapphire laser,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (2010).
- [59] A. E. Siegman, “How to (maybe) measure laser beam quality,” in *Tutorial presented at Optical Society of America Annual Meeting, Long Beach, California, October 1997* .
- [60] P. de Groot, “Derivation of algorithms for phase-shifting interferometry using the concept of a data-sampling window,” *Appl. Opt.* **34**, 4723 (1995).
- [61] M. Larionov, *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser: Laser in der Materialbearbeitung* (Herbert Utz Verlag, 2009).

Symbolverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient
α_{pel}	Seebeckkoeffizient des Peltierelementes
α_T	thermischer Ausdehnungskoeffizient
A_{eff}	effektive Pumpquerschnittsfläche
ASE	verstärkte Spontanemission
δ	logarithmischer Verlust pro Einfachdurchgang durch den Resonator
δ_{ws}	spezifische Wärmeausdehnung der Wärmesenke
δ_k	spezifische Wärmeausdehnung des Kristalls
$\Delta\lambda$	spektrale Bandbreite
D_{eff}	effektiver Pumpstrahldurchmesser
ETU	up-conversion
F_{sat}	Sättigungsenergiedichte
f_1	relative thermische Besetzung des unteren Laserniveaus innerhalb des Grundzustandsmultipletts
f_2	relative thermische Besetzung des oberen Laserniveaus innerhalb des angeregten Multipletts
γ	up-conversion Parameter
g	lokaler gesättigter Kleinsignalverstärkungskoeffizient
g_0	lokaler ungesättigter Kleinsignalverstärkungskoeffizient
g_0^l	ungesättigter Kleinsignalverstärkungskoeffizient
g^l	gesättigter Kleinsignalverstärkungskoeffizient
η_{abs}	Absorptionseffizienz
η_{heiz}	Anteil der absorbierten Leistung, der in Heizleistung gewandelt wird
η_o	Überlappeneffizienz
η_p	Anregungseffizienz

8 Symbolverzeichnis

η_q	Stokeseffizienz
h	Planck'sches Wirkungsquantum
I	Intensität
I_{bg}	Intensität des Untergrundrauschens
I_{sp}	Intensität der spontanen Emission
I_{trans}	transmittierte Intensität
I_0	eingestrahlte Intensität
I_l	linkslaufende Intensität
I_p	Pumpintensität
I_r	rechtslaufende Intensität
I_s	Sättigungsintensität
k	Wärmeleitfähigkeit
k_{pel}	thermische Leitfähigkeit des Peltierelementes
l	Kristalllänge
l_{abs}	Länge des Absorptionswegs
λ	Wellenlänge
λ_{cwl}	Zentralwellenlänge eines Spektrums
M^2	Strahlpropagationsfaktor
M_{fa}^2	Strahlpropagationsfaktor in fast-axis Richtung
M_{sa}^2	Strahlpropagationsfaktor in slow-axis Richtung
ν	Frequenz
ν_l	Laserlichtfrequenz
ν_p	Pumplichtfrequenz
n	Ionendichte der aktiven Laserionen
N	Anzahl an Pumpdurchgängen durch das aktive Medium
$n_{2,trans}$	Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus, bei der das Lasermedium transparent ist
n_2	Besetzungsdichte des angeregten Multipletts
OPD	optischer Weglängenunterschied
P	Leistung
P_{abs}	absorbierte Pumpleistung
P_{kalt}	Leistung, die der Kaltseite des Peltierelementes entzogen wird
P_{pump}	eingestrahlte Pumpleistung
P_{warm}	auf der Warmseite des Peltierelementes abgeführte Leistung

P_L	Laserstrahlleistung
R	Reflexionsgrad
r_{laser}	Laserstrahlradius
r_{pump}	Pumpstrahlradius
R_{th}	thermischer Widerstand des Peltierkühlkörpers
σ	Wirkungsquerschnitt
σ_{abs}	Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{em}	Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{rms}	rms Wellenfrontfehler
S	spektrale Leistungsverteilung
s_l	normierte Laserstrahlintensitätsverteilung
s_p	normierte Pumpstrahlintensitätsverteilung
τ	Lebensdauer des oberen Laserniveaus
θ_{acc}	Akzeptanzwinkel, unter dem spontane Emission im Medium durch totale interne Reflexion geführt wird
T	Transmissionsgrad
T_{kalt}	Kaltseitentemperatur des Peltierelementes
T_{res}	Umlauftransmission des Resonators
T_{ugb}	Umgebungstemperatur
T_{warm}	Warmseitentemperatur des Peltierelementes
TIR	totale interne Reflexion
V_{pump}	gepumptes Volumen
Ω	Raumwinkel
$w_{0,l}$	Laserstrahltaillenradius
$w_{0,p}$	Pumpstrahltaillenradius
W_{pump}	Pumprate
$z_{0,l}$	Laserstrahltaillenposition
$z_{0,p}$	Pumpstrahltaillenposition
z_0	Strahltaillenposition

Veröffentlichungen

H. Zimer, K. Albers, and U. Wittrock, „Grazing-incidence YVO_4 -Nd: YVO_4 composite thin slab laser with low thermo-optic aberrations“, *Opt. Lett.* 29, 2761-2763 (2004)

K. Albers and U. Wittrock, „Novel concept for a 0.5-J laser pump source with high electro-optical efficiency“
Proceedings of the 6th International Conference on Space Optics (ICSO)
Noordwijk, Netherlands, pp. SP-621 (2006)

K. Albers und U. Wittrock, „Optical pump concepts for highly efficient quasi-three-level lasers“, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, pp. 1-10 (2011)

Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Wittrock bedanken, der die Arbeit im Labor für Photonik an der FH Münster betreut hat. Die anregenden Diskussionen und seine Passion für die Laserphysik und Optik haben mit Sicherheit einen grossen Anteil daran, daß die Laserphysik mich für den Rest meines Lebens nicht mehr loslassen wird.

Bei Prof. Huber möchte ich mich für die Betreuung der Arbeit an der Uni Hamburg bedanken. Dank der wohlwollenden Unterstützung habe ich mich trotz kooperativer Promotion in Hamburg stets willkommen gefühlt.

Vielen Dank an Dr. Hagen Zimer, der mir in den ersten Monaten aus dem Stand auf die linke Spur verholfen hat und dessen Verständnis der Physik mir ein wichtiger Wegweiser geblieben ist.

Ein grosses Dankeschön an die Diplomanden Stefan Droste und Christian Büdenbender, die mich engagiert und tatkräftig unterstützt haben und die wesentlich zur familiären Atmosphäre in „meinem“ Labor beigetragen haben.

Rückblickend muss und möchte ich mich bei Francois Brunet vom Institut National d'Optique in Québec bedanken, der meine Begeisterung für Matlab geweckt hat. Ohne diese Begeisterung wäre weder die vorliegende noch meine jetzige Arbeit möglich.

Vielen Dank an das gesamte Labor für Photonik für die freundschaftliche Atmosphäre und den Teamgeist. Danke vor allem an die Teamassistentin Agnes Frieling für das Abnehmen sämtlicher organisatorischer Vorgänge und für die erfrischende Menschlichkeit im Physikeralltag. In guter und gelegentlich wehmütiger Erinnerung werden mir die vielen gemeinsamen offiziellen und mehr noch die inoffiziellen Projekte mit Dr. Sven Verpoort bleiben.

Ganz besonderer Dank gebührt meiner Frau Corinna Albers, die während der Promotion geduldig auf das Ende derselben und den Beginn meiner „Familientauglichkeit“ gewartet hat. Als nunmehr stolzer Vater zweier Kinder mag ich mir einen anderen Ausgang nicht vorstellen.