

Entwicklung eines hocheffizienten Lasersystems mit minimalen thermischen Effekten



Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena
von Diplomphysiker Martin Kahle
geboren am 5.3.1983 in Magdeburg

Gutachter

1. Prof. Dr. Malte C. Kaluza; Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof Dr. Ulrich Wittrock; Fachhochschule Münster
3. Prof Dr. Andreas Tünnermann; Fraunhofer Institut für Angewandte Optik Und Feinmechanik Jena

Datum der Disputation: 22.02.2017

Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit	Seite erster Erwähnung
h	Plancksches Wirkungsquantum	Js	10
c	Lichtgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	10
λ	Wellenlänge	m	10
E	Energie	J	10
ν	optische Frequenz	Hz	10
QD	Quantendefekt		11
η_Q	Quanteneffizienz		13
τ	Fluoreszenzlebensdauer	s	14
k	Wärmeleitungskoeffizient	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	18
α	Wärmeausdehnungskoeffizient	$\frac{1}{\text{K}}$	19
$\frac{dn}{dT}$	thermo-optischer Koeffizient	$\frac{1}{\text{K}}$	18
L	Länge, Dicke	m	19
\hat{T}	absolute Temperatur	K	19
n	Brechungsindex		19
χ	effektiver thermo-optischer Koeffizient	$\frac{1}{\text{K}}$	20
σ	Wirkungsquerschnitt	m^2	21
k_B	Boltzmann-Konstante	$\frac{\text{J}}{\text{K}}$	26
N	Anzahl		26
C	Ionenkonzentration, Dotierungsdichte	$\frac{1}{\text{m}^3}$	28
P	optische Leistung	W	28
γ	Absorptionskoeffizient	$\frac{1}{\text{m}}$	28
β	Inversion		28
$n_{1/2}$	Besetzungsdichten	$\frac{1}{\text{m}^3}$	29
ϕ	Photonendichte	$\frac{1}{\text{m}^3}$	30
t	Zeit	s	30
I	optische Intensität	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	31
w	Gauss-Radius	m	31
r	radiale Koordinate	m	31
z	axiale Koordinate	m	31
z_R	Rayleigh-Länge	m	32
M^2	Strahlpropagationsfaktor		32

θ	halber Strahlöffnungswinkel	rad	32
T	Transmission		33
R	Reflektion		33
g	Kleinsignalverstärkung	$\frac{1}{\text{m}}$	33
η_P	Pumpeffizienz		34
η_D	Defekteffizienz		34
η_B, η_O	Überlappeneffizienz		34
V	Verluste		34
η_C	Auskoppeleffizienz		34
f	Brennweite	m	38
B	Strahldichte	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{sr}}$	41
A	Fläche	m^2	41
G	Verstärkungsfaktor		44
\dot{Q}	Heizleistung, Wärmequelle	W	45
R_{OC}	Krümmungsradius des Auskoppelspiegels	m	49

Inhaltsverzeichnis

Motivation und Zielstellung	7
1 Der Laserprozess	10
1.1 Energieniveausysteme	10
1.1.1 Der Quantendefekt	10
1.1.2 Die Quanteneffizienz	13
1.2 Auswahl des Laserions	15
1.3 Auswahl des Wirtsmaterials	18
1.3.1 Thermische Aspekte	20
1.3.2 Spektrale Aspekte	21
1.4 Eigenschaften von $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$	24
1.4.1 Thermo-mechanische Eigenschaften	24
1.4.2 Energieniveauschema und Einfluss der Temperatur	26
1.4.3 Effektive Wirkungsquerschnitte	28
1.5 Der Laseroszillator	30
1.5.1 Die Ratengleichungen	30
1.5.2 Resonatormoden	31
1.5.3 Energiekonversion	33
1.6 Oszillatordesign	35
1.6.1 Der Scheibenlaser	36
1.6.2 Räumliches Lochbrennen	38
2 Designausfertigung und Simulationen	41
2.1 Charakterisierung der Pumpquelle	41
2.2 Parameter der Laserscheibe	43
2.3 Der Pumpfleckradius	45
2.4 Radius des sphärischen Spiegels	46
2.5 Wellenlänge des Oszillators	50
2.6 Thermische Simulation	54
2.7 Einfluss der thermischen Linse	57
3 Experimente und Ergebnisse	59
3.1 Konstruktion der Mechaniken und Vakuumteile	59
3.2 Ergebnisse bei Raumtemperatur	62
3.3 Spektrale Struktur	66

3.4	Ergebnisse bei tiefen Temperaturen	67
3.4.1	Grundmodebetrieb	67
3.4.2	M^2 -Messung	73
3.4.3	Multimode-Betrieb	74
3.4.4	Berechnung der Verlustkanäle	78
3.5	Suche nach Verunreinigungen	82
4	Zusammenfassung und Ausblick	86
	Literaturverzeichnis	89
	Veröffentlichungsliste	96
	Ehrenwörtliche Erklärung	97
	Danksagung	98

Motivation und Zielstellung

Seit vor 56 Jahren der erste „Laser“ (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) von Maiman [48] vorgestellt wurde, hat sich eine enorme Palette von Anwendungen für dieses optische Werkzeug entwickelt. Diese umfasst das Schneiden, Bohren, Schweißen und andere Materialbearbeitungen [32], die optische Kommunikationstechnik [54, 2], die Erzeugung von Röntgen- [26], Protonen- [27] und Elektronenstrahlen [46], Chirurgie [86], Medizintechnik [9], Messtechnik [39] und optische Informationsspeicherung [50]. In vielen der Anwendungsfelder wurden damit nicht nur existierende Verfahren verbessert, sondern auch völlig neue Verfahren ermöglicht. Im Zuge dieser Entwicklung erhöhen sich auch die Anforderungen an kommerzielle Lasersysteme immer weiter. Für die industrielle und technische Anwendung von Lasern sind Kompaktheit, Lebensdauer, Ausgangsleistung, Fokussierbarkeit der Strahlung, ein hoher Wirkungsgrad und flexible Strahlführung wichtige Eigenschaften.

Der klassische Laser für die Materialbearbeitung war der CO₂-Laser [56, 23], weil er auch bei Ausgangsleistungen im kW-Bereich nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität aufweist. In jüngerer Zeit gewinnen diodengepumpte Festkörperlaser und Faserlaser zunehmend an Bedeutung, weil mit ihnen höhere Effizienz möglich ist und die Strahlführung bei 1µm Wellenlänge (im Gegensatz zu 10µm bei CO₂-Lasern) mit Lichtleitfasern möglich ist, was in industriell automatisierten Prozessen hohe Flexibilität ermöglicht. Die kürzere Wellenlänge vereinfacht außerdem die Bearbeitbarkeit von Metallen, weil im Bereich um 1µm deren Absorption deutlich höher ist [56]. Des Weiteren haben Festkörperlaser das Potential, wegen ihrer kürzeren Wellenlänge besser fokussierbare Strahlung zu erzeugen.

Dieses Potential kann allerdings nur genutzt werden, wenn thermische Störungen des Strahlprofils gezielt beseitigt werden können, was gerade bei Hochleistungslasern eine große Herausforderung darstellt. Temperaturgradienten in Lasermaterialien führen zu verändertem Absorptions- und Emissionsverhalten [43] und zu gestörten Strahlprofilen durch thermische Linsen und spannungsinduzierte Doppelbrechung [73, 21].

Es wurden verschiedene Methoden zur Vermeidung von thermischen Störungen in Lasern entwickelt: Die in Lasermaterialien auftretenden thermischen Linsen können durch adaptive Spiegel oder andere anpassungsfähige Optiken kompensiert werden [30]. Die Grenzen dieser Methode liegen darin, dass einfache anpassungsfähige Optiken nur die Brennweite des Systems verändern können. Aberrationen höherer Ordnung und thermisch induzierte Doppelbrechung können damit nicht kompensiert werden und stören den Strahl weiterhin. Komplexere adaptive Optiken, welche auch diese Anteile korrigieren können, sind hingegen sehr aufwendig und begrenzen die Pulsenergie bzw. Leistung des Lasers durch ihre Zerstörungsschwelle.

Ein weiterer Ansatz zur Vermeidung von thermischen Linsen ist die kryogene Kühlung des Wirtsmaterials zur Veränderung seiner thermischen Eigenschaften: Die Wärmeleitung von Kristallen lässt sich durch Kühlung erhöhen, der Wärmeausdehnungskoeffizient und der thermo-optische Koeffizient hingegen senken. All diese Veränderungen verringern die thermische Linsenwirkung des Lasermaterials. Insbesondere bei YAG-Laserkristallen ist diese Methode erfolgreich [67]. Das Pumpkonzept des Scheibenlasers hingegen ist geometrisch so ausgelegt, dass zumindest innerhalb des Pumpgebietes keine transversalen Temperaturgradienten entstehen, indem das gesamte Pumpgebiet gleichmäßig beleuchtet und damit auch gleichmäßig erwärmt wird [29]. All diese Methoden zur Vermeidung von thermischen Linsen funktionieren nur, solange der Temperaturgradient das Lasermaterial nicht zerstört. Außerdem bleiben die thermischen Einflüsse auf die Wirkungsquerschnitte weiterhin bestehen.

Um unabhängig von diesen immer komplexer werdenden Techniken die thermische Beeinflussung des Lasermaterials weiter zu reduzieren, muss die Prozesswärme selbst reduziert werden. Dabei sind die größten Herausforderungen die Reduktion des Quantendefekts und die Erhöhung der Quanteneffizienz. In diesen Punkten sind diodengepumpte Yb-Laser den klassischen blitzlampengepumpten Nd-Lasern überlegen: Das einfache Energieniveauschema verhindert z.B. excited state absorption [56] und erhöht damit die Quanteneffizienz. Die Pumpstrahlung aus Diodenlasern hat eine hohe Intensität bei vergleichsweise schmalen Spektrum und kann damit gezielt in die Yb-Absorptionsbänder pumpen. Außerdem verringert die hohe Pumpintensität die Nachteile durch das Energieniveauschema der Yb-Laser. Letztendlich haben Yb-Laser im allgemeinen einen deutlich geringeren Quantendefekt als Nd-Laser, was die Wärmeerzeugung im Lasermaterial verringert.

Da aber auch der verbleibende Quantendefekt von etwa 9% in Hochleistungslasern von mehreren hundert Watt Ausgangsleistung enormen Aufwand zur Kühlung erfordert, sind weitere Untersuchungen nötig, um den Quantendefekt zusätzlich zu reduzieren. Obwohl dieser Ansatz schon verfolgt worden ist [66, 76], ist in keinem Fall die tatsächlich im Lasermaterial erzeugte Wärme aufgezeichnet worden. Außerdem beschränkten sich diese Experimente nur auf die Demonstration der Machbarkeit von geringen Quantendefekten. Die Effizienz des gesamten Laserprozesses bei geringem Quantendefekt (inklusive Pumpabsorption) und die genauen Verlustmechanismen sind wenig erforscht.

Deshalb ist das Ziel dieser Arbeit, einen hocheffizienten, diodengepumpten Festkörperlaser zu untersuchen, der eine minimale Wärmeentwicklung im Lasermedium aufweist. Ein geeigneter Aufbau dafür muss entwickelt werden. Dabei wird die Reduktion des Quantendefekts im Mittelpunkt stehen. Die dadurch auftretenden Besonderheiten im Laserbetrieb sowie die Erwärmungs- und Verlustmechanismen sollen untersucht und erklärt werden.

Dazu werden im ersten Kapitel grundlegende Überlegungen über den Laserbetrieb und seine Verlustmechanismen angestellt. Währenddessen werden Forderungen an das Lasermaterial erarbeitet und ein passendes Material für den Betrieb mit minimalem Quantendefekt ausgewählt. Außerdem werden Designanforderungen an den Laser gestellt, mit deren Hilfe ein Pumpkonzept und ein Oszillatordesign entwickelt werden.

Die für die Festlegung der Designparameter nötigen Überlegungen und Rechnungen werden im zweiten Kapitel ausgeführt. Außerdem werden dort Simulationen gezeigt, welche das spektrale Verhalten des Lasers und das thermische sowie das thermo-optische Verhalten des Lasermediums vorhersagen.

Im dritten Kapitel wird zunächst der experimentelle Aufbau vorgestellt. Weiterhin werden die Ergebnisse der Laseruntersuchungen präsentiert, erklärt und mit den Vorhersagen aus Kapitel zwei verglichen. Zu den Ergebnissen gehört auch eine Effizienz von 78% optischer Ausgangsleistung verglichen mit der eingestrahlten Pumpleistung. Diese Effizienz ist höher als alle bisher veröffentlichte Werte von Yb-dotierten Festkörperlasern. Außerdem werden hier die Verlustmechanismen und Erwärmungsprozesse analysiert, bevor im letzten Kapitel die vorgestellte Forschung zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere sinnvolle Untersuchungen gegeben wird.

1 Der Laserprozess

1.1 Energieniveausysteme

Hier werden zunächst die Energieniveausysteme vorgestellt, aus denen sich Laser realisieren lassen. Diese Darstellung erfolgt in Anlehnung an Koechner [40], konzentriert sich aber auf die Aspekte, die für die Anwendung in dieser Arbeit von besonderer Bedeutung sind. Das sind insbesondere der Quantendefekt und die Quanteneffizienz. Währenddessen werden *Forderungen* erarbeitet, welche das Lasermaterial und das Laserdesign erfüllen müssen, damit ein hocheffizienter, diodengepumpter Festkörperlaser mit geringer thermischer Belastung realisiert werden kann.

Im den nächsten Abschnitten werden dann verschiedene konkrete Lasermaterialien untersucht und gemäß der Forderungen ein geeignetes Material ausgewählt und vorgestellt. Zum Abschluss des Kapitels werden zentrale Punkte der Theorie der Laseroszillatoren dargestellt. Aus den gewonnenen Kenntnissen und *Anforderungen* wird außerdem ein geeignetes Design für einen diodengepumpten, hocheffizienten Festkörperlaser erarbeitet.

1.1.1 Der Quantendefekt

Damit ein Laser arbeiten kann, braucht das Lasermaterial aktive Ionen, deren Elektronen mindestens zwei verschiedene Energiezustände einnehmen können, zwischen denen ein Laserübergang stattfinden kann. Das kann zum Beispiel ein Festkörperlaser mit einem 4-Niveau-System sein, welches in Abbildung 1.1 links dargestellt ist. Der Laserübergang findet zwischen den Zuständen 3 und 2 statt und die Energie des emittierten Photons E_{Photon} ist genau die Differenz der Energien der beiden Zustände:

$$E_{Photon} = E_3 - E_2 = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (1.1)$$

Die Frequenz des Photons ν lässt sich direkt aus der Energiedifferenz und dem Planckschen Wirkungsquantum h berechnen. Die Wellenlänge des emittierten Photons λ ergibt sich dann mit Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit c . Damit das Ion diesen Laserübergang vollziehen kann, muss es zunächst Energie aufnehmen, das bezeichnet man als Pumpen. Festkörperlaser werden fast ausnahmslos von Blitzlampen, Laserdioden oder anderen Lasern auf optischem Wege gepumpt. Dabei wird das Elektron durch das Pumplicht aus dem Grundniveau E_1 auf ein höheres Niveau, hier E_4 , befördert. Der Übergang von E_4 nach E_3 muss spontan und schneller als der Pumpprozess erfolgen. Dann können sich mehrere Elektronen

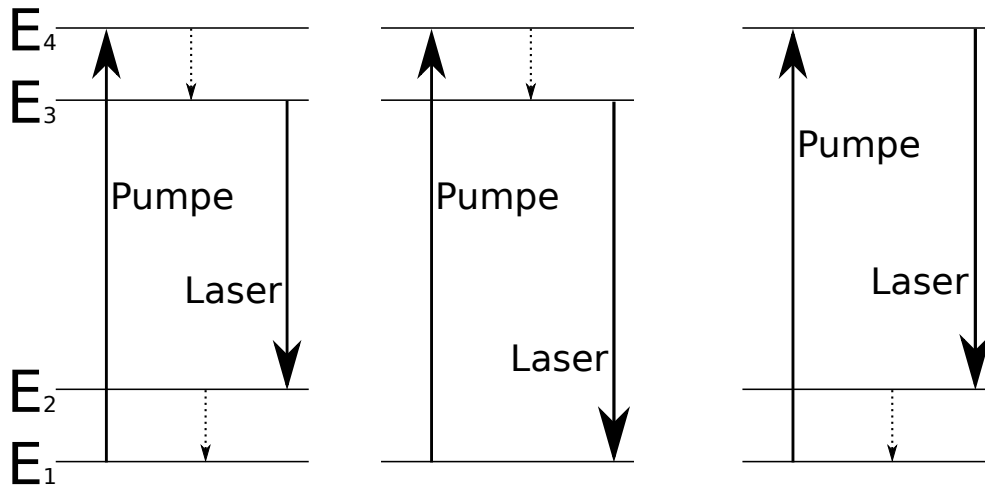


Abbildung 1.1: Laser-Niveausysteme: links: 4-Niveau-System; mitte: 3-Niveau-System; rechts: inverses 3-Niveau-System. Durchgezogene Pfeile symbolisieren optische Übergänge, unterbrochene Pfeile symbolisieren strahlungslose Übergänge.

in den Ionen des aktiven Mediums auf dem Niveau E_3 sammeln, welches vergleichsweise langlebig sein muss. Durch stimulierte Emission können diese Elektronen abregert werden, bevor sie wieder schnell und spontan von E_2 nach E_1 relaxieren. Die stimulierte Emission auf der Laserwellenlänge passiert nur im Falle von Besetzungsinversion, wenn also mehr Elektronen auf dem oberen Laserniveau als auf dem unteren sind, weil die stimulierten Übergangswahrscheinlichkeiten für An- bzw. Abregung gleich groß sind (für detaillierte Herleitung der Einsteinkoeffizienten siehe [40]). Den relativen Anteil der Energie E_P des Pumpphotons, der nicht im Laserphoton enthalten ist, bezeichnet man als Quantendefekt QD oder Stokes-Verschiebung:

$$QD = \frac{E_P - E_L}{E_P} = \frac{h \cdot \nu_P - h \cdot \nu_L}{h \cdot \nu_P} = \frac{\lambda_L - \lambda_P}{\lambda_L}, \quad (1.2)$$

wobei P/L jeweils die Indizes für Pump- bzw. Laserphoton darstellen. In der Literatur wird je nach Werk entweder die Energiedifferenz der beteiligten Photonen oder deren Anteil an der Energie des Pumpphotons als Quantendefekt bezeichnet. Hier ist der Anteil gemeint. Allein durch die Tatsache, dass ein Ion ein solches Niveauschema durchlaufen muss, um einen Laser zu realisieren, geht also bereits ein Teil der Pumpenergie „verloren“ in dem Sinne, dass sie nicht als Energie des Laserstrahls nutzbar ist. Quantendefekte von direkt gepumpten Festkörperlasern liegen meist im Bereich von 34% (Ti:Sa) bis 9% (Yb:YAG). Die Übergänge von E_4 nach E_3 und von E_2 nach E_1 sind meist strahlungslos. Gerade bei solchen Laserübergängen, die einen kleinen Quantendefekt haben, fallen diese Energiedifferenzen in den Bereich von akustischen Phononen. Das sind die Quanten jener Gitterschwingungen, bei denen sich benachbarte Atome jeweils gleichsinnig bewegen. Die strahlungslosen Übergänge im Laserschema finden also in Wechselwirkung mit den mechanischen Schwingungen des Wirtsmaterials statt. Das kann nur dann passieren, wenn das Wirtsmaterial Phononen in diesem Energiebereich besitzt. Wenn die Energiedifferenz des strahlungslosen Übergangs größer als

die größte verfügbare Phononenenergie ist, müssen mehrere Phononen an dem Übergang beteiligt sein, was dessen Wahrscheinlichkeit senkt bzw. die Zerfallszeit erhöht. Da diese Übergänge unkorreliert stattfinden, werden die Phononen makroskopisch nicht als Schallwelle, sondern lediglich als Wärme auftreten. Für die Auswahl eines Laserions ist die *erste Forderung* daher ein *kleiner Quantendefekt*, um zum einen das Material so wenig wie möglich zu erwärmen, und zum anderen eine effiziente Energieumwandlung von der Pumpstrahlung in die Laserstrahlung zu gewährleisten.

Die Energieniveauschemata verschiedener Lasermaterialien unterscheiden sich in Anzahl und Funktion der Niveaus. 3-Niveausysteme sind auch möglich (siehe Abbildung 1.1 mittig). Bei dieser Bezeichnung ist zu beachten, dass nur solche Systeme „3-Niveau“ genannt werden, bei denen das Grundniveau auch das untere Laserniveau ist. Des Weiteren sind Systeme denkbar, die 3 Niveaus haben, aber bei denen das Grundniveau nicht das untere Laserniveau ist (Abbildung 1.1 rechts). Dafür gibt es in der Literatur keine einheitliche Bezeichnung, hier werden sie inverse 3-Niveau-Systeme genannt. Nur zwei beteiligte Niveaus sind nicht möglich, weil sich darin mit optischem Pumpen keine Besetzungsinversion erzeugen lässt. Pump- und Laserwellenlänge müssten bei nur zwei Niveaus gleich sein und auf dieser Wellenlänge kann nicht gleichzeitig Emission und Absorption stattfinden. Die drei vorgestellten Niveausysteme unterscheiden sich grundlegend in ihren Eigenschaften im Laserbetrieb:

- In 4-Niveau-Systemen ist es besonders leicht, eine Besetzungsinversion zu erzeugen. Durch die beiden schnellen strahlungslosen Übergänge $E_4 \rightarrow E_3$ und $E_2 \rightarrow E_1$ ist das untere Laserniveau praktisch immer leer, so dass auch schon bei kleinen Pumpraten Besetzungsinversion besteht und daher die Laserschwelle sehr klein ist. Der Nachteil an solchen Systemen ist allerdings, dass im Energieniveauschema zweimal Energie in Form von Phononen abgegeben wird. Der Quantendefekt ist also im Allgemeinen größer als bei Systemen mit nur 3 Niveaus. Ein typisches Beispiel für ein 4-Niveau-System ist $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, gepumpt bei 808nm.
- 3-Niveau-Systeme haben einen kleineren Quantendefekt, aber dafür den Nachteil, dass mindestens 50% der Ionen in das obere Laserniveau gepumpt werden müssen, um eine Besetzungsinversion zu erzeugen weil das untere Laserniveau nie leer ist. Praktisch führt das zu einer Reabsorption der Laserphotonen. Solange sich Ionen im unteren Laserniveau befinden, können sie durch Absorption eines Laserphotons auch wieder in das obere Laserniveau übergehen. Der Laserprozess verliert dadurch zwar keine Energie, weil jetzt auch wieder ein Ion mehr im oberen Laserniveau ist, aber es wird eine sehr hohe Pumprate bzw. Inversion benötigt, um überhaupt Verstärkung zu erzeugen. Und eine hohe Inversion bedeutet hohe Fluoreszenzverluste, was zu Lasten der Gesamteffizienz geht. Das klassische Beispiel für ein 3-Niveau-System wäre $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (Rubin), wie es Maiman für den ersten Laser benutzt hat[48].
- Inverse 3-Niveau-Systeme vereinen den im allgemeinen kleinen Quantendefekt von 3-Niveau-Systemen mit der niedrigen Laserschwelle von 4-Niveau-Systemen. Auch hier

ist das untere Laserniveau praktisch immer leer. Der Nachteil ist dafür, dass das obere Pumpniveau nicht leer ist, weil es auch das obere Laserniveau ist. Dadurch wird neben der Absorption der Pumpstrahlung auch stimulierte Emission stattfinden und daher mit steigender Inversion die effektive Pumpabsorption super-linear abnehmen. Das Lasermaterial bleicht spätestens bei 50% Ionen im oberen Laserniveau für die Pumpstrahlung aus. Ein inverses 3-Niveau-System wäre zum Beispiel $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ gepumpt bei 869nm.

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein effizienter Laser mit geringer thermischer Belastung realisiert werden. Aufgrund des vergleichsweise hohen Quantendefekts sind 4-Niveau-Systeme dafür nicht geeignet. Durch die hohe Schwelleninversion ist von 3-Niveau-Systemen nur bei hohen Pumpdichten effizienter Betrieb zu erwarten, daher sind auch diese ungeeignet. Inverse 3-Niveau-Systeme hingegen vereinen eine niedrige Laserschwelle mit geringem Quantendefekt, solange eine ausreichende Pumpabsorption gewährleistet wird. Daher eignen sie sich am besten für effizienten Laserbetrieb bei kleinem Quantendefekt.

1.1.2 Die Quanteneffizienz

Bei der Quanteneffizienz η_Q handelt es sich um das Umwandlungsverhältnis von Pumpphotonen zu (erwünschten) Laserphotonen:

$$\eta_Q = \frac{N_{\text{Laserphotonen}}}{N_{\text{Pumpphotonen}}} \quad (1.3)$$

Während beim Quantendefekt die Energie der Photonen betrachtet wurde, geht es hier um ihre Anzahl N . Diese ist wichtig, weil es je nach Energieniveauschema nicht alle gepumpten Elektronen zu einem Laserübergang schaffen. Reale Energieniveausysteme sind oft deutlich komplexer als die in Abbildung 1.1 dargestellten, daher gibt es dort noch andere Prozesse, durch die die Elektronen zurück in den Grundzustand gelangen können. Ihre Energie geht dann für den Laserprozess verloren und kann je nach Prozess sogar zur Erwärmung des Lasermaterials führen. Die *zweite Forderung* an das Lasermaterial besteht also in einer *hohen Quanteneffizienz*.

Die Encyclopedia of Laser Physics and Technology [56] führt mehrere Prozesse auf, welche die Quanteneffizienz verringern können. Ein bedeutender dieser Prozesse ist die excited-state absorption (ESA). Dafür muss es über dem oberen Laserniveau noch weitere Energiezustände geben, in welche das Ion gelangen kann. Durch mehrfache Pumpabsorption oder Reabsorption der Laserstrahlung kann das Ion in höhere Zustände gelangen, in denen es nicht mehr den gewünschten Laserübergang ausführen kann, sondern auf einer kürzeren Wellenlänge strahlt oder sogar in einen anderen metastabilen Zustand gelangt und damit für dessen Lebenszeit nicht am Laserprozess teilnimmt. Zum Beispiel können Thulium³⁺-Ionen schrittweise drei Pumpphotonen bei 1140nm absorbieren, zwischendurch einige multi-Phonon-Übergänge ausführen und dann bei 480nm fluoreszieren bzw. lasern (siehe Abbildung 1.2) [58]. Die multi-Phonon-Übergänge erwärmen das Material natürlich. Solche Prozesse lassen sich gezielt für

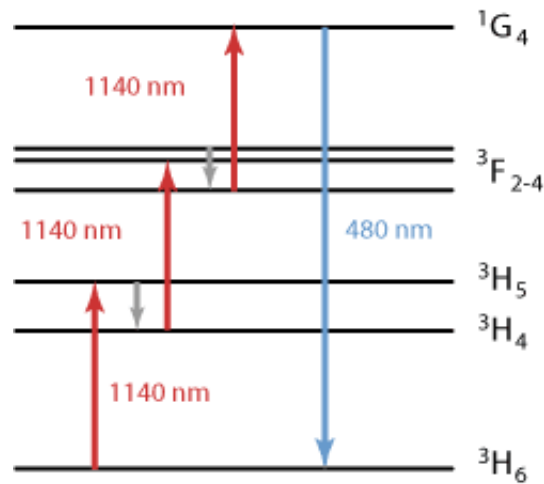


Abbildung 1.2: Energieniveauschema einer Tm^{3+} :ZBLAN-Faser mit eingezeichnetem upconversion-Prozess: Pumpstrahlung rot, multi-Phonon-Prozesse grau, Laserstrahlung blau; Bild aus [56].

upconversion-Laser ausnutzen, stellen für die hier gestellten Forderungen an Effizienz und thermisches Verhalten aber ein Hindernis dar. Die Frage, ob ESA auftritt, hängt lediglich vom Energieniveauschema, sowie von Pump- und Laserwellenlänge ab.

Andere Prozesse, welche die Quanteneffizienz verringern, hängen dagegen stark mit dem Wirtsmaterial zusammen. Unerwünschte Fremdionen oder Fehler in der Struktur des Wirtsmaterials (Farbzentren) können bei der Herstellung auftreten oder bei Bestrahlung entstehen. Farbzentren sind in Alkalihalogenid-Kristallen besonders gut untersucht, weil sie sich dort leicht gezielt erzeugen lassen [20]. Es handelt sich dabei um fehlende, falsch platzierte, oder falsch geladene Ionen im Kristallgitter. Diese bilden eine räumlich gebundene Ladungsverteilung, die ihr eigenes Energieniveauschema besitzt. Mit diesem lassen sich sogar Laserübergänge realisieren, sogenannte Farbzentrenlaser [51, 63], die aufgrund ihrer spektralen Breite ps-Pulse generieren können. Allerdings müssen die Laserkristalle mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, weil sonst die Farbzentren ausbleichen, oder ihr Lumineszenzwirkungsgrad abnimmt. Prinzipiell können Farbzentren in allen Kristallen vorkommen. Wenn diese Niveauübergänge aufweisen, deren Energie in der Nähe der Übergänge des Laserions liegt, kann die Energie entweder durch direkte Pumpabsorption oder durch resonante Übertragung untereinander auf die Farbzentren transferiert werden.

Ein weiterer Mechanismus, der die Quanteneffizienz des Materials verringern kann, ist das sogenannte quenching [56]. Das ist eine Verringerung der Fluoreszenzlebensdauer bzw. Intensität durch verschiedene Ursachen. Je nach Phononenspektrum des Wirtskristalls ist es möglich, dass das Pumpniveau oder das obere Laserniveau durch multi-Phonon-Wechselwirkung in den Grundzustand übergehen. Außerdem können hohe Konzentrationen der Dotanten die Quanteneffizienz durch kollektive Effekte verringern. Das bezeichnet man als concentration quenching [18]. Wie hoch genau dafür die Konzentration sein muss, hängt sehr vom Dotanten und Wirtsmaterial ab und lässt sich zum Beispiel aus der Abhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer von der Dotierungskonzentration bestimmen. Gründe für das concentration quen-

ching sind zwei Mechanismen. Zum einen kann die gepumpte Energie über ein dichteres Netz von Dotanten besser resonant übertragen werden. Damit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit von ESA bzw. upconversion-Prozessen. Zum anderen wird durch die räumliche Verteilung der Energie die Übergangswahrscheinlichkeit auf Farbzentren und Verunreinigungen erhöht[60]. Im Zusammenhang mit hoher Quanteneffizienz lässt sich also eine *dritte Forderung* aufstellen: eine *hohe Reinheit bzw. Qualität des Lasermaterials*.

1.2 Auswahl des Laserions

Nun muss ein Laserion ausgewählt werden, welches mit Laserdioden gepumpt werden kann und die drei aufgestellten Forderungen erfüllt:

1. *kleiner Quantendefekt,*
2. *hohe Quanteneffizienz und*
3. *in hoher Reinheit/Qualität verfügbar.*

Zur Herstellung eines Lasermaterials lassen sich Festkörper, also Kristalle oder Gläser, mit Ionen von Übergangsmetallen oder Seltenen Erden dotieren. Wie in Träger [79] erläutert wird, finden die Laserübergänge der Übergangsmetall-Ionen innerhalb der 3d-Elektronenschale statt. Das ist bei diesen Ionen die äußerste Schale, weswegen der Einfluss des elektrischen Feldes und der Schwingungen der umgebenden Ionen sehr groß ist. Ihre Spektren sind dadurch breiter als die der Seltenen Erden, allerdings sind sie auch anfälliger für ESA und multi-Phonon-Relaxation des oberen Laserniveaus [79]. Exemplarisch ist hier Ti^{3+} aufgeführt, welches mit seiner großen Verstärkungsbandbreite von 200nm gern als aktives Medium für Femtosekunden-Oszillatoren genutzt wird. Des Weiteren ist natürlich Cr^{3+} ein interessantes Laserion, mit welchem in Form von Cr^{3+} :Saphir (Rubin) der erste Laser überhaupt realisiert wurde [48]. Die Übergangsmetall-Ionen sollen hier allerdings nicht weiter diskutiert werden, da die Ionen Seltener Erden höhere Effizienz versprechen. Bei diesen gibt es Laserübergänge zwischen der 4f- und der 5d- Schale und Laserübergänge innerhalb der 4f-Schale. Erstere werden hier nicht betrachtet, da sie meist im UV-Bereich liegen, weswegen kaum geeignete Pumpquellen existieren und vermehrt ESA auftritt. Die Laserübergänge innerhalb der 4f-Elektronenschale hingegen haben den Vorteil, dass sie durch die 5s- und 5p-Orbitale vom elektrischen Feld der Umgebung abgeschirmt sind, was den Einfluss des Wirtsmaterials und seiner Schwingungen im Vergleich zu den Übergangsmetall-Ionen stark reduziert. Das führt zu schmaleren Spektren und höheren möglichen Quanteneffizienzen.

Eine Übersicht über die 4f-Energieniveaus von dreifach positiv geladenen Ionen der Seltenen Erden in LaCl_3 ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Die Energieskala in $\frac{1}{\text{cm}}$ stellt inverse Wellenlängen dar. Für die Anwendung in dieser Arbeit scheiden bereits einige Ionen aus, weil sie radioaktiv sind, wie Promethium, oder sich nicht direkt mit Dioden pumpen lassen wie z.B. Cer, oder Holmium [79]. Aus diesen Materialien lassen sich natürlich trotzdem

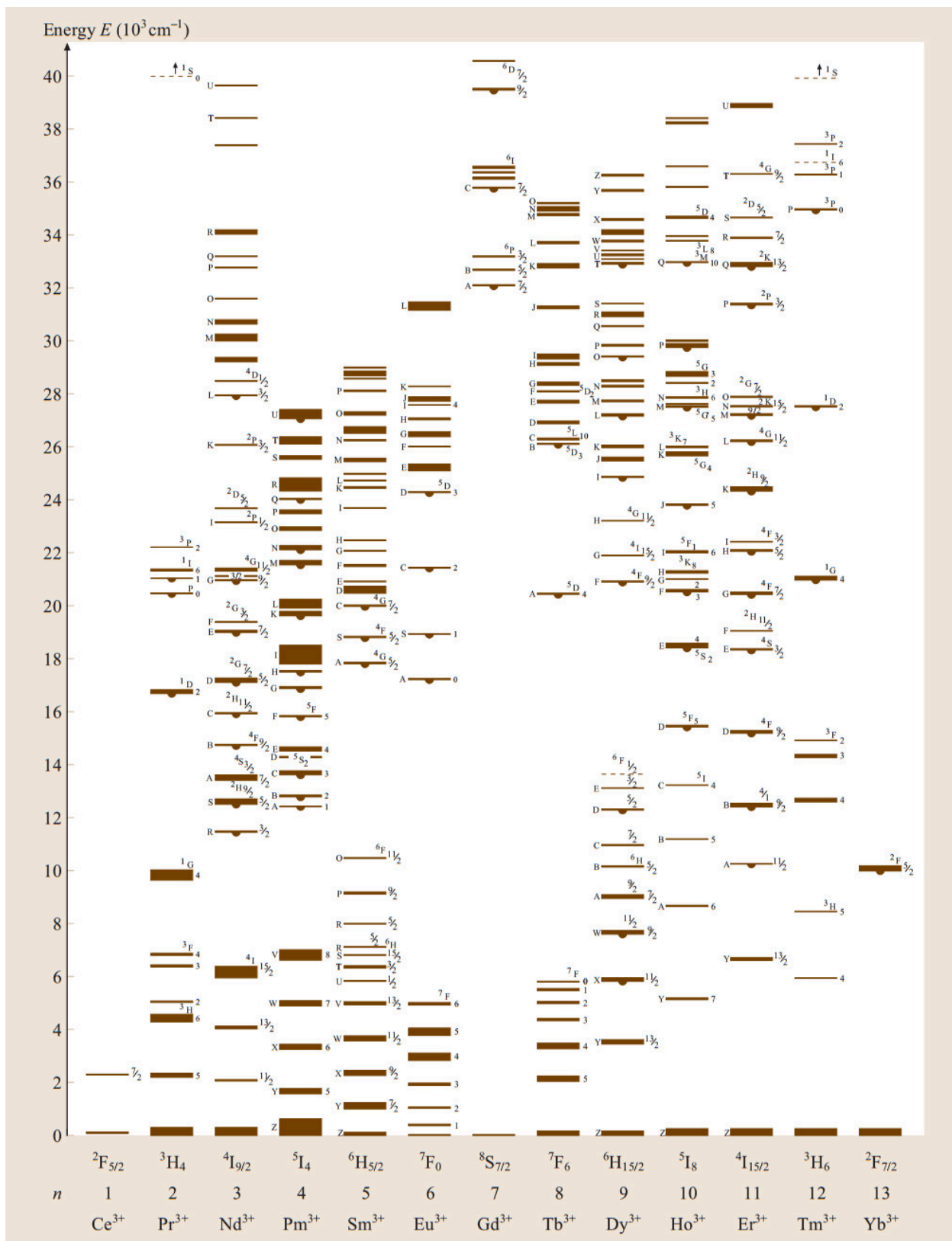


Abbildung 1.3: Energielevelldiagramm der dreiwertigen Ionen der Seltenen Erden in LaCl_3 (Bild aus [79]).

Tabelle 1.1: Auswahl an laseraktiven Ionen und ausgewählte Eigenschaften.

	Ti ³⁺ :Saphir	Nd ³⁺ :YAG	Yb ³⁺ :YAG	Er ³⁺ :Glas	Tm ³⁺ :YAG
typische Absorptionswellenlänge λ_{abs} [nm]	532	808	940	980	785
typische Laserwellenlänge λ_{em} [nm]	790	1064	1030	1550	2000
typischer Quantendefekt QD	0,34	0,24	0,09	0,37	0,61
Quanteneffizienz η_q [52, 82, 75]	0,81	0,87-0,83	0,93-0,9	0,5-0,9	0,35-1,8
Fluoreszenzlebensdauer τ [μ s] [56, 45, 79, 59]	3,2 μ s	230 μ s	1,2ms	5-15ms	10,5ms

Laser bauen, die dann mit Blitzlampen, anderen Lasern, oder über resonante Anregung durch andere Dotanten gepumpt werden. Derartige Prozesse verringern aber die Effizienz des Gesamtsystems soweit, dass sie hier nicht in Betracht kommen.

Die vier wichtigsten Ionen der Seltenen Erden sind in Tabelle 1.1 gemeinsam mit grundlegenden Kenndaten aufgeführt. Diese Kenndaten hängen natürlich mehr (Quanteneffizienz, Lebensdauer) oder weniger (Wellenlängen) von dem Wirtsmaterial ab, aber die hier angegebenen, oft verwendeten Wirtsmaterialien sollen als erste Orientierung dienen. Die aufgeführten Materialien sind kommerziell erhältlich und werden in optische guter Qualität hergestellt, weil sie industriell und technisch eingesetzt werden [56]: Ti:Saphir zur Erzeugung ultrakurzer Pulse, Nd:YAG und Yb:YAG für Hochleistungslaser, Er:Glas für Telekommunikationsfasern und Tm:YAG für chirurgische Laserwerkzeuge [86].

Mit besonderer Vorsicht sind hier die gemessenen Quanteneffizienzen zu betrachten. Moulton [52] hat diese aus der Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer für Ti:Saphir bestimmt. Das ist zwar möglich, weil die meisten Verlust- und Übertragungsprozesse temperaturabhängig sind, es ist aber fraglich, ob damit alle Störungen der Quanteneffizienz erfasst sind. Walsh und Barnes [82] haben die Quanteneffizienzen von Nd:YAG und Yb:YAG sowohl photometrisch als auch kalorimetrisch bei Zimmertemperatur bestimmt. Die Werte der beiden Messungen differieren um etwa 5% und sind von der Qualität der Probe und der Temperatur abhängig. Die Autoren führen den Unterschied zwischen Nd³⁺ und Yb³⁺ darauf zurück, dass es bei Ytterbium kein concentration quenching gibt und multi-Phonon-Übergänge durch die höhere Energiedifferenz der beiden Laserniveaus unwahrscheinlicher sind. Tanabe und Hanada [75] haben die Quanteneffizienz von Erbium aus der Fluoreszenzlebensdauer und Parametern des Wirtsmaterials bestimmt. Die Quanteneffizienz und die Fluoreszenzlebensdauer variieren mit der genauen Zusammensetzung des Glases. Für Thulium wurde die Quanteneffizienz von Walsh und Barnes aus der Abhängigkeit der Fluoreszenzlebensdauer von der Dotierungskonzentration bestimmt. Die Autoren selbst betonen die Unsicherheit

dieser Angaben, weil die Literaturwerte, die zur Berechnung herangezogen wurden, je nach Quelle sehr streuen. Quanteneffizienzen über Eins sind möglich, weil durch Kreuzrelaxationsprozesse ein Pumpphoton in zwei Laserphotonen umgewandelt werden kann, der große Quantendefekt (bezogen auf eine 1:1-Umwandlung) lässt das zu. Die große Bandbreite der Werte für Thulium kommt daher, dass diese Kreuzrelaxation stark konzentrationsabhängig ist.

Ti^{3+} hat eine sehr große Verstärkungsbandbreite, diese ist aber hier ein Nachteil, weil das Anschwingen aller Wellenlängen mit hohem Quantendefekt unterdrückt werden müsste. Aufgrund seiner relativ kurzen Fluoreszenzlebensdauer würden außerdem die Fluoreszenzverluste der Schwellinversion im Vergleich zu den anderen Materialien höher ausfallen. Von den verbleibenden Ionen hat Yb^{3+} den kleinsten Quantendefekt, die höchste Quanteneffizienz und das bei weitem einfachste Energieniveauschema. *Daher wird Yb^{3+} als Wirtstion für den Laser ausgewählt.*

Der in Tabelle 1.1 angegebene typische Quantendefekt ist natürlich nur der Wert für die gebräuchlichste Anwendung. Er:YAG kann aber auch bei 1530nm gepumpt werden und bei 1645nm lasen (7%QD) [69]. Genauso kann Nd:YAG auch bei 869nm gepumpt werden und bei 946nm lasen (8%QD) [56] und Yb:YAG kann bei 969nm gepumpt werden und bei 1030nm lasen. (6% QD) [34]. Allerdings sind alle diese Systeme Quasi-3-Niveau-Systeme. Diese werden so genannt, weil das untere Laserniveau thermisch besetzt ist, auch wenn der Effekt weniger ausgeprägt ist als bei echten 3-Niveau-Systemen. Das schlagende Argument für Yb^{3+} ist auch in diesem Vergleich das einfache Energieniveauschema (siehe Abbildung 1.3), welches hohe Quanteneffizienzen ermöglicht.

1.3 Auswahl des Wirtsmaterials

Ytterbium³⁺-Ionen haben eine Elektronenkonfiguration von $[\text{Xe}]4f^{13}$, wie Bruesselbach et al. in [15] erläutern. Die Energieniveaus $^2F_{7/2}$ und $^2F_{5/2}$ kommen zustande, indem ein 4f-Elektron seinen Spin entweder mit oder gegen den Bahndrehimpuls ausrichtet. Durch den Ausrichtungs-Freiheitsgrad des Gesamtdrehimpulses sind die beiden Niveaus entartet. Diese Entartung wird durch ein äußeres elektrisches Feld aufgehoben, so dass 3 bzw. 4 Subniveaus entstehen (siehe Abschnitt 1.4.2, Abbildung 1.5). Das bezeichnet man als Stark-Effekt. Wie bereits angedeutet, kann das lokale elektrische Feld des Wirtsmaterials über die Stärke der Stark-Aufspaltung auch die Lasereigenschaften beeinflussen. Bei 4f-Elektronen ist aber der Einfluss auf Emissions- und Absorptionswellenlängen vergleichsweise gering, weil die 5s- und 5p-Schalen das 4f-Niveau nach außen abschirmen. Daher kommt es bei der Auswahl des Wirtsmaterials eher auf die thermo-mechanischen Eigenschaften an.

Die im Lasermaterial entstehende Wärme wird zu einer Temperaturerhöhung führen, welche die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte beeinflusst. Je nach Wärmeleitfähigkeit k des Materials wird sich eine räumliche Temperaturverteilung ausbilden, welche sowohl über den thermo-optischen Koeffizienten als auch über den Wärmeausdehnungskoeffizienten beeinflusst wird.

effizienten $\alpha = \frac{dL}{L \cdot d\hat{T}}$ zu einer räumlichen Verteilung der optischen Dicke des Lasermaterials führt. Hierbei stellt L die Dicke des Materials und \hat{T} die absolute Temperatur dar. Diese Verteilung der optischen Dicke stellt dann eine thermische Linse dar, wie in der Encyclopedia of Laser Physics and Technology [56] erläutert wird. Außerdem kann die Temperaturverteilung zu Spannungen im Material führen, welche zusätzlich zu Doppelbrechung führen kann. Diese Spannungsdoppelbrechung bewirkt in vielen Lasersystemen Depolarisation und damit Verluste, da Laserstrahlen oft über ihre Polarisation geschaltet werden. Bei der Auswahl des Wirtsmaterials sollten also sowohl Quanteneffizienz und Quantendefekt jeweils wenig Wärme generieren als auch die Auswirkungen dieser Wärme gering sein. Daraus ergeben sich folgende *Forderungen* an die thermo-mechanischen Eigenschaften des Wirtsmaterials:

1. *hohe Wärmeleitung um den Temperaturgradienten zu reduzieren,*
2. *geringe Wärmeausdehnung und geringe Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex,*
3. *in hoher Reinheit/Qualität bzw. mit hoher Quanteneffizienz verfügbar und*
4. *Betrieb mit geringstem Quantendefekt möglich.*

In Tabelle 1.2 sind mögliche Kandidaten und einige ihrer optischen und thermischen Eigenschaften aufgeführt. Dabei wurden jene Materialien ausgewählt, die im Katalog der entsprechenden Händler vorhanden sind (bis auf FP20). Auf Anfrage lassen sich natürlich auch andere Materialien bekommen, das hat aber meist negative Auswirkungen auf die optische Qualität der Materialien. In der Kristallzucht spielen zum einen die Erfahrung und zum anderen die Größe des hergestellten Kristalls entscheidende Rollen. Je mehr Kristalle hergestellt wurden und je größer diese sind, desto besser wird im Allgemeinen die Qualität der Kristalle sein. Neben den hier aufgeführten gibt es noch viele weitere interessante Wirtskristalle für Yb^{3+} , mit denen teilweise auch schon Laser demonstriert wurden, wie z.B. Yttriumvanadat (YVO_4) [47], Lutetiumoxid (Lu_2O_3) [61], Yttrium-Lithiumfluorid (LiYF_4) [37] und Yttrium-Aluminium-Perovskit (YAlO_3) [12]. Diese Untersuchungen von Lasereigenschaften basieren aber alle auf kleinen, teilweise von den Autoren selbst hergestellten Proben, die nicht kommerziell erhältlich sind und nicht reproduzierbar hergestellt werden.

Die in Tabelle 1.2 aufgeführten Materialien sind kommerziell besser verfügbar: Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) ist als Wirtskristall für Nd:YAG und Yb:YAG Laser einer der am häufigsten genutzten und am besten untersuchten Kristalle für Lasermaterialien [79]. Calciumfluorid (CaF_2) ist ein übliches Material für Optiken im UV-Bereich, da es von 0,1 bis $8\mu\text{m}$ transmittiert. Lutetium-Aluminium-Granat (LuAG) wurde entwickelt, um YAG als Wirtskristall zu verbessern da es höhere Wirkungsquerschnitte aufweist [13]. Kalium-Gadolinum-Wolframat (KGW) wurde hier stellvertretend für alle Wolframate aufgeführt. Diese haben bei nur wenig niedrigerer Wärmeleitfähigkeit weit größere Verstärkungsbandbreiten als YAG, sogar fs-Pulse können damit erzeugt werden [16]. Das Fluorid-Phosphat-Glas FP20, ist eine gemeinsame Einwicklung des Otto-Schott-Instituts für Glaschemie und des Instituts für Optik und Quantenelektronik der FSU Jena. Es ist nicht kommerziell erhältlich, steht aber in der Arbeitsgruppe zur Verfügung und ist gut untersucht [78].

Tabelle 1.2: Eigenschaften undotierter Wirtsmaterialien für Yb³⁺.

	YAG [56]	CaF [19]	FP20 [78]	LuAG [8, 1, 13]	KGW [10] (dotiert)
Chemische Formel	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	CaF ₂	s.u. ¹	Lu ₃ Al ₅ O ₁₂	KGd(WO ₄) ₂
Brechungsindex n bei 1032nm	1,82	1,43	1,5	1,84 (589nm)	1,94 1,99 2,03
Wärmeleitfähigkeit k [$\frac{W}{m \cdot K}$]	10-14	9,7	0,9	8,3 - 9,6	2,5 3 3,5
Wärmeausdehnungs- koeffizient α [$\frac{10^{-6}}{K}$]	7-8	18,9	14	6,1	2,4 11 17
thermo-optischer Koeffizient $\frac{dn}{dT}$ [$\frac{10^{-6}}{K}$]	7-10	-11,3	-8,3	8,3	-15 -10 -16
effektiver thermo-optischer Koeffizient χ [$\frac{10^{-6}}{K}$]	14,7	-3,2	-1,3	13,4	0 ²
Linsenwirkung ζ [$\frac{m}{W}$]	1,23	-0,33	-1,44	1,48	0

1.3.1 Thermische Aspekte

Die Wärmeleitfähigkeit des Wirtsmaterials ist in Tabelle 1.2 angegeben, weil sie die Temperaturgradienten bestimmt, die beim Wärmetransport entstehen. Diese ist bei FP20 niedriger als bei den Kristallen, weil die Phononen, welche die Wärme im Festkörper transportieren, aufgrund der fehlenden Fernordnung im Glas häufiger gestreut werden. Da hohe Temperaturen die Wirkungsquerschnitte der Laserionen negativ beeinflussen (siehe nächster Abschnitt), sprechen niedrige Wärmeleitungskoeffizienten gegen die Verwendung des Wirtsmaterials.

Wie Paschotta in [56] erläutert, spielt die Wärmeausdehnung α eine Rolle, weil durch sie Temperaturgradienten das Lasermaterial geometrisch zu einer Linse werden lassen. Im Extremfall kann die resultierende Spannung auch zur Materialzerstörung führen. Da die Zerstörung aber erst bei viel höheren Temperaturgradienten auftritt als die thermische Linse, wird sie hier nicht betrachtet. Außerdem entsteht die thermische Linse noch durch die temperaturabhängige Änderung des Brechungsindex n des Materials. Der sich aus diesen Effekten ergebende effektive thermo-optische Koeffizient

$$\chi = (n - 1) \cdot \alpha + \frac{dn}{dT} \quad (1.4)$$

ist ebenfalls in Tabelle 1.2 angegeben. Die Materialien mit einem negativen $\frac{dn}{dT}$ haben deutlich kleinere effektive thermo-optische Koeffizienten, weil sich der Ausdehnungs-Linseneffekt und der $\frac{dn}{dT}$ -Linseneffekt gegenseitig teilweise aufheben. Zusätzlich kann es eine thermische Linse

¹20mol%Sr(PO₃)₂, 30mol%AlF₂, 10mol%MgF₂, 22mol%CaF₂, 18mol%SrF₂

²je nach Ausbreitungsrichtung, siehe Text

durch Brechungsindexänderung unter mechanischer Spannung geben. Dies wurde z.B. von Chénais et al. in [17] für Yb:YAG und Yb:KGW gemessen und berechnet. Dieser Effekt bleibt hier aus mehreren Gründen zunächst unberücksichtigt: Zum einen ist dieser Term abhängig von der Form und letztlich auch von der Halterung des Laserkristalls. Chénais et al. mussten dafür mehrere Näherungen machen, die hier nicht vollständig anwendbar sind. Zum anderen liegen über die anderen Materialien keine ausreichenden Literaturwerte vor, um sinnvolle Vergleiche zu ziehen.

Die jeweils dreifachen Werte von KGW kommen zustande, weil der Kristall anisotrop ist. Wie Biswal et al. [10] erläutern, lässt sich eine athermische Achse im Kristall finden: Je nachdem auf welche Achse die Polarisation des Pump- bzw. Laserlichts fallen soll, lässt sich die andere Achse des Kristalls so kippen, dass sich das negative $\frac{dn}{dT}$ und die positive Wärmeausdehnung optisch genau aufheben.

Als Maß für die Linsenwirkung ζ von Wärmequellen lässt sich der Quotient aus effektivem thermo-optischem Koeffizienten und Wärmeleitfähigkeit heranziehen:

$$\zeta = \frac{(n - 1) \cdot \alpha + \frac{dn}{dT}}{k} \quad (1.5)$$

Ersterer bestimmt linear die Auswirkungen des Temperaturgradienten, letztere bestimmt in der Wärmeleitungsgleichung linear die Höhe des Temperaturgradienten. Anhand dieses Maßes sind in CaF₂ und in KGW entlang der athermischen Achse die geringsten Auswirkungen von Wärmequellen zu erwarten.

Die Anisotropie des KGW hat zwar den Vorteil, dass eine athermische Achse existiert, aber den Nachteil, dass es dadurch auch doppelbrechend ist. Wie in Abschnitt 1.6 genauer erläutert wird, wird die unpolarisierte Pumpstrahlung unter einem Winkel auf das Lasermaterial treffen müssen. Die Doppelbrechung würde dann dazu führen, dass der Pumpstrahl in zwei Strahlen mit unterschiedlich weit entfernten Foki aufgeteilt wird. Dieser Effekt würde sich bei mehreren Pumpdurchläufen vervielfachen, was den Pumpstrahl stören würde. Daher wird KGW hier als mögliches Wirtsmaterial nicht weiter betrachtet.

1.3.2 Spektrale Aspekte

In Abbildung 1.4 sind Absorptions- und Emissionsspektren von Yb³⁺ in den jeweiligen Materialien bei Zimmertemperatur und um 80K dargestellt. Die Daten dafür wurden von uns und von Jambunathan et al. gemessen und in [43, 42] und [35] veröffentlicht. Im CaF₂ und im FP-Glas kam es aufgrund der starken Pumpe zu einer Erwärmung, daher die höhere Temperatur des Fluoreszenzspektrums. Die Emissionswirkungsquerschnitte wurden mithilfe der McCumber-Relation und der Füchtbauer-Ladenburg Methode bestimmt, wie von uns in [43] beschrieben wird. Die Tatsache, dass das Spektrum des gleichen Ions jeweils anders aussieht, ist darauf zurückzuführen, dass die Energieniveaus der Ionen vom elektrischen Feld der Umgebung beeinflusst werden. Mit sinkender Temperatur verändert sich außerdem die Besetzung der Energieniveaus (siehe Abschnitt 1.4.2), so dass die Spektrallinien schmaler

und höher werden. Im YAG und LuAG ersetzt ein Yb-Ion immer genau ein Yt- bzw. Lu-Ion im Kristallgitter und daher haben die Ionen alle genau das gleiche Spektrum. Die verbleibende homogene Verbreiterung ist temperaturabhängig. Im FP-Glas hingegen sitzen die Ionen an unterschiedlichen Stellen mit unterschiedlichen Feldern. Durch diese inhomogene Verbreiterung ist das Spektrum sehr glatt und ändert sich mit der Temperatur wenig. Im CaF_2 gibt es mehrere Stellen im Gitter, an die sich die Yb-Ionen setzen können. Außerdem können kollektive Anordnungen, sogenannte Cluster eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 1.4). Breite und Temperaturabhängigkeit sind jeweils zwischen den Extremen vom Glas und YAG/LuAG.

Die Spektren haben die typische Null-Phonon-Linie gemeinsam. Hier überlappen Emission und Absorption. Von dort aus erstreckt sich das Absorptionsspektrum größtenteils in den kurzwelligen Bereich und das Emissionsspektrum in den langwelligen Bereich. Die Spektren von YAG und LuAG sind sich aufgrund der Kristallstruktur sehr ähnlich. Die Wellenlänge der maximalen Absorption liegt etwa bei 969nm. Im FP20 sind es 975nm und im CaF_2 980nm. Je näher die Pumpwellenlänge und die Laserwellenlänge beieinander liegen, desto kleiner ist der Quantendefekt und damit der unvermeidbare Wärmeeintrag ins Material. Die anhand des Spektrum niedrigste denkbare Laserwellenlänge für YAG und LuAG wären etwa 1000nm. Aufgrund des um etwa eine Größenordnung höheren Emissionswirkungsquerschnittes bei 1032nm, müssten aber zusätzliche Maßnahmen unternommen werden, um die Laseraktivität dort zu unterdrücken. Aufgrund des breiten Emissionsspektrums des FP-Glases ist hier Laseraktivität von 992nm bis 1070nm denkbar. Bei niedrigen Wellenlängen wird allerdings, wie das Absorptionsspektrum zeigt, die Laserstrahlung von den Ionen im Grundniveau teilweise absorbiert werden. Diese Reabsorption verringert sich mit sinkender Temperatur. Außerdem ist aufgrund der teilweise inhomogenen Verbreiterung fraglich, wie viele der Laserionen an einem Laserübergang bei 992nm teilnehmen würden. Bei CaF_2 ist Emission bis hinab zu 992nm oder 996nm denkbar. Auch hier tritt wieder Reabsorption auf, welche sich durch Kühlung reduzieren lässt. Die spektrale Breite des Absorptionspeaks ist mit 1,8nm bei 80K groß genug, um mit einer Wellenlängen-stabilisierten Diode [80] gepumpt werden zu können. Wie in [34] berichtet wird, ist das beispielsweise bei Yb:YAG nicht möglich: Unterhalb von 120K ist die Null-Phonon-Linie mit etwa 0,2nm FWHM-Breite selbst für Wellenlängen-stabilisierte Pumpquellen zu schmal.

Die geringsten zu erwartenden Quantendefekte weisen also CaF_2 und FP20 auf. Wie aber schon die Temperatur des Fluoreszenzspektrums andeutet, sind die niedrigen Temperaturen zum Erreichen dieses Quantendefekts im Glas aufgrund der geringeren Wärmeleitung schwerer zu erreichen. Wenn bei einer Pumpwellenlänge von 980nm die Laserwellenlänge von 1032nm auf 992nm reduziert wird, sinkt der Quantendefekt von 5% auf 1,2%. Die Erwärmung durch den Quantendefekt wird damit um 76% verringert. Ricaud et al. haben einen solchen Laserbetrieb auch schon demonstrieren können, allerdings zunächst mit minimaler Effizienz [65]. Während der Planung der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente, wurden von Ricaud et al. mit einem weiteren Festkörperlaserdesign 35% Effizienz (Ausgangsleistung gegen *absorbierte* Leistung) erreicht [66].

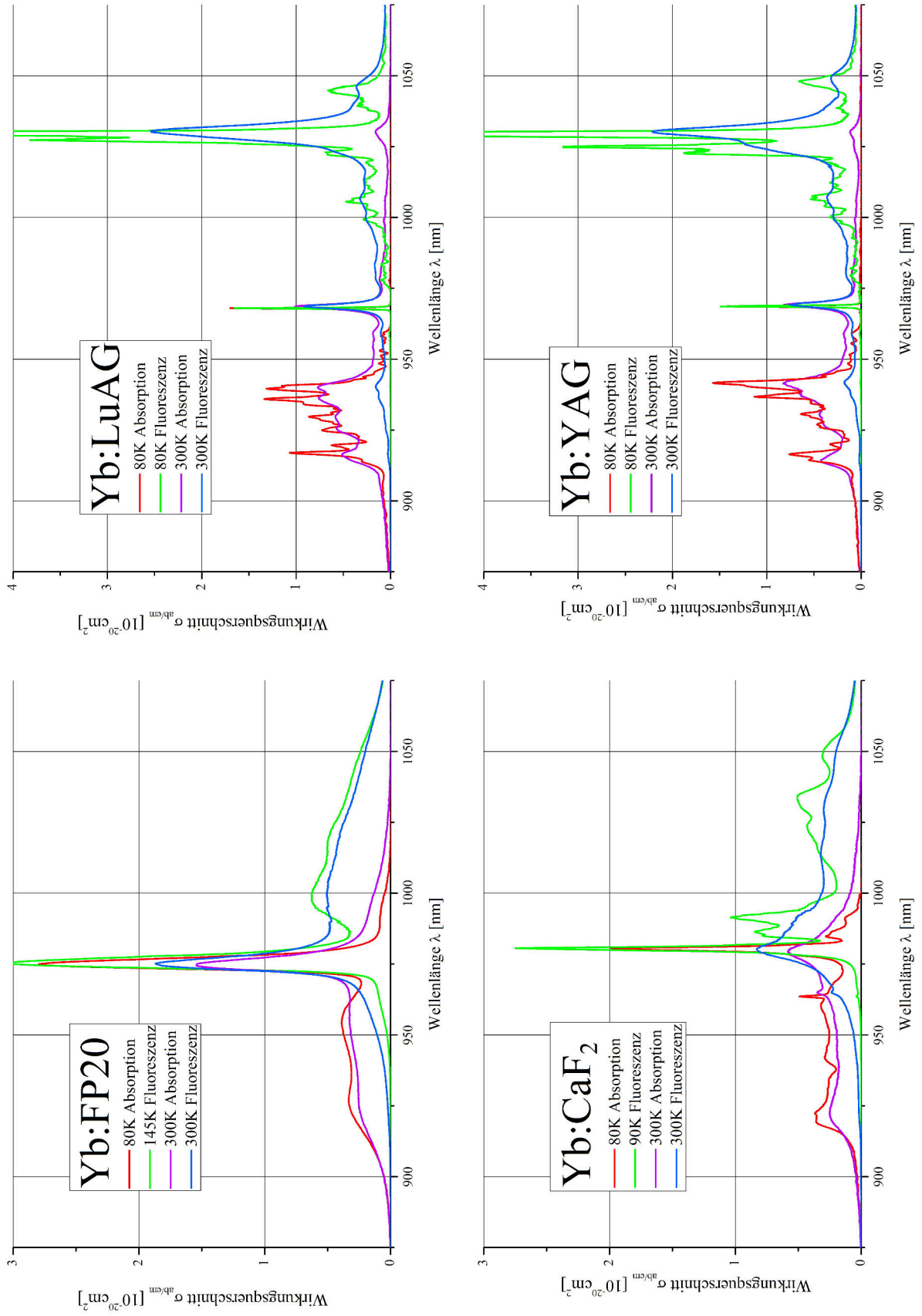


Abbildung 1.4: Absorptions- und Emissions-Spektren der möglichen Wirtskristalle; Daten aus [42] und [35].

Natürlich spielt auch der Emissionswirkungsquerschnitt eine entscheidende Rolle, da eine hohe Verstärkung beim Oszillatordesign vorteilhaft für die Vermeidung von resonatorinternen Verlusten ist (siehe Abschnitt 1.5.3). Dieser ist für niedrige Quantendefekte bei CaF_2 und FP20 am größten, wobei es hier natürlich auf die Temperatur und die Inversion des Materials ankommt, da die effektive Verstärkung durch die Reabsorption reduziert wird.

Aufgrund der geringen thermischen Linsenwirkung, der guten Wärmeleitung und dem geringen möglichen Quantendefekt wird Calciumfluorid als Wirtsmaterial ausgewählt.

1.4 Eigenschaften von $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$

Im Folgenden werden wichtige Eigenschaften von $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ dargestellt. Dabei werden sowohl das Energieniveauschema und die effektiven Wirkungsquerschnitte diskutiert als auch die thermischen und mechanischen Eigenschaften vorgestellt, jeweils unter dem Einfluss der Temperatur.

1.4.1 Thermo-mechanische Eigenschaften

In Tabelle 1.3 sind die für diese Arbeit wichtigsten Eigenschaften von CaF_2 und $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ aufgeführt. Insbesondere die Fluoreszenzlebensdauer und die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte werden in der Fachliteratur kontrovers diskutiert [43, 19, 42]. In CaF_2 wird die Fluoreszenzlebensdauer der Yb-Ionen vor allem durch Reabsorption und darauffolgende Emission, sogenanntes radiation trapping, erhöht. Die von uns in [43] gemessene Lebensdauer ist im Vergleich zu der von Druon et al. [19] kürzer, weil dieses radiation trapping vermieden wurde. Durch die Reabsorption werden auch die Höhe der gemessenen Spektren und die berechneten Wirkungsquerschnitte beeinflusst. So kommen die unterschiedlichen Werte der Wirkungsquerschnitten zustande. Gerade weil sich in der Null-Phonon-Linie Emission und Absorption so stark überlappen, ist die genaue Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sehr schwierig und die Ergebnisse sind kritisch zu betrachten.

Die von Druon et al. aufgeführten experimentell bestimmten thermo-optischen Koeffizienten wurden in [11] an einem 0,5mm dicken und mit 2,9mol% Yb dotierten CaF_2 -Kristall gemessen. Sie unterscheiden sich erheblich von den theoretisch (diesmal unter Einbeziehung der mechanischen Spannung) berechneten Werten, weil zum einen die Geometrie-Näherungen für die Spannungsberechnung nicht ganz zutreffend sind und zum anderen die Berechnung für undotiertes Material erfolgte.

Mit sinkender Temperatur sinken die thermo-optischen Koeffizienten, was zu geringeren thermischen Linsen führt. Auf die Fluoreszenzlebensdauer hat die Temperatur bemerkenswerter Weise keinen Einfluss. Das deutet auf eine hohe Quanteneffizienz hin. Für reines CaF_2 würde eine sinkende Temperatur zwar auch eine erheblich verbesserte Wärmeleitung bedeuten, weil die freie Weglänge der Phononen mit sinkender Temperatur steigt. Dieser Effekt ist, wie Messungen von Popov et al. [64] zeigen, bei dotiertem Material allerdings geringer oder kehrt sich sogar um. Die Dotierung des hier verwendeten Materials wird bei 3mol%

Tabelle 1.3: Eigenschaften von CaF_2 und $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ bei 273K und 77K; Daten aus [19] soweit nicht anders gekennzeichnet.

undotierter Kristall	CaF_2 bei 273K	CaF_2 bei 77K
Schmelzpunkt	1691K	
Brechungsindex n bei 1 μm	1,429	1,435
Nichtlinearer Index \hat{n}	$1,9 \cdot 10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}}$	
Wärmeleitfähigkeit k	$9,7 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$68 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
Wärmeausdehnung α	$18,9 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$	$4,5 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$
thermo-optischer Koeffizient $\frac{dn}{dT}$	$-11,3 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$	$-3 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$
effektiver thermo-optischer Koeffizient χ (berechnet incl. Spannung)	$-11,3 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$	$-3,16 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$
dotierter Kristall $\approx 2,5\%$	$\text{Yb}:\text{CaF}_2$ bei 273K	$\text{Yb}:\text{CaF}_2$ bei 77K
Lebensdauer	2,4ms	
Lebensdauer [43]	1,9ms	1,9ms
Sättigungsintensität I_S	$32 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$	$17 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$
Wärmeleitfähigkeit k	$5,4 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$4,9 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
Wärmeleitfähigkeit k bei 3% Dotierung [64]	$4 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$2,86 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$
maximaler Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{ab}	$0,54 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$	$1,7 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$
maximaler Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{ab} [42]	$0,6 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$	$1,9 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$
Emissionswirkungsquerschnitt bei max. Absorption σ_{emP}	$0,48 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$	$0,62 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$
Emissionswirkungsquerschnitt bei max. Absorption σ_{emP} [42]	$0,86 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$	$2,6 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$
thermo-optischer Koeffizient χ (experimentelle Werte bei 2,9mol%)	$-17,8 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$	$-2,45 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$
durchschnittliche Fluoreszenzwellenlänge λ_{fl}	1005nm	1018nm

liegen. Für solche Konzentrationen liegt die Wärmeleitung im Bereich 120-300K fast unverändert bei $4 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ und sinkt dann in Richtung 50K ab auf $2 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$. Die mit steigender Dotierung abnehmende Wärmeleitung führt der Autor auf Yb-Cluster im Material zurück, die die freie Weglänge der Phononen begrenzen und zitiert Strukturuntersuchungen von S. A. Kasanskii [38], welche zeigen, dass jeweils sechs Yb-Ionen an einem Cluster beteiligt sind: Das ist die gleiche Clusterstruktur, die in [62] und [70] für die Emissionsspektren verantwortlich gemacht wird. Der Effekt, dass die Wärmeleitung dieser dotierten Materialien mit sinkender Temperatur sinkt, ist typisch für ungeordnete Systeme wie Gläser [64]. Da die Yb^{3+} -Ionen aufgrund ihrer unpassenden Ladung nicht störungsfrei ins Gitter eingebaut werden können, wird bei steigender Dotierung zunehmend die Ordnung des Kristalls gestört.

1.4.2 Energieniveauschema und Einfluss der Temperatur

Das Energieniveauschema von Ytterbium³⁺:Calciumfluorid ist in Abbildung 1.5 dargestellt und mit nur zwei Energieniveaus vergleichsweise einfach. Im elektrischen Feld des Kristalls werden die beiden entarteten Niveaus $^2F_{7/2}$ und $^2F_{5/2}$ jeweils in 4 bzw. 3 Subniveaus aufgespalten. Im Bild sind wichtige Übergänge mit ihren Wellenlängen und die Energiedifferenzen der Niveaus bezogen auf das Grundniveau angegeben. Die Energie-Daten stammen aus einer Veröffentlichung von Petit et al. [62]. Dort wurden Spektren von verschieden stark dotiertem Yb:CaF₂ analysiert und festgestellt, dass in dem hier interessanten Bereich von wenigen Prozent Dotierung Yb-Cluster für den größten Teil der Emission verantwortlich sind. Wegen dieser Cluster und der Wechselwirkung mit Phononen ist das Spektrum nicht auf die eingezeichneten Spektrallinien begrenzt, sondern breiter.

Durch das einfache Energieniveauschema sollte die Quanteneffizienz von Yb:CaF₂ sehr hoch sein. Kuhn et al. [44] haben diese photo-akustisch gemessen, um eine Referenz für die Vermessung von Gläsern zu haben. Die Messung ergab $\eta_Q = 0,98 \pm 0,03$. Boudeile et al. [11] haben eine Messung des Quantendefekts durchgeführt, indem 40W optische Leistung in einem 220 μ m-Fokus einer CaF₂-Probe absorbiert wurden und Wärmebildaufnahmen gemacht wurden. Sie erhielten für ihre Probe $\eta_Q = 0,993$. Diese hohen Werte lassen sich durch das einfache Energieniveauschema und damit die Abwesenheit von ESA und der meisten anderen Verlustprozesse erklären.

Wie auch schon in Abbildung 1.4 zu sehen, überlappen das Absorptions- und das Emissionsspektrum bei ca. 980nm in der Null-Phonon-Linie. Diese entspricht einem Übergang zwischen den beiden untersten Subniveaus. Um den Quantendefekt klein zu halten und von den hohen Wirkungsquerschnitten (je nach Temperatur $0,6..1,9 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$) zu profitieren, wird bei dieser Wellenlänge die Pumpdiode betrieben. Diese ist in Abschnitt 2.1 genauer dargestellt.

Je nach Pumpwellenlänge und Laserwellenlänge kann Yb³⁺ quasi als 4-Niveau-System betrieben werden (Pumpe 940nm, Laser 1030nm), oder als quasi-3-Niveau-System (Pumpe 940nm, Laser 980nm), oder auch als quasi-inverses-3-Niveau-System (Pumpe 980nm, Laser 1032nm). Allerdings muss man beachten, dass die Subniveaus thermisch besetzt sind. In Abbildung 1.5 ist das durch die $k_B \hat{T}$ -Klammern symbolisiert. Um diese Systeme von den „echten“ 3- und 4-Niveau-Systemen abzugrenzen, dient das „quasi“ in der Bezeichnung. Die Energiedifferenzen zwischen den Subniveaus liegen im Bereich der Phononenenergien. Durch deren permanente Wechselwirkung wird der Besetzungszustand eines Subniveaus Teil des thermischen Gleichgewichts des Wirtskristalls. Daher wird die Temperatur des Materials darüber entscheiden, wie sich die Elektronen im unteren bzw. oberen Niveau auf die einzelnen Subniveaus verteilen. Wie in Koechner [40] detailliert hergeleitet wird, entspricht die Besetzung einer diskreten Boltzmannverteilung:

$$N_j = N_0 \cdot \exp\left(\frac{E_j - E_0}{k_B \cdot \hat{T}}\right) \quad (1.6)$$

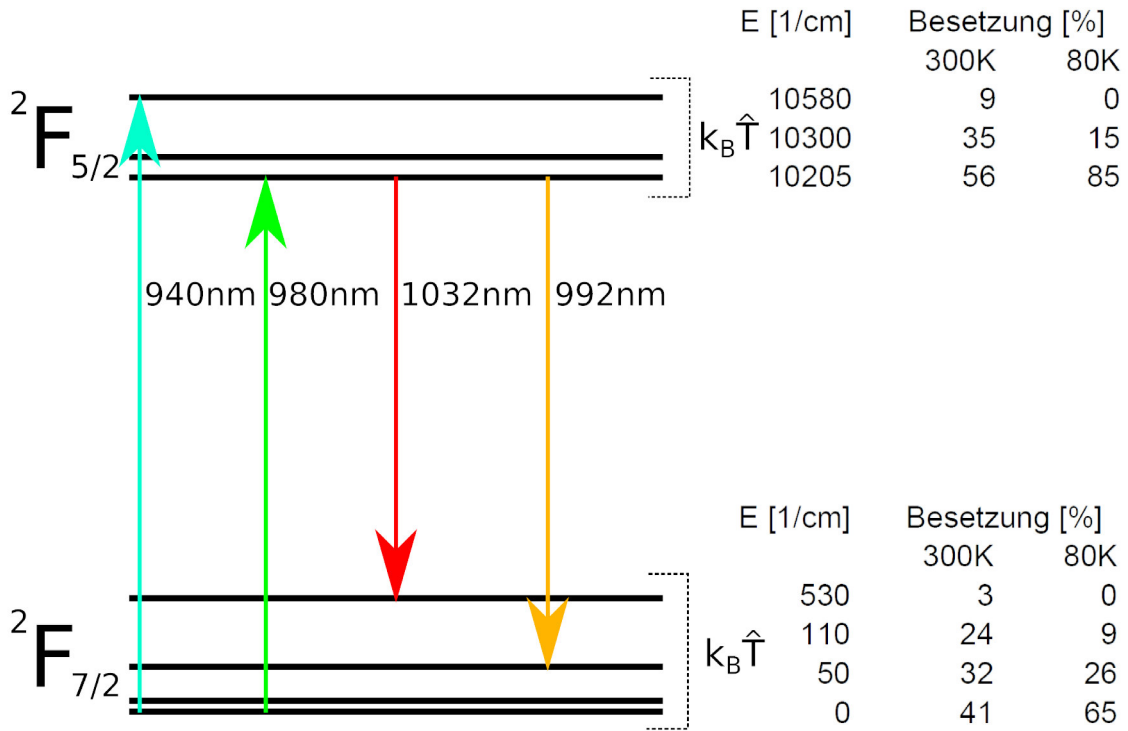


Abbildung 1.5: Energieniveauschema von Yb:CaF₂ mit Besetzungsverhältnissen für 300K und 80K.

Die Anzahl der Ionen im Subniveau N_j hängt dabei von der Anzahl der Ionen im Grundniveau N_0 , von der Energie der Subniveaus E_j, E_0 und von der Temperatur \hat{T} ab; k_B stellt die Boltzmann-Konstante dar. Diese Wechselwirkung tritt nur innerhalb der Subniveaus auf, da nur diese geringen Energiedifferenzen von einzelnen Phononen überbrückt werden können. Da die Degeneration der Niveaus durch die Stark-Aufspaltung aufgehoben wurde, sind die Faktoren für Entartung, wie man sie in der Literatur findet, hier nicht nötig.

Wie von Brüsselbach in [15] für Yb:YAG gezeigt wird, findet das Erreichen dieses thermischen Gleichgewichts auf einer Zeitskala von Picosekunden statt, weil ein einzelnes Phonon ausreicht, um jede Energiedifferenz innerhalb der Subniveaus zu überbrücken. Analog kann man argumentieren, dass bei Yb:CaF₂ die Energieseparation von zwei Subniveaus untereinander maximal $420 \frac{1}{\text{cm}}$ ist. Elcombe berichtet in [22] über die Messung der Phononenfrequenzen in CaF₂ mittels Neutronenstreuung. Diese gehen bis zu 14THz; das entspricht einer Energie von $467 \frac{1}{\text{cm}}$. Die Übergänge innerhalb der Niveaus können also jeweils durch Wechselwirkung mit einem Phononen überwunden werden. Da die Thermalisation in der Größenordnung von Picosekunden stattfindet, ist sie schnell im Vergleich zur Lebensdauer τ des $2F_{5/2}$ -Niveaus von 1,9ms [43]. Für die Anwendung in cw-Laseroszillatoren und Verstärkern für Nanosekundenpulse kann man also so tun, als würde diese thermische Besetzung instantan erfolgen.

Um den Quantendefekt so klein wie möglich zu halten, wird ein Laserbetrieb bei 992nm angestrebt. Das ist bei Zimmertemperatur nicht möglich, weil die Absorption des Materials auf dieser Wellenlänge zu stark ist [66]. Das kommt daher, dass das untere Niveau dieses Übergangs ($110 \frac{1}{\text{cm}}$) thermisch bevölkert ist. Wie schon in Abbildung 1.4 deutlich wurde,

lässt sich das aber durch das Kühlen des Lasermaterials reduzieren. In Abbildung 1.5 sind auch die Besetzungsverhältnisse für die Subniveaus bei 300K und bei 80K aufgeführt, welche auf Gleichung 1.6 basieren. Angegeben ist, wie viele der Elektronen im oberen bzw. unteren Niveau jeweils auf dieses Subniveau entfallen. Aus den Zahlen wird klar, dass sich mit der sinkenden Temperatur die Bevölkerung des $110\frac{1}{\text{cm}}$ -Niveaus um mehr als 60% reduziert. Ein ähnlicher Effekt tritt für den 1032nm-Übergang ein, allerdings war dessen unteres Laserniveau auch schon bei 300K kaum noch besetzt. Außerdem ist von Vorteil, dass sich mit der Kühlung auch der Anteil der Ionen im oberen Laserniveau erhöht, was wiederum die Emission auf den erwünschten Wellenlängen verstärkt.

Die kryogene Kühlung wird hier also explizit *nicht* verwendet, um durch große Temperaturdifferenz viel Wärme abzutransportieren, sondern um dem Laserprozess so zu beeinflussen, dass *weniger Wärme entsteht*.

Die durchschnittliche Fluoreszenzwellenlänge ist der Schwerpunkt des Emissionsspektrums. Sie gibt Auskunft über den Quantendefekt bei reiner Fluoreszenz, also für den Pumpleistungsbereich bis hin zur Laserschwelle. Da die Schwelleninversion während des gesamten Laserbetriebs aufrechterhalten werden muss, wird auch während des Laserbetriebs das Lasermaterial mit diesem Quantendefekt fluoreszieren und entsprechend erwärmt. Eine niedrige Laserschwelle hilft, diese Erwärmung gering zu halten. Mit sinkender Temperatur steigt die durchschnittliche Fluoreszenzwellenlänge leicht an, vor allem weil die Fluoreszenz zwischen 950nm und 975nm durch die Abkühlung fast völlig verschwindet.

1.4.3 Effektive Wirkungsquerschnitte

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Elektrons mit einem Photon wird mit einem wellenlängenabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\lambda)$ [m^2] beschrieben. Der Absorptionskoeffizient γ im Lambert-Beer'schen Gesetz lässt sich damit als Produkt aus Wechselwirkungsquerschnitt und Ionenkonzentration bzw. Dotierungsdichte C [$\frac{1}{\text{m}^3}$] auffassen:

$$\frac{P}{P_0} = \exp(\gamma \cdot L) = \exp(\sigma \cdot C \cdot L) \quad (1.7)$$

Dabei stellen P und P_0 die optische Leistung nach und vor dem Medium dar, L die Länge des Mediums. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich sowohl für Absorptions- ($\gamma < 0$) als auch für Emissionsprozesse ($\gamma > 0$) definieren. Damit kann sowohl die Absorption der Pumpstrahlung als auch die Verstärkung für die Laserstrahlung beschrieben werden. Durch die oben erwähnte thermische Besetzung der Niveaus kommt es auch auf der Laserwellenlänge zu Absorption und auf der Pumpwellenlänge zu stimulierter Emission. Daher müssen die beiden Spektren (siehe Bild 1.4) entsprechend kombiniert werden, um die effektive Verstärkungswirkung des Materials zu bestimmen. Dazu wird die Inversion β definiert als der Anteil der Ionen, die sich im ${}^2F_{5/2}$ -Niveau befinden:

$$\beta = \frac{n_2}{C} \quad (1.8)$$

Hier stellt $n_2 \left[\frac{1}{\text{m}^3} \right]$ die Dichte der Ionen im ${}^2F_{5/2}$ -Niveau dar. Um den effektiven Wirkungsquerschnitt σ_{eff} zu bestimmen, wird das Fluoreszenzspektrum σ_{em} mit dem Anteil der Ionen im oberen Niveau und das Absorptionsspektrum σ_{ab} mit dem Anteil der Ionen im unteren Niveau gewichtet:

$$\sigma_{eff} = \sigma_{em} \cdot \beta - \sigma_{ab} \cdot (1 - \beta) = \beta \cdot (\sigma_{em} + \sigma_{ab}) - \sigma_{ab} \quad (1.9)$$

Diese Größe macht natürlich nur für eine statistische Gesamtheit von Laserionen Sinn, nicht für ein einzelnes Ion. Die Dotierungsdichte der Yb-Ionen wird in dieser Arbeit in der Größenordnung von $\frac{10^{20}}{\text{cm}^3}$ liegen, so dass diese statistische Gesamtheit auch für Pumpgebiete in der Größenordnung von $500\mu\text{m}$ und kleiner noch problemlos gegeben ist.

Dieser effektive Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 1.6 für Inversionen bis 0,4 dargestellt. Die Inversion von Null entspricht dem reinen Absorptionswirkungsquerschnitt. Wie zu sehen ist, ergibt sich für zunehmende Emission nicht nur eine zunehmende Verstärkung, sondern die Wellenlänge der maximalen Verstärkung verschiebt sich auch. Der Grund dafür ist, dass durch das Pumpen nicht nur das obere Laserniveau bevölkert wird, sondern auch das Grundniveau entvölkert, womit die Reabsorption auf den kürzeren Wellenlängen sinkt. Schon bei einer Inversion von 0,2 sind die Verstärkungen bei ca. 992nm und 1032nm gleich stark. Für höhere Inversionen ist das Maximum bei 992nm. Bemerkenswert ist auch, dass die Absorption bei 980nm, also der Pumpwellenlänge, mit der Inversion super-linear abnimmt. Man vergleiche das mit der Veränderung der Absorption bei 940nm. Das liegt an

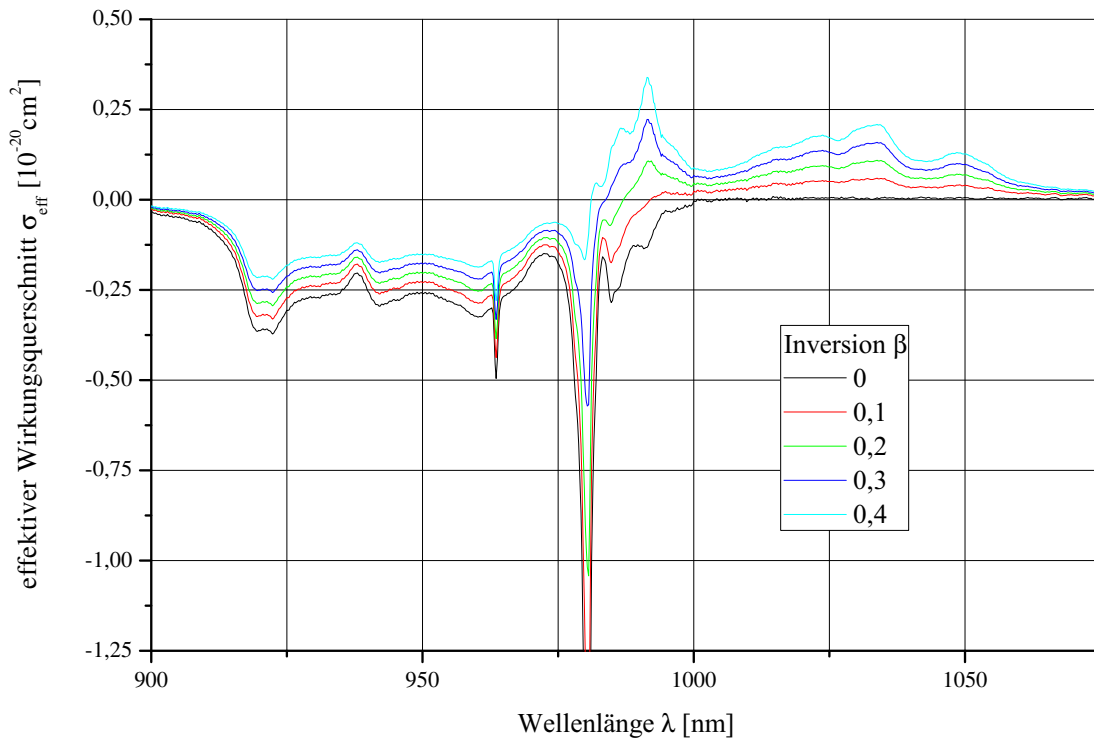


Abbildung 1.6: Effektiver Wirkungsquerschnitt von Yb:CaF₂ für verschiedene Inversionen bei 80K. Berechnet aus Daten aus [42].

dem großen Emissionswirkungsquerschnitt bei 980nm. Die Ionen im oberen Niveau tragen mit ihrem großen Emissionswirkungsquerschnitt erheblich zur Abnahme der effektiven Absorption bei. Im Gegensatz dazu spielt dieser Effekt bei 940nm praktisch keine Rolle, weil dort keine Emission vorhanden ist.

Der zu konstruierende Yb:CaF₂ Laser soll also bei 980nm gepumpt werden, im Bereich 990-1035nm lasen können und kryogen gekühlt werden.

1.5 Der Laseroszillator

In diesem Abschnitt wird zunächst die grundlegende Funktionsweise von Laseroszillatoren erläutert. In Koechner [40] werden alle Zusammenhänge und Gleichungen hergeleitet, hier wurden sie jeweils für Yb³⁺ angepasst. Aus diesen Zusammenhängen wird dann ein Pumpkonzept und ein Laserdesign entwickelt, bevor im nächsten Kapitel die Parameter des Designs ausgearbeitet werden.

1.5.1 Die Ratengleichungen

Mit den in Gleichung 1.7 eingeführten Wirkungsquerschnitten lassen sich die Ratengleichungen für Yb³⁺ folgendermaßen aufschreiben:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{n_2}{\tau} + n_2 \cdot c \cdot \phi(\lambda) \cdot \sigma_{em}(\lambda) - n_1 \cdot c \cdot \phi(\lambda) \cdot \sigma_{ab}(\lambda) \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (1.11)$$

Dabei stellen n_1 und n_2 die Besetzungsdichten des ${}^2F_{5/2}$ - bzw. ${}^2F_{7/2}$ -Niveaus, ϕ die Photonendichte $[\frac{1}{m^3}]$ im Medium und τ die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Niveaus dar. Die Photonendichte erfasst dabei sowohl die Pumpstrahlung als auch die Laserstrahlung. Die Darstellung über die Wirkungsquerschnitte separat für Emission und Absorption ist hier sinnvoller als jene aus der Literatur, weil die Abstände der Subniveaus klein genug sind, um eine „gemeinsame“ Besetzung zu rechtfertigen, aber weit genug auseinander, um nicht mehr von Entartungsfaktoren $g_{1/2}$ zu sprechen, sondern verschiedene σ_{ab} und σ_{em} angeben zu können. Des Weiteren ist durch die Einbeziehung der Pumpe in die Photonendichte sowohl die Reabsorption der Laserstrahlung als auch die Pumpsättigung von der Gleichung mit erfasst. Mit obiger Definition der effektiven Wirkungsquerschnitte lautet Gleichung 1.10:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{n_2}{\tau} + C \cdot c \cdot \phi(\lambda) \cdot \sigma_{eff}(\lambda, n_1, n_2) \quad (1.12)$$

Diese Schreibweise ist nicht sinnvoll, um die Differentialgleichungen zu lösen, weil die Besetzungsdichten im effektiven Wirkungsquerschnitt enthalten sind. Dafür verdeutlicht sie, dass das Photonenfeld im Durchschnitt mit den aktiven Ionen über einen effektiven Wechselwirkungsquerschnitt interagiert, ohne dass es es darauf ankommt, ob an einem *einzelnen*

Ion nun gerade Absorption oder Emission stattfindet. Das Produkt $\phi(\lambda) \cdot \sigma(\lambda)$ ist dabei zu verstehen als punktweise Multiplikation, falls die Photonendichte aus einzelnen Wellenlängen besteht, oder als $\int \phi'(\lambda) \cdot \sigma(\lambda) d\lambda$ falls ein breites Spektrum vorhanden ist. Für ein schmales Pumpspektrum ϕ_P und ein schmales Laserspektrum ϕ_L würde Gleichung 1.10 lauten:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{n_2}{\tau} + n_2 \cdot c \cdot (\phi_P \cdot \sigma_{emP} + \phi_L \cdot \sigma_{emL}) - n_1 \cdot c \cdot (\phi_P \cdot \sigma_{abP} + \phi_L \cdot \sigma_{abL}) \quad (1.13)$$

Die Besetzung des unteren Niveaus steigt also durch die Fluoreszenz des oberen Niveaus (erster Term) und durch die stimulierte Emission auf Pump- und Laserwellenlänge (zweiter Term) und sinkt durch die Absorption auf Pump- und Laserwellenlänge (dritter Term). Das Zusammenspiel von Emission und Absorption auf der Pumpwellenlänge bewirkt die Sättigung der Pumpabsorption. Die Tatsache, dass die Emissions- bzw. Absorptions-Wirkungsquerschnitte für eine spezielle Wellenlänge (Indizes $_L$ für Laser bzw. $_P$ für Pumpe) nicht gleich sind, liegt an der Existenz von Subniveaus. Die Besetzung des Subniveaus, von dem aus emittiert wird, ist nicht genau n_2 sondern jener Bruchteil davon, der durch die in Gleichung 1.6 beschriebene thermische Besetzung auf jenem Subniveau vorhanden ist. Die aus der Literatur bekannten Entartungsfaktoren sind hier quasi in die Wirkungsquerschnitte eingeflossen.

Aus Gleichung 1.13 wird auch erkenntlich, dass die Reabsorption auf der Laserwellenlänge ($\phi_L \cdot \sigma_{abL}$) keine zusätzliche Erwärmung oder Verringerung der Effizienz bewirkt: Durch sie wird wieder ein Ion im Niveau n_2 erzeugt. Da dieser quasi-Pumpvorgang genau mit der Laserwellenlänge vonstatten geht, wird es bei einer erneuten Emission keinen Quantendefekt geben. Wie Gleichung 1.12 schon zeigt: Sowohl bei der Pumpabsorption als auch bei der Laseremission kommt es nur auf die *durchschnittliche* Absorption bzw. Verstärkung an, auch wenn an einzelnen Ionen zwischenzeitlich der gegenteilige Prozess stattfindet.

1.5.2 Resonatormoden

Ein Laserresonator besteht aus einer optischen Kavität und einem Lasermedium. Die optische Kavität wird meist mit Spiegeln realisiert, die so angeordnet sind, dass Licht auf ihrer optischen Achse die Kavität nicht verlassen kann. Dabei unterscheidet man zwischen linearen Resonatoren, die zwei Endspiegel haben und Ringresonatoren, bei denen das Licht drei oder mehr Spiegel immer in der gleichen Reihenfolge passiert. Bedingt durch die Spiegelgeometrie können sich in der Kavität stabile Moden bilden. Das sind Lichtfelder, die nach einer Anzahl an Umläufen in der Kavität wieder die gleiche transversale Feldverteilung ausweisen wie zuvor, also stehende Wellen. Wenn die Kavität nur aus parabolischen Optiken und optisch homogenen Medien besteht, sind diese Feldverteilungen Hermite-Gauß-Moden, wie Paschotta in [56] zeigt. Die einfachste dieser Feldverteilungen ist ein Gaußstrahl

$$I(r, z) = \frac{2 \cdot P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (1.14)$$

dessen lokale Intensität I [$\frac{W}{m^2}$] von seiner Gesamtleistung P , der Position entlang der optischen Achse z und der Entfernung zur optischen Achse r abhängt. $w(z)$ ist ein Maß für die Breite des Strahls und ändert sich entlang der optischen Achse gemäß:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (1.15)$$

z_R ist die Rayleigh-Länge, das ist jene Distanz hinter der Strahltaile, in der sich die Querschnittfläche des Strahls verdoppelt hat.

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.16)$$

w_0 ist die radiale Entfernung von der optischen Achse im Fokus ($z = 0$), bei der die Leistung auf $\frac{1}{e^2}$ abgesunken ist und damit ein Parameter, der den Strahl charakterisiert. In der Praxis entsprechen Strahlen aus stabilen Laseroszillatoren trotz obiger paraxialer Näherung meist gut diesem Modell. Abweichungen davon werden mit dem M^2 -Faktor behandelt. ISO Standard 11146 [33] definiert den M^2 -Faktor als das Strahlparameterprodukt $\theta \cdot w_0$ geteilt durch das Strahlparameterprodukt eines beugungsbegrenzten Gaußstrahls:

$$M^2 = \frac{\theta \cdot w_0 \cdot \pi}{\lambda} \quad (1.17)$$

Hier stellt θ den halben Öffnungswinkel des Strahl im Fernfeld dar. Der M^2 -Wert ist größer als 1, wenn der Strahl kein reiner Gaußstrahl ist, sondern höhere Hermite-Gauß-Moden enthalten sind. Genaugenommen ist $M_x^2 = 2n + 1$ und $M_y^2 = 2m + 1$ für die x - bzw. y -Richtung eines Hermite-Gauß-Strahls der Mode TEM_{nm} [56]. Für die Anwendung des Laserstrahls ist ein möglichst kleines M^2 wünschenswert, weil das die Fokussierbarkeit des Strahls verbessert. ISO Standard 11146 macht präzise Vorgaben, wie der M^2 -Faktor eines Laserstrahls zu messen ist: Mit einer Linse wird ein Fokus des Strahls erzeugt, welcher dann mithilfe einer Kamera vermessen wird. Dazu müssen mindestens fünf Aufnahmen innerhalb der Rayleigh-Länge gemacht werden und mindestens fünf Aufnahmen außerhalb der doppelten Rayleigh-Länge. So soll sichergestellt werden, dass die folgende Anpassung an die theoretische Kurve (Gleichung 1.15) über eine ausreichend breite Datenbasis verfügt. An jeder der Aufnahmen werden die Strahlmomente bestimmt. Diese sind ein Maß für die Breite des Strahls, beziehen sich aber nicht auf die Definition des Gaußstrahls. Damit kann das Verfahren auf beliebige Strahlen angewendet werden. Die Momente werden dann mit der Position, an der das Bild aufgenommen wurde, an die theoretische Kurve angepasst und so die Abweichung des Strahls von einem beugungsbegrenzten Gaußstrahl bestimmt.

Wie in Siegman [71] ausführlich gezeigt wird, lässt sich aus dem Huygensschen Prinzip der sogenannte ABCD-Matrix-Formalismus herleiten. Damit lässt sich die praxiale Propagation von Lichtstrahlen durch optische Systeme berechnen. Siegman zeigt weiterhin, dass dieser Formalismus auch für Gaußstrahlen gilt, wenn diese durch den komplexen q -Parameter beschrieben werden:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{z \cdot (1 + (z_R/z)^2)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (1.18)$$

In dieser reziproken Darstellung lässt sich aus dem Realteil des q -Parameters der Wellenfrontradius des Strahls und aus dem Imaginärteil die relative Strahlintensität auf der optischen Achse ablesen. In alternativer Darstellung lässt sich aus dem Realteil des q -Parameters direkt die optische Distanz relativ zur Strahltaile und aus dem Imaginärteil die Rayleigh-Länge ablesen:

$$q = z + i \cdot z_R \quad (1.19)$$

Die Eigenmoden eines Resonators lassen sich berechnen, indem die ABCD-Matrix für einen Resonatorumlauf berechnet wird. Deren Eigenwerte sind dann jene Strahlen, die sich nach einem Umlauf reproduzieren und somit die Eigenmoden des Resonators.

1.5.3 Energiekonversion

An einer Stelle der Kavität muss es ein optisches Element geben, um Licht auszukoppeln. Das ist oft ein teildurchlässiger Spiegel, kann aber auch durch Polarisatoren oder andere Elemente bewirkt werden. Laserbetrieb entsteht, wenn ein Photon aus der Fluoreszenz des Lasermediums auf der optischen Achse des Resonators emittiert wird, immer wieder durch die Kavität läuft und im Lasermedium durch stimulierte Emission verstärkt wird. Die Verstärkung bzw. Pumpleistung, die gebraucht wird, damit der Laserprozess beginnen kann, bezeichnet man als Laserschwelle. Sie ist erreicht, wenn die Verstärkung gerade ausreicht, um alle Verluste des Resonators zu kompensieren:

$$(1 - T) \cdot R \cdot \exp[(g - \gamma) \cdot 2 \cdot L] = 1 \quad (1.20)$$

T ist dabei die Transmission des teildurchlässigen Spiegels (Auskoppler) und R ist die Reflektivität aller anderen Spiegel inklusive der restlichen linearen Verluste, wie der Fresnellreflektion am Lasermedium. Die Exponentialfunktion ist aus Gleichung 1.7 bekannt, mit $g = \sigma_{eff} \cdot C$ als Verstärkung und γ als Dämpfung im Medium. Das kann zum Beispiel Streuung durch das Lasermaterial sein, oder wie beim Yb^{3+} die Reabsorption auf der Laserwellenlänge. Die Länge des Mediums L wird bei einem Umlauf im linearen Resonator zwei mal durchquert.

Wenn die Verstärkung weiter steigt, wird gemäß der Ratengleichung (Gleichung 1.10) auch die Photonendichte ansteigen und damit die Besetzung des oberen Laserniveaus so weit abbauen, dass wieder genau die Verstärkung der Schwellbedingung (Gleichung 1.20) erreicht wird. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass die Pumpphotonen jenseits der Laserschwelle gemäß der Quanteneffizienz in Laserphotonen umgewandelt werden, ohne die Inversion, Fluoreszenz, oder Verstärkung im Resonator zu erhöhen. Lediglich die Photonendichte und damit auch die ausgekoppelte Leistung steigt jenseits der Laserschwelle an. Wie in Abschnitt 1.4.3 erwähnt, lässt sich die Wellenlänge mit dem größten effektiven Wirkungsquerschnitt von der Inversion beeinflussen. Durch die Wahl des Auskopplers gibt es also ein Instrument, um die Inversion im Resonator und damit auch seine Emissionswellenlänge zu bestimmen.

Nun soll, analog zu Koechner [40], die Effizienz betrachtet werden, mit der die Pumpstrahlung in Laserstrahlung umgewandelt wird. Zunächst muss die Pumpenergie absorbiert wer-

den, dafür kann man eine Pumpeffizienz η_P als Quotient aus absorbierte Pumpleistung P_a und eingestrahelter Pumpleistung P_e definieren:

$$\eta_P = \frac{P_a}{P_e} \quad (1.21)$$

Die absorbierte Leistung wird bei der Umwandlung in Laserphotonen weiter um die Defekoeffizienz $\eta_D = 1 - QD$ und die Quanteneffizienz η_Q reduziert. Außerdem muss das gepumpte Gebiet im Lasermaterial möglichst gut mit der Resonatormode überlappen, damit die Photonen tatsächlich in einen nutzbaren Laserstrahl umgewandelt werden. Diese Überlapp-Effizienz η_B lässt sich mathematisch mit Integralen der Verstärkungsverteilung $g(r)$ und der Strahlintensitätsverteilung $I(r)$ ausdrücken:

$$\eta_B = \frac{\int g(r)I(r)2\pi r dr}{\int g^2(r)2\pi r dr} \quad (1.22)$$

Koechner [40] nennt typische Werte von $\eta_B = 0,3 \dots 0,5$ für Grundmode-Resonatoren, also M^2 nahe 1 und $\eta_B = 0,8 \dots 0,9$ für Multimode-Laser. Daher wird für das Resonatordesign die *Anforderung nach einem guten Mode-Pump-Überlapp* gestellt.

Die letzte Möglichkeit, vor dem Auskoppelspiegel noch Energie zu verlieren, sind die resonatorinternen Verluste V , welche Dämpfung im Medium und die linearen Verluste im Resonator zusammenfassen:

$$V = \exp(-2 \cdot \gamma \cdot L) \cdot R \quad (1.23)$$

Bei jedem vollen Umlauf im Resonator wird einmal Licht ausgekoppelt und werden einmal die Verlustprozesse durchlaufen. Der ausgekoppelte Teil im Verhältnis zu dem gesamten verlorenen Licht ist die Auskoppelleffizienz:

$$\eta_C = \frac{T}{T + (1 - V)} \quad (1.24)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Reabsorption in diesem Fall nicht mit zu den Verlusten in γ bzw. V gezählt werden darf, weil sie im Laserbetrieb nicht mehr vorhanden ist. Hohe Transmission und geringe Verluste verbessern also die Auskoppelleffizienz. Dabei muss man bedenken, dass die Transmission des Auskoppelspiegels gemäß Gleichung 1.20 die nötige Verstärkung für die Laserschwelle und damit auch die Fluoreszenzverluste im Betrieb festlegt. Es gibt also eine optimale Transmission des Auskoppelspiegels. Diese lässt sich zwar theoretisch aus obigen Gleichungen ermitteln, dazu müsste aber der genaue Wert der resonatorinternen Verluste bekannt sein. Dieser ist nicht präzise berechenbar, hat aber große Auswirkungen auf die optimale Auskopplung. Die resonatorinternen Verluste lassen sich zwar mit der Findlay-Clay-Methode [25] bestimmen, aber zum einen ist diese nur für 4-Niveau Laser anwendbar und zum anderen müsste dafür ohnehin die Laserschwelle mit verschiedenen Auskopplern bestimmt werden. Daher ist es hier sinnvoller, den effizientesten Auskoppler einfach direkt experimentell zu bestimmen und es folgt für das Oszillatordesign, dass die *Verluste gering*

und der Auskoppelgrad veränderbar sein sollen.

1.6 Oszillatordesign

Bevor im nächsten Kapitel die Designparameter des Lasers berechnet werden, soll es in diesem Abschnitt darum gehen, das optimale Laserdesign für die zusammengetragenen *Anforderungen* zu finden:

- *kryogene Kühlung des Lasermaterials,*
- *Pumpwellenlänge 980nm, Laserwellenlänge 990-1035nm,*
- *Resonatorverluste gering im Vergleich zur Auskopplung,*
- *variabler Auskoppelgrad* und
- *hoher Pump-Mode-Überlapp.*

Aufgrund des geforderten Betriebs bei kryogenen Temperaturen muss der Laser in einer Vakuumkammer betrieben werden: Zum einen, um Wärmetransport durch Gase zu verhindern und zum anderen, um Kondensation von Wasser und Luft zu verhindern. Handelsübliche Laserdioden, die die Pumpstrahlung bereitstellen, können nicht im Vakuum betrieben werden. Am einfachsten lässt sich die Pumpstrahlung daher über eine optische Faser in das Vakuumgefäß bringen.

Da ein guter Überlapp zwischen Resonatormode und Pumpgebiet wichtig ist, kommt ein seitengepumptes Lasermaterial nicht in Betracht. Für einen guten Überlapp sollte die optische Achse der Pumpstrahlung nämlich nah an der optischen Achse der Resonatormode liegen. Da allerdings die Wellenlängen von Laser und Pumpe nur um wenige Nanometer differieren, sind optische Beschichtungen zum Trennen der Strahlen ungeeignet. Strahlung aus optischen Fasern ist normalerweise unpolarisiert, daher ist es auch nicht möglich, Pump- und Laserstrahl über Polarisatoren zu trennen. Es existieren zwar polarisationserhaltende Fasern, diese können aber nur einen Bruchteil der Leistung übertragen, die mit multimode-Fasern möglich ist. Daher müssen Pump- und Laserstrahl durch einen kleinen Winkel voneinander getrennt werden. Das Lasermedium muss so dünn sein, dass über seine Länge die Pumpe und der Laser nicht zu sehr auseinander laufen. Ein dünnes Medium bedeutet aber auch, dass pro Durchgang nur wenig Pumpstrahlung absorbiert wird. Der Pumpstrahl muss also mehrmals das Medium passieren, um eine hohe Absorptionseffizienz zu erreichen. Da die Pumpstrahlung aus der Faser stark divergent ist, muss dafür das Faserende optisch mehrfach auf das Material abgebildet werden.

Ein in Strahlrichtung dünnes Lasermedium wird thermisch am besten über eine Fläche senkrecht zur Strahlrichtung kontaktiert, weil die Seitenflächen sehr klein sind. Diese Kühlung entlang der optischen Achse führt außerdem dazu, dass die Erwärmung durch den Laser nur zu geringen Temperaturdifferenzen senkrecht zur optischen Achse führt, was die

thermische Linse minimiert. Eine typische Scheibenlaser-Pumpanordnung erfüllt also die Designziele.

Es verbleibt noch die Frage nach dem Design der Laserkavität. Der Auskoppelgrad soll veränderlich sein und die resonatorinternen Verluste gering. Veränderliche Auskoppelgrade lassen sich durch $\frac{\lambda}{2}$ -Platten und Polarisatoren erzielen, bringen dann aber durch die vielen Oberflächen erhebliche Verluste mit sich. Um diese klein zu halten, wird die Laserkavität nur aus zwei Spiegeln bestehen: Der Laserscheibe und dem Auskoppelspiegel. Letzterer muss konkav sein, damit der Resonator stabil ist und es müssen verschiedene Exemplare bereitgestellt werden, um einen veränderbaren Auskoppelgrad zu erreichen. Aufgrund des einfachen Resonatoraufbaus ist der Wechsel des Endspiegels relativ unproblematisch. Durch den Radius und Abstand des konkaven Spiegels kann außerdem die Größe der Resonatormode auf der Laserscheibe variiert werden.

1.6.1 Der Scheibenlaser

In diesem Abschnitt wird kurz der klassische Aufbau eines Scheibenlasers in Anlehnung an Erhard [23] erläutert. Der Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Lasers wird hingegen in Kapitel 2 beschrieben.

Der Scheibenlaser ist eine Bauform des Festkörperlasers, die 1994 von Giesen et al. zunächst an Yb:YAG demonstriert wurde [28]. Beim Scheibenlaser besteht das Lasermedium aus einer meist 100-300 μ m dicken Scheibe mit typischerweise 6-12mm Durchmesser. Diese ist mit ihrer hochreflektiv (HR) beschichteten Rückseite auf eine Wärmesenke aufgebracht. Die Vorderseite wird für Laser- und Pumpstrahlung antireflex (AR) beschichtet. Der Vorteil dieses Konzepts besteht in der geringen Strecke, die die Wärme des Laserprozesses bis zur Wärmesenke zurücklegen muss, und in der Tatsache, dass hauptsächlich Wärmefluss entlang der optischen Achse auftritt. Dadurch werden thermische Linsen größtenteils vermieden. Im Vergleich zu klassischen Stab-Lasern ist die Kühlfläche im Verhältnis zum laseraktiven Volumen außerdem sehr groß.

Abbildung 1.7 zeigt schematisch einen Scheibenlaser mit 8 Doppel-Pumpdurchgängen. Die Pumpstrahlung wird meist über eine optische Faser zum Laserkopf transportiert, von einer Linse kollimiert und von einem Parabolspiegel auf die Scheibe fokussiert (Fleck 1). Der nicht absorbierte Anteil wird vom Parabolspiegel wieder kollimiert (Fleck 2), von einem Prisma um 180° umgelenkt und nochmals auf die Scheibe fokussiert (Fleck 3). Die Umlenkung passiert mit einem Versatz, so dass der rückkehrende Strahl eine andere Stelle auf dem Parabolspiegel trifft, aber wieder auf die gleiche Stelle der Scheibe fokussiert wird. In der Bauweise in Bild 1.7 wird die Pumpstrahlung vier mal auf die Scheibe gelenkt, bevor sie von einem Spiegel oder Prisma ohne Versatz umgelenkt wird (Fleck 8) und den kompletten Weg mit vier Scheibendoppeldurchgängen zur Pumpfaser zurückkehrt. Das entspricht insgesamt 16 Durchgängen durch das Lasermaterial. Dabei muss allerdings fast die gesamte Pumpstrahlung absorbiert werden, damit die Lichtleitfaser vom restlichen Anteil nicht beschädigt wird. Je nachdem, wie kompakt die Optiken und Strahlen angeordnet werden, sind auch weit mehr

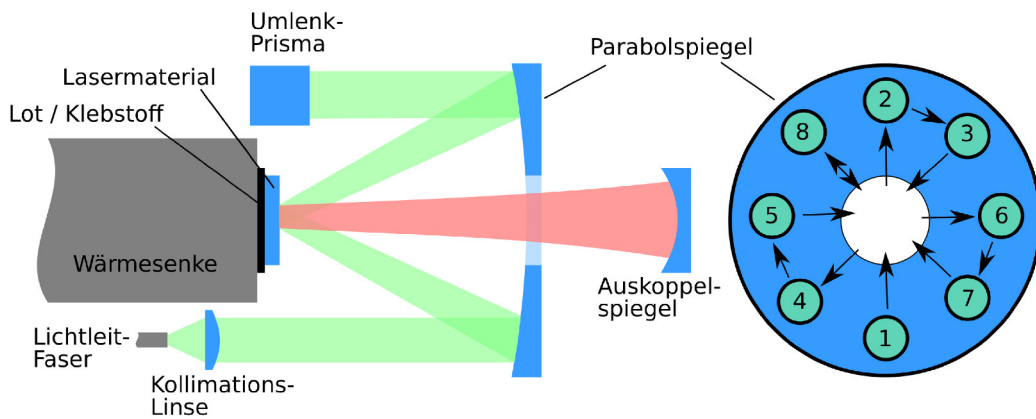


Abbildung 1.7: Schematischer Aufbau eines Scheibenlasers, rechts: Draufsicht auf den Parabolspiegel mit nummerierter Reihenfolge der Durchgänge der Pumpstrahlung.

Pumpdurchgänge möglich. In [23] wird zum Beispiel eine Technik beschrieben, mit der sich bei nur zwei verwendeten Umlenkprismen beliebig viele Umläufe erzeugen lassen. Die Anzahl wird nur begrenzt von der Größe der Pumpstrahlen auf dem Parabolspiegel: Die Strahlen müssen kreisförmig auf den Spiegel passen, ohne zu überlappen.

In Lichtleitfasern gibt es, ähnlich wie in Resonatoren, Strahlmoden, die darin propagieren können. Um hohe Leistungen übertragen zu können, arbeiten viele Pumpfasern multimodig, übermitteln also viele Hermite-Gauß-Moden gleichzeitig, so dass effektiv die gesamte Endfläche der Faser gleichmäßig stark leuchtet. Man spricht von einem flat-top-Profil. Dieses Profil wird vom Parabolspiegel immer wieder auf die Scheibe abgebildet, so dass das Pumpgebiet auch ein gleichmäßig ausgeleuchteter Fleck mit scharfen Kanten ist. Innerhalb dieses Pumpflecks gibt es fast keine Temperaturgradienten, lediglich am Rand des Pumpgebietes treten diese auf, so dass auf die Resonatormode kaum eine thermische Linse wirkt. Durch den axialen Temperaturgradienten kann sich die Scheibe allerdings biegen oder verspannen, was optisch auch einer thermischen Linse gleichkommt [36]. Der Effekt ist aber viel kleiner als bei Stab-Lasern gleicher Leistung.

In der Abbildung besteht der Laserresonator lediglich aus der rückseitig verspiegelten Scheibe und einem konkaven Auskoppelspiegel. Diese Anordnung ist sinnvoll, wenn hohe Wirkungsgrade gefordert sind, weil wenige Optiken geringe Verluste bedeuten und Multimode-Betrieb problemlos möglich ist. Das bedeutet, dass auch höhere Hermite-Gauß-Moden im Resonator anschwingen und für eine optimale Ausnutzung des Pumpgebietes sorgen. Für Scheibenlaser mit sehr hohen Ausgangsleistungen wird der Resonator aber oft darauf optimiert, dass die Linseneffekte in der Scheibe und etwaige Dejustagen der Optiken möglichst kaum Einfluss auf die Resonatormode haben. Wie in [23] gezeigt wird, ist es dazu sinnvoll, den Resonator zweimal zu falten und dabei die Scheibe als Faltspiegel zu benutzen. Zur Erhöhung der Leistung lassen sich außerdem mehrere Scheiben in einem Resonator anordnen.

Ein großer Vorteil des Scheibenlaserkonzepts besteht in seiner Skalierbarkeit: Für die doppelte Pumpleistung wird einfach die doppelte Pumpfläche benutzt und der Resonator für

die neue Pumpfleckgröße angepasst. Das ändert nichts an der Spitzenintensität im Resonator und nichts an den Temperaturgradienten, weil die Kühlung senkrecht zur vergrößerten Fläche erfolgt. Die Brennweite der thermischen Linse wurde durch die Verdoppelung ihrer Fläche halbiert. Allerdings wird der Resonator mit der größeren Mode auch doppelt so empfindlich auf die Linse reagieren, so dass sich der Einfluss der thermischen Linse durch die Skalierung nicht ändert. Aufgrund dieser Skalierbarkeit sind Scheibenlaser mit über 5kW Ausgangsleistung mit nur einer Laserscheibe entwickelt worden [29]. Entsprechend mehr ist möglich, wenn mehrere Scheiben in einem Oszillator gekoppelt werden. Die Skalierbarkeit hat ihre Grenzen im Auftreten von verstärkter Spontanemission und self-lasing in der Scheibe, wenn also die Verstärkung in Querrichtung der Scheibe so groß wird, dass sie anfängt, kohärent zu strahlen, obwohl dafür kein Resonator vorgesehen ist. Durch spezielle Geometrie der Scheibe lässt sich dieser Effekt verringern, das erhöht aber auch die Komplexität der Fertigung [3].

Scheibenlaser sind aktuell Gegenstand intensiver Forschung und stehen auf dem Gebiet der Hochleistungslaser mit guter Strahlqualität und hoher Effizienz in Konkurrenz zum Konzept der Faserlaser [56]. Mit Scheibenlasern, die auf der Null-Phonon-Linie gepumpt werden, ist hohe Effizienz erzielt worden, so z.B. 72% in Yb:YAG durch Weichelt et al. [83] und 72% in Yb:Lu₂O₃ durch Peters et al. [61]. Von Wentsch et al. wurde während der Durchführung der hier vorgestellten Experimente ein Yb:CaF Scheibenlaser vorgestellt [84]. Bei einer Pumpwellenlänge von 980nm und einer Laserwellenlänge von 1033nm wurden an verschiedenen Scheiben Effizienzen bis 50% erreicht. Die maximale Ausgangsleistung im Multimode-Betrieb lag bei 250W, im Grundmodebetrieb wurden 13W mit einer Effizienz von 34% erreicht. Wie die Autoren berichten, ist die geringe Härte von CaF₂ von 4 auf der Mohs-Härtekala (YAG liegt bei 8,5) ein ernsthaftes Problem für die Politur. Schon 200µm Dicke sei schwierig ohne Risse der Scheibe herzustellen und die optimale Dicke bei der dort verwendeten Dotierung wäre sogar noch geringer gewesen.

1.6.2 Räumliches Lochbrennen

Eine interessante Eigenschaft des Scheibenlasers besteht darin, dass räumliches Lochbrennen selbst in einem Ringresonator praktisch nicht zu verhindern ist. Da sich in einem optischen Resonator eine stehende Welle ausbildet, hat dieses Wellenfeld auch zeitlich konstante Nullstellen, an denen keine Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit dem Laserkristall auftreten kann, obwohl die Photonen hindurch propagieren. In Festkörperlasern wird das normalerweise nicht zum Problem, weil verschiedene Wellenlängen anschwingen, deren Nullstellen sich nicht überlappen. Auch für Laser, die nur auf einer Wellenlänge operieren sollen, kann man die Nullstellen im Feld durch einen Ringresonator verhindern. Da dieser keine Endspiegel hat, auf denen das elektrische Feld aufgrund der Interferenz mit sich selbst Knoten haben muss, schwingen mehrere Moden der gleichen Wellenlänge, aber mit räumlichem Versatz an.

Bei einem Scheibenlaser ist das Medium relativ dünn im Vergleich zur Breite der Laser-

mode. Außerdem befindet sich an einem Ende des Lasermediums ein Spiegel. Die reflektierte Lasermode wird daher immer stark mit der einfallenden Lasermode überlappen und ein Interferenzmuster bilden. Die Nullstellen dieses Interferenzmusters sind räumlich fest und sorgen dafür, dass in diesen Gebieten die Inversion des Lasermaterials nicht zur Verstärkung genutzt werden kann. Vorholt und Wittrock haben das in [81] detailliert beschrieben (siehe Abbildung 1.8). Die Interferenzstreifen in x -Richtung sind abhängig vom Einfallswinkel. Für senkrechten Einfall verschwinden sie ganz. Die Streifen in z -Richtung sind immer vorhanden. Diese räumliche Modulation der Verstärkung hat Auswirkungen auf das Emissionsspektrum des Lasers, so dass selbst bei rein homogener Verbreiterung verschiedene Wellenlängen anschwingen. Das liegt daran, dass die Nullstellen der einen Wellenlänge von einer anderen Wellenlänge genutzt werden können.

Durch den Einsatz geeigneter Wellenlängenfilter lässt sich aber ein Betrieb auf nur einer Wellenlänge erreichen, wenn das von der Anwendung gefordert wird [7]. Damit ist allerdings kein effizienter Betrieb zu erwarten, da die Überlappeneffizienz dann beschränkt ist auf den Überlapp zwischen Pumpinterferenzmuster und Interferenzmuster der schmalen Laserwellenlänge. Die Modulation des Spektrums durch räumliches Lochbrennen erschwert die Realisierung von mode-lock-Betrieb im Scheibenlaser, verkürzt aber bei sorgfältiger Wahl der Parameter die Pulslänge, die im mode-lock-Betrieb erreichbar ist [57].

Hinzu kommt die Tatsache, dass die Scheibe trotz ihrer vorderseitigen AR-Beschichtung selbst als Wellenlängenfilter wirkt. Auch bei einer Reflektivität der AR-Schicht von nur

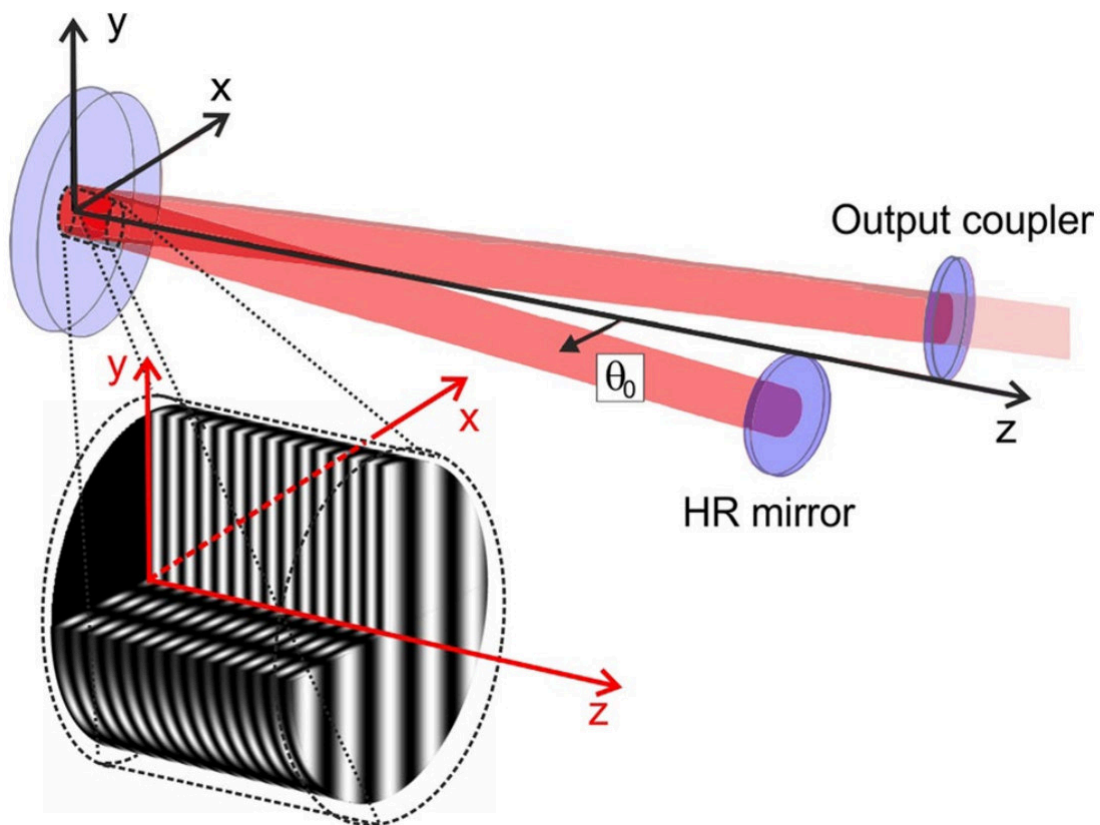


Abbildung 1.8: Interferenzmuster in einem V-förmigen Scheibenlaser (Bild aus [81]).

0,25% wird die daraus folgende Interferenz jene Wellenlängen dämpfen, auf die sie destruktiv wirkt. Eine Wellenlänge positiver Interferenz liegt vor, wenn ein Vielfaches m der halben Wellenlänge $\frac{\lambda_m}{2}$ genau der optischen Dicke $n \cdot L$ der Scheibe entspricht:

$$\frac{m \cdot \lambda_m}{2} = n \cdot L \quad (1.25)$$

Auch wenn diese Dämpfung nur 0,5% beträgt, ist das im Vergleich zur Transmission des Auskoppelspiegels zu sehen und wird dafür sorgen, dass destruktiv interferierende Wellenlängen nicht anschwingen.

2 Designausfertigung und Simulationen

In diesem Kapitel wird für das obige Oszillatordesign zunächst die konkrete Pumpquelle festgelegt, bevor die nötigen Parameter (Dotierung und Dicke der Laserscheibe, Pumpfleckradius, Spiegelradius und Abstand) berechnet werden und das Verhalten des Oszillators (Wellenlänge, Temperaturverteilung, thermische Linse) numerisch simuliert wird.

2.1 Charakterisierung der Pumpquelle

Der Scheibenlaser soll mit einer fasergekoppelten Laserdiode bei 980nm gepumpt werden. Übliche Laserdioden in der Leistungsklasse mehrerer Watts sind eigentlich Module aus mehreren einzelnen Laserdioden und haben daher eine spektrale Bandbreite von etwa 6nm. Da die Halbwertsbreite der Null-Phonon-Linie des Absorptionsspektrums bei 80K aber nur 1,8nm beträgt [42], muss für einen hohen Absorptionswirkungsgrad eine Pumpdiode mit kleinerer Bandbreite beschafft werden. Wichtige Parameter dieser Module sind die optische Leistung, die Zentralwellenlänge und deren Toleranz, die spektrale Halbwertsbreite, sowie der Kerndurchmesser und die numerische Apertur (NA; Sinus des halben Öffnungswinkels) der angeschlossenen optischen Faser. Der Kerndurchmesser und die NA der Faser bestimmen, welche Optiken benutzt werden können, um das Faserende auf die Laserscheibe abzubilden. Dabei sind geringe Kerndurchmesser mit geringer NA wünschenswert, weil sie geringere Pumpfleckdurchmesser oder geringere Breiten des kollimierten Pumpstrahls ermöglichen. Letztere erlauben mehr Pumpdurchgänge bzw. einen geringeren Platzbedarf der Pumpoptiken. Ein übliches Maß für die Leistung P , den Kerndurchmesser D und die NA ist die Strahldichte B des vom Faserende emittierten Strahls [56].

$$B = \frac{P}{A_M \cdot \Omega_{FF}} = \frac{4 \cdot P}{\pi D^2 \cdot 2\pi(1 - \cos \theta)} \approx \frac{4 \cdot P}{\pi D^2 \cdot \pi \theta^2} \quad (2.1)$$

Hier stellt A_M die Modenfläche im Fokus und Ω_{FF} den Raumwinkel des Strahls im Fernfeld dar. Die Näherung im letzten Schritt gilt für nicht zu große Öffnungswinkel $\theta < 25^\circ$. Eine hohe Strahldichte erreicht man also durch eine hohe Leistung, die von einer kleinen Fläche unter möglichst kleinem Winkel abgestrahlt wird. Die Strahldichte ist ein Maß dafür, auf welche Intensität sich der Strahl in der Anwendung wieder fokussieren lässt.

Zum Zeitpunkt der Konzeption des Lasers bot die Lumics GmbH die Laserdioden mit

der höchsten Strahldichte und folgenden Spezifikationen an: Fasergekoppelte Laserdiode, $\lambda = 980,5 \pm 0,5 \text{ nm}$, Halbwertsbreite $< 0,6 \text{ nm}$, $P = 50 \text{ W}$, SMA-Faseranschluss für $D = 105 \mu\text{m}$, $\text{NA} = 0,22$. Die geringe Toleranz der Zentralwellenlänge und geringe Halbwertsbreite kommen durch den Einsatz eines Volumen-Bragg-Gitters (VBG) zustande [80]. Dieses fungiert an der rückseitigen Facette der Laserdiode als sehr schmalbandiger Spiegel, so dass durch die starke Rückkopplung dieses Spiegels die Laserdiode am ehesten bei der reflektierten Wellenlänge anschwingt. Da auch die Herstellungstoleranz des VBG größer war als die geforderten Werte, wurde vom Hersteller eine Serie angefertigt und das passende Element ausgewählt. Das Spektrum der gelieferten Laserdiode und das Absorptionsspektrum von Yb:CaF_2 bei 80K sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die gelieferte Laserdiode hat eine Zentralwellenlänge von 980,44nm und eine Halbwertsbreite von 0,35nm. Die beiden Spektren wurden mit dem gleichen Spektrometer aufgenommen, da die absolute Kalibrierung der Wellenlängenskala von Spektrometern im Bereich $< 0,5 \text{ nm}$ oft fragwürdig ist. Unabhängig davon, wie genau die absolute Wellenlänge der beiden spektralen Maxima bestimmt wurde, lässt sich feststellen, dass die beiden Spektren optimal überlappen. Für die folgenden Rechnungen kann also von den Wirkungsquerschnitten im Bereich des Absorptionsmaximums ausgegangen werden. Zur Optimierung des Spektrums wurde die Kühlwassertemperatur der Laserdiode auf 24°C eingestellt, da diese ihr Emissionsspektrum beeinflusst [56]. Da aber die optische Leistung der Laserdiode auch ihre Temperatur verändert, wird das gezeigte optimale Spektrum erst ab der halben Maximal-

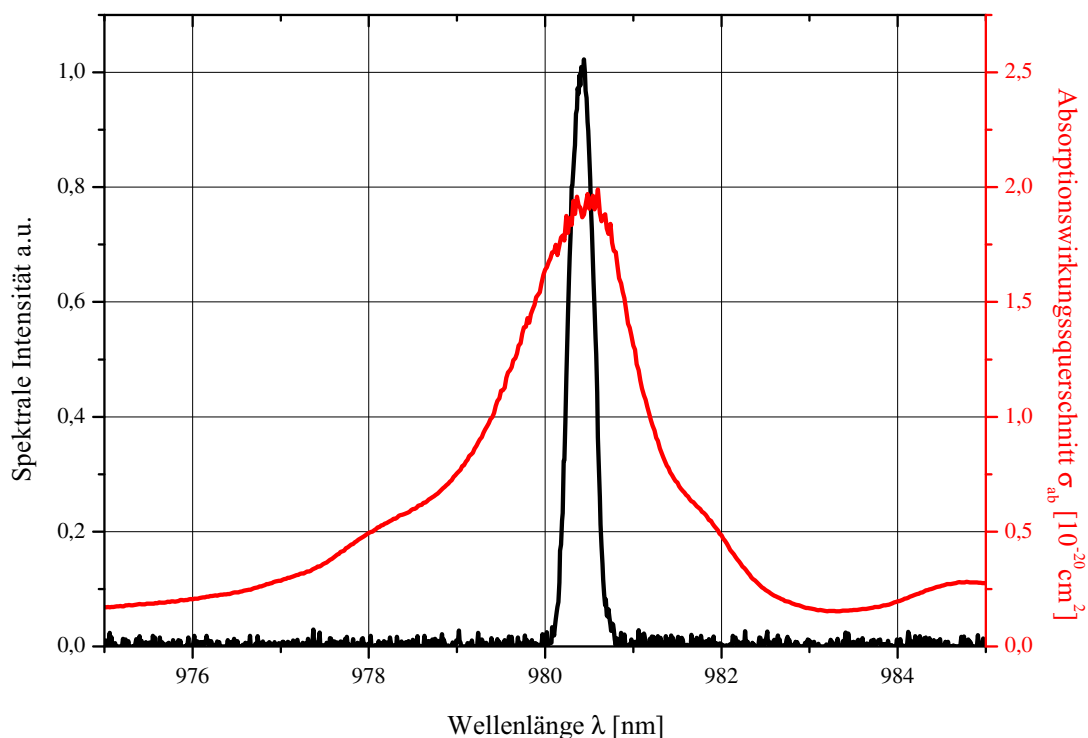


Abbildung 2.1: Emissionsspektrum der Pumpdiode (schwarz, a.u.) und Absorptionsspektrum von Yb:CaF_2 bei 80K (rot, Daten aus [42]).

leistung erreicht. Für kleinere Leistungen bzw. andere Temperaturen bildet sich etwa 2nm unterhalb der VBG-Spitze ein weniger intensives, 6nm breites, typisches Laserdiodenspektrum aus. Bei 24°C Kühlwassertemperatur und nahe der Laserschwelle entfällt auf dieses breitere Spektrum bis zu 30% der emittierten Leistung. Bei steigendem Strom wird dieser Anteil immer kleiner, ab der halben Nennleistung wird das Spektrum vollständig durch das VBG bestimmt. Aufgrund der sinkenden Absorption bei Wellenlängen unterhalb von 980nm fällt für kleinere Leistungen die absorbierte Leistung etwas schneller ab als die von der Diode emittierte Leistung.

Bei dieser optimalen Temperatur wurde die Ausgangsleistung der Laserdiode bestimmt. Aufgrund der Tatsache, dass die Faser in einer Vakuumdurchführung eingebracht werden muss, musste sie von der Laserdiode abnehmbar sein. Üblicherweise werden solche Fasern hingegen nach der Justage verklebt. Die Abnehmbarkeit verringert die Einkoppeleffizienz in die Faser, weil die geometrischen Toleranzen eines SMA-Steckers größer sind als die Toleranzen der optischen Justage. Damit die nicht korrekt eingekoppelte Leistung nicht die Ferrule bzw. den Klebstoff neben der optischen Faser beschädigt, wurde ein Faseranschluss für hohe Leistungen mit einer freistehenden Endfacette verwendet. Die nicht eingekoppelte Leistung propagiert dann erst einige Millimeter aus dem Fokus heraus, bevor sie von der Kupfer-Ferrule zerstreut wird.

Außerdem fielen über die Dauer der Experimente mehrere Emittoren des Laserdiodenmoduls aus, so dass letzten Endes nur 21,3W Pumpleistung im Vakuumtopf an die Position der Laserscheibe transportiert werden konnten. Das entspricht einer Strahldichte von $B = 1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}}$. In Erhard [23] wird der Zusammenhang zwischen der minimalen Strahldichte der Pumpquelle und der maximalen Anzahl an Pumpdurchgängen hergeleitet. Die Strahldichte der hier verwendeten Laserdiode würde problemlos für mehr als 32 Pumpdurchgänge ausreichen. Eine höhere Pumpleistung wäre zwar wünschenswert gewesen, aber der Emittorausfall war nicht vorherzusehen. Es wäre zudem nicht sinnvoll gewesen, mehr als 50W Pumpleistung bereitzustellen, weil a) im Labor, in dem der Aufbau stand, keine Leistungsmessköpfe und Strahlabschirmungen für derartige Leistungen vorhanden sind, b) das skalierbare Konzept des Scheibenlasers die Ergebnisse bei niedrigen Leistungen auf höhere Leistungen übertragbar macht und c) aufgrund der zur Messung nötigen Wärmebrücke die Temperatur der Wärmesenke mit der zu kühlenden Leistung rasch ansteigt (siehe Abschnitt 3.1).

2.2 Parameter der Laserscheibe

Die Berechnung der Scheibenparameter soll so erfolgen, dass eine hohe Auskoppelleffizienz η_C erreicht wird. Wie Gleichung 1.24 zeigt, müssen dafür die resonatorinternen Verluste klein im Vergleich zur Auskopplung sein. Aufgrund der Spezifikationen der HR- und AR-Schichten der Laserscheibe (HR > 99,8% und AR < 0,2%) lässt sich abschätzen, dass die Resonatorverluste etwa 0,2% pro Umlauf betragen könnten. Hier ist zu beachten, dass die Reflektionen

an der AR-Schicht nicht direkt zu Verlusten führen. Die internen Reflektionen werden, wie in Abschnitt 1.6.2 gezeigt wurde, konstruktiv interferieren. Die Reflektion an der Außenseite der Scheibe wird aufgrund der geringen Dicke der Scheibe die Resonatormode nicht verlassen und somit auch in der Kavität bleiben. Bei einem Verlust von 0,2% sollte die Auskopplung mindestens 1% betragen, damit die Auskoppelleffizienz 83% nicht unterschreitet. Im Allgemeinen sind die tatsächlichen Verluste allerdings weit kleiner als das spezifizierte Maximum. Gemäß Gleichung 1.20 muss die Verstärkung $G = \exp[(g - \gamma) \cdot 2 \cdot L]$ im Lasermaterial also 1,012 betragen. Bei Emission von 1030nm und einer Temperatur von 80K spielt die Reabsorption praktisch keine Rolle, daher ergibt sich:

$$\exp(\sigma_{em} \cdot \beta \cdot C \cdot 2 \cdot L) = 1,012 \quad (2.2)$$

$$\beta \cdot C \cdot L = \frac{\ln 1,012}{2 \cdot \sigma_{em}} \quad (2.3)$$

Diese gemeinsame Bedingung für Inversion, Dotierungsdichte und Dicke wird nun erweitert um die Anforderung einer hohen Pumpeffizienz $\eta_P > 0,95$:

$$0,05 > \exp[(\beta(\sigma_{em} + \sigma_{abs}) - \sigma_{abs}) \cdot C \cdot 12 \cdot L] \quad (2.4)$$

Wie später in Abschnitt 3.1 dargestellt wird, erlaubt die hier realisierte Pumpoptik sechs Doppeldurchgänge der Pumpstrahlung, so kommt die 12 im Lambert-Beer'schen Gesetz zustande. Außerdem wurde der effektive Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung 1.9 substituiert:

$$\frac{\ln 0,05}{12} > \beta \cdot C \cdot L \cdot (\sigma_{em} + \sigma_{abs}) - C \cdot L \cdot \sigma_{abs} \quad (2.5)$$

Einsetzen von Gleichung 2.3 ergibt:

$$\frac{\ln 0,05}{12} > \frac{\ln 1,012}{2 \cdot \sigma_{em}} \cdot (\sigma_{em} + \sigma_{abs}) - C \cdot L \cdot \sigma_{abs} \quad (2.6)$$

$$C \cdot L > \frac{\ln 1,012}{2} \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{abs}} + \frac{1}{\sigma_{em}} \right) - \frac{\ln 0,05}{12 \cdot \sigma_{abs}} \simeq 1,36 \frac{10^{19}}{cm^2} \quad (2.7)$$

$$C_{mol} \cdot L > 0,83 \text{mol}\% \cdot \text{mm} \quad (2.8)$$

Zuletzt wurde die Dotierungsdichte als $C = 1,635 \cdot 10^{20} \frac{1}{cm^3} \frac{C_{mol}}{\text{mol}\%}$ eingesetzt, um sie von $\frac{1}{cm^3}$ in mol% zu überführen. Diese Größe ist besser handhabbar, da zum Beispiel auch die Hersteller ihre Kristalle so spezifizieren. Nun ist Dicke gegen Dotierung abzuwägen. Bei 1mol%-Dotierung müsste die Dicke L mindestens 0,83mm betragen. Andere mögliche Kombinationen wären 3mol% und 0,3mm; oder 9mol% und 0,1mm. Eine Verringerung der Scheibendicke bewirkt allerdings keine Reduktion der Temperatur der Scheibenvorderseite. Anschaulich kann

man sich das mit der Wärmeleitungsgleichung klarmachen:

$$\dot{Q} = \Delta T \cdot k \cdot \frac{A}{L} \quad (2.9)$$

Eine Halbierung der Dicke L bei konstanter absorbiertener Pumpleistung und konstanter Fläche A geht einher mit einer Verdoppelung der Heizleistung \dot{Q} (pro Volumen). Daher bleibt die Temperaturdifferenz ΔT konstant. Im Gegenteil würde eine dünnere Scheibe aber die nötige Dotierung für eine konstante Pumpeffizienz erhöhen, was gemäß den Daten von Popov et al. [64] die Wärmeleitung k der Scheibe senkt. Bei einer Temperatur von 80K und 9mol% Dotierung hat Yb:CaF₂ eine Wärmeleitung von $1,33 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$; bei 3mol% $3 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$; und bei 1mol% etwa $8 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$. Die Dicke sollte so dünn wie möglich gewählt werden, damit Pump- und Resonator-Mode im Material gut überlappen und Temperaturgradienten senkrecht zur Strahlrichtung verhindert werden.

Eine Kompromiss mit etwas Sicherheitsspielraum (weil einige Auskoppelspiegel mehr als die obigen 1% Transmission haben werden) ist eine *Dotierung von 3mol%* und eine *Scheibendicke von 0,5mm*. Diese Dicke ist erheblich größer als für Scheibenlaser üblich und bei diesem Laser in der gleichen Größenordnung, wie der Pumpfleckdurchmesser (siehe unten). Das hat zur Folge, dass es eine thermische Linse geben wird. Aufgrund der relativ geringen Pumpleistung wird das allerdings kein großes Problem darstellen (Rechnungen siehe Abschnitt 2.7). Wenn die Leistung des Lasers nach dem für Scheibenlaser üblichen Verfahren [28] aufwärts skaliert werden soll, würde dieses Problem sogar wieder abnehmen, da mit der Vergrößerung des Pumpflecks die radiale Wärmeleitung eine immer kleinere Rolle spielt.

Ein positiver Nebeneffekt der vergleichsweise großen Dicke ist, dass die Herstellung deutlich einfacher wird und Biegungen aufgrund der optischen Beschichtungen und der Fixierung verringert werden. Die von Wentsch et al. in [84] ausführlich gezeigten und diskutierten Probleme wie Risse und Brüche für Scheibendicken um 200µm sollten daher hier nicht auftreten.

2.3 Der Pumpfleckradius

Als nächstes ist die Größe des Pumpflecks festzulegen. Eine grundlegende Limitierung ist die Zerstörschwelle des Lasermaterials bzw. seiner Beschichtungen. Verlässliche Daten über die Zerstörschwelle bei kontinuierlicher Bestrahlung sind nur schwer zu finden. Wie von Wood in [85] darstellt, ist diese Zerstörschwelle auch extrem abhängig von der Geometrie und thermischen Kontaktierung des Materials. Für ein Volumenmaterial ergibt sich z.B. ein anderer Wert als für ein System aus dünnen Schichten. Die zu erwartende Leistung aus dem Resonator beträgt weniger als 20W. Bei einem Auskoppelgrad von 1% wären das 2kW im Resonator umlaufende Leistung und damit in einem Pumpfleck von 400µm Durchmesser (siehe unten) $1,6 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Obwohl das über den Werten ist, die Wood z.B. für ZnSe angibt, muss man festhalten, dass die hier bestrahlten Schichten der Laserscheibe thermisch sehr gut kontaktiert sind und stark gekühlt werden. Da der Zerstörmechanismus bei kontinuierlicher Bestrahlung das lokale Schmelzen des Materials ist, sollte die aktive Kühlung der Laserscheibe hier jede

Zerstörung verhindern. Letzten Endes muss experimentell bestimmt werden, ob im Laserbetrieb eine Zerstörschwelle überschritten wurde, weil die Hersteller der Beschichtungen für den kontinuierlichen Betrieb keine Angaben zu Zerstörschwellen machen (können).

Die Wahl des Pumpfleckradius ist eine Abwägung zwischen verschiedenen Effekten: Ein kleiner Pumpfleckradius hat den Vorteil, dass mit kürzeren Resonatoren bzw. Brennweiten des sphärischen Spiegels Grundmodebetrieb zu erreichen ist. Kürzere Brennweiten machen den Resonator weniger empfindlich gegen eventuelle thermische Linsen. Außerdem bewirkt ein kleiner Pumpfleckradius ein kleineres Volumen mit Besetzungsinversion und damit kleinere Fluoreszenzverluste im Laserbetrieb. Ein größerer Pumpradius hingegen verringert die thermische Linse, weil der Temperaturgradient und damit die Wärmeleitung senkrecht zur optischen Achse abnimmt. Außerdem führt bei großen Pumpflecken der Einfallswinkel der Pumpstrahlung zu einer geringeren relativen Verformung des Pumpgebietes. Bei einer 0,5mm dicken Scheibe wird allein durch den Winkel, unter dem der Pumpstrahl auf die Scheibe fällt (hier etwa 12°), der effektive Pumpfleckradius von der Rückseite zur Vorderseite schon um $100\mu\text{m}$ vergrößert. Zur Verdeutlichung dieses geometrischen Effekts stelle man sich einen einfachen Spiegel vor, auf den ein ausgedehnter Strahl unter 12° fällt, dieser repräsentiert die Rückseite der Laserscheibe. Der ein- und der auslaufende Strahl werden aufgrund des Winkels nicht komplett überlappen und daher in einem gewissen Abstand vom Spiegel (die Scheibenvorderseite) zusammen breiter sein als der Strahl selbst. Daher wird der Pumpfleck auf der AR-Seite größer sein als auf der HR-Seite.

Zusätzlich hat ein größerer Pumpfokus eine geringere Divergenz. Diese trägt auch dazu bei, dass das Pumpprofil sich zwischen der Vorder- und der Rückseite der Scheibe unterscheidet und so den Pumpfleck von seiner idealen flat-top-Form entfernt.

Als Kompromiss aus den beschriebenen Randbedingungen wurde ein *Pumpfleckradius* R_P von $202\mu\text{m}$ gewählt. Dazu wird die Endfläche der Pumpfaser mit $52,5\mu\text{m}$ Radius von einer Kollimationslinse ($f = 26\text{mm}$) und einem Parabolspiegel ($f = 100\text{mm}$) auf die Scheibe abgebildet. Von der Scheibenseite bis zur Scheibenvorderseite vergrößert sich der Pumpfleckradius durch den Einfallswinkel ($100\mu\text{m}$) und die Divergenz ($25\mu\text{m}$) auf etwa $325\mu\text{m}$. Ein kleinerer Fleck hätte eine noch größere Differenz der Durchmesser zwischen Vorder- und Rückseite zur Folge. Ein größerer Fleck würde die Schwelle erhöhen und den Grundmode-Betrieb erschweren, wie im nächsten Abschnitt ausgeführt wird.

2.4 Radius des sphärischen Spiegels

Um abzuschätzen, welche Überlappeneffizienz im Grundmode-Betrieb erreicht werden könnte, soll nun Gleichung 1.22 genauer betrachtet werden:

$$\eta_B = \frac{\int g(r)I(r)2\pi r dr}{\int g^2(r)2\pi r dr}$$

Diese Definition von Koechner [40] ist aus verschiedenen Gründen problematisch: Zum einen ist zunächst unklar, wie $I(r)$ und $g(r)$ zu normieren sind, damit die Ergebnisse zwischen Null und Eins liegen, wie man es von einer „Effizienz“ erwarten würde. Tatsächlich ergeben selbst Koechners eigene Beispiele bei korrekter Rechnung Werte größer als Eins (siehe [40] Seite 116). Zum anderen ist sie nicht symmetrisch. Für das Ergebnis macht es einen Unterschied, welche der beiden Funktionen I und welche g ist. Wie Koechner in seinen Beispielen vorrechnet, führt das effektiv dazu, dass ein beliebig kleines Pumpgebiet von einer beliebig großen Resonatormode „perfekt“ überlappt wird. Aufgrund der Reabsorption ist das für 3-Niveau-Systeme nicht zutreffend; andere Effekte wie Streuung oder Absorption durch Verunreinigungen im Material haben den gleichen Effekt. Außerdem ist zu beachten, dass ein sehr kleines Pumpgebiet auch nur eine sehr geringe effektive Verstärkung einer wesentlich größeren Resonatormode bewirkt.

Daher erscheint es sinnvoller, dass nicht nur die Resonatormode das Pumpgebiet überdecken soll, sondern andersherum das Pumpgebiet auch die Resonatormode überdecken soll. Die Definition des Überlappintegrals sollte also symmetrisch sein. Als mathematisches Werkzeug für solch einen Überlapp bietet sich der L^2 an. Wie z.B. in [74] beschrieben, existiert in diesem Hilbertraum der quadratintegrierbaren Funktionen ein Skalarprodukt: $\langle f, g \rangle_{L^2} = \int_{\mathbb{R}^2} (f \cdot g)$, welches die Norm in diesem Raum induziert: $\|f\|_{L^2}^2 = \langle f, f \rangle_{L^2} = \int_{\mathbb{R}^2} (f^2)$.

Der Kosinussatz im \mathbb{R}^3 (Gleichung 2.10) zeigt, dass das Skalarprodukt zweier normierter Vektoren a, b dem Kosinus des Winkels zwischen den beiden Vektoren entspricht:

$$\cos(\alpha_{a,b}) = \frac{\langle a, b \rangle}{\|a\| \cdot \|b\|} \quad (2.10)$$

Dieser Kosinus lässt sich auch als Länge der Projektion des einen normierten Vektors auf den anderen normierten Vektor auffassen. Analog dazu entspricht das Skalarprodukt zweier normierter Funktionen im L^2 dem Überlapp. Es ist genau dann Null, wenn die Funktionen disjunkte Träger haben (im Sinne des Hilbertraums also orthogonal sind) und genau dann Eins, wenn sie fast überall gleich sind. Die sinnvollere Definition der Überlappeffizienz lautet also:

$$\eta_O = \frac{\langle g, I \rangle_{L^2}}{\|g\|_{L^2} \cdot \|I\|_{L^2}} = \frac{\int_{\mathbb{R}^2} (g \cdot I)}{\sqrt{\int_{\mathbb{R}^2} (g^2)} \cdot \sqrt{\int_{\mathbb{R}^2} (I^2)}} \quad (2.11)$$

In der Notation des L^2 lässt sich Koechners Überlapp hingegen schreiben als:

$$\eta_B = \frac{\langle g, I \rangle_{L^2}}{\|g\|_{L^2}^2} \quad (2.12)$$

Damit ist auch klar, warum sich Werte über Eins ergeben können: Das Skalarprodukt kann Werte zwischen Null und $\|g\|_{L^2} \cdot \|I\|_{L^2}$ annehmen. Der Bruch kann also Werte zwischen Null und $\frac{\|I\|_{L^2}}{\|g\|_{L^2}}$ annehmen. Koechner normiert seine Beispielfunktionen aber im L^1 , also $\|f\|_{L^1} = \int_{\mathbb{R}^2} f = 1$. Diese Norm ist im Allgemeinen verschieden von der Norm im L^2 , so dass Koechners η_B nicht sinnvoll als Effizienz interpretiert werden kann.

Die hier definierte Überlappeffizienz η_O wird nun beispielhaft für den Grundmode-Scheiben-

laser-typischen Fall von flat-top-Pumpprofil g (mit Radius R_P) und Gauß-Resonatormode I (mit Gaußradius w) berechnet.

$$g(r) = \begin{cases} 1 & r \leq R_P \\ 0 & r > R_P \end{cases} \quad I(r) = \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (2.13)$$

Die übliche Normierung wurde dabei absichtlich ausgelassen, weil sie im L^2 ohnehin nicht gilt.

$$\begin{aligned} \|g\|_{L^2}^2 &= \int_{\mathbb{R}^2} (g^2) = \int_0^{R_P} 2\pi r dr = \pi R_P^2 \\ \|g\|_{L^2} &= \sqrt{\pi} R_P \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \|I\|_{L^2}^2 &= \int_{\mathbb{R}^2} (I^2) = \int_0^\infty \exp\left(-4\frac{r^2}{w^2}\right) 2\pi r dr \\ &= \left[-\frac{w^2\pi}{4} \exp\left(-4\frac{r^2}{w^2}\right)\right]_0^\infty = \pi \frac{w^2}{4} \\ \|I\|_{L^2} &= \sqrt{\pi} \frac{w}{2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \langle g, I \rangle_{L^2} &= \int_{\mathbb{R}^2} (g \cdot I) = \int_0^{R_P} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) 2\pi r dr \\ &= \left[-\frac{w^2\pi}{2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right)\right]_0^{R_P} = \frac{w^2\pi}{2} \left(1 - \exp\left(-2\frac{R_P^2}{w^2}\right)\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_O &= \frac{\langle g, I \rangle_{L^2}}{\|g\|_{L^2} \cdot \|I\|_{L^2}} = \frac{\frac{w^2\pi}{2} \left(1 - \exp\left(-2\frac{R_P^2}{w^2}\right)\right)}{\sqrt{\pi} R_P \cdot \sqrt{\pi} \frac{w}{2}} \\ &= \frac{w}{R_P} \left(1 - \exp\left(-2\frac{R_P^2}{w^2}\right)\right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Dieser Term wird maximal für $\frac{w}{R_P} \approx 1,26$ und beträgt dann $\eta_O \approx 0,9$. Für optimalen Grundmode-Betrieb sollte man also den Resonator so planen, dass die Breite der Grundmode w im Lasermedium ca. 26% größer ist als der Radius des flat-top-Pumpprofils. In diesem Fall wären allein durch den Überlapp von Pumpgebiet und Lasermode schon Verluste von ca. 10% zu erwarten. Diese Verluste lassen sich nur reduzieren, indem höhere Resonatormoden anschwingen (welche effektiv die Mode flat-top-ähnlicher machen), oder mit einem Gauß-ähnlicheren Pumpprofil gearbeitet wird. Insofern ist die oben diskutierte Verbreiterung des Pumpprofils, die auch zu einer Kantenglättung führt, vorteilhaft für die Effizienz im Grundmodebetrieb.

Ist das Verhältnis $\frac{w}{R_P}$ kleiner als das obige Optimum, so wird ein Teil des Pumpgebietes

von der Grundmode nicht genutzt. Aus der Verstärkung in diesem Teil können dann höhere Moden ihre Energie beziehen. Das erhöht die Gesamt-Überlappereffizienz, aber auch den M^2 -Faktor des Strahls. Der Strahl wird dadurch schlechter fokussierbar, weil die höheren Moden eine stärkere natürliche Beugung aufweisen. Größere Verhältnisse $\frac{w}{R_P}$ als obiges Optimum bringen keine Vorteile außer der stärkeren Unterdrückung der höheren Moden auf Kosten der Überlappereffizienz. Die obige Rechnung vernachlässigt, dass sich das Verstärkungsprofil unter dem Einfluss der Resonatormode verändert. Dies ist aber nur bei genauer Kenntnis der im Resonator vorhandenen Moden und ihrer Stärken denkbar und daher praktisch kaum durchführbar.

In einem hemisphärischen Resonator bestimmt der Radius des sphärischen Spiegels die maximale Größe der Resonatormode auf dem anderen Endspiegel (der Scheibe) und legt gleichzeitig die möglichen Resonatorlängen fest. Kleinere Modengrößen sind durch veränderte Spiegelabstände immer möglich. Die Größe der Resonatormode wurde mittels ABCD-Matrix-Formalismus (siehe Abschnitt 1.5.2) und einem selbst geschriebenen Script für die Numerik-Software Matlab berechnet. Die geometrisch im Vakuumtopf verfügbare Länge des Resonators ist begrenzt auf 15-28cm. Für Grundmodebetrieb wäre ein Spiegelradius R_{OC} von 1500mm günstig, dieser würde in einem Modenradius w von 410 μ m resultieren. Zum Vergleich: Der effektive Radius des Pumpflecks ist ca. 325 μ m unter Einbeziehung der Vergrößerung auf der Scheibenvorderseite. Ein so großer Spiegelradius würde den Resonator allerdings anfälliger für thermische Störungen machen (siehe 2.7). Für den multimode-Betrieb wäre ein Spiegelradius von 250mm gut geeignet. Innerhalb der möglichen Resonatorlängen kann der Modenradius damit zwischen 0 und 200 μ m verändert werden. Für sehr kleine Radien bewegt sich die Resonatormode natürlich in der Nähe der Stabilitätsgrenze und wird auf dem anderen Endspiegel sehr groß. Das führt aufgrund der endlichen Apertur und Formtreue des Auskoppelspiegels zu Störungen des Laserstrahls nahe der Stabilitätsgrenze.

Der Laser soll sowohl grundmodig als auch multimodig betrieben werden können. Da aber die Beschaffung der spektral filternden Spiegel sehr aufwändig war, musste *eine* Brennweite festgelegt werden. Mit $R_{OC} = 400$ mm wurde ein Kompromiss gewählt. Der Radius der Resonatormode lässt sich damit um $w = 250\mu$ m herum leicht variieren. Aus den Betrachtungen im letzten Abschnitt ergibt sich, dass das tatsächliche Pumpprofil zwischen einem flat-top-Profil und einem Gauß-Profil liegen wird. Im Falle eines Gauß-Profiles wäre die Überlappung natürlich bei gleichen Radien optimal. Das spiegelt sich in dem Kompromiss zur Resonator-Modengröße auch wider: Sie liegt zwischen der optimalen Überlappung für eine flat-top- bzw. Gauß-Pumpe. Die Reabsorption außerhalb des Pumpgebietes unterdrückt höhere Moden, weil diese breiter sind und daher weiter in die ungepumpten Gebiete ragen. Daher wird mit $R_{OC} = 400$ mm ein Betrieb mit guter Überlappereffizienz und nahe der Grundmode erwartet.

2.5 Wellenlänge des Oszillators

Zur Reduktion der thermischen Effekte soll die Laserwellenlänge so kurz möglich sein. Wie in Abschnitt 1.5.3 beschrieben wurde, erhöht sich allerdings in einem Dauerstrich-Laser die Inversion nach Pumpbeginn nur so weit, bis auf einer Wellenlänge im Resonator Verstärkung auftritt. Danach wird die Inversion durch den Laserprozess konstant gehalten. Die Inversion im Material kann also über die Transmission des Auskoppelspiegels gesteuert werden. Wie in Abschnitt 1.4.3 beschrieben wurde, beeinflusst aber die Inversion auch, auf welcher Wellenlänge die größte Verstärkung auftritt. Damit kann der Auskoppelspiegel die Emissionswellenlänge des Lasers beeinflussen.

Es wurden Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 1% bis 5% beschafft. Weniger ist nicht sinnvoll, weil kleinste Verluste im Resonator die Auskoppelleffizienz dann enorm senken würden, und mehr ist nicht sinnvoll, weil schon beim 5%-Auskoppler die Schwellinversion $\beta = 0,2$ beträgt (siehe unten). Das bedeutet zum einen hohe Fluoreszenzverluste und zum anderen eine zunehmend schlechtere Absorptionseffizienz aufgrund des inversen 3-Niveau-Systems.

Da sich der Auskoppelgrad nur innerhalb dieser relativ schmalen Grenzen verändern lässt und ein Betrieb bei kleinerer Inversion wünschenswert wäre, ist noch anderer Ansatz zur Manipulation der Wellenlänge verfolgt worden: Durch das Design des dielektrischen Auskoppelspiegels ist es möglich, ihm eine spektrale Abhängigkeit der Reflektion aufzuprägen. Dazu wurden Spiegel bei der Layertec GmbH beschafft. Angefragt wurde eine Transmission von ca. 1% bei 992nm und eine Transmission von mehr als 30% bei 1030nm. Mit den Spezifikationen der Laserscheibe und den bekannten Wirkungsquerschnitten ist die Schwellbedingung (Gleichung 1.20) bei 1030nm dann praktisch nicht zu erfüllen. Aufgrund der engen Spezifikation und unvermeidbaren Fertigungstoleranzen, wurde eine Serie angefertigt, in der Erwartung, dass mindestens einer der Spiegel die Anforderungen erfüllt. Die Transmission $T(\lambda)$ dieser Spiegel wurde mit Hilfe einer Weißlichtquelle und eines Spektrometers bestimmt und die Daten von drei Exemplaren der Serie sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Zum Vergleich sind hier auch die Transmission der 1%- und 5%- Auskoppler sowie der effektive Wirkungsquerschnitt bei einer Temperatur von 80K und einer Inversion von $\beta = 0,2$ (in willkürlicher Höhe) abgebildet. Die Transmission der 1%- und 5%- Auskoppler sind über den interessanten Spektralbereich weitgehend konstant und innerhalb der Spezifikation (jeweils $\pm 0,5\%$). Bei den spektral filternden Spiegeln wurde das Ziel der Unterdrückung des Laserbetriebs bei 1030nm sicher erreicht. Auch die zwischen 990 und 1000nm verbleibende Transmission von 1-2% ist wie gewünscht vorhanden. Fraglich ist, inwieweit der Laser auf längeren Wellenlängen; also bei 1050nm und höher; anschwingen wird und wo genau im niedrigen Wellenlängenbereich die Laseremission erfolgen kann.

Um zu ermitteln, bei welcher Wellenlänge der Oszillator anschwingt, wurde mit der Software Matlab eine numerische Kalkulation entwickelt. Ihre wesentlichen Funktionen sind:

1. Die spektralen Daten des Lasermaterials und des Auskoppelspiegels werden importiert.

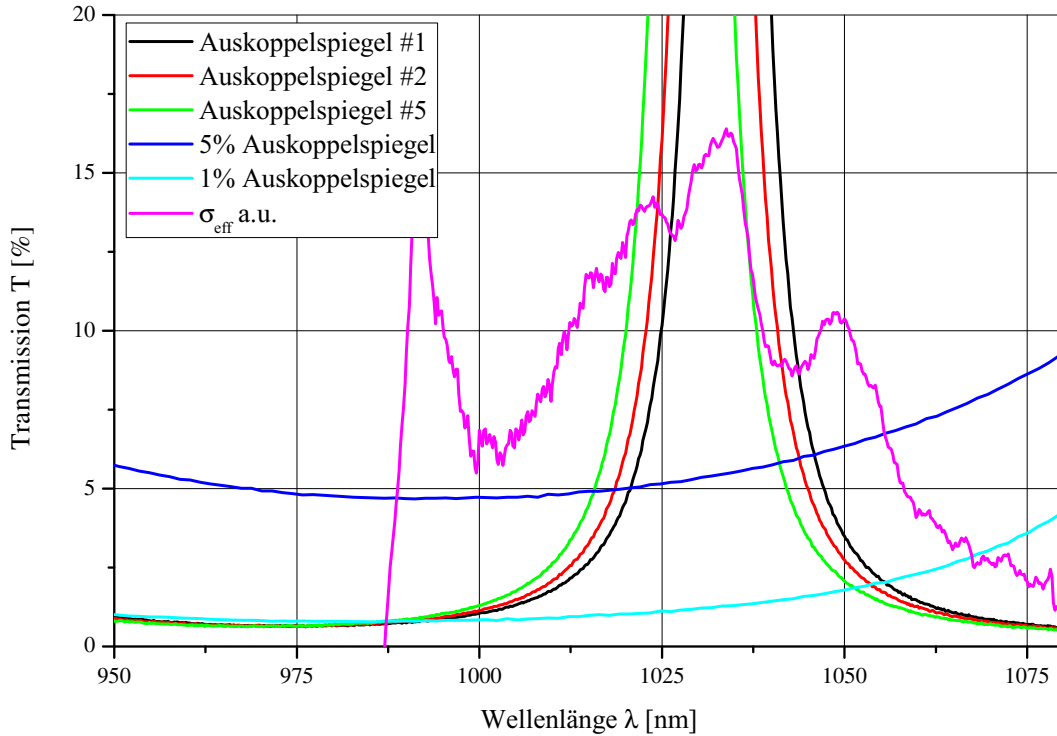


Abbildung 2.2: Spektrale Charakteristik von drei der spektral filternden Auskoppelspiegel, den 1%- und 5% Auskopplern und effektiver Wirkungsquerschnitt des Lasermaterials (bei $T = 80\text{K}$, $\beta = 0,2$; Kurve in willkürlicher Höhe berechnet aus Daten aus [42]).

2. Für eine Temperatur und das komplette Spektrum wird der effektive Verstärkungsfaktor $G(\lambda)$ eines Resonatorumlaufs simuliert:

$$G(\lambda) = V \cdot (1 - T(\lambda)) \cdot \exp(\sigma_{eff}(\beta, \lambda) \cdot C \cdot 2 \cdot L) \quad (2.17)$$

3. Die Inversion β , die zur Berechnung der effektiven Wirkungsquerschnitte nötig ist, wird in einer Schleife so lange in kleinen Schritten erhöht, bis auf irgend einer Wellenlänge $G > 1$ ist (analog zum Pumpprozess).
4. Die anschwingende Wellenlänge und die nötige Inversion werden gespeichert und das Verfahren ab Schritt 2 mit der nächsten Temperatur wiederholt.

So lässt sich für jede Temperatur, für die Spektren vorliegen, die Wellenlänge und die Schwellinversion bestimmen, bei welcher der Resonator anschwingt. Wie in Abschnitt 2.2 festgelegt wurde, ist die Dotierungsdichte $C = 4,91 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^2} \simeq 3\text{mol}\%$ und die Dicke des Lasermaterials $L = 0,5\text{mm}$. Die für die Kalkulation nötigen effektiven Wirkungsquerschnitte σ_{eff} wurden gemäß Gleichung 1.9 aus den Daten aus [42] berechnet. Für die sonstigen Resonatorverluste wurde mit $V = 0,998$ wieder obige Schätzung der HR-Beschichtung verwendet. Damit numerisches Rauschen der Daten nicht zu große Auswirkungen auf die resultierende Wellenlänge hat, wurde eine Toleranzschwelle in die Kalkulation eingefügt: Die Forderung in

Schritt 3 lautet eigentlich $G > 1,0005$. In Schritt 4 werden dann all diejenigen Wellenlängen gespeichert, deren Verstärkungsfaktor über 1 liegt. Dadurch wird außerdem sichtbar, ob sich zwei separate Wellenlängenbereiche bilden, die etwa gleiche Verstärkung erfahren. Aufgrund des räumlichen Lochbrennens (Abschnitt 1.6.2) im Verstärkungsprofil ist es möglich, dass mehrere Wellenlängen gleichzeitig anschwingen.

Die Ergebnisse der Rechnung sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Für einen Wellenlängen-unabhängigen 1%-Auskoppelspiegel ist festzustellen, dass mit sinkender Temperatur die Schwellinversion sinkt, weil die Emissionswirkungsquerschnitte auf den Laserwellenlängen steigen und die Absorptionswirkungsquerschnitte dort sinken. Außerdem ist zu erkennen, dass die Emissionswellenlänge mit sinkender Temperatur leicht sinkt, hier von 1030nm auf 1022nm. Das ist auf die sinkende Reabsorption des Lasermaterials im Bereich um 1022nm zurückzuführen. An der sinkenden Schwellinversion lässt sich gut erkennen, wie das quasi-inverse-Drei-Niveau-System zum echten inversen-Drei-Niveau-System wird.

Im Falle des 5%-Auskopplers ist die Schwellinversion zunächst sehr hoch, weil das Lasermedium nicht sehr dick bzw. hoch dotiert ist. Tatsächlich ist bei Zimmertemperatur kaum Laserbetrieb zu erwarten, weil das Lasermaterial bei einer Inversion von etwa $\beta = 0,48$ für die Pumpstrahlung transparent wird. Die Absorption und die stimulierte Emission auf der Pumpwellenlänge sind dann genau gleich groß. Durch die positiven Effekte der Kühlung sinkt die Schwellinversion aber auf $\beta = 0,2$ bei 80K. Die Rechnung zeigt, dass für solche Temperaturen auch ein Betrieb bei 992nm Wellenlänge vorstellbar ist. Wie in den effektiven Wirkungsquerschnitten in Abbildung 1.6 zu sehen ist, ist der Unterschied in der Verstärkung bei $\beta = 0,2$ zwischen 992nm und 1030nm sehr gering. Da die verwendete Kältemaschine bis hinab zu 30K arbeiten kann, aber spektrale Daten erst ab 80K verfügbar sind, muss das Experiment zeigen, ob dieser Ansatz erfolgreich ist.

Auch für die spektral filternden Spiegel wurde obige Kalkulation durchgeführt. Wie Abbildung 2.3 zeigt, ist bei Zimmertemperatur Betrieb bei 1070nm zu erwarten, bei Temperaturen von unter 200K ein Betrieb bei 1010nm und ab 80K sogar bei 996nm. Der Vorteil gegenüber dem 5%-Auskoppelspiegel ist hier die deutlich geringere Inversion $\beta = 0,1$. Die Diskontinuitäten im Verlauf der Inversionskurve sind auf Rauschen in den spektralen Daten zurückzuführen. Wie die gemessenen Spektren in Abbildung 2.2 schon haben vermuten lassen, so hat auch die Rechnung gezeigt, dass der Auskoppelspiegel #1 am ehesten den Betrieb bei langen Wellenlängen unterdrückt und niedrige Wellenlängen bevorzugt.

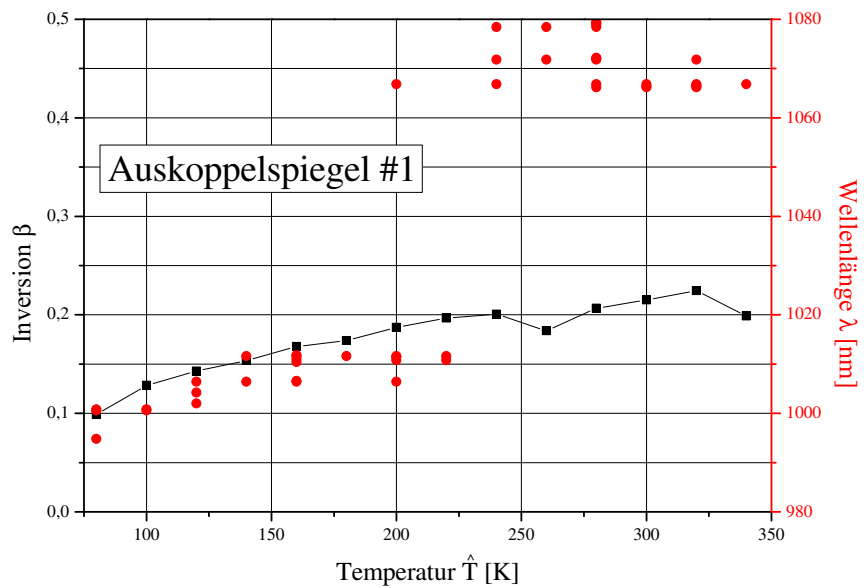
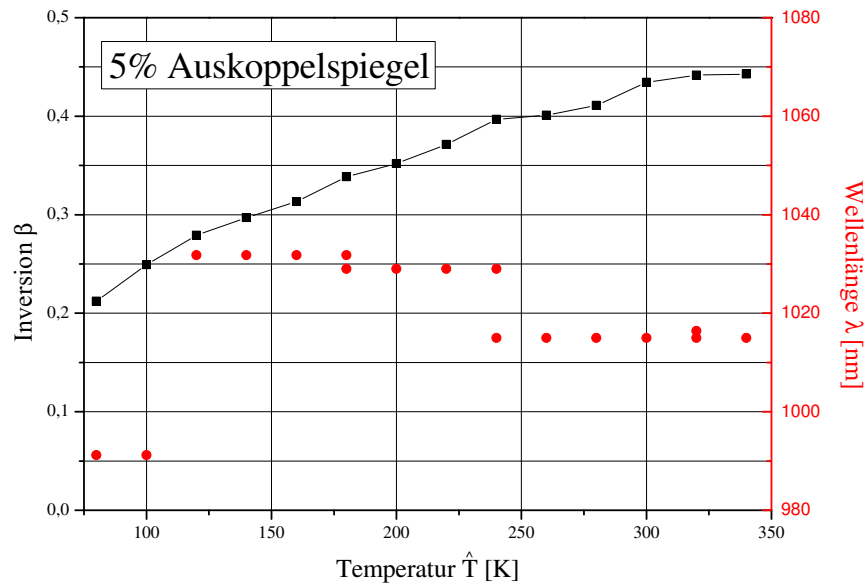
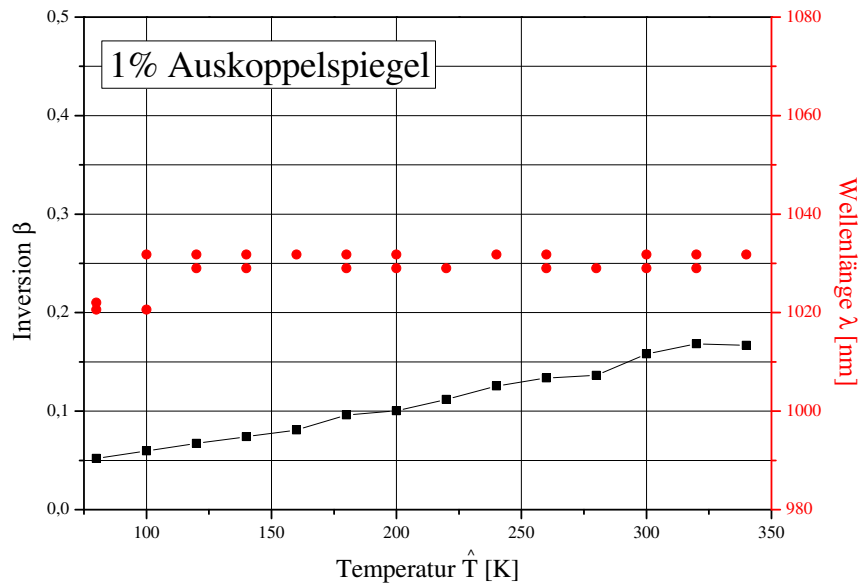


Abbildung 2.3: Ergebnisse der Oszillatorsimulation für ausgewählte Auskoppelspiegel.

2.6 Thermische Simulation

Um die thermischen Verhältnisse im Lasermaterial abschätzen zu können und die Abschätzung später mit den Messwerten vergleichen zu können, wurde eine Wärmeleitungssimulation mit dem heat transfer Modul der Comsol Multiphysics Software (Version 5.1) durchgeführt. Dazu wurde ein dreidimensionales Modell von der Wärmesenke, dem Kontaktmaterial und der Laserscheibe gezeichnet. Die Software löst dann die Wärmeleitungsgleichung auf einem Netz in dieser Geometrie für gegebene Rand- und Anfangsbedingungen. Die vorgegebenen Bedingungen waren eine konstante Temperatur auf der Rückseite der Wärmesenke (Basis-temperatur), diese Temperatur als Anfangswert für die gesamte Geometrie und eine ausgedehnte Wärme-Quelldichte in der Laserscheibe, die die Erwärmung durch den Laserprozess modelliert. Für die Quelldichte ($\frac{\text{W}}{\text{m}^3}$) ist folgende Form verwendet worden:

$$\Delta\dot{Q}(x, y, z) = \hat{A} \cdot \exp\left(\frac{-(x^2 + y^2)^{(2,54/2)}}{(310\mu\text{m})^{2,54}}\right) \quad (2.18)$$

Das ist eine Supergauss-Funktion der Ordnung 2,54 und der Breite $w = 310\mu\text{m}$. Dabei liegen die Achsen x und y in der Ebene der Scheibenrückseite. Die Zahlenwerte ergeben sich aus der Messung der Fluoreszenz der Laserscheibe. Dazu wurde diese mit der vollen Pumpleistung bestrahlt und senkrecht ohne Laseraktivität und mit einem Filter für die Pumpwellenlänge von einer Kamera beobachtet. An das erhaltene Bild wurde mit ausreichender Übereinstimmung ($R^2 > 0,98$) eine Supergauss-Funktion angepasst, aus der sich die obigen Werte ergaben. Diese Werte stimmen gut mit der Schätzung aus Abschnitt 2.3 überein, stellen aber wiederum nur eine Näherung dar, weil sich das Pumpprofil verändert, wenn der Laserprozess läuft. Im Laserbetrieb ist aber aufgrund der hohen im Resonator umlaufenden Leistung die Streuung der Lasermode stärker als die spontane Fluoreszenz, so dass währenddessen kein korrektes Bild aufgenommen werden konnte. Angesichts der Dicke der Laserscheibe und der Veränderung des Pumpprofils über dieser Dicke ist es keine Überraschung, dass das Pumpprofil eher eine Gaußfunktion als ein flat-top-Profil ist.

Die Amplitude \hat{A} der Wärmequelle wurde so angepasst, dass die in der Scheibe insgesamt erzeugte Wärme der Heizleistung im Lasermaterial \dot{Q} entspricht:

$$\dot{Q} = \int_{-5\text{mm}}^{5\text{mm}} \int_{-5\text{mm}}^{5\text{mm}} \int_0^{0,5\text{mm}} \Delta\dot{Q}(x, y, z) dz dy dx \quad (2.19)$$

Die temperaturabhängigen Parameter für die Wärmeleitung, -kapazität und Dichte von Kupfer konnten direkt aus der Materialdatenbank der Software verwendet werden und stammen aus [72] und [31]. Die temperaturabhängige Wärmeleitung des dotierten CaF_2 wurde aus [64] entnommen und liegt zwischen $2\frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei 50K und $4\frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei 300K. Für Dichte und Wärmekapazität wurden die Daten des undotierten Kristalls aus der Materialdatenbank genutzt, diese stammen aus [77, 53, 5] und [68].

Als Kontaktmaterial zwischen der Wärmesenke und der Laserscheibe wurde zu Beginn

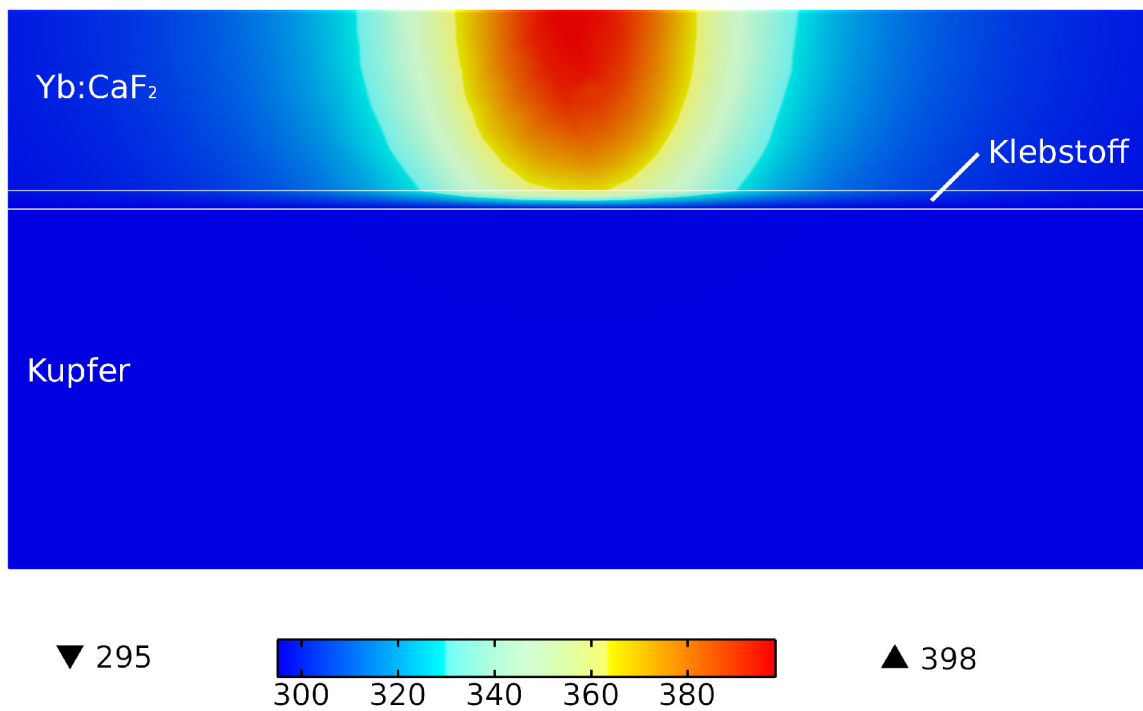
der Experimente ein Klebstoff verwendet, der für den Einsatz im Vakuum und bei tiefen Temperaturen gedacht ist (IMI7031 Varnish; Lieferant: GVL Cryoengineering GmbH). Laut Datenblatt hat dieser eine Dichte von $880 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ bei 77K und eine Wärmeleitfähigkeit von $0,44 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei 300K und $0,22 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei 77K. Da für die Wärmekapazität dieses Klebstoffs keine Daten vorlagen, wurde ein für solche Epoxidharze realistischer Wert [49] von $1 \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$ bei 300K und halb so viel bei 100K geschätzt.

Die ersten Experimente haben gezeigt, dass die Klebstoffschicht beim Aufbringen der Scheibe mit 50µm weit dicker wird als erhofft, so dass der Klebstoff den größten thermischen Widerstand in der Anordnung darstellt. Daraufhin wurde eine Kontaktierung mit Galinstan erprobt. Das ist ein flüssiges Eutektikum aus etwa 68wt% Gallium, 22wt% Indium und 10wt% Zinn. Galinstan wird hauptsächlich als ungiftiger Ersatz für Quecksilber in Thermometern verwendet. Sein Schmelzpunkt liegt laut Hersteller bei -19°C , seine Dichte bei $6440 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und es hat eine Wärmeleitfähigkeit von $16,5 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bei Zimmertemperatur. Da keine weiteren Daten zur Wärmekapazität und zur Temperaturabhängigkeit der Größen vorlagen, wurde die spezifische Wärmekapazität anhand der Verhältnisse und Wärmekapazitäten der Inhaltsstoffe auf $320 \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}$ geschätzt und alle Werte als konstant angenommen.

In Abbildung 2.4 sind beispielhaft die errechneten Temperaturverteilungen für eine Wärmelast von $\dot{Q} = 1\text{W}$ und eine Basistemperatur von $T = 295\text{K}$ gezeigt. Bis auf die temperaturabhängigen Materialdaten ist diese numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung linear in der Wärmequelle \dot{Q} . Das heißt für die doppelte Wärme ergäbe sich etwa die doppelte Temperaturdifferenz. Das Bild zeigt jeweils einen Schnitt durch die Achse des Pumpflecks. Die weißen Striche symbolisieren die Materialgrenzen. Oben liegt das Lasermaterial, in der Mitte ist Klebstoff bzw. Galinstan, unten ist jeweils die Kupfer-Wärmesenke. Offensichtlich bildet sich darin kein nennenswerter Temperaturgradient. Im oberen Bild ist klar zu erkennen, dass ein großer Teil des Temperaturgradienten im Klebstoff liegt. Auf der Achse des Pumpflecks variiert die Temperatur über die Scheibendicke nur zwischen 365K und 398K. Im unteren Bild entfällt hingegen auf die Kontaktschicht fast kein Temperaturgradient: Auf der Achse des Pumpflecks hat die Laserscheibe rückseitig 303K und vorderseitig 368K. Für die Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge des Lasers wird die durchschnittliche Temperatur des Lasermaterials entscheidend sein. Auf der optischen Achse der geklebten Scheibe wären das 382K, bei der Galinstan-kontaktierten Scheibe sind es lediglich 336K. Effektiv ist das Lasermaterial mit Galinstan also thermisch wesentlich besser kontaktiert als mit dem Klebstoff. Mechanisch gesehen wird die Scheibe auf das Galinstan nur aufgelegt, daher sind auch weit weniger Verspannungen zu erwarten als bei der Klebung.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Simulation ist, dass für eine Wärmelast von 1W auf der Galinstan-kontaktierten Scheibe die durchschnittliche Temperatur des emittierenden Bereichs des Lasermaterials um etwa 40K gegenüber der Wärmesenke erhöht wird. Dieser Wert steigt auf 53K bei 30K Basistemperatur. Das liegt an der nachlassenden Wärmeleitung des dotierten CaF_2 bei sinkenden Temperaturen. Die in Abschnitt 2.5 durchgeführten Berechnungen zur Wellenlänge des Oszillators mussten in Ermangelung von Daten bei 80K

Schnitt: Temperatur(K)



Schnitt: Temperatur (K)

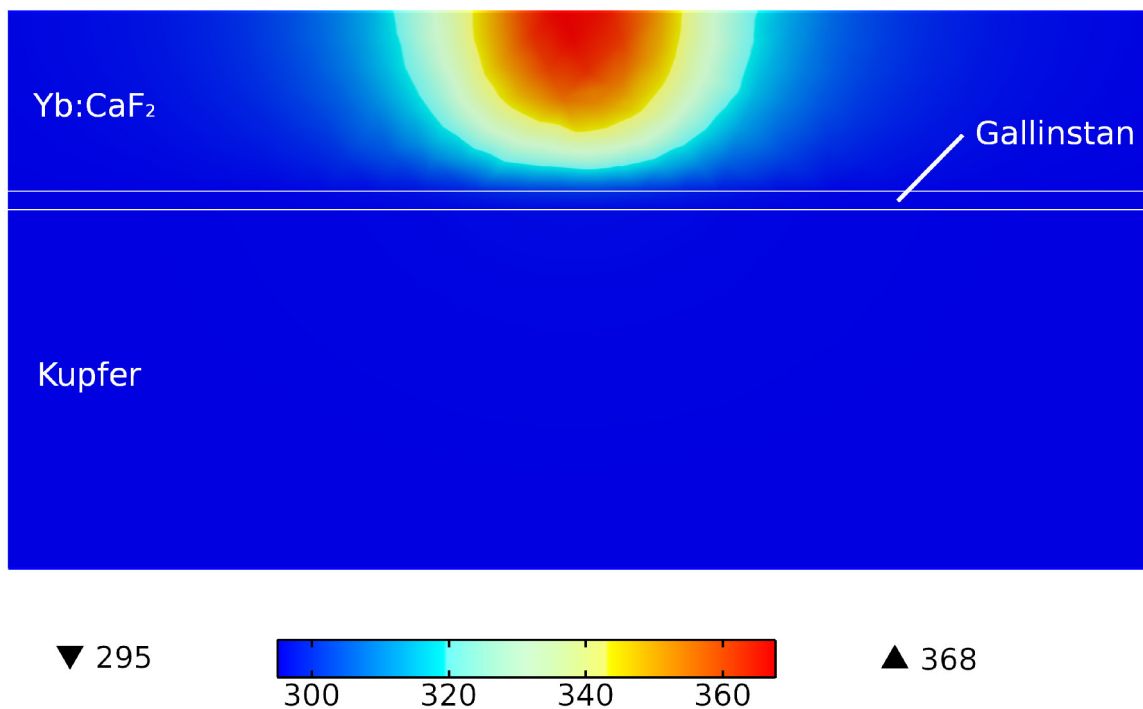


Abbildung 2.4: Temperaturverteilung im Lasermaterial bei 1W Heizleistung mit Klebstoff (oben) und Galinstan (unten) als Kontaktmaterial.

aufhören. Hier hat sich gezeigt, dass das auch der Temperaturbereich ist, den man im gepumpten Material annehmen kann.

2.7 Einfluss der thermischen Linse

Da sich aufgrund der dicken Scheibe auch Temperaturgradienten senkrecht zur optischen Achse bilden, soll in diesem Abschnitt die entstehende thermische Linse berechnet werden. Dazu wird die thermische Simulation aus dem letzten Abschnitt mit einer Wärmelast \dot{Q} von 2W bei einer Basistemperatur von 30K wiederholt. Das ist eine Abschätzung nach oben und entspräche bei einer Pumpleistung von 22W einem Wärmeverlust von 9% und damit weit mehr als der zu erwartenden Wärme. Die Ergebnis-Temperaturverteilung wurde aus der Comsol Software exportiert und mit dem in Tabelle 1.3 angegebenen experimentellen thermo-optischen Koeffizienten χ in eine Brechungsindexverteilung umgewandelt. Der experimentelle Wert für χ wurde ausgewählt, weil die experimentellen Bedingungen, unter denen er gemessen wurde (500 μ m Dicke, 2,9mol% Dotierung), den Parametern der Laserscheibe hier ähnlich sind. Für CaF₂ bildet sich im Zentrum des gepumpten Gebiets ein niedrigerer Index als am Rand. Eine derartige räumliche Brechungsindex-Verteilung ist eine defokussierende Gradientenindexlinse. Die Brennweite einer solchen Linse ist im Handbook of Lasers and Optics [79] für eine radiale Brechungsindexabhängigkeit angegeben:

$$n^2(r) = n_0^2 \cdot (1 + (\hat{g}r)^2) \quad (2.20)$$

$$f = -\frac{1}{n_0 \cdot \hat{g} \cdot \sinh(\hat{g} \cdot L)} \quad (2.21)$$

Hierbei stellt n_0 den Brechungsindex auf der optischen Achse dar, r den Abstand von der optischen Achse, L die Dicke der Linse und \hat{g} den Krümmungs-Parameter des Gradientenindex-Profils. Der Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Abstand von der optischen Achse wurde im Radius von 0,62mm (die zweifache gemessene Gaußweite) um die optische Achse an Gleichung 2.20 mit der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Es ergibt sich ein \hat{g} -Parameter von $28,7 \pm 1,1 \frac{1}{\text{m}}$ und damit eine Brennweite von etwa $f = -1,7\text{m}$. Selbst bei dieser oberen Abschätzung ist die Auswirkung der thermischen Linse auf die Resonatormode kleiner als die Auswirkung der 5%-tigen Fertigungstoleranz des sphärischen Auskoppelspiegels. Daher wird die thermische Linse für den realisierten Laser keine große Rolle spielen. Das wäre anders, wenn bei der Wahl des Radius des Auskoppelspiegels (Abschnitt 2.4) für perfekt grundmodigen Betrieb ein Radius von 1500mm (Brennweite 750mm) gewählt worden wäre. Insofern diene der Kompromiss im Bezug auf den Radius des Auskoppelspiegels auch der Vermeidung von thermischen Effekten.

Obige Abschätzung der thermischen Linse liefert bei 295K Basistemperatur eine Brennweite von $f = -0,25\text{m}$. Damit liegt sie in der gleichen Größenordnung wie die Brennweite des Auskoppelspiegels und würde den Radius der Resonatormode laut ABCD-Matrix-Formalismus von 250 auf etwa 330 μ m vergrößern. Das würde zu einem Betrieb näher an der Grundmo-

de führen und damit die Überleppoeffizienz des Lasersystems leicht senken. Allerdings sollte auch in diesem extremen Fall einer thermischen Linse der Laserbetrieb noch problemlos möglich sein. Die hier abgeschätzten Brennweiten der thermischen Linse sind mit einer Unsicherheit behaftet, weil unklar ist, inwiefern die experimentell ermittelten Werte für den thermo-optischen Koeffizienten χ von der Halterung des Laserkristalls oder der thermischen Kontaktierung abhängen.

3 Experimente und Ergebnisse

Mithilfe der bisherigen Überlegungen und Rechnungen wird in diesem Kapitel zunächst der experimentelle Aufbau des Lasers beschrieben, bevor die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und interpretiert werden.

3.1 Konstruktion der Mechaniken und Vakuumteile

Zunächst musste eine Pumpoptik für den Scheibenlaser konstruiert werden, da Pumpköpfe für eine kryogen gekühlte Laserscheibe kommerziell nicht erhältlich waren. Das Problem bei dieser Konstruktion ist, dass viele Optiken auf sehr kleinem Raum präzise ausgerichtet werden müssen. Dazu braucht man entweder Justagemöglichkeiten, welche Platz einnehmen, oder eine reproduzierbare Fertigung von fest verklebten Optiken in präziser Justage. Da für eine solche Fertigung am Institut für Optik und Quantenelektronik keinerlei Erfahrungen existierten, wurde eine justierbare Pumpoptik konstruiert. Durch den Platzbedarf der Umlenkeinheiten konnten drei Doppeldurchgänge bis zum Umlenkspiegel ohne Versatz realisiert werden. Mit dem Weg zurück zur Pumpfaser sind das 12 Pumpdurchgänge. Darauf bauen die Parameter der Laserscheibe in Abschnitt 2.2 auf. Eine größere Anzahl an Pumpdurchgängen wäre vorteilhaft für das Design des Lasers und der Scheibe gewesen. Bei den hier vorhandenen Durchmessern von Pumpstrahl und Parabolspiegel wären bei einer kommerziellen Fertigung problemlos 16 Pumpdurchgänge möglich gewesen.

In den ersten Experimenten ist außerdem deutlich geworden, dass der Rückreflex der Pumpstrahlung die Faserfacette zerstören kann, wenn Auskoppelgrade über 1% verwendet werden. Das liegt an der mit der Auskoppelung steigenden Inversion im aktiven Medium und der damit sinkenden Absorption für die Pumpe. Die Anzahl der Pumpdurchgänge war damit für die meisten Experimente auf sechs begrenzt.

Da bei einem Laseroszillator mit kleiner Verstärkung (etwa 1,02) ein Vakuumfenster in der Kavität vergleichsweise große Verluste erzeugen würde, musste die gesamte Laserkavität im Vakuum aufgebaut werden. Das erste Problem dabei war die Abwesenheit eines optischen Tisches, welcher die Justage der Optiken zueinander stabilisiert. Um diesen zu ersetzen, wurde mit Hilfe der Konstruktionsabteilung und der Werkstätten des Instituts ein Gestell zur Optikhalterung entworfen und gebaut.

Die gesamte Optik und das Gestell sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Das Pumplicht kommt aus der blau dargestellten Faser, wird kollimiert, über das Prisma umgelenkt und von dem Parabolspiegel auf die Laserscheibe fokussiert, welche am unteren Ende des Kup-

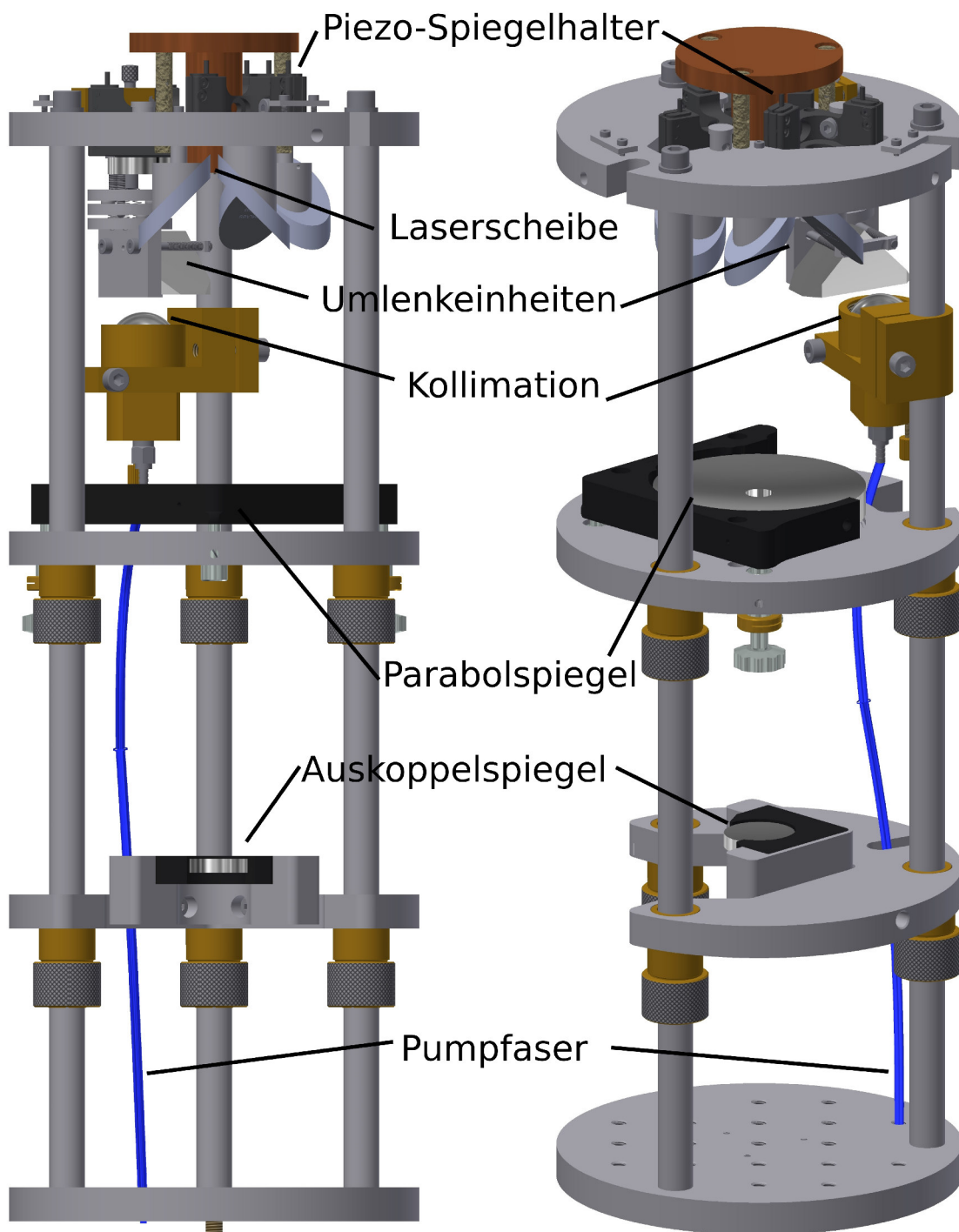


Abbildung 3.1: Dreidimensionales Modell des Laseraufbaus.

ferdoms hängt. Der optische Weg der Pumpstrahlung lässt sich über drei Piezo-getriebene Spiegelhalter justieren (schwarz in der obersten Grundplatte dargestellt). Der Halter des 3-Zoll Parabolspiegels ist manuell justierbar. Die Grundplatten für den Parabolspiegel-Halter und für den Piezo-getriebenen Endspiegel-Halter sind vertikal verstellbar und werden dann an den Säulen der Konstruktion fixiert.

Der Kupferdom ist über drei dünne, hohle Bolzen aus Glasfaser-verstärktem Kunststoff mechanisch auf der oberen Grundplatte angebracht. Diese Bolzen haben zusammen einen Querschnitt von ungefähr 2cm^2 und eine Länge von $2,3\text{cm}$. Bei einer Temperaturdifferenz von 260K ist ein Wärmefluss von $0,5\text{W}$ über diese Bolzen zu erwarten. Dieser Wert ist klein genug, um auch bei längerer Kühlung des Lasermaterials die Konstruktion im Vakuum nicht substanziell zu kühlen. Die Temperatur der oberen Grundplatte und des Kupferdoms wurden über Thermowiderstände überwacht.

Zum Zeitpunkt der Konzeption des Laseraufbaus war für die Kühlung ein Kühlfinger vorgesehen, der mit flüssigem Stickstoff befüllt wird. Dieser steht offen im Kühlfinger und dampft dann bei Raumdruck in die Laboratmosphäre ab, was den Finger auf 77K kühlt. Um Schwingungen zu vermeiden und den senkrechten Kühlfinger einfacher kontaktieren zu können, wurde das Gestell senkrecht in die Vakuumkammer gebaut. Aufgrund der Gesamthöhe der Anordnung war es nicht möglich, sie unter einer flowbox unterzubringen. Das bringt auf vertikal gehaltenen Optiken Probleme mit Verschmutzungen mit sich wenn der Aufbau geöffnet wird.

Der Kühlfinger wurde im Verlauf der Arbeit durch eine Kältemaschine (Croytech CP800) ersetzt. Diese benutzt Helium als Kühlmittel, welches in einem Kolben expandiert. Diese periodische Expansion bewirkt erhebliche Vibrationen, ermöglicht aber eine Kühlung bis unter 30K , auch bei einer Wärmelast von mehreren Watt. Die Auswirkungen der Vibrationen konnten reduziert werden, indem der Kühlkopf mechanisch an einem benachbarten flowbox-Gestell fixiert und durch einen Schwingungsdämpfer mechanisch vom Vakuumtopf entkoppelt wurde.

Um einen thermischen Kontakt zwischen dem Kühlfinger und dem Scheibendom herzustellen, die beiden aber mechanisch zu entkoppeln, wurde Kupferflachlitze benutzt. Diese Wärmebrücke hat eine Länge von 4cm und einen Querschnitt von 1cm^2 . Die Wärmelast an dem Kühlfinger setzt sich zusammen aus der Wärme des Laserprozesses, Strahlungswärme und der Wärmeleitung der Bolzen und Thermometerkontakte. Bei einer Wärmelast von 10W ergibt sich nur eine Temperaturdifferenz von 10K über der Kupferlitze. Dieser Überschlag stimmt mit dem Experiment gut überein: Mit dem Stickstoff-Finger wurden im Laserbetrieb 90K erreicht, das ist 13K über der Verdampfungstemperatur vom Stickstoff.

Während der Laserexperimente soll die vom Laserprozess generierte Wärme bestimmt werden. Unter Laborbedingungen wurde eine Wärmebildkamera dafür benutzt. Da diese im Vakuum nicht einsetzbar ist, wurde nach Art eines Bolometers im thermischen Gleichgewicht bei laufender Kältemaschine die Temperatur der Wärmesenke gemessen. Diese Messung wurde jeweils mit und ohne Laserprozess durchgeführt und die Temperaturerhöhung

durch den Laserprozess aufgezeichnet. Diese Temperaturerhöhung wurde dann mit einer Referenzmessung verglichen, bei der unter sonst gleichen Bedingungen die Erwärmung nicht durch den Laserprozess, sondern durch einen stromdurchflossenen elektrischen Widerstand erreicht wurde. Die Heizleistung des Widerstandes war aus Strom und Spannung bekannt und konnte so eindeutig einer Temperaturdifferenz zugeordnet werden.

Das Hochvakuum wurde mit Hilfe einer Turbopumpe (Oerlikon Leybold turbovac SL80) und einer Scrollpumpe (Varian IDP3) erzeugt. Die Vakuumrohre und der Topf wurden mit Gummidichtungen verbunden, weil im Rahmen der Experimente der Topf sehr oft geöffnet werden musste. Aufgrund der Komplexität des Lasers war es nicht möglich, den Aufbau nur aus Hochvakuum-tauglichen Teilen aufzubauen. Vor allem die elektrischen Durchführungen, Kabel und Lötstellen dürften die Vakuumqualität negativ beeinflusst haben. Trotz der Elemente im Topf und der Gummidichtungen wurde ein vergleichsweise niedriger Druck von $p < 2 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht. Dazu wurde der Topf meist 2-3 Tage abgepumpt. Im Experiment war allerdings festzustellen, dass der Druck mit der Aktivierung der Kryokühlung bis auf $p < 5 \cdot 10^{-7}$ mbar bei 30K sinkt. Das bedeutet, dass sich Teile des Restgases im Vakuumtopf an kalten Oberflächen niederschlagen. Die kälteste Oberfläche ist natürlich der Kühlfinger. Der Scheibendom und das Lasermaterial sind zwar etwa 10K wärmer, aber geometrisch wesentlich exponierter. Da die freie Weglänge der Gasteilchen bei diesem Druck größer als 1m ist, wird sich das Hervorstehen des Scheibendoms dahingehend auswirken, dass sich mehr Gasteilchen an ihm anlagern. Eine gefrorene Schicht von Restgasen auf dem Lasermaterial würde sich allerdings negativ auf den Laserbetrieb auswirken.

In Abbildung 3.2 ist der Kupferdom mit der gepumpten Scheibe inmitten der Pumpoptiken zu sehen. Die Rückseite der Scheibe spiegelt, weil das Galinstan als Spiegel wirkt. Das violette Licht des Pumpflecks ist vermutlich die Fluoreszenz einer Materialverunreinigung, Yb:CaF₂ hat zumindest in diesem Spektralbereich keine Emissionslinien.

Die Ausgangsleistung des Lasers wurde außerhalb des Vakuumtopfes mit thermopile-Leistungsmessköpfen (Coherent LM-45 und Gentec UP19K-30H-H5-D0) bestimmt. Zwischen dem Auskoppelspiegel und dem Messkopf befanden sich zwei 45° Umlenkspiegel und das Fenster des Vakuumtopfes. Um das Laserspektrum zu bestimmen, wurde das Streulicht vom Leistungsmesskopf mit Faser-gekoppelten Spektrometern vermessen (USB4000 Ocean Optics Inc. und AQ 6315A Ando Electronics).

3.2 Ergebnisse bei Raumtemperatur

Um die Simulation aus Abschnitt 2.6 zu überprüfen und nachzuweisen, dass der Betrieb bei niedrigeren Wellenlängen tatsächlich die Wärmelast im Laser reduziert, wurde zunächst bei Zimmertemperatur die Wärmeentwicklung im Lasermaterial gemessen. Dazu wurde das Lasermaterial während des Betriebs mit einer Wärmebildkamera beobachtet (FLIR P620). Diese Kamera ist normalerweise für größere Objekte wie Häuser gedacht. Um etwas so Kleines wie den Laserfokus beobachten zu können, wurde der Arbeitsabstand mit einer ZnS-Linse



Abbildung 3.2: Blick in den Laseraufbau: gepumpte Scheibe und Pumpoptiken. Die ovalen Spiegel bilden paarweise je eine Umlenkeinheit. Die violette Fluoreszenz ist vermutlich eine Materialverunreinigung.

($f = 190\text{mm}$) verkürzt, welche direkt vor dem Objektiv platziert wurde. Die Wärmebildkamera wurde gemäß Anleitung kalibriert. Dazu wurden der im Scheibendom angebrachte Temperatursensor und einige Heizwiderstände benutzt. Die Kalibration ergab eine Emissivität von $\mu = 0,65$. Laut Angaben des Herstellers ist die AR-Beschichtung auf der Laserscheibe nicht transparent für Infrarotstrahlung zwischen 8 und $12\mu\text{m}$, d.h. dem Bereich in dem die Kamera arbeitet. Das bedeutet, dass nicht die Temperatur des Yb:CaF₂-Volumens gemessen wird, sondern die Temperatur der Beschichtung. Da die Beschichtung allerdings sehr dünn ist, also auch eine kleine Wärmekapazität hat und keine eigene Wärmequelle beinhaltet, wird das der Temperatur der obersten Yb:CaF₂-Schicht entsprechen.

Der Laser wurde für die Versuche bei Zimmertemperatur mit Wasser-gekühlter Scheibe (18°C) justiert und mit kontinuierlicher Pumpe betrieben. Die Pumpe wurde nach dem dritten Doppeldurchgang aus der Anordnung ausgekoppelt und auf einen Leistungsmesskopf umgelenkt, um die absorbierte Leistung zu bestimmen. Aus den Spezifikationen der Beschichtungen, die das Pumplicht bis dahin passiert hat, lässt sich abschätzen, dass etwa 2% der Pumpstrahlung an den Optiken verloren wurden. Des Weiteren wurden während des Betriebs die Emissionswellenlänge, die Laserleistung P_L und die an der Laserschwelle absorbierte Pumpleistung P_{th} aufgezeichnet. Es wurden verschiedene Auskoppelspiegel verwendet, um Emission bei verschiedenen Wellenlängen zu erzeugen.

Während dieses Betriebs wurden mit der Wärmebildkamera Aufnahmen vom Lasermaterial gemacht, aus denen die Maximaltemperatur der Scheibe abgelesen wurde. An diese gemessene Temperatur wurde die Amplitude der Wärmequelle in der Simulation so angepasst, dass in der Simulation genau die gemessenen Temperaturwerte erreicht werden. Die integrale Wärme dieser simulierten Wärmequelle wird im Folgenden als gemessene Wärme bezeichnet, weil sie direkt aus den gemessenen Temperaturen errechnet wurde.

Demgegenüber steht die erwartete Wärmeentwicklung \dot{Q}_e . Diese setzt sich aus drei Quellen zusammen: dem Quantendefekt der Fluoreszenz unterhalb der Laserschwelle ($P_{th} \frac{\lambda_F - \lambda_P}{\lambda_F}$), dem Quantendefekt der Laserstrahlung ($\frac{P_L}{\eta_D} - P_L$) und dem von der HR-Schicht transmittierten Anteil der Laserstrahlung ($P_L \cdot (1 - \eta_c)$). Aufgrund der Reabsorption hängt die mittlere Fluoreszenzwellenlänge λ_F von der Dicke und der Temperatur des Lasermaterials ab. In [41] wird dieser Zusammenhang dargestellt und für eine effektive Dicke von 1mm (verspiegelte Rückseite) und eine Temperatur von 40°C eine mittlere Fluoreszenzwellenlänge von 1000nm berechnet. Der von der HR-Schicht transmittierte Anteil der Laserstrahlung wird vom Galinstan teilweise absorbiert. Der wiederum vom Galinstan reflektierte Anteil wird aber von der HR-Schicht wieder zurückgeworfen, so dass letzten Endes die gesamte Strahlung absorbiert wird:

$$\dot{Q}_e = P_{th} \frac{\lambda_F - \lambda_P}{\lambda_F} + \left(\frac{P_L}{\eta_D} - P_L \right) + P_L \cdot (1 - \eta_c) \quad (3.1)$$

Der von der HR-Schicht transmittierte Anteil der Pumpstrahlung hingegen ist vernachlässigbar, weil die Pumpleistung 1-2 Größenordnungen geringer ist als die in der Laserkavität umlaufende Laserleistung. Bei Zimmertemperatur und voller Pumpleistung konnte der Laser mit drei verschiedenen Wellenlängen betrieben werden. Außerdem wurde die Wärme-

entwicklung der reinen Fluoreszenz ohne Laserkavität aufgezeichnet. Da sich die Laser der verschiedenen Wellenlängen in ihrer Pumpschwelle und Auskoppelleffizienz erheblich unterscheiden, sind in Abbildung 3.3 die gemessene und die erwartete Wärme in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpleistung dargestellt. Dazu sind jeweils Betriebsart und Wellenlänge angegeben. Obwohl durchgehend mit der vollen Pumpleistung gearbeitet wurde, ist die absorbierte Leistung unterschiedlich, weil die Inversion des Lasermaterials und damit der effektive Wirkungsquerschnitt der Laserionen unterschiedlich ist.

Zunächst lässt sich festhalten, dass die mittels Wärmebildkamera gemessene Wärmeentwicklung für den Betrieb bei 1032nm und bei 1057nm gut mit der erwarteten Wärme übereinstimmt. Im Laserbetrieb bei 1010nm und im Fluoreszenzbetrieb ist die gemessene Wärme hingegen erheblich größer als die erwartete Wärme. Da die verschiedenen Laserschwellen und Quantendefekte berücksichtigt wurden, muss die Erwärmung aus einer Quelle stammen, die in Gleichung 3.1 nicht vorkommt. Da die Abweichung auch im Fluoreszenzbetrieb auftritt, kann sie aber nichts mit dem Laserprozess zu tun haben.

Die Quanteneffizienz wurde hier bisher nicht mit einbezogen. Boudeile et al. [11] haben an einer 0,5mm dicken und 2,9mol%-dotierten Scheibe ähnliche Experimente wie hier durchgeführt: Eine Wärmebildkamera beobachtet den gepumpten Laserkristall mit und ohne Laserbetrieb. Daraus haben sie eine Quanteneffizienz von 99,7% bestimmt. Für die hier vorgestellten Ergebnisse wäre diese zusätzliche Erwärmung vernachlässigbar. Kuhn et al. [44] haben photo-akustisch die Quanteneffizienz an Yb:CaF₂-Proben gemessen, die auch von Korth Kris-

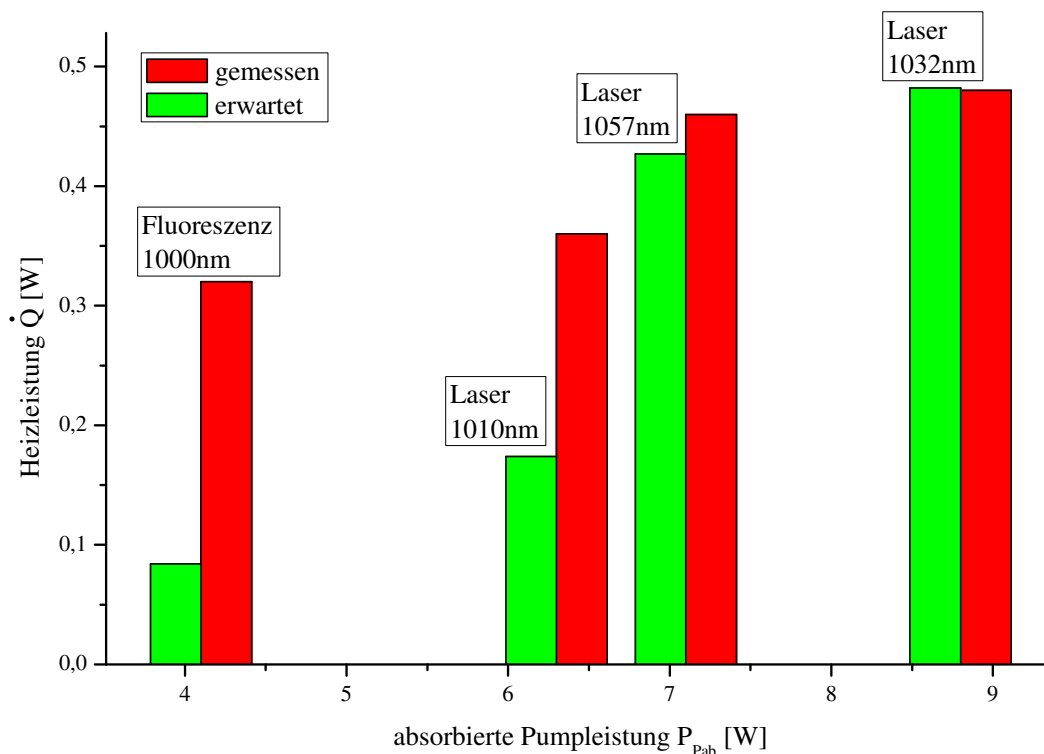


Abbildung 3.3: Vergleich der gemessenen und errechneten Wärmeentwicklung im Lasermaterial.

talle GmbH hergestellt wurden und aus der gleichen Charge wie die hier verwendeten Laserkristalle stammen. An diesen wurde eine Quanteneffizienz von $98\% \pm 3\%$ gemessen. Aufgrund der Messprozedur und der nötigen Literaturwerte für deren Auswertung ist die Messunsicherheit sehr hoch. Eine Quanteneffizienz im Bereich von 95% würde zwar die gemessene Wärme im Fluoreszenzbetrieb erklären, aber nicht die Abhängigkeit der Abweichung von der absorbierten Pumpleistung bzw. vom Betriebsmodus.

Eine weitere mögliche Erklärung wäre eine Absorption, die nicht von den Yb-Ionen verursacht wird. Eine solche parasitäre Absorption würde mit ihrem Absorptionskoeffizienten nicht auffallen, weil die Inversion nicht direkt bekannt ist und die Wirkungsquerschnitte sowie die Dotierungskonzentration der Yb-Ionen Messunsicherheiten haben. Wenn aber ein großer Teil der parasitär absorbierte Leistung in Wärme umgewandelt wird, würde das in der Wärmebilanz durchaus ins Gewicht fallen, denn die von den Yb-Ionen absorbierte Leistung wird nur zu ca. 5% in Wärme umgewandelt. Die Tatsache, dass der Effekt mit abnehmender absorbierte Pumpleistung zunimmt, würde dazu passen, denn aufgrund der Mehrfachdurchgänge der Pumpstrahlung steigt die effektive Pumpstrahlungsdichte mit abnehmender Absorption. Außerdem wäre eine Energieübertragung von den Yb-Ionen auf potentielle Verunreinigungen möglich. Die Rate einer solchen Übertragung würde mit der Inversion im Lasermaterial ansteigen. Da eine hohe Inversion im Betrieb auch verringerte Absorption bedeutet, könnten Verunreinigungen die Ergebnisse erklären. Die violette Fluoreszenz des Lasermaterials weist auch auf eine Verunreinigung hin, da Yb:CaF selbst in diesem Spektralbereich keine Emissionslinien hat.

3.3 Spektrale Struktur

In obigem Experiment wurden mit dem Ando Spektrometer hochauflösende ($\Delta\lambda = 0,05\text{nm}$) Aufnahmen vom Spektrum der Laserstrahlung gemacht. Diese sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Mit dem 1%-Auskoppelspiegel war die Laserstrahlung um 1032nm zentriert. Die spektral filternden Auskoppelspiegel #1 und #5 unterdrücken diese Wellenlänge (siehe Abbildung 2.2) und bewirken bei Raumtemperatur jeweils Laserbetrieb bei 1010nm bzw. 1057nm. Die Tatsache, dass der spektral filternde Auskoppelspiegel #1 keinen Betrieb bei 1070nm bewirkt, wie die Rechnung in Abschnitt 2.5 vorhergesagt hat, kommt daher, dass in dieser Rechnung die spektrale Charakteristik der HR-Beschichtung der Laserscheibe nicht mit einbezogen wurde. Diese ist für 980-1030nm ausgelegt und verursacht außerhalb dieses Bereichs zusätzliche Verluste.

Die Spektren sind jeweils stark moduliert, weil die enthaltenen Wellenlängen jeweils räumlich verschiedene Bereiche des Verstärkungsprofils nutzen, wie in Abschnitt 1.6.2 schon angedeutet wurde. Der Abstand der Linien in den gemessenen Spektren beträgt etwa 0,7nm. Das ist genau der Modenabstand, der sich aus der Interferenzbedingung in Gleichung 1.25 ergibt. Effektiv bestimmen also die Dicke und der Brechungsindex der Laserscheibe die Breite der spektralen Spitzen. Die Gesamtbreite der Spektren hingegen ist jeweils leicht unterschiedlich,

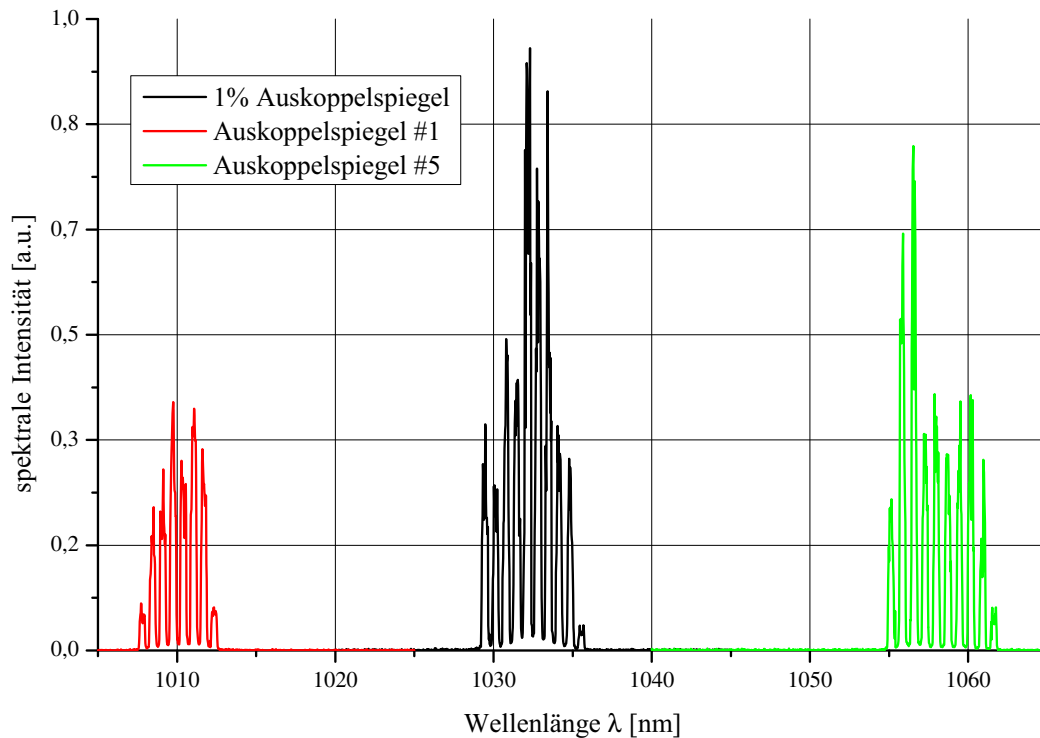


Abbildung 3.4: Laserspektrum mit verschiedenen Auskoppelspiegeln.

weil sich für jeden Auskoppelspiegel aus seiner spektralen Charakteristik und der Verstärkung des Lasermaterials eine andere effektive Verstärkungsbandbreite ergibt.

3.4 Ergebnisse bei tiefen Temperaturen

3.4.1 Grundmodebetrieb

Die Vorversuche mit den spektral filternden Auskoppelspiegeln ergaben, dass #1 auch bei niedrigen Temperaturen die Emission um 1050nm am besten unterdrückt und am ehesten zur Emission bei niedrigen Wellenlängen führt. Die Rechnungen in Abschnitt 2.5 hatten das schon angedeutet. Daher wird aus den filternden Auskoppelspiegeln der Spiegel #1 ausgewählt.

Der Laser wurde jeweils mit den verschiedenen Auskoppelspiegeln bei Zimmertemperatur justiert. Im Falle der 4% und 5%-Auskoppelspiegel musste er zunächst mit dem Pumplaser im Pulsbetrieb justiert werden. Durch 10Hz Repetitionsrate, 5ms Pulslänge und maximalen Diodenstrom wurde die Wärmelast im Lasermaterial gegenüber dem kontinuierlichen Betrieb soweit reduziert, dass der Laser mit dem 4%-Auskoppler schon bei Zimmertemperatur ansprang, mit dem 5%-Auskoppler bei 230K. In Abbildung 3.5 sind die Ausgangsleistungen für verschiedene Temperaturen und Auskoppelspiegel während des Kühlprozesses dargestellt. Die Laserkavität mit dem 1% Auskoppelspiegel konnte dabei noch mit sechs Pumpdoppeldurchgängen und einer Pumpleistung von 22,4W betrieben werden. Aufgrund

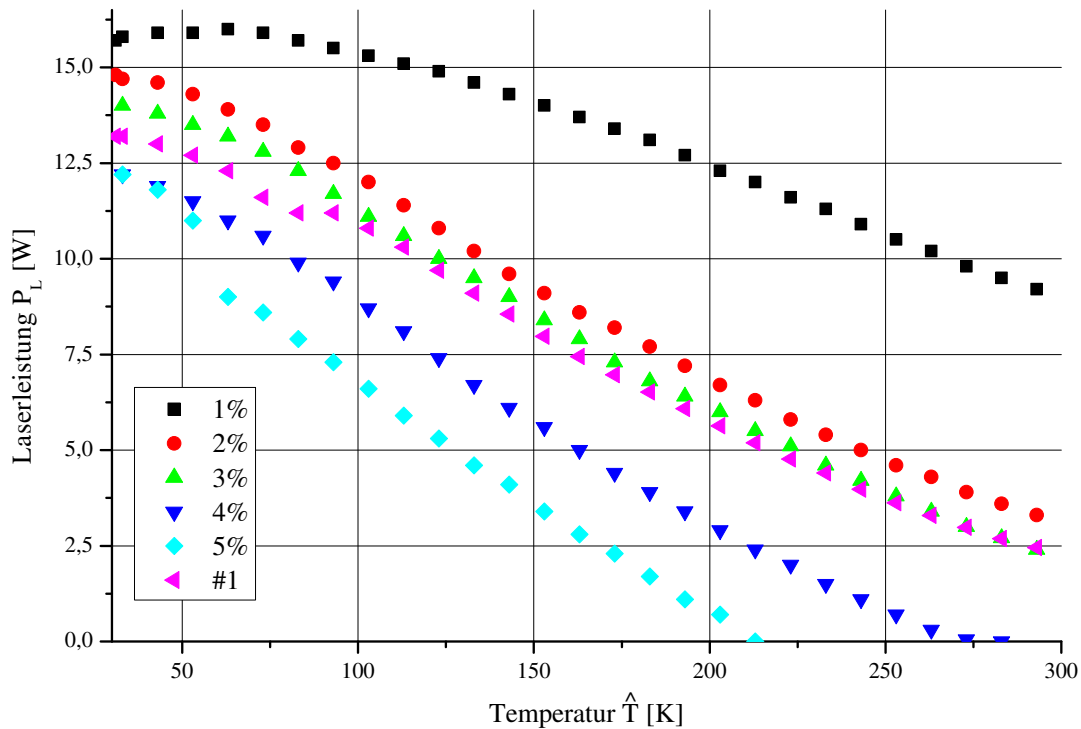


Abbildung 3.5: Laserleistung mit verschiedenen Auskoppelspiegeln beim Abkühlen der Laserscheibe.

der Auswirkungen der Pumpreflexe wurden alle anderen Kurven mit 21,3W Pumpleistung und 3 Pumpdoppeldurchgängen aufgenommen.

Zunächst lässt sich festhalten, dass der 1%-Auskoppelspiegel unabhängig von der Temperatur den effizientesten Betrieb ermöglicht. Dies deutet auf Resonatorverluste hin, die deutlich kleiner als 1% pro Umlauf sind. Mit zunehmender Transmission des Auskoppelspiegels nimmt aber zusätzlich die Schwellinversion im aktiven Material zu und damit die Absorption der Pumpstrahlung ab. Dieses Problem war bei der Konzeption des Lasers nicht vorhergesehen worden, weil nicht klar war, dass die Rückreflexe der Pumpstrahlung derartig große Auswirkungen auf die Pumpfaser haben würden, dass der Pumprückweg zur Faser nicht benutzt werden kann.

Die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung resultiert aus der steigenden Pumpabsorption: Zum einen steigt der Absorptionswirkungsquerschnitt mit sinkender Temperatur; zum anderen steigt der Emissionswirkungsquerschnitt, was eine niedrigere Schwellinversion bewirkt. Diese wiederum führt zu einem erhöhten effektiven Wirkungsquerschnitt für die Pumpwellenlänge.

Die Tatsache, dass die Kurve des 1% Auskopplers bei 70K ein Maximum hat und danach leicht absinkt, liegt an kleinen Dejustagen, die vermutlich durch das Abkühlen verursacht wurden. Nach Erreichen der Minimaltemperatur wurde das System daher jeweils nachjustiert. Bei dieser Justage wurde das vorherige Maximum wieder erreicht. Der spektrale Überlapp der Pumpstrahlung mit dem Absorptionsspektrum nimmt durch die Kühlung

anscheinend nicht ab. Das wurde in Abschnitt 2.1 bereits rechnerisch überprüft.

Die in den Kurven sichtbaren Diskontinuitäten sind jeweils mit Wellenlängenübergängen verbunden: Der spektrale Auskoppelspiegel #1 bewirkt bei Temperaturen unterhalb von 90K einen spektralen Sprung von 1010nm zu 996nm. Der 5% Auskoppelspiegel führt bei Temperaturen von unter 60K zu einem Sprung von 1032nm zu 992nm Emissionswellenlänge. Die Auskoppelspiegel mit 2-4% Transmission emittieren zumindest bei voller Pumpleistung fast ausschließlich im Bereich um 1032nm und liegen von der Ausgangsleistung her deutlich unter der des 1% Auskopplers. Daher werden diese nicht weiter betrachtet.

Parallel zur Laserausgangsleistung ist in den Experimenten die Emissionswellenlänge des Lasers aufgezeichnet worden. Die Ergebnisse für den 1%, den 5% und den Auskoppelspiegel #1 sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Die offenen Quadrate symbolisieren die Ergebnisse der Rechnung aus Abschnitt 2.5, die Kreise symbolisieren die gemessene Laserwellenlänge aus dem Experiment. Da im Experiment nur die Temperatur der Wärmesenke gemessen werden konnte, diese aber nicht identisch mit der Temperatur des Lasermaterials ist, auf der die Kalkulation basiert, wurde die Temperaturachse der experimentellen Werte um 45K verschoben. Das entspricht etwa der Differenz zwischen der Temperatur der Wärmesenke und der durchschnittlichen Temperatur des laseraktiven Bereichs, wie in Abschnitt 2.6 berechnet wurde. Diese Differenz variiert natürlich je nach tatsächlicher Heizleistung und Basistemperatur. In obiger Simulation ergibt sich für Raumtemperatur eine Differenz von 40K und für 77K Basistemperatur eine Differenz von 53K.

Für den 1% Auskoppelspiegel stimmen die Ergebnisse des Experiments sehr gut mit der

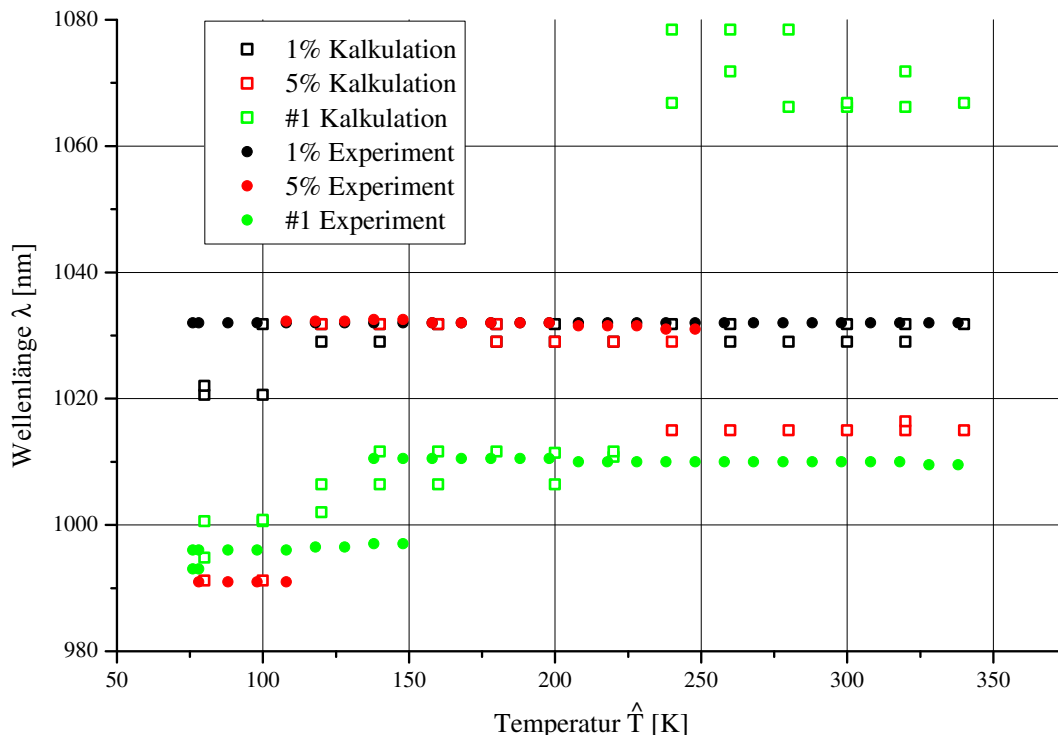


Abbildung 3.6: Emissionswellenlänge des Scheibenlasers: Experiment und Kalkulation.

Kalkulation überein. Die Abnahme der Wellenlänge auf 1022nm bei tiefen Temperaturen konnte allerdings nur unterhalb der maximalen Pumpleistung beobachtet werden (siehe unten). Für den 5% Auskoppelspiegel stimmt die Kalkulation völlig mit dem Experiment überein, wobei allerdings bei Temperaturen über 250K kein Laserbetrieb erreicht werden konnte, weil die Schwellinversion zu hoch war. Die vorhergesagte Emission bei 992nm und damit einem Quantendefekt von nur 1,2% konnte erreicht werden. Die experimentell bestimmte Wellenlänge mit dem spektralen Auskoppelspiegel #1 stimmt weitgehend mit der Kalkulation überein. Wie oben schon erwähnt, konnte bei Zimmertemperatur keine Emission um 1070nm beobachtet werden, weil die HR-Beschichtung der Laserscheibe in diesem Bereich nicht mehr gut genug funktioniert, was bei der Kalkulation nicht mit einbezogen wurde.

In Abbildung 3.7 sind die Laserausgangsleistungen und -wellenlängen in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. Bei der Interpretation dieser Ergebnisse ist zu beachten, dass mit der Pumpleistung auch die Temperatur des Lasermaterials steigt. Bei ausgeschalteter Pumpe sind das etwa 30K, bei voller Pumpleistung ergab sich aus der Simulation in Abschnitt 2.6 eine Durchschnittstemperatur von 70-80K.

Interessanterweise emittieren alle realisierten Laser kurz über der Laserschwelle zunächst bei 992nm. Bei 30K scheint das also auch bei geringer Inversion, also trotz Reabsorption, die Wellenlänge der größten Verstärkung zu sein. Der 1% Auskoppelspiegel produziert bei Temperaturen über 30K die vorhergesagten Wellenlängen von 1022nm und 1032nm. Bei einer Pumpleistung von 22,4W wurde eine Ausgangsleistung von 16W und damit eine optisch-zu-optisch-Effizienz von 71% erreicht.

Der Laser mit 5% Auskoppelspiegel emittiert deutlich weniger Leistung, weil die höhere Schwellinversion zu einer geringeren Pumpabsorption führt. Dies wird in Abschnitt 3.4.4 auch quantitativ untersucht. Bis ca. 17W Pumpleistung emittiert er bei 992nm, darüber bei 1032nm. Die Kalkulation hatte diesen sprunghaften Übergang vorhergesagt. Das Experiment hat gezeigt, dass der Übergang in der Wellenlänge mit einer deutlichen Veränderung der differentiellen Effizienz einhergeht. Das liegt daran, dass bei 1032nm die Transmission des Auskopplers etwas höher ist, was zu einer erhöhten Schwellinversion und damit nochmals zu niedrigerer Absorption führt. Interessanterweise war diese Tendenz zur Emission bei 1032nm nicht stabil, sondern nahm bei 30K mit der Betriebsdauer zu. In mehreren Experimenten mit diesem Auskoppelspiegel konnte reproduzierbar beobachtet werden, wie der Laser bei 30K und voller Pumpleistung zunächst bei 992nm lief, aber nach etwa 20 Minuten im Betrieb mit spürbaren Leistungseinbußen seine Wellenlänge auf 1032nm änderte. Die Daten in Abbildung 3.7 wurden etwa 20 Minuten nach dem Erreichen der minimalen Temperatur aufgezeichnet, da zunächst der Laser feinjustiert wurde. Einige Minuten später wechselte der Laser schon bei geringeren Pumpleistungen zu 1032nm.

Es gibt zwei Erklärungsmöglichkeiten für dieses Verhalten: Zum einen könnte es sein, dass sich Restgase aus dem Vakuumtopf auf der kalten Laserscheibe niederschlagen. Die Rayleigh-Streuung an einer solchen Partikelschicht wäre für 992nm stärker als für 1032nm weil der Wirkungsquerschnitt für Rayleigh-Streuung von der vierten Potenz der inversen Wellenlänge

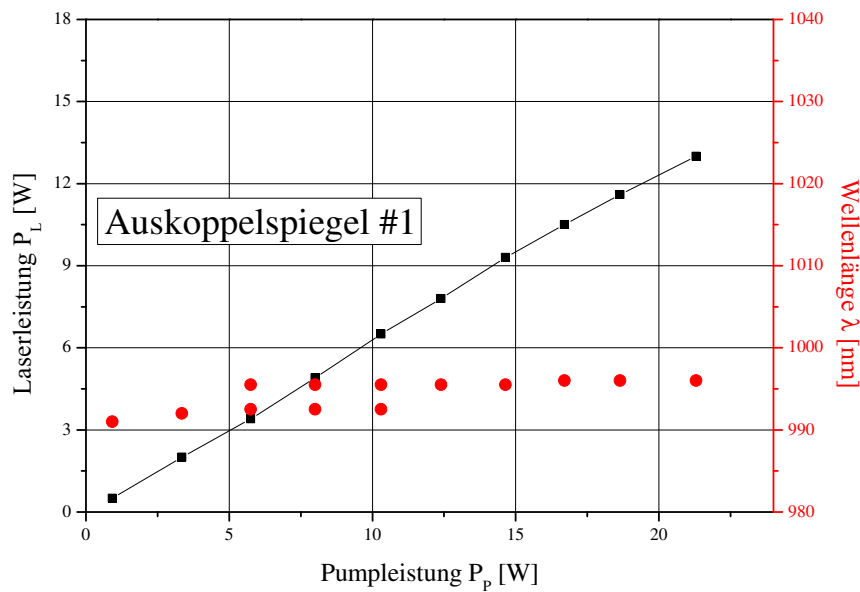
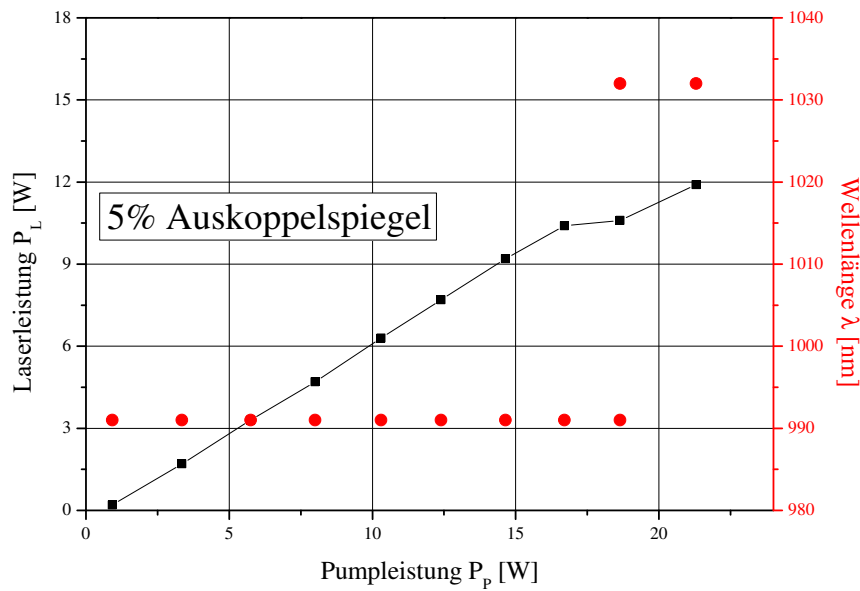
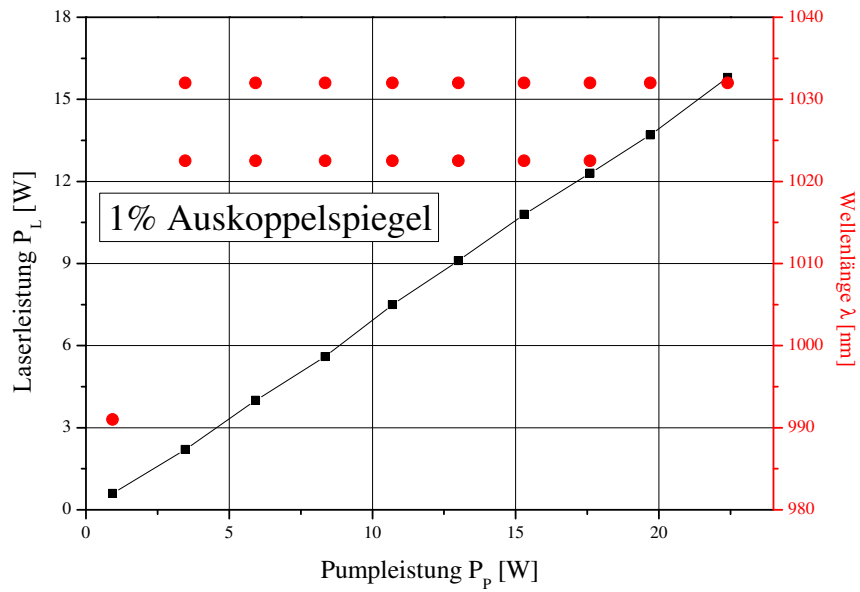


Abbildung 3.7: Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge der realisierten Laser bei 30K Basistemperatur in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

abhängt [56]. Die Verluste für 992nm wären damit etwa 17% stärker als die für 1032nm. Der mit der Temperatur der Wärmesenke abnehmende Druck ist ein Hinweis darauf, dass es ein solches Kondensat in der Vakuumkammer gibt. Es ist allerdings fraglich, ob sich dieses auch auf dem Pumpfleck des Lasermediums bilden würde, denn die Pump- und Laserstrahlung sowie die lokal erhöhte Temperatur könnten die Partikel entfernen.

Eine weitere plausible Erklärung wären Farbzentren, die sich durch die starke Pumpstrahlung im Material bilden. Solche Farbzentren würden durch die niedrige Temperatur stabilisiert und könnten dann die Pumpstrahlung entweder direkt oder über resonante Übertragung von Yb-Ionen absorbieren. Die Absorption eines solchen Farbzenters hätte natürlich eine spektrale Abhängigkeit und könnte die Laserphotonen mit 992nm Wellenlänge stärker absorbieren als die Photonen mit 1032nm Wellenlänge. Banjeree et al. berichten in [6] über kleine dunkle Punkte, welche in Yb:YLO (Yttrium-Lanthanoxid) durch Pumpstrahlung erzeugt wurden, sich aber durch thermische Behandlung (5 Stunden bei 70°C) entfernen ließen. Obwohl hier ein anderes Wirtsmaterial verwendet wurde, könnte es sein, dass ein ähnlicher Prozess Farbzentren erzeugt hat, diese aber nach der anschließenden Erwärmung auf Zimmertemperatur nicht mehr beobachtet werden konnten.

Stabiler Betrieb mit minimalem Quantendefekt konnte hingegen mit dem Auskoppelspiegel #1 erzeugt werden. Auch bei voller Pumpleistung war die Emissionswellenlänge von 996nm über beliebige Zeit stabil. Bei diesem Quantendefekt von 1,6% und 21,3W Pumpleistung wurde eine Ausgangsleistung von 13W und damit eine optisch-zu-optisch Effizienz von 61% (gegen eingestrahlt Pumpleistung) erreicht. Im Vergleich zu bisher veröffentlichten Effizienzen bei solch geringen Quantendefekten ist das eine enorme Verbesserung: Ricaud et al. [66] haben in kryogen gekühltem Yb:CaF₂ eine Effizienz von 35% (gegen absorbierte Pumpleistung) bei 992nm erreicht. Ter-Gabrielyan et al. [76] haben in kryogen gekühltem Er:Sc₂O₃ bei einem Quantendefekt von 1,5% und einer Pumpwellenlänge von 1535nm eine Effizienz von etwa 40% (gegen absorbierte Pumpleistung) erreicht. Vergleicht man die verwendeten Resonatorkonzepte, fällt auf, dass in dieser Anwendung viele Vorteile des Scheibenlaserdesigns zum Tragen kommen:

- Die vielen Durchgänge der Pumpstrahlung ermöglichen einen hohen Absorptionswirkungsgrad, auch bei hoher Inversion.
- Durch die geringe Dicke des Lasermaterials ist es möglich, auch mit moderater Pumpleistung eine hohe und homogene Inversionsverteilung zu erzeugen. Dadurch wird die Reabsorption der Laserstrahlung vermieden. Diese ist bei so geringem Quantendefekt kaum vermeidbar.
- Das einfache Resonatordesign ermöglicht minimale interne Verluste, was die Auskoppelleffizienz erhöht.

Daraus lässt sich schlussfolgern, dass für den Betrieb mit minimalem Quantendefekt das Scheibenlaserdesign optimal geeignet ist.

3.4.2 M^2 -Messung

Bei den obigen Experimenten wurde jeweils der M^2 -Parameter des Laserstrahls bestimmt. Dazu wurde der Strahl stark abgeschwächt, mit einer Linse ($f = 200\text{mm}$) fokussiert und eine Kamera entlang der Strahlachse durch den Fokus gefahren. Wie in Abschnitt 1.5.2 beschrieben, wurden aus den Aufnahmen gemäß ISO [33] die Strahldurchmesser bestimmt und mit der Methode der kleinsten Quadrate an den theoretischen Kurvenverlauf angepasst. In Abbildung 3.8 sind die Daten der M^2 -Messung der Laserkavität mit 1% Auskoppelspiegel bei minimaler Temperatur und voller Pumpleistung dargestellt. Die gemessenen Durchmesser passen gut zur theoretisch vorhergesagten Hyperbel ($R^2 > 0,99$) und die Rayleigh-Länge beträgt etwa 4mm. Es sind also -wie von der ISO gefordert- mehr als 5 Bilder außerhalb der doppelten Rayleigh-Länge aufgenommen worden. Die Form der gemessenen Strahlprofile war auch in allen anderen Messungen so glatt und gleichmäßig, wie jene, die in der Abbildung dargestellt sind. Der M^2 -Faktor des Strahls wurde mit $M^2 = 1,4$ berechnet. Das erklärt sich aus den unterschiedlichen Radien von Pumpfleck ($w = 310\mu\text{m}$) und Grundmode ($w = 256\mu\text{m}$): Um das Verstärkungsprofil zu nutzen, sind höhere Moden nötig, da sie größere Radien haben.

Für den Laser mit 5% Auskoppelspiegel ergab sich ein M^2 von 1,1; und zwar sowohl bei 12,4W Pumpleistung und damit 992nm-Betrieb als auch bei voller Pumpleistung und 1032nm-Betrieb. Dieser kleine Strahlpropagationsfaktor verbunden mit der geringeren Lasereffizienz im Falle des 5% Auskoppelspiegels liegt vermutlich am hohen Auskoppelgrad

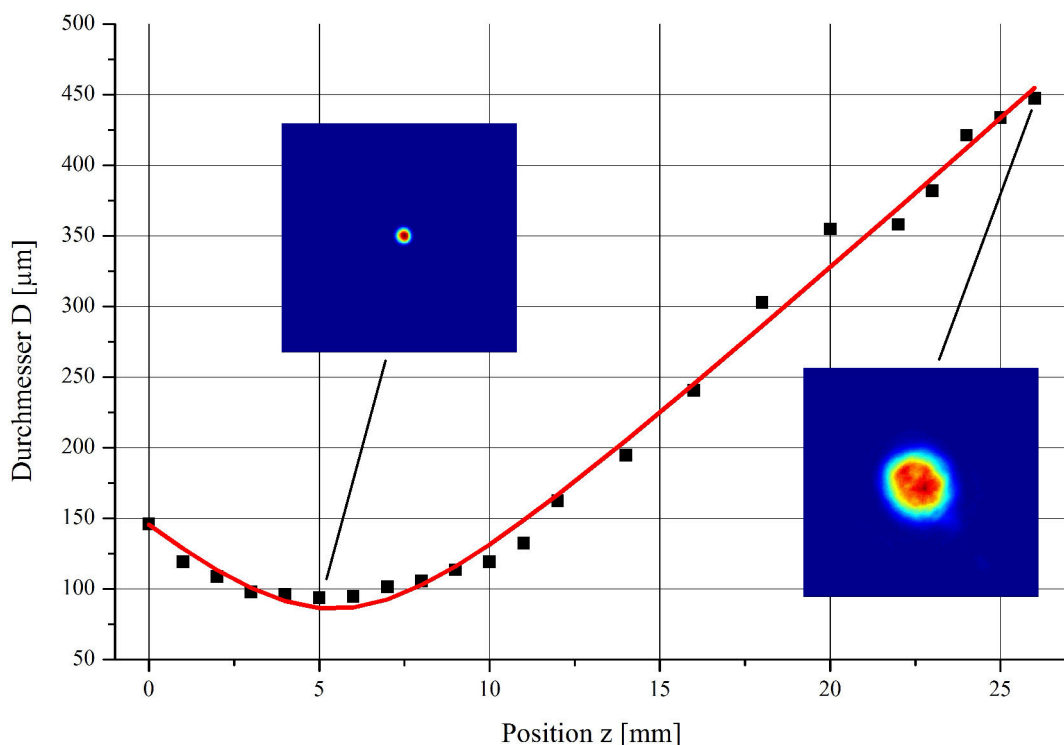


Abbildung 3.8: M^2 -Messung des 1032nm Laserstrahls bei voller Pumpleistung mit 1% Auskoppelspiegel.

und der Schwellbedingung: Da die Grundmode aufgrund des besten räumlichen Überlapps die größte Verstärkung erfährt und damit zuerst anschwingt, können die höheren Moden nur die noch ungenutzten „Reste“ des Pumpgebiets nutzen. Daher ist die Verstärkung für diese Moden deutlich kleiner und die Schwellbedingung schwieriger zu erfüllen.

Die Messung mit dem spektralen Auskoppelspiegel #1 ergab ein M^2 von 1,2. Dieser Spiegel hat zwar ebenfalls eine Transmission von etwa 1%, aber auch bei 80K hat das Lasermaterial noch eine nicht vernachlässigbare Absorption bei 996nm. Diese Reabsorption dämpft höhere Moden stärker als die Grundmode, weil diese eine breitere Taille haben und damit weiter in die ungepumpten Gebiete ragen. Durch die Absorption am Rand des Pumpgebietes reicht dann die effektive Verstärkung einiger höherer Moden nicht mehr für die Schwellbedingung aus, was auch zu einem kleineren Strahlpropagationsfaktor führt.

Mit dem spektral filternden Auskoppelspiegel #1 ist ein stabiler Laserbetrieb mit minimalem Quantendefekt (1,6%) und hoher Effizienz (61%) erreicht worden. Bemerkenswerterweise war aber die Effizienz im 1032nm-Betrieb trotz des höheren Quantendefekts höher. Bevor dieser Umstand in Abschnitt 3.4.4 untersucht wird, soll zunächst überprüft werden, ob sich mit höher-modigem Betrieb höhere Effizienzen erreichen lassen. Von den spektral filternden Auskoppelspiegeln konnte nur eine Serie beschafft werden, aber die spektral flachen Auskoppelspiegel sind deutlich ökonomischer, so dass in diesem Bereich noch andere Radien des Auskopplers und damit andere Größen der Resonatorgrundmode getestet werden konnten.

3.4.3 Multimode-Betrieb

In den bisherigen Versuchen betrug der Radius des Auskoppelspiegels $R_{OC} = 400\text{mm}$. Bei einer Resonatorlänge von 200mm ergibt sich daraus der Gauß-Radius der Resonatorgrundmode zu $w = 256\mu\text{m}$. Am Pumpfleck wurde ein Radius von etwa $310\mu\text{m}$ gemessen. Allerdings ist das Pumpprofil keine reine Gaußfunktion und wird sich außerdem unter Einwirkung der Resonatormode verändern. Es bleibt also experimentell zu überprüfen, ob ein Betrieb mit kleinerer Grundmode das Pumpprofil besser ausnutzt, indem dann mehr höhere Moden anschwingen, deren gemeinsames Profil sich optimal an das Pumpprofil anpassen kann.

Wie in Abschnitt 2.4 schon berechnet, wäre ein Spiegelradius von 250mm geeignet, um den Radius der Grundmode zwischen 0 und $200\mu\text{m}$ zu variieren. Aus Lagerbeständen des Herstellers konnten zwei weitere Auskoppelspiegel beschafft werden: ein Exemplar mit 200mm Radius und 1% Auskoppelgrad und ein Exemplar mit 250mm Radius und 5% Auskoppelgrad. Per ABCD-Matrix-Formalismus lässt sich aus der Wellenlänge, der Resonatorlänge und dem Spiegelradius der Grundmode-Radius auf der Laserscheibe berechnen. Die Ergebnisse einer solchen Rechnung für die beiden zusätzlich beschafften Spiegel sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

Gegen Ende des Stabilitätsbereichs wird zwar die Resonatormode auf dem planen Endspiegel beliebig klein, dafür aber auf dem sphärischen Spiegel sehr groß. Experimentell konnte beobachtet werden, dass der Resonator des 200mm-Spiegels für Längen über 180mm ein stark strukturiertes Strahlprofil hat. Für eine Länge von beispielsweise 190mm hat die Grundmo-

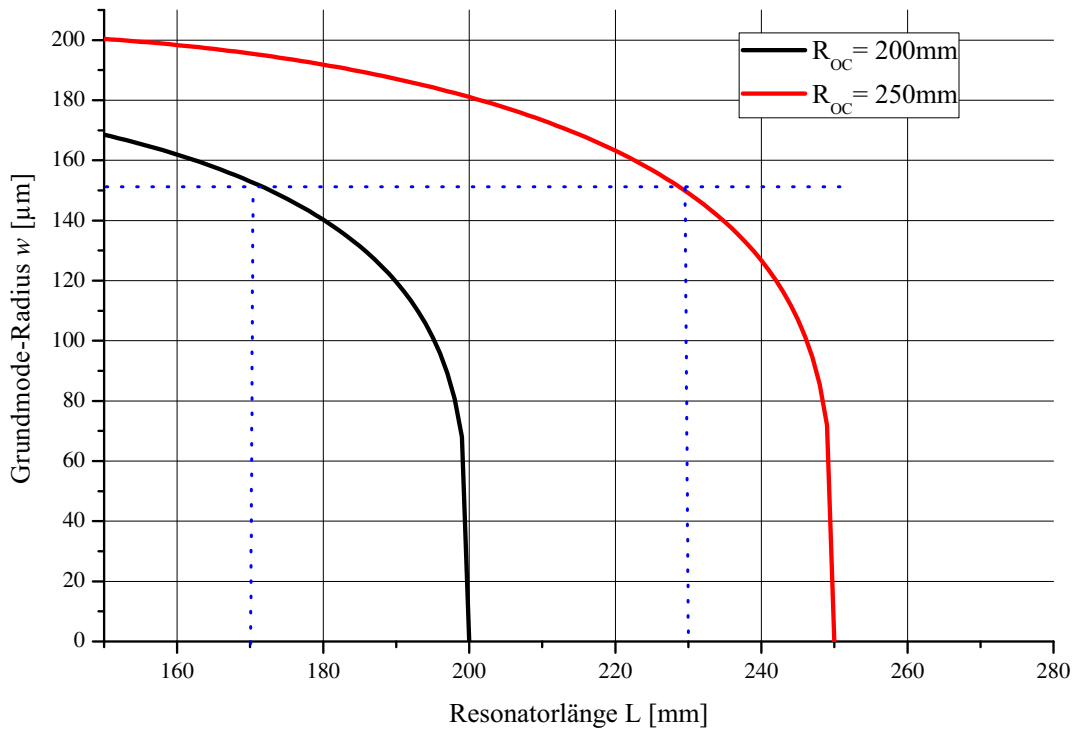


Abbildung 3.9: Grundmode-Radius auf der Laserscheibe in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für zwei verschiedene Spiegelradien.

de auf dem Auskoppelspiegel einen Radius von 0,5mm. Da aber mehrere höhere Moden anschwingen, erreicht das Strahlprofil problemlos einen Durchmesser von 10mm. Dadurch wird es wahrscheinlicher, Defekte oder Abweichungen von der Formtreue auf dem Auskoppelspiegel zu treffen, die den Laserstrahl stören und damit die Leistung beeinträchtigen. Daher wurde die Resonatorlänge auf 170mm festgelegt. Der Radius der Grundmode beträgt dann etwa 150 μ m. Das ist deutlich kleiner als die 250 μ m Mode des $f = 400$ mm Auskoppelspiegels und wird zeigen, ob sich der räumliche Überlapp durch höhere Moden verbessern lässt. Um vergleichbare Bedingungen herzustellen, wurde der 5% Auskoppelspiegel mit einem Radius von 250mm mit einer Resonatorlänge von 230mm betrieben. Daraus resultiert ebenfalls ein Grundmode-Radius von 150 μ m.

In Abbildung 3.10 sind die Ausgangsleistungen und -wellenlängen der multimode-Experimente dargestellt. Am Strahl des 5%-Auskopplers wurde ein Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 3$ gemessen. Sein spektrales Verhalten und seine Ausgangsleistung unterscheiden sich nicht wesentlich von der Grundmode-Kavität. Bei dem Übergang der Wellenlängen ist dieses Mal keine so starke Veränderung in der Leistung zu beobachten, weil die Transmission des Auskoppelspiegels bei 992nm (4,55%) und 1032nm (4,75%) fast gleich ist. Der Wellenlängenübergang passierte hier aufgrund der insgesamt niedrigeren Transmission und damit niedrigerer Inversion schon bei geringerer Pumpleistung als bei dem 5% Grundmode-Auskoppler. Auch dieser Übergang war zeitlich nicht stabil und tendierte bei zunehmender Tieftemperatur-Betriebsdauer eher zum 1032nm-Betrieb. Die minimal erhöhte Laserleistung

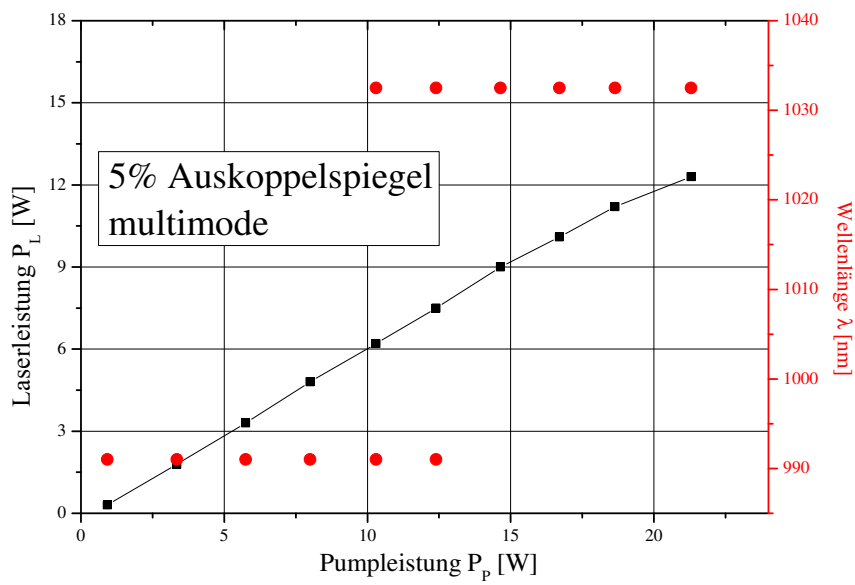
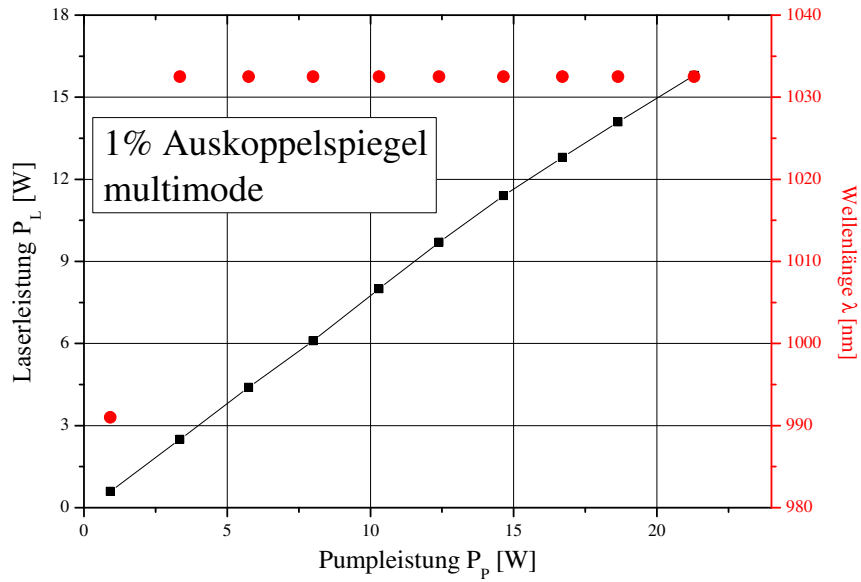


Abbildung 3.10: Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge der realisierten multimode-Laser bei 30K Basistemperatur in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

ist auf den leicht verbesserten räumlichen Überlapp zurückzuführen. Allerdings bleiben die drei Probleme des 5%-Auskopplers bestehen: Die hohe Laserschwelle verursacht eine suboptimale Pumpabsorption, die Reabsorption der Pumpstrahlung am Rande des Pumpflecks bewirkt begrenzte Überlappereffizienz und die Wellenlänge ist nicht stabil. Durch den erhöhten Strahlpropagationsfaktor hat die Strahldichte des Ausgangsstrahls im Vergleich zu der Grundmode-Kavität stark abgenommen.

Die Ausgangsleistung mit dem 1% Auskoppler ist zwar derjenigen im Grundmode-Betrieb sehr ähnlich, hier ist diese Leistung aber mit geringerer Pumpleistung und nur halb so vielen Pumpdurchgängen zustande gekommen. Die maximal erreichte Ausgangsleistung von 15,8W entspricht bei 21,3W Pumpleistung einer optisch-zu-optisch Effizienz von 74% bei einem Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 2,4$. Die Überlappereffizienz konnte also durch den multimode-Betrieb leicht gesteigert werden. Die höchste Effizienz wurde bei einer Pumpleistung von 12,4W gemessen und beträgt über 78%. Der leichte Rückgang der Effizienz bei hoher Pumpleistung liegt an der Temperaturerhöhung im Lasermedium und den diskutierten Auswirkungen auf die Wirkungsquerschnitte. Die erreichte optisch-zu-optisch Effizienz von 78% ist nach aktuellem Stand ein Rekordwert für Ytterbium-dotierte Festkörperlaser. Ripin et al. berichten in [67] über einen kryogen gekühlten Yb:YAG Laser mit einer optisch-zu-optisch Effizienz von 76%, 165W Ausgangsleistung und einem Strahlpropagationsfaktor $M^2 < 1,2$. Dazu wurde ein Yb:YAG-Stab auf beiden Stirnseiten mit undotiertem YAG kontaktiert, auf der Mantelfläche mit Indium an die Kupferwärmesenke montiert und von beiden Seiten mit Laserdiodenstacks gepumpt. Dieses Konzept ist allerdings kaum skalierbar, weil bei höherer Pumpleistung immer die Temperatur im Lasermedium zunehmen wird. Fan et al. [24] versuchten später, dieses Konzept zu skalieren. Sie benutzten dafür zwei Laserkristalle in einem Resonator und erreichten 71% optisch-zu-optisch Effizienz bei 455W Ausgangsleistung und einem Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 1,4$.

Brown et al. berichten in [14] zwar von einem kryogen gekühlten Yb:YAG Laser mit 84% optisch-zu-optisch Effizienz, dieser Wert ist aber relativ zur absorbierten Pumpleistung berechnet worden, welche etwa 62% der eingestrahnten Pumpleistung betrug. Die Absorption der Pumpstrahlung ist aber ein wichtiger Teil des physikalischen Problems. Insbesondere bei 3-Niveau-Systemen lässt sich die Absorption des Lasermaterials nicht erhöhen, ohne andere wichtige Parameter des Laserdesigns zu beeinflussen: Eine erhöhte Dotierung oder Dicke des Lasermaterials verändert die Inversion bzw. die Verstärkung sowie die Wärmeleitfähigkeit bzw. den Wärmefluss und damit die Temperatur im Material. Mehrfachdurchgänge der Pumpstrahlung führen meist zu einer Veränderung der Pumpgeometrie und damit zu einer anderen Überlappereffizienz. Die einzige Ausnahme bilden Scheibenlaser, welche ohnehin oft praktisch die gesamte Pumpstrahlung absorbieren. Daher ist die Effizienz relativ zur eingestrahnten Pumpleistung der sinnvollere Vergleichswert.

Im Bereich der Scheibenlaser berichten Weichelt et al. [83] von einem Raumtemperatur-Yb:YAG Laser mit etwa 1kW Ausgangsleistung und 72% optisch-zu-optisch Effizienz und einem Strahlpropagationsfaktor von $M^2 \approx 15$. Dabei wurde auch eine VBG-stabilisierte

Laserdiode benutzt, um in die Null-Phonon-Linie von Yb:YAG zu pumpen. Aufgrund der spektralen Breite der Null-Phonon-Linie ist das nur oberhalbhalb von 120K möglich [34]. Peters et al. [61] erreichten mit einem Yb:LuO-Scheibenlaser bei Raumtemperatur ebenfalls 72% optisch-zu-optisch Effizienz bei 32,6W Ausgangsleistung und einem Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 10 - 20$.

Nun soll die Strahldichte im Ausgangsstrahl des hier konstruierten Lasers berechnet werden. Sie beträgt laut Gleichung 2.1:

$$B = \frac{4 \cdot P}{\pi^2 \cdot D^2 \cdot \theta^2} \quad (3.2)$$

Gemeinsam mit der Definition des Strahlpropagationsfaktors (Gleichung 1.17) und $D = 2w_0$ ergibt sich

$$B = \frac{P}{(M^2)^2 \cdot \lambda^2} = 2,6 \cdot 10^8 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \quad (3.3)$$

Der hier konstruierte Laseraufbau hat also die Strahldichte der Laserdiode, die bereits eine sehr hohe Strahldichte von $1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}}$ hatte, um mehr als den Faktor 100 erhöht. Das ist nur durch die hohe Effizienz und die gute Strahlqualität möglich.

Die Ausgangsleistung des Lasers ließe sich vermutlich mit noch kleineren Grundmode-Durchmessern im einstelligen Prozentbereich steigern. Da in der Anwendung der Laserstrahlen allerdings oft die Fokussierbarkeit des Strahls eine Rolle spielt und durch die kleineren Grundmoden der Strahlpropagationsfaktor stark zunimmt, ist es von der Anwendung abhängig, ob eine solche Leistungserhöhung sinnvoll ist.

3.4.4 Berechnung der Verlustkanäle

Im Folgenden soll berechnet werden, wodurch die Effizienz der realisierten Laser begrenzt war und wie sich diese verbessern ließe. Außerdem soll für den Fall kryogener Kühlung nochmals die gemessene Wärme mit der erwarteten Wärme verglichen werden. Wie in Abschnitt 3.1 genau beschrieben, wurde die im Medium erzeugte Wärme durch die Temperaturerhöhung der Wärmesenke gemessen. Die erwartete Wärme wird sich, wie bei der Zimmertemperatur-Messung (Abschnitt 3.2), aus den Verlustbetrachtungen ergeben, welche in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind.

Zunächst wurde aus der Schwellbedingung (Gleichung 1.20), der gemessenen Transmission des Auskoppelspiegels T und der gemessenen Reflektion der Scheibenrückseite ($R_{HR} = 99,96\%$) die Schwellinversion bestimmt:

$$\beta = \left(\frac{-\ln[(1-T) \cdot R_{HR}]}{2 \cdot L \cdot C} + \sigma_{ab} \right) \cdot (\sigma_{em} + \sigma_{ab})^{-1} \quad (3.4)$$

Da diese Inversion auch im Laserbetrieb konstant bleibt, konnte daraus der absorbierte Anteil der Pumpleistung abgeschätzt werden:

$$\eta_P = 1 - \exp(2 \cdot L \cdot C \cdot [\beta(\sigma_{em} + \sigma_{ab}) - \sigma_{ab}]) \quad (3.5)$$

Für eine präzise Berechnung müssten die räumliche Temperaturverteilung sowie die Inversionsverteilung bekannt sein. Da diese wiederum von den anschwingenden Moden und deren jeweiligen Leistungen abhängen, war eine genaue Berechnung nicht möglich. Gerechnet wurde jeweils mit Durchschnittswerten über das gepumpte Gebiet und einer Temperatur von 80K, weil sich diese aus der thermischen Simulation (Abschnitt 2.6) ergab. Aus der Ausgangs- und der Pumpleistung wurde die optisch-zu-optisch Effizienz des Lasers berechnet:

$$\eta_{o-o} = \frac{P_L}{P_P} \quad (3.6)$$

Der von der HR-Schicht auf der Scheibenrückseite transmittierte Teil des Laserlichts V_{HR} wurde aus der Ausgangsleistung sowie aus Transmission und Reflektion von Auskoppelspiegel bzw. Scheibenrückseite berechnet:

$$V_{HR} = \frac{P_L \cdot R_{HR}}{T \cdot P_P} \quad (3.7)$$

Dieser Anteil und alle weiteren Verluste sind in Tabelle 3.1 in Prozent der Pumpleistung P_P angegeben, um sie besser vergleichbar zu machen. Die Pumpleistung bis zur experimentell bestimmten Laserschwelle P_{th} wird in Form von Fluoreszenzlicht wieder abgegeben und geht daher auch verloren:

$$V_{th} = \frac{P_{th} \cdot \eta_P}{P_P} \quad (3.8)$$

Im Gegensatz zur Messung bei Zimmertemperatur war die transmittierte Pumpstrahlung nicht ohne weiteres messbar, darum bezeichnet P_{th} hier die eingestrahlte Pumpleistung an der Laserschwelle. Die Verluste in den Quantendefekt V_{QD} wurden aus der Laserleistung und der Emissionswellenlänge berechnet:

$$V_{QD} = \frac{P_L \cdot QD}{(1 - QD) \cdot P_P} = \frac{P_L \cdot (\lambda_L - \lambda_P)}{\lambda_P \cdot P_P} \quad (3.9)$$

In der letzten Zeile des mittleren Abschnitts von Tabelle 3.1 ist der verbleibende Anteil der Pumpleistung aufgeführt. Da alle anderen Verluste betrachtet wurden, enthält dieser noch drei unbekannte Anteile: die Verluste durch Pumpoptiken und Auskoppelfenster (vermutlich 1-2%), die Überlappeneffizienz η_O und die Quanteneffizienz η_Q .

In Tabelle 3.1 werden alle realisierten Laserresonatoren miteinander verglichen. In den ersten beiden Spalten wird der grundmodige 1% Auskoppelspiegel vor und nach der Begrenzung der Pumpdurchgänge untersucht. Auffällig bei diesem Vergleich ist, dass die Effizienz in beiden Fällen identisch ist, obwohl mit 12 Pumpdurchgängen die absorbierte Leistung theoretisch deutlich höher sein sollte. Experimentell ließ sich die transmittierte Leistung aufgrund der Beschränkungen durch den Vakuumtopf nicht bestimmen. Im Experiment mit 12 Pumpdurchgängen ließ sich aber beobachten, dass die Justage des Pumprückwegs praktisch keinen Einfluss auf die Laserleistung hatte. Im Gegensatz dazu stimmte bei obigen Experimenten bei Zimmertemperatur (Abschnitt 3.2) die berechnete Absorption sehr gut mit dem gemessenen Wert überein. Da die Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte mit sinkender Tem-

Tabelle 3.1: Betriebsparameter der realisierten Laser.

Auskoppelspiegel	1%	1%	5%	#1	1%	5%
Spiegelradius R_{OC} [mm]	400	400	400	400	200	250
Resonatorlänge [mm]	200	200	200	200	170	230
Transmission [%]	1,25	1,25	5,41	0,91	1,00	4,76
Schwellinversion β	0,05	0,05	0,22	0,11	0,04	0,19
Pumpleistung P_P [W]	22,4	21,3	21,3	21,3	21,3	21,3
Pumpdurchgänge	12	6	6	6	6	6
Laserschwelle P_{th} [W]	0,29	0,38	0,72	0,25	0,18	0,48
Laserleistung P_L [W]	16	15,2	12	13	15,8	12,3
Wellenlänge [nm]	1032	1032	1032	996	1032	1032
M^2	1,4	1,3	1,1	1,2	2,4	3,0
Effizienz η_{o-o} [% P_P]	71,4	71,4	56,3	61,0	74,2	57,7
transm. Pumpleistung ($1 - \eta_P$) [% P_P]	0,7	8,6	28,0	12,5	8,0	23,1
V_{HR} [% P_P]	2,3	2,3	0,4	2,7	3,0	0,5
V_{th} [% P_P]	1,3	1,6	2,4	1,0	0,8	1,7
V_{QD} [% P_P]	3,8	3,7	3,0	1,0	3,9	3,0
verbleibend [% P_P]	20,5	10,4	9,9	21,8	10,1	14,0
Wärmeentwicklung \dot{Q}						
gemessen [W]	3,86	3,09	3,66	3,33	2,27	3,33
erwartet [W]	1,35	1,28	0,72	0,78	1,46	0,75
parasitär [% P_P]	11,2	8,5	13,8	12,0	3,8	12,1

peratur stark ansteigen und diese sehr hohen Werte aufgrund der Messmethode (siehe [42]) nur schwer exakt zu bestimmen sind, wäre es möglich, dass die zur Berechnung verwendeten Werte der Wirkungsquerschnitte für tiefe Temperaturen nicht ganz korrekt sind. Aufgrund der experimentellen Beobachtungen kann davon ausgegangen werden, dass die tatsächliche Absorption der Laserscheibe bei kryogenen Bedingungen höher ist als berechnet und zumindest bei einer Inversion von $\beta = 0,05$ oder niedriger praktisch die gesamte Pumpleistung absorbiert wird.

Da die Quanteneffizienz und die Verluste an Optiken zwischen den verschiedenen Versuchen im wesentlichen konstant sein sollten, wäre der von der Pumpleistung verbleibende Verlustanteil ein Maß für die Überlapp-effizienz. Da allerdings die transmittierte Pumpleistung nicht korrekt berechnet wurde, lässt sich diese aus den gewonnenen Daten nicht konkret ablesen. Die verbleibende Pumpleistung liegt für alle Grundmode-Resonatoren vermutlich im Bereich um 20%. Davon entfallen etwa 2% auf die Pumpoptiken und das Auskoppelfenster und der Rest auf Überlapp-effizienz und Quantendefekt.

Der „verbleibende“ Teil der Pumpleistung des Auskoppelspiegels #1 ist auch unter Einbeziehung von Teilen der vermeintlich nicht absorbierten Leistung der Größe im Vergleich mit den anderen Lasern. Das könnte daran liegen, dass die Überlapp-effizienz zusätzlich zum transversalen Überlapp noch longitudinal begrenzt wird: Das Ausgangsspektrum bei

996nm besteht nur aus 4 Spitzen und ist somit deutlich schmaler als das Laserspektrum bei 1030nm. Das liegt an der schmalere effektiven Verstärkungsbandbreite, die durch die effektiven Wirkungsquerschnitte und den spektral filternden Auskoppelspiegel verursacht wird. Es ist möglich, dass mit dieser geringeren Anzahl an Longitudinalmoden das in Abschnitt 1.6.2 beschriebene longitudinale Verstärkungsprofil schlechter ausgenutzt wird.

Die experimentell bestimmte Laserschwelle in Tabelle 3.1 ist aus dem unteren Teil der Laserleistung-Pumpleistung-Kurve durch lineare Regression gewonnen worden. Sie ist nur eine grobe Schätzung, weil sie mit systematischen Fehlern behaftet ist:

- Das Pumpspektrum hat bei kleinen Leistungen Anteile außerhalb der 980nm-Spitze.
- Im Betrieb mit voller Pumpleistung ist sowohl die Wellenlänge als auch die Temperatur des aktiven Bereichs anders als bei der Schwell-Pumpleistung. Beide Faktoren beeinflussen die Laserschwelle.
- In die Rechnung geht die Absorption der Pumpstrahlung ein, welche offenkundig nicht korrekt berechnet werden konnte.

Diese Fehler erhöhen zwar die Messungenauigkeit der Laserschwelle, beeinflussen aber aufgrund der geringen absoluten Höhe der Laserschwelle (0,8-2,4% der Pumpleistung) kaum die weiteren Betrachtungen.

Im unteren Teil der Tabelle ist die Wärmeentwicklung im Lasermaterial aufgetragen, welche über die Gleichgewichtstemperatur der Wärmesenke gemessen wurde. Außerdem ist die erwartete Wärme aufgeführt, welche sich aus den Verlusten an der Scheibenrückseite und den Verlusten durch den Quantendefekt der Laserstrahlung zusammensetzt. Die Erwärmung durch den Quantendefekt der Fluoreszenzstrahlung wurde vernachlässigt. Wie in [41] dargestellt wird, beträgt die mittlere Fluoreszenzwellenlänge des Lasermaterials bei 100K etwa 1010nm; der Fluoreszenzquantendefekt ist also 3%. Bezogen auf die Pumpleistung, die zur Laserschwelle beiträgt und jene Pumpleistung, die aufgrund des Überlapps nicht zum Laserbetrieb beiträgt, sind das deutlich unter 1% der Pumpleistung, die dadurch in Wärme umgewandelt werden.

Die parasitäre Wärmeentwicklung ist die Differenz zwischen der gemessenen und der erwarteten Wärme und ist zur Vergleichbarkeit auch in Prozent der Pumpleistung angegeben. Sie enthält die Quanteneffizienz. Die erwartete und damit auch die parasitäre Wärmeentwicklung wurden lediglich aus der Laserausgangsleistung, dem Quantendefekt und der Transmission der HR-Schicht berechnet und sind somit völlig unabhängig von der Pumpabsorption und der Laserschwelle, welche mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Aus den Ergebnissen wird deutlich, dass die Quanteneffizienz η_Q des Lasermaterials bei optimalen Bedingungen größer als 0,962 ist, weil der 1% $R_{OC} = 200\text{mm}$ Auskoppelspiegel einen Laser ermöglicht hat, der praktisch das komplette Pumplicht absorbiert (siehe oben) und eine parasitäre Erwärmung von nur 3,8% der Pumpleistung aufweist. Außerdem ist sichtbar, dass es je nach Betriebsbedingungen einen weiteren Prozess gibt, welcher die Quanteneffizienz verringert. Wie auch schon bei der Messung bei Zimmertemperatur scheint dieser Prozess mit der Schwellinversion

verbunden zu sein: Je höher diese ist, desto stärker ist auch die parasitäre Erwärmung. Wie in Abschnitt 3.2 schon angedeutet, kämen sowohl Verunreinigungen als auch Farbzentren als Ursache hierfür in Frage.

3.5 Suche nach Verunreinigungen

Um die Quelle für diese parasitäre Erwärmung genauer einzuordnen, wurden verschiedene Spektren des Lasermaterials aufgenommen. Zunächst wurden durch Dr. Andreas Herrmann am Otto-Schott-Institut für Glaschemie in Jena Absorptions- und Fluoreszenzspektren aufgenommen. Neben den bekannten Wellenlängen von Yb^{3+} und Yb^{2+} -Verunreinigungen wurden dabei zwei Absorptionslinien um 350nm gefunden, welche bei optischer Anregung auch fluoreszieren. Diese Linien konnten keinem Yb-Ion zugeordnet werden.

Des Weiteren wurden Fluoreszenzspektren mit 980nm Anregungswellenlänge aufgenommen. Der Detektionsbereich unseres Aufbaus war aber technisch bedingt auf 400-1700nm begrenzt, so dass die von Dr. Herrmann gefundenen Spektrallinien hier nicht enthalten sind. Die Fluoreszenzspektren sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Der Teil des Spektrums zwischen 900 und 1100nm ist das bekannte Yb:CaF₂-Spektrum. Seine spektrale Spitzenintensität liegt etwa 1000-fach über den anderen gefundenen Spektrallinien. Die Detektionsschwelle bzw. das Rauschniveau des Spektrometers in Abbildung 3.11 lag etwa bei 10^{-5} auf der y -Achse.

Die Emission im Bereich 1600-1700nm deutet auf Verunreinigungen mit Tm^{3+} hin, wie [4]

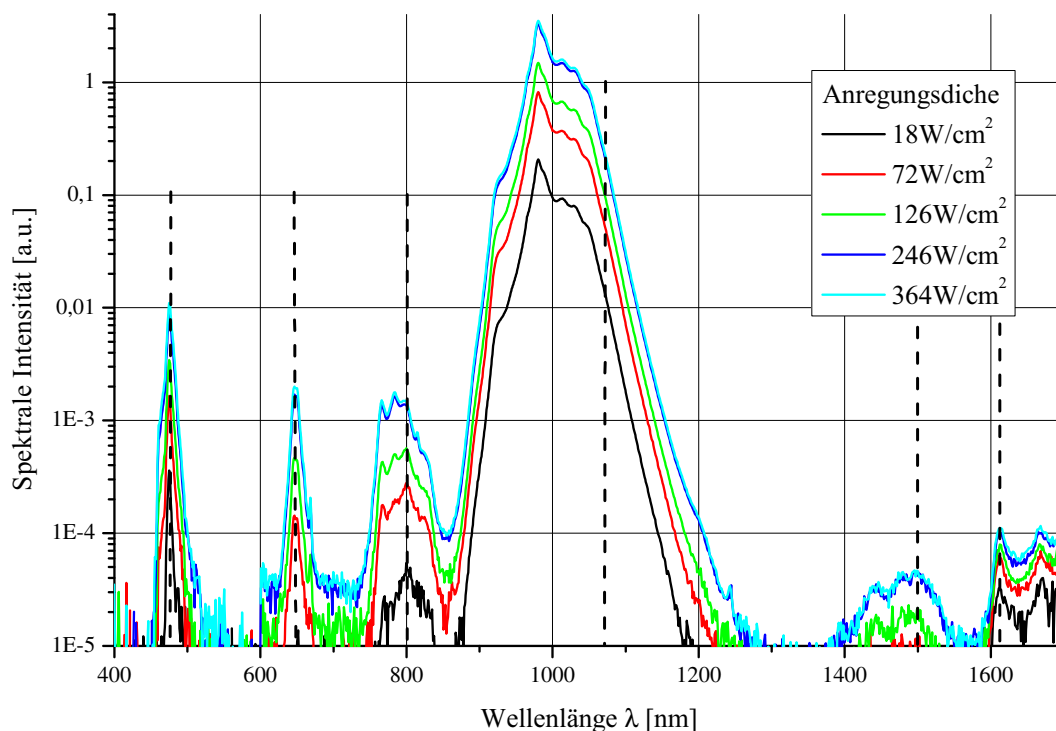


Abbildung 3.11: Fluoreszenzspektrum der Korth Yb:CaF₂-Probe in halblogarithmischer Darstellung.

Tabelle 3.2: Spektrale Intensität der Fluoreszenzlinien relativ zur Yb-Fluoreszenz bei 1070nm.

Anregungsdichte	18W/cm ²	72W/cm ²	126W/cm ²	246W/cm ²	364W/cm ²
Wellenlänge					
475nm	2,41%	2,84%	3,18%	3,68%	4,24%
646nm	0,09%	0,25%	0,43%	0,70%	0,77%
797nm	0,29%	0,42%	0,50%	0,58%	0,58%
1070nm	100%	100%	100%	100%	100%
1502nm	0,01%	0,02%	0,02%	0,02%	0,02%
1614nm	0,21%	0,10%	0,07%	0,04%	0,04%

und [59] zeigen. Dort wurden Tm³⁺-Spektren für verschiedene Wirtsmaterialien gemessen und jeweils Emission im Bereich ab 1600nm gefunden. In Traeger ([79] Seite 629) werden 348nm, 649nm und 799nm als mögliche Laserwellenlängen von verschiedenen Tm³⁺/Yb³⁺ dotierten Kristallen (BaY₂F₈ und YFL) aufgeführt. In [58] werden alle hier beobachteten Linien als upconversion-Fluoreszenzlinien in Tm:ZBLAN-Fasern genannt. Für Tm³⁺:CaF₂ sind keine Veröffentlichungen bekannt, aber es ist anzunehmen, dass die Spektren denen in anderen Wirtsmaterialien ähnlich sind. Das hier verwendete Lasermaterial ist also sehr wahrscheinlich mit Thulium verunreinigt. Um zu überprüfen, ob diese Verunreinigung für eine Wärmeerzeugung verantwortlich sein könnte, welche nichtlinear von der Anregungsdichte abhängt, wurde das Fluoreszenzspektrum mehrmals bei verschiedenen Anregungsdichten aufgenommen. Fluoreszenzintensitäten, welche nichtlinear von der Anregungsdichte abhängen, sind zwar für Thulium schon aus der Literatur bekannt [55, 58], aber solche upconversion-Prozesse hängen stark von der Anregungswellenlänge ab. Daher sollte überprüft werden, ob für die Anregung über Yb-Ionen (Tm³⁺ hat keine Absorption bei 980nm) auch eine solche Nichtlinearität vorliegt.

In Tabelle 3.2 werden die Spitzenintensitäten der Fluoreszenzlinien jeweils relativ zur Stärke der Fluoreszenzintensität bei 1070nm miteinander verglichen. Diese Wellenlänge ist ausgewählt worden, weil zum einen die Fluoreszenz dort ausreichend stark ist, um ein zuverlässiges Maß für die Inversion der Yb-Ionen zu sein und zum anderen weder Thulium noch Ytterbium auf dieser Wellenlänge absorbieren. Da die Anregung der Tm-Ionen über die Yb-Ionen erfolgt, wird die Tm-Fluoreszenz hier praktisch auf die Anregungsdichte bezogen. Damit wird das Problem umgangen, dass aufgrund der in der Probe steigenden Inversion die verschiedenen Anregungsdichten verschieden stark absorbiert werden.

Die Entwicklung der Linien-Intensität bei 475nm und 646nm zeigt klar einen superlinearen Anstieg der Tm-Fluoreszenzintensität mit der Yb-Fluoreszenz. Für die 797nm-Linie scheint das auch der Fall zu sein. Die Messung wird aber davon gestört, dass die Emission in diesem Bereich sehr breit ist und mit der Anregungsdichte ihre Form verändert. Die Fluoreszenz bei 1502nm scheint linear mit der Yb-Fluoreszenz zu skalieren und die Linie bei 1614nm steigt sublinear mit der Yb-Fluoreszenz. Die kurzwelligen Fluoreszenzlinien werden mit der Inversion der Yb-Ionen stärker, weil die Wahrscheinlichkeit, innerhalb der Lebensdauer der

Zwischenniveaus genug Anregungen zum Erreichen der hohen Niveaus zu erhalten, mit der Inversion der Yb-Ionen ansteigt. Die kurzwelligen Fluoreszenzlinien beziehen ihre Energie anscheinend durch lineare Prozesse vom Ytterbium. Die Abnahme der relativen Intensität der 1614nm-Linie ließe sich dadurch erklären, dass diese Fluoreszenz von einem Niveau stammt, von dem aus die höheren Niveaus bevölkert werden. Für höhere Anregungsdichten würde dessen Fluoreszenzintensität abnehmen, weil das Niveau auch durch den Pumpvorgang auf höhere Niveaus entvölkert wird; und zwar desto stärker, je stärker die Anregungsdichte ist.

Diese upconversion-Prozesse hängen in ihrer jeweiligen Intensität von der Pumpdichte ab. Für das Erreichen der verschiedenen Wellenlängen sind außerdem unterschiedlich viele Phonon-Interaktionen notwendig. Daher ist es plausibel, dass auch die durch diese Verunreinigungen verursachte Wärme nichtlinear mit der Inversion der Yb-Ionen zusammenhängt, so wie das in den in Abschnitt 3.2 und 3.4.4 vorgestellten Experimenten beobachtet wurde.

Eine anderes Problem, welches die parasitäre Erwärmung und die Instabilität des 992nm-Laserbetriebs erklären würde, wäre die Existenz von Farbzentren. Deren Entstehung wird durch Fehler in der Kristallstruktur begünstigt, da lokale Inhomogenitäten im elektrischen Feld des Kristalls den Ladungsträgereinfang erleichtern. Um einen qualitativen Eindruck von der Kristallstruktur des verwendeten Yb:CaF₂ zu bekommen, wurde eine 20mm-dicke Probe zwischen gekreuzten Polarisatoren beobachtet. Die lokalen Spannungen und Feldinhomogenitäten an Fehlern im Kristall sorgen für eine Polarisationsdrehung und werden so sichtbar. Der in Abbildung 3.12 dargestellte Kristall stammt aus der gleichen Produktionscharge, die auch für die Laserscheiben verwendet wurde. Es ist sichtbar, dass der Kristall großflächig Inhomogenitäten aufweist, die sich zumindest bei 20mm Dicke mit sehr einfachen Mitteln nachweisen lassen. Quantitative Aussagen über diese Inhomogenitäten und ihre Auswirkungen auf den Laserbetrieb sind allerdings nicht ohne weiteres zu treffen. An diesen Strukturen könnten sich unter der Pumpstrahlung vermehrt Farbzentren bilden, welche dann bei niedrigen Temperaturen stabil genug wären, um den Laserbetrieb längerfristig zu beeinflussen.

Um die Auswirkungen der hier diskutierten Verunreinigung und Inhomogenitäten zu untersuchen, wäre ein eigener Messaufbau bei tiefen Temperaturen nötig, der über die Ziele und Möglichkeiten dieser Arbeit hinausgeht.

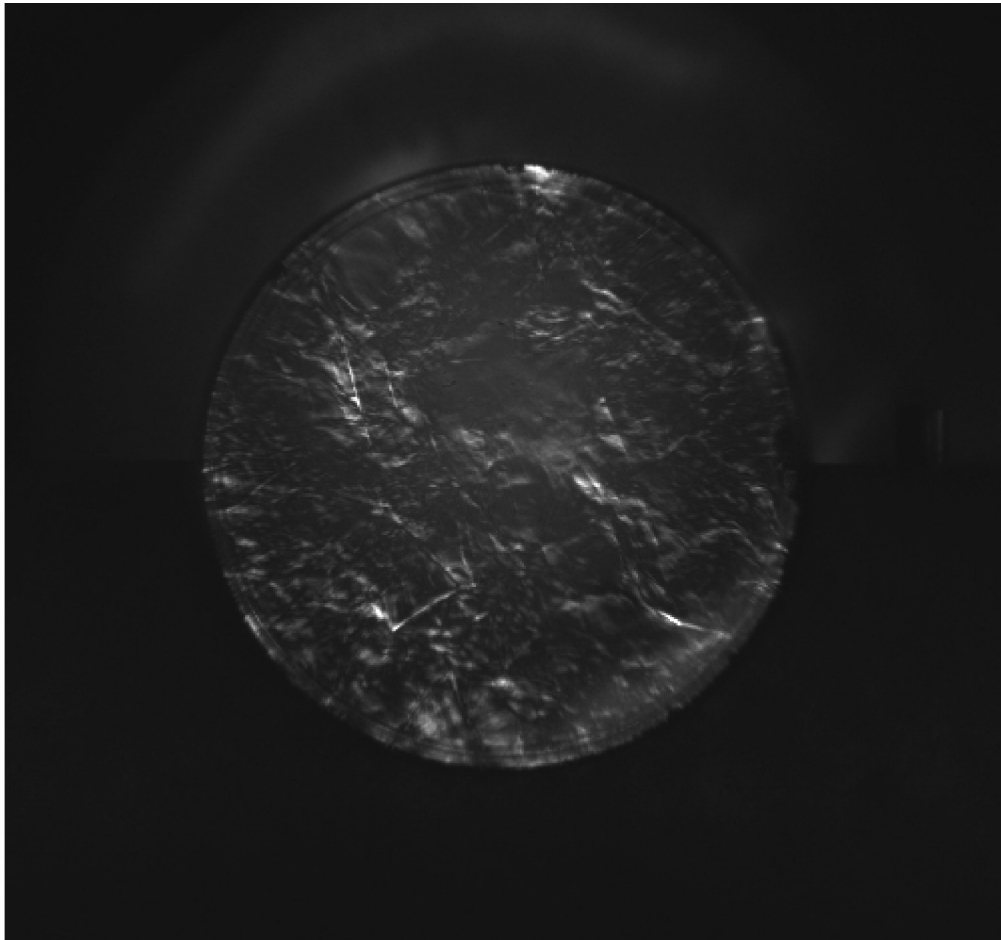


Abbildung 3.12: 20mm Korth Yb:CaF₂ zwischen gekreuzten Polarisatoren.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, einen hocheffizienten, diodengepumpten Laser zu untersuchen, der eine minimale thermische Belastung des Lasermaterials aufweist. Besondere Beachtung galt dabei der Minimierung des Quantendefekts und dessen Auswirkungen auf den Betrieb des Lasers. Die Verlust- und Erwärmungsmechanismen sollten erforscht und erklärt werden. Aus diesem Ansatz heraus wurden systematisch *Forderungen* an mögliche Laserionen und Wirtsmaterialien erarbeitet:

- *kleiner Quantendefekt,*
- *hohe Quanteneffizienz,*
- *hohe Wärmeleitung,*
- *geringe Wärmeausdehnung,*
- *geringe Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und*
- *kommerziell bzw. in hoher Reinheit/Qualität verfügbar.*

Anhand der erarbeiteten Kriterien wurden mehrere Laserionen und Wirtsmaterialien verglichen und Yb:CaF₂ aufgrund der geringen thermischen Linsenwirkung, des geringen möglichen Quantendefekts und der hohen Quanteneffizienz ausgewählt. Aus der Resonatortheorie sowie den spektralen und thermischen Eigenschaften von Yb:CaF₂ wurden *Designanforderungen* für den Laser abgeleitet:

- *kryogene Kühlung des Lasermaterials möglich,*
- *Pumpwellenlänge 980nm, Laserwellenlänge 990-1035nm,*
- *geringe Resonatorverluste im Vergleich zur Auskopplung,*
- *variabler Auskoppelgrad und*
- *hoher Pump-Mode-Überlapp.*

Es zeigte sich, dass ein Scheibenlaserdesign für diese Designanforderungen bestens geeignet ist und zusätzlich aufgrund der Geometrie der Laserscheibe thermische Effekte vermeidet. Es wurde eine Wellenlängen-stabilisierte Laserdiode als Pumpquelle ausgewählt und die freien Parameter des Lasermaterials und der Auskoppelspiegel errechnet. Dabei wurde ein Ausdruck für die optimale Größe des Pumpfleckradius im Grundmodebetrieb abgeleitet.

Es wurden Rechnungen zum erwarteten spektralen Verhalten des Lasers durchgeführt, die aufzeigen, unter welchen Bedingungen ein Betrieb bei minimalem Quantendefekt möglich ist. Außerdem wurden thermische Simulationen zur mikroskopischen Erwärmung des Lasermaterials durchgeführt, die gezeigt haben, dass der anfangs verwendete Klebstoff als Kontaktmaterial untauglich ist und ersetzt werden muss. Die thermische Simulation ermöglichte zusätzlich die Berechnung der thermischen Linse und der effektiven Wärmequelle aus der gemessenen Oberflächentemperatur.

Mit Hilfe der Werkstätten des IOQ wurde der mechanische Aufbau zur Optikhalterung und Kühlung unter Vakuumbedingungen entworfen, realisiert und erprobt. Zur Kühlung wurde zunächst ein Kühlfinger für flüssigen Stickstoff eingesetzt, der im Laufe der Arbeit durch einen Refrigerator ersetzt wurde. Der Umgang mit dessen mechanischen Vibrationen stellte eine technische Herausforderung dar.

Bei Laborbedingungen konnte die Temperatur der Laserscheibe mit einer Wärmebildkamera gemessen werden. Mit Hilfe der thermischen Simulation wurde aus deren Daten die Wärmeerzeugung im Lasermedium rekonstruiert und mit der Theorie verglichen. Dabei zeigte sich eine unerwartete Wärmequelle. Die spektrale Struktur der erzeugten Laserstrahlung wurde untersucht und konnte durch räumliches Lochbrennen, also die räumlich abhängige Sättigung der Verstärkung, und Interferenzeffekte im Lasermedium erklärt werden.

Der Laserbetrieb bei tiefen Temperaturen wurde ausgiebig untersucht. Das Verhalten der Emissionswellenlänge konnte vollständig aus den durchgeführten Rechnungen erklärt werden. Der Strahlpropagationsfaktor wurde jeweils mit einem selbstgebauten Aufbau gemäß ISO 11146-1 [33] bestimmt. Bei einer Pumpleistung von 21,3W konnte schon im Grundmodebetrieb ($M^2 = 1,3$) eine hohe optisch-zu-optisch Effizienz von 71,4% für 1032nm Ausgangswellenlänge bzw. einen Quantendefekt von 5% erreicht werden. Bei einem Quantendefekt von 1,6% und damit einer Wellenlänge von 996nm wurde im Grundmodebetrieb eine Effizienz von 61% erreicht. Dieser Wert stellt eine erhebliche Steigerung gegenüber bisher veröffentlichten Werten [66, 76] dar. Aus dem Vergleich der Ergebnisse dieser Veröffentlichungen mit den hier vorgestellten Ergebnissen zeigt sich auch, dass der Scheibenlaser die geeignetste Bauform für Lasermedien mit geringem Quantendefekt ist.

Effizienter Laserbetrieb bei 992nm wurde erreicht, die Emissionswellenlänge erwies sich aber zumindest bei voller Pumpleistung als instabil. Als Grund dafür kommt die Bildung von Farbzentren und die Kondensation von Restgasen an der Laserscheibe in Frage.

Im moderaten multimode-Betrieb wurde bei 1032nm eine optisch-zu-optisch-Effizienz von 78% erreicht. Dies ist ein Rekordwert für Yb-dotierte Festkörperlaser. Der nötige Strahlpropagationsfaktor von $M^2 = 2,4$ ist deutlich besser als für Scheibenlaser dieser Effizienz üblich [83, 61]. In diesem Betriebsmodus konnte eine Strahldichte von $B = 2,6 \cdot 10^8 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}}$ erreicht werden. Damit wurde die bereits sehr hohe Strahldichte der Pumpdiode um mehr als den Faktor 100 gesteigert.

Die im Lasermedium erzeugte Wärme wurde gemessen und mit der erwarteten Wärme verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass ein parasitärer Erwärmungsprozess existiert, welcher

mit steigender Schwellinversion zunimmt. Aufgrund dieses Prozesses konnte die Erwärmung des Lasermaterials nicht durch die Verringerung des Quantendefekts gesenkt werden. Dennoch konnte festgestellt werden, dass die erzeugte Wärme sehr gering war: Im hocheffizienten Betrieb bei 1032nm wurde das Lasermedium um weniger als 15% der Laserausgangsleistung erwärmt.

Die Verteilung der Pumpleistung auf die Laserleistung und verschiedene Verlustprozesse wurde analysiert und diskutiert. Dabei wurde festgestellt, dass die Absorption der Pumpstrahlung bei tiefen Temperaturen nicht präzise berechnet werden konnte, was vermutlich an den Messunsicherheiten der verwendeten Wirkungsquerschnitte liegt. Außerdem stellt die parasitäre Erwärmung einen erheblichen Verlustprozess dar: Zum einen weil zur Erwärmung ein Teil der Pumpenergie nötig ist, und zum anderen weil die folgende Temperaturerhöhung die Wirkungsquerschnitte negativ beeinflusst. Daher wird der Vermeidung dieser Erwärmung das größte Potential beigemessen, die Lasereffizienz auf allen Wellenlängen weiter zu steigern.

Um die Ursachen der parasitären Erwärmung aufzuklären, wurden Fluoreszenzspektren des Lasermaterials angefertigt. Diese zeigten eine Verunreinigung des Lasermaterials mit Tm^{3+} -Ionen. Da sich die upconversion-Prozesse in diesen Ionen nichtlinear mit der Anregungsdichte verhalten, ist vorstellbar, dass sie für die parasitäre Wärmeentwicklung verantwortlich sind.

Das Lasermaterial ist außerdem zwischen gekreuzten Polarisatoren beobachtet worden. Dabei zeigen sich viele Inhomogenitäten im Material, welche die Entstehung von Farbzentren begünstigen könnten. Die genauen Mechanismen der Instabilität des 992nm-Betriebs bedürfen allerdings weiterer Klärung. Neben der Untersuchung der Farbzentren könnte sich eine Verbesserung der Vakuumqualität lohnen, um Kondensation am Lasermedium auszuschließen. Durch eine weitere Optimierung der spektralen Charakteristik des Auskoppelspiegels ließe sich schließlich der stabile Laserbetrieb bei 992nm unterstützen.

In der hier vorgestellten Arbeit, wurden die Möglichkeiten und Grenzen des Laserbetriebs bei minimalem Quantendefekt experimentell aufgezeigt. Die Ergebnisse ermöglichen die Konstruktion von effizienteren Laseroszillatoren und -verstärkern mit minimaler thermischer Belastung. Außerdem verdeutlichen die Ergebnisse die Bedeutung selbst kleinster Verunreinigungen des Lasermaterials für den Betrieb mit geringem Quantendefekt.

Literaturverzeichnis

- [1] R. L. Aggarwal, D. J. Ripin, J. R. Ochoa, and T. Y. Fan. Measurement of thermo-optic properties of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YAlO_3 , LiYF_4 , LiLuF_4 , BaY_2F_8 , $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser crystals in the 80-300 K temperature range. *J. Appl. Phys*, 98(103514):1–14, 2005.
- [2] G. P. Agrawal. *Coherent lightwave systems*. Fiber-Optic communication systems. John Wiley & Sons Inc., New York, 2002.
- [3] A. Antognini, K. Schuhmann, F. D. Amaro, F. Biraben, A. Dax, A. Giesen, T. Graf, T. W. Hansch, P. Indelicato, and L. Julien. Thin-disk Yb:YAG oscillator-amplifier laser, ASE, and effective Yb:YAG lifetime. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(8):993–1005, 2009.
- [4] G. Armagan, A. M. Buoncristiani, and B. Di Bartolo. Excited state dynamics of thulium ions in Yttrium Aluminum Garnets. *Optical Materials*, 1(1):11–20, 1992.
- [5] A. C. Bailey and B. Yates. The low temperature thermal expansion and related thermodynamic properties of alkali halides with a caesium chloride structure. *Philosophical Magazine*, 16(144):1241–1248, 1967.
- [6] S. Banerjee, J. Körner, M. Siebold, Q. Yang, K. Ertel, P. D. Mason, P. J. Phillips, M. Loeser, H. Zhang, S. Lu, J. Hein, U. Schramm, M. C. Kaluza, and J. L. Collier. Temperature dependent emission and absorption cross section of Yb^{3+} doped yttrium lanthanum oxide (YLO) ceramic and its application in diode pumped amplifier. *Optics Express*, 21(S4):A726–A734, 2013.
- [7] A. Baum, D. Grebner, W. Paa, W. Triebel, M. Larionov, and A. Giesen. Axial mode tuning of a single frequency Yb:YAG thin disk laser. *Applied Physics B*, 81(8):1091–1096, 2005.
- [8] K. Beil, S. T. Fredrich-Thornton, F. Tellkamp, R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann, and G. Huber. Thermal and laser properties of Yb:LuAG for kW thin disk lasers. *Optics express*, 18(20):20712–20722, 2010.
- [9] E. F. Bernstein. Laser tattoo removal. *Seminars in plastic surgery*, 21(03):175–192, 2007.

- [10] S. Biswal, S. P. OConnor, and S. R. Bowman. Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate. *Applied optics*, 44(15):3093–3097, 2005.
- [11] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J.-L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges. Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping. *Optics express*, 16(14):10098–10109, 2008.
- [12] G. Boulon, Y. Guyot, H. Canibano, S. Hraiech, and A. Yoshikawa. Characterization and comparison of Yb³⁺-doped YAlO₃ perovskite crystals (Yb:YAP) with Yb³⁺-doped Y₃Al₅O₁₂ garnet crystals (Yb:YAG) for laser application. *JOSA B*, 25(5):884–896, 2008.
- [13] A. Brenier, Y. Guyot, H. Canibano, G. Boulon, A. Rodenas, D. Jaque, A. Eganyan, and A. G. Petrosyan. Growth, spectroscopic, and laser properties of Yb³⁺-doped Lu₃Al₅O₁₂ garnet crystal. *JOSA B*, 23(4):676–683, 2006.
- [14] D. C. Brown, T. M. Bruno, and J. M. Singley. Heat-fraction-limited CW Yb:YAG cryogenic solid-state laser with 100% photon slope efficiency. *Optics express*, 18(16):16573–16579, 2010.
- [15] H. W. Bruesselbach, D. S. Sumida, R. A. Reeder, and R. W. Byren. Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(1):105–116, 1997.
- [16] F. Brunner, G. J. Spühler, J. Aus der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, and A. A. Lagatsky. Diode-pumped femtosecond Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power. *Optics Letters*, 25(15):1119–1121, 2000.
- [17] S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, and P. Georges. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-Part I: theoretical analysis and wavefront measurements. *IEEE journal of quantum electronics*, 40(9):1217–1234, 2004.
- [18] D. L. Dexter and J. H. Schulman. Theory of concentration quenching in inorganic phosphors. *The Journal of Chemical Physics*, 22(6):1063–1070, 1954.
- [19] F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, and P. Georges. On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited]. *Optical Materials Express*, 1(3):489–502, 2011.
- [20] H. J. Eichler and J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2015.

- [21] H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, and A. Siemoneit. Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 26(11):1884, 1993.
- [22] M. M. Elcombe and A. W. Pryor. The lattice dynamics of calcium fluoride. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 3(3):492, 1970.
- [23] S. Erhard. *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. Herbert Utz Verlag, 2002.
- [24] T. Y. Fan, D. J. Ripin, R. L. Aggarwal, J. R. Ochoa, B. Chann, M. Tilleman, and J. Spitzberg. Cryogenic Yb³⁺-doped solid-state lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(3):448–459, 2007.
- [25] D. Findlay and R. A. Clay. The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Physics Letters*, 20(3):277–278, 1966.
- [26] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortrie, B. Zeitler, R. Hörlein, and G. D. Tsakiris. Laser-driven soft-X-ray undulator source. *Nature physics*, 5(11):826–829, 2009.
- [27] S. A. Gaillard, K. A. Flipppo, D. C. Gautier, D. T. Offermann, J. B. Workman, F. Archuleta, R. Gonzales, T. Hurry, R. P. Johnson, and S. Letzring. 65+ MeV protons from short-pulse-laser micro-cone-target interactions. *APS Meeting Abstracts*, 1:6003, 2009.
- [28] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Applied Physics B*, 58(5):365–372, 1994.
- [29] A. Giesen and J. Speiser. Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(3):598–609, 2007.
- [30] U. J. Greiner and H. H. Klingenberg. Thermal lens correction of a diode-pumped Nd:YAG laser of high TEM₀₀ power by an adjustable-curvature mirror. *Optics letters*, 19(16):1207–1209, 1994.
- [31] C. Y. Ho, R. W. Powell, and P. E. Liley. Thermal conductivity of the elements. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1(2):279–421, 1972.
- [32] H. Hügel. *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Springer-Verlag, 2013.
- [33] ISO. *Standard 11146, Lasers and laser-related equipment-Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios*. 2005.
- [34] V. Jambunathan, L. Horacova, P. Navratil, A. Lucianetti, and T. Mocek. Cryogenic Yb:YAG laser pumped by VBG-stabilized narrowband laser diode at 969 nm. *IEEE Photonics technology letters*, 28(12):1328–1331, 2016.

- [35] V. Jambunathan, J. Körner, P. Sikocinski, M. Divoky, M. Sawicka, A. Lucianetti, J. Hein, and T. Mocek. Spectroscopic characterization of various Yb^{3+} doped laser materials at cryogenic temperatures for the development of high energy class diode pumped solid state lasers. *SPIE Optics and Optoelectronics*, pages 87800G–87800G–9, 2013.
- [36] M. Karszewski. *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. Utz, Wiss., 2000.
- [37] J. Kawanaka, H. Nishioka, N. Inoue, and K.-I. Ueda. Tunable continuous-wave Yb:YLF laser operation with a diode-pumped chirped-pulse amplification system. *Applied optics*, 40(21):3542–3546, 2001.
- [38] S. A. Kazanskii, A. I. Ryskin, A. E. Nikiforov, A. Y. Zaharov, M. Y. Ougrumov, and G. S. Shakurov. EPR spectra and crystal field of hexamer rare-earth clusters in fluorites. *Physical Review B*, 72(1):014127, 2005.
- [39] H. Kikuta, K. Iwata, and R. Nagata. Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light. *Applied optics*, 25(17):2976–2980, 1986.
- [40] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Verlag, 2006.
- [41] J. Körner. *Effizienzsteigerung Yb^{3+} -basierter Kurzpuls-Laserverstärker*. Sierke Verlag, 2014.
- [42] J. Körner, V. Jambunathan, J. Hein, R. Seifert, M. Loeser, M. Siebold, U. Schramm, P. Sikocinski, A. Lucianetti, T. Mocek, and M. C. Kaluza. Spectroscopic characterization of Yb^{3+} -doped laser materials at cryogenic temperatures. *Applied Physics B*, 116(1):75–81, 2014.
- [43] J. Körner, C. Vorholt, H. Liebetrau, M. Kahle, D. Klöpfel, R. Seifert, J. Hein, and M. C. Kaluza. Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb:YAG, Yb:LuAG, and Yb:CaF₂ between 20°C and 200°C and predictions on their influence on laser performance. *JOSA B*, 29(9):2493–2502, 2012.
- [44] S. Kuhn, M. Tiegel, A. Herrmann, C. Rüssel, S. Engel, C. Wenisch, S. Gräf, F. A. Müller, J. Körner, and R. Seifert. Photo-acoustic spectroscopy and quantum efficiency of Yb^{3+} doped alumino silicate glasses. *Journal of Applied Physics*, 118(10):103104, 2015.
- [45] P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, and T. Y. Fan. Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser. *Optics letters*, 16(14):1089–1091, 1991.
- [46] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature physics*, 2(10):696–699, 2006.

- [47] J. Liu, W. Han, H. Zhang, X. Mateos, and V. Petrov. Comparative study of high-power continuous-wave laser performance of Yb-doped vanadate crystals. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(7):807–815, 2009.
- [48] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *SPIE milestone series*, (173):61–61, 2002.
- [49] J. McHugh, P. Fideu, A. Herrmann, and W. Stark. Determination and review of specific heat capacity measurements during isothermal cure of an epoxy using TM-DSC and standard DSC techniques. *Polymer Testing*, 29(6):759–765, 2010.
- [50] E. R. Meinders, A. V. Mijiritskii, L. van Pieterse, and M. Wuttig. *Optical data storage: phase-change media and recording*, volume 4. Springer Science & Business Media, 2006.
- [51] L. F. Mollenauer and D. M. Bloom. Color-center laser generates picosecond pulses and several watts cw over the 1.24–1.45 μ m range. *Optics letters*, 4(8):247–249, 1979.
- [52] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *JOSA B*, 3(1):125–133, 1986.
- [53] B. F. Naylor. Heat Contents at High Temperatures of Magnesium and Calcium Fluorides. *Journal of the American Chemical Society*, 67(1):150–152, 1945.
- [54] N. A. Olsson. Lightwave systems with optical amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 7(7):1071–1082, 1989.
- [55] E. W. J. L. Oomen. Up-conversion of red light into blue light in thulium doped fluorozirconate glasses. *Journal of luminescence*, 50(6):317–332, 1992.
- [56] R. Paschotta. *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch Berlin, 2008.
- [57] R. Paschotta, J. Aus der Au, G. J. Spöhler, S. Erhard, A. Giesen, and U. Keller. Passive mode locking of thin-disk lasers: effects of spatial hole burning. *Applied Physics B*, 72(3):267–278, 2001.
- [58] R. Paschotta, P. R. Barber, A. C. Tropper, and D. C. Hanna. Characterization and modeling of thulium:ZBLAN blue upconversion fiber lasers. *JOSA B*, 14(5):1213–1218, 1997.
- [59] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke. Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(11):2619–2630, 1992.
- [60] K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J. J. Romero, S. Kutovoi, J. Speiser, and A. Giesen. Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers. *Journal of crystal growth*, 275(1):135–140, 2005.

- [61] R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann, and G. Huber. Broadly tunable high-power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser with 80% slope efficiency. *Optics express*, 15(11):7075–7082, 2007.
- [62] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, X. Portier, and R. Moncorgé. Spectroscopy of Yb³⁺:CaF₂: From isolated centers to clusters. *Physical Review B*, 78(8):085131, 2008.
- [63] J. F. Pinto, E. Georgiou, and C. R. Pollock. Stable color-center laser in OH-doped NaCl operating in the 1.41-to 1.81- μ m region. *Optics letters*, 11(8):519–521, 1986.
- [64] P. A. Popov, P. P. Fedorov, S. V. Kuznetsov, V. A. Konyushkin, V. V. Osiko, and T. T. Basiev. Thermal conductivity of single crystals of Ca_{1-x}Yb_xF_{2+x} solid solutions, 2008.
- [65] S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, and F. Druon. Highly efficient, high-power, broadly tunable, cryogenically cooled and diode-pumped Yb:CaF₂. *Optics letters*, 35(22):3757–3759, 2010.
- [66] S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Balembois, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, and F. Druon. High-power diode-pumped cryogenically cooled Yb:CaF₂ laser with extremely low quantum defect. *Optics letters*, 36(9):1602–1604, 2011.
- [67] D. J. Ripin, J. R. Ochoa, R. L. Aggarwal, and T. Y. Fan. 165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser. *Optics letters*, 29(18):2154–2156, 2004.
- [68] S. S. Sharma. Thermal expansion of crystals. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 31(4):261–274, 1950.
- [69] D. Y. Shen, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson. Highly efficient in-band pumped Er:YAG laser with 60 W of output at 1645 nm. *Optics letters*, 31(6):754–756, 2006.
- [70] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J.-L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé. Yb: CaF₂-a new old laser crystal. *Applied Physics B*, 97(2):327–338, 2009.
- [71] A. E. Siegman. *Lasers*. University science books, Mill Valley, CA, 1986.
- [72] N. J. Simon, E. S. Drexler, and R. P. Reed. Properties of copper and copper alloys at cryogenic temperatures. *US National Institute of Standards and Technology(USA)*, page 850, 1992.
- [73] O. Slezak, A. Lucianetti, M. Divoky, M. Sawicka, and T. Mocek. Optimization of Wavefront Distortions and Thermal-Stress Induced Birefringence in a Cryogenically-Cooled Multislab Laser Amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49(11):960–966, 2013.
- [74] U. Storch and H. Wiebe. *Lehrbuch der Mathematik*, Bd. 3, 1993.

- [75] S. Tanabe and T. Hanada. Local structure and 1.5 μm quantum efficiency of erbium doped glasses for optical amplifiers. *Journal of non-crystalline solids*, 196:101–105, 1996.
- [76] N. Ter-Gabrielyan, L. D. Merkle, A. Ikesue, and M. Dubinskii. Ultralow quantum-defect eye-safe Er:Sc₂O₃ laser. *Optics letters*, 33(13):1524–1526, 2008.
- [77] S. S. Todd. Heat capacities at low temperatures and entropies of magnesium and calcium fluorides. *Journal of the American Chemical Society*, 71(12):4115–4116, 1949.
- [78] T. Töpfer. *Diodengepumpte Hochleistungsglaslaser*. Dissertation Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2001.
- [79] F. Träger. *Springer handbook of lasers and optics*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [80] B. L. Volodin, S. V. Dolgy, E. D. Melnik, E. Downs, J. Shaw, and V. S. Ban. Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings. *Optics letters*, 29(16):1891–1893, 2004.
- [81] C. Vorholt and U. Wittrock. Spatial hole burning in Yb:YAG thin-disk lasers. *Applied Physics B*, 120(4):711–721, 2015.
- [82] B. M. Walsh. Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG. *Advanced Solid-State Lasers*, 68, 2002.
- [83] B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed, and T. Graf. Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line. *Optics letters*, 37(15):3045–3047, 2012.
- [84] K. S. Wentsch, B. Weichelt, S. Gunster, F. Druon, P. Georges, M. Abdou Ahmed, and T. Graf. Yb:CaF₂ thin-disk laser. *Opt Express*, 22(2):1524–32, 2014.
- [85] R. M. Wood. *Laser-induced damage of optical materials*. CRC Press, 2003.
- [86] S.-J. Xia, J. Zhuo, X.-W. Sun, B.-M. Han, Y. Shao, and Y.-N. Zhang. Thulium laser versus standard transurethral resection of the prostate: a randomized prospective trial. *European urology*, 53(2):382–390, 2008.

Veröffentlichungsliste

- M. Kahle, J. Hein, J. Körner, H. Liebetrau, M. Lenski, and R. Seifert. Alternative Approaches for Highly Efficient Diode-Pumped Lasers. in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CA10_4.
- S. Keppler, M. Hornung, R. Bödefeld, M. Kahle, J. Hein, M. C. Kaluza. All-reflective, highly accurate polarization rotator for high-power short-pulse laser systems. *Optics express* 20(18) 20742-20747 (2012)
- J. Körner, C. Vorholt, H. Liebetrau, M. Kahle, D. Kloepfel, R. Seifert, J. Hein, M. C. Kaluza. Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb: YAG, Yb: LuAG, and Yb: CaF₂ between 20° C and 200° C and predictions on their influence on laser performance. *JOSA B* 29(9) 2493-2502 (2012)
- J. Körner, J. Hein, H. Liebetrau, R. Seifert, D. Klöpfel, M. Kahle, M. Loeser, M. Siebold, U. Schramm, M. C. Kaluza. Efficient burst mode amplifier for ultra-short pulses based on cryogenically cooled Yb³⁺:CaF₂. *Optics express* 21(23) 29006-29012 (2013)
- M. Kahle, J. Körner, J. Hein, M. C. Kaluza. Performance of a quantum defect minimized disk laser based on cryogenically cooled Yb:CaF₂. *Optics and Laser Technology* 92 19-23 (2017)

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die keine Personen geholfen. Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- und Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 14.03.2017

Unterschrift d. Verfassers

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen Mitmenschen bedanken, die das Entstehen dieser Arbeit möglich gemacht haben. Insbesondere danke ich:

- Prof. Malte Kaluza für die gewissenhafte Betreuung meiner Arbeit und für die Ermöglichung dieser interessanten Untersuchung,
- Dr. Joachim Hein und Dr. Jörg Körner für die vielen hilfreichen Ideen, anregenden Diskussionen und die gute Zusammenarbeit,
- Tilman Lühder, Jürgen Reiter, Luise Lukas, Oliver Heinsohn, Joachim Buldt, Fanxin Hue, Mathias Lenski, Celso Joao und Hartmut Liebetau für die angenehme Laborarbeit und Hilfe bei Messungen,
- Reinhard Seifert und Diethard Klöpfel für die kompetente Beratung und zügige Hilfe in technischen Belangen,
- Dr. Andreas Herrmann vom Otto-Schott-Institut für Glaschemie für die Hilfe bei der Suche nach Verunreinigungen,
- Der gesamten POLARIS-Arbeitsgruppe für die schöne Arbeitsatmosphäre und viele interessante Diskussionen,
- Bernhard Klumbies und Rainer Bark stellvertretend für alle Mitarbeiter der technischen Werkstätten für ihre Expertise, sowie präzise Fertigung und die große Hilfsbereitschaft bei der Herstellung wichtiger Komponenten,
- Meinen Eltern Waltraud und Lutz Kahle für die lebenslange Unterstützung und Ermunterung zur Wissenschaft,
- Meiner Frau Franziska Kahle und meinen beiden Töchtern Mathilda und Jolanda für die große Unterstützung meiner Arbeit sowie die Freude und den Sinn, den sie in mein Leben bringen.