

**Diodengepumpte Festkörperlaser
im Spektralbereich um $2\mu\text{m}$
für Anwendungen in der Lasermedizin**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte
DISSERTATION

von:

Dipl.-Phys. Michael Fiebig
geboren am 05.03.1968 in Gütersloh

1998

Referent: Prof. Dr. H. Welling

Korreferent: Prof. Dr. M. Kock

Tag der Promotion: 29.05.1998

Abstract

Michael Fiebig

Diodengepumpte Festkörperlaser im Spektralbereich um 2 μm für Anwendungen in der Lasermedizin

Festkörperlaser für den Spektralbereich um 2 μm finden Anwendungsgebiete in der Medizin oder optischen Meßtechnik. Als aktive Medien eignen sich besonders die Seltenen Erden Thulium und Holmium. Von entscheidender Bedeutung bei der Entwicklung derartiger Lasersysteme ist die Kontrolle der thermischen Eigenschaften und der Reabsorptionsverluste im aktiven Medium.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden detaillierte theoretische Untersuchungen angestellt, die eine zutreffende Beschreibung des Lasersystems ermöglichten.

Ausgehend von den theoretischen Modellierungen wurden Lasersysteme konzipiert und charakterisiert. Anhand dieser Systeme wurden Laserexperimente durchgeführt, die zur Verifizierung der Modellierungen dienten. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden Laserkristalle mit unterschiedlichen Eigenschaften charakterisiert und die optimalen Laserparameter ermittelt. Die Beschreibung der thermooptischen Eigenschaften, im Einklang von Theorie und Experiment, ermöglichte die Reduzierung der thermischen und mechanischen Belastungen der Laserstäbe.

Auf der Grundlage dieser Arbeiten gelang die Entwicklung eines effizienten und überaus kompakten Lasersystems bei 2 μm . Ausgangsleistungen über 135W und differentielle Wirkungsgrade von 40% wurden erzielt. Der Gesamtwirkungsgrad optisch zu optisch betrug über 30%. Weiterführende Untersuchungen ermöglichten erstmals die Demonstration des gütegeschalteten bzw. frequenzselektiven Laserbetriebes mit einem derartigen System.

In Voruntersuchungen wurde das Einsatzpotential des Lasersystems für medizinische Anwendungen eruiert. Hierzu wurden erstmalig Laser-Gewebewechselwirkungen an biologischen Geweben unter Einfluß hoher kontinuierlicher Leistungsdichten bei 2 μm untersucht.

Schlagworte: Diodengepumpte Festkörperlaser, Quasi-3-Niveau-System, Lasermedizin

Abstract

Michael Fiebig

Diode-pumped solid-state-lasers
in the spectral region at 2 μm
for medical applications

Solid state lasers in the spectral region at 2 μm are of interest for a number of applications including medicine and remote sensing. The purpose of this work was the development and characterization of a diode-pumped continuous wave laser with high output power. The development of laser systems based on Thulium and Holmium materials is difficult due to the reabsorption losses and the thermal management.

In this work theoretical models were established in order to characterize and to optimize the laser parameters. Based on the results of the simulations efficient laser systems have been designed and investigated. Within these investigations the optimal laser rod parameters have been determined. These parameters were used to improve the simulations. The complete and correct description of the laser properties enabled to decrease the thermal loading and mechanical stresses.

Finally the experimental and theoretical investigations served to create an efficient and compact solid state laser system at 2 μm . An continuous wave output power of more than 135W and a slope efficiency of 40% were achieved. The overall optical conversion efficiency of the device was more than 30%. Additional laser experiments demonstrated a tunable and q-switched operation of such a laser system for the first time.

The cw Tm³⁺:YAG laser was used for the first time for basic investigations in order to characterize the laser tissue interaction. Therefore biological tissue was irradiated at different intensities (up to 65kW/cm²) and irradiation times.

Keywords: Diode-pumped solid state lasers, quasi-3-level system, laser medicine

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Festkörperlaser für den Spektralbereich um 2µm	5
2.1 Anforderungsprofil.....	5
2.2 Stand der Technik und Entwicklung.....	9
3 Auswahl und Charakterisierung der Laserkristalle	13
3.1 Tm ³⁺ :YAG: Anregungsschemata und Wechselwirkungsprozesse	13
3.2 Spektroskopie.....	17
4 Theoretische Beschreibung des Festkörperlaser systems	21
4.1 Anregungskonfiguration.....	21
4.2 Tm ³⁺ :YAG: Ein quasi-3-Niveau-System.....	24
4.2.1 Ratengleichungen.....	25
4.2.2 Theoretische Untersuchungen zur Laserschwelle	29
4.3 Thermische Effekte	33
4.3.1 Thermische Linse und Doppelbrechung	35
4.3.2 Modellierung der Temperaturverteilung.....	40
5 Experimentelle Untersuchungen am Lasersystem	44
5.1 Evaluierung der Laserparameter	44
5.1.1 Apparativer Aufbau.....	44
5.1.2 Verifikation der thermischen Eigenschaften	47
5.1.2.1 Depolarisation	48
5.1.2.2 Interferometrische Bestimmung des radialen Temperaturprofils.....	49
5.1.3 Untersuchung der laserspezifischen Kenndaten.....	54
5.1.3.1 Kristallparameter	55
5.1.3.2 Thermisches Verhalten und Strahlqualität.....	65

5.1.4 Bewertung der Ergebnisse.....	71
5.2 Laserbetrieb hoher Ausgangsleistung.....	72
5.2.1 Aufbau.....	72
5.2.2 Ergebnisse.....	75
5.2.3 Untersuchungen zu Güteschaltung und Abstimmverhalten.....	78
5.3 Perspektiven für Quasi-3-Niveau-Systeme.....	83
6 Eruierung des medizinischen Einsatzpotentials.....	87
6.1 Grundlagen: Laser-Gewebewechselwirkungen.....	87
6.2 Experimentelle Methoden.....	92
6.3 Ergebnisse und Diskussion.....	93
7 Zusammenfassung und Ausblick.....	99
Literaturverzeichnis.....	103

1 Einleitung

Kurz nach der Realisierung des ersten Lasers in den sechziger Jahren wurden die verschiedensten Anwendungen für Lasersysteme im Bereich der Medizin vorgeschlagen, die jedoch aufgrund damals erreichbarer Systemparameter nicht intensiv verfolgt wurden. Neben der unbefriedigenden Ausgangsleistung und der niedrigen Effizienz limitierte die mangelnde Zuverlässigkeit den Einsatz der ersten Lasersysteme. Erst durch die stetige Weiterentwicklung von blitzlampen- oder bogenlampengepumpten Festkörperlasern sowie spezieller Gaslaser in den achtziger Jahren erfuhr der Laser als Werkzeug wachsende Bedeutung, und neue Anwendungsmöglichkeiten wurden aufgezeigt [Man92, Moo87, Pon95, Ree93].

Heutzutage gilt der Laser in der Medizin als Alternative zu dem mechanischen Skalpell. Die Laserstrahlung induziert aufgrund thermischer Prozesse eine blutungsstillende Koagulationszone, und minimal invasive Eingriffe werden mit diesem Instrument möglich. Aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften und Wechselwirkungsprozesse mit den zu bearbeitenden Geweben kommen Lasersysteme im infraroten Spektralbereich zwischen $2\mu\text{m}$ und $11\mu\text{m}$ zum Einsatz. Ausgezeichnet haben sich hier im besonderen der Holmium-Laser ($2.1\mu\text{m}$), der Erbium-Laser ($2.94\mu\text{m}$) und der CO_2 -Laser ($10.6\mu\text{m}$).

Der Erbium-Laser wird überwiegend in der Mikrochirurgie genutzt, bei der es vornehmlich auf geringe Schädigungsbereiche und eine hohe Präzision ankommt. Ein in der Lasermedizin ebenso weitverbreiteter Gaslaser stellt der sehr effiziente und im Aufbau überaus kompakte CO_2 -Laser bei $10.6\mu\text{m}$ dar. Der CO_2 -Laser erlaubt einen kontinuierlichen oder gepulsten Betriebsmodus und wird unter anderem erfolgreich in der Orthopädie, Dermatologie oder Otorhinolaryngologie eingesetzt [Böhm, Fuchs, Kla91, Sei91, Ulrich]. Der kontinuierlich arbeitende CO_2 -Laser wird vor allem in Bereichen eingesetzt, bei denen ein großes Gewebavolumen abgetragen werden muß. Hierbei kommen Systeme mit einer Leistung zwischen 50W und 100W zum Einsatz [Ber89]. An seine Grenzen in der Anwendung stößt der CO_2 -Laser durch die Absorptionseigenschaften optischer Gläser, die eine verlustarme Führung der Laserstrahlung durch Lichtleitfasern verhindern. Hierdurch wird ein konstruktiv aufwendiger Spiegelgelenkarm erforderlich, der zudem in der Benutzung unhandlich ist.

Eine Alternative zum kontinuierlich arbeitenden CO_2 -Laser stellt ein Holmium- oder Thulium-Laser im Dauerstrichbetrieb dar. Der Holmium Laser verursacht im gepulsten Betrieb im Vergleich zum CO_2 -Laser um ein bis zwei Größenordnungen tiefere thermische Schädigungs-

zonen im Gewebe. Im kontinuierlichen Laserbetrieb gleichen sich jedoch die durch die verschiedenen Lasertypen verursachten thermischen Schädigungszonen, begründet durch die Wärmeleitung im Gewebe. Einen Hauptvorteil des Holmium- oder Thulium-Lasers stellt die verlustfreie Führung der Laserstrahlung durch relativ kostengünstige Quarz-Quarz-Lichtleiter dar, die eine direkte und einfache Leitung der Laserstrahlung an den Bearbeitungsort ermöglicht [LISA].

Zu Beginn dieser Arbeit waren noch keine effizienten Hochleistungslaser im kontinuierlichen Laserbetrieb bei $2\mu\text{m}$ bekannt. Es fehlten Konzepte, welche die hohe thermische Belastung des aktiven Lasermediums, die sich unmittelbar auf die Lasereigenschaften auswirkt, reduzieren. So tritt bei der optischen Anregung durch Blitz- oder Bogenlampen nur ein geringer Überlapp zwischen dem Emissionsspektrum der Lampen mit den Absorptionsbanden der laserrelevanten Dotierungen auf. Hierdurch sind nur geringe Effizienzen zu erzielen, und ein großer Anteil der Pumpleistung wird in Wärme umgesetzt. Ein kontinuierlicher Hochleistungslaserbetrieb mittels Anregung durch Bogenlampen konnte daher nur bei negativen Temperaturen bis in den kryogenen Bereich erzielt werden.

Erst durch den Einsatz von Diodenlasern als Pumpquelle konnten diese Diskrepanzen prinzipiell überwunden werden. Durch die geringe spektrale Breite der Laseremission von wenigen Nanometern und die mögliche Anpassung an die Absorptionsbanden des Lasermediums reduziert sich die thermische Belastung des aktiven Lasermaterials. An Festkörperlasern im nahinfraroten Spektralbereich konnten diese Vorteile eindrucksvoll nachgewiesen werden.

Diodengepumpte Festkörperlaser auf der Basis von Thulium und Holmium dotierten Wirtskristallen im Wellenlängenbereich um $2\mu\text{m}$ sind von mehreren Arbeitsgruppen demonstriert worden [Fuk92, Mah92, McG92]. Hierbei wurden die bekannten longitudinalen oder transversalen Anregungskonfigurationen verfolgt, die sich hervorragend für Nd:YAG-Hochleistungslaser bewährt haben. Eine Übertragung dieser Ergebnisse auf die Thulium- und Holmium-Lasersysteme ist durch die thermische Aufladung und starke Reabsorptionsverluste für die Laserstrahlung jedoch nicht möglich.

Neben den ausführlichen experimentellen Untersuchungen wurden von verschiedenen Forschungsgruppen auch theoretische Simulationen des Laserprozesses durchgeführt, um diese Probleme der Systeme theoretisch zu erfassen [Kal91, Qua91, Rus96, Sou97]. Erstmals wurde

hierbei von R. Beach ein neuer Weg beschriften [Bea96]. In dieser Arbeit wurde eine neuartige Anregungsgeometrie vorgeschlagen, die dem Prinzip des Faserlasers ähnelt und auf kristalline Lasermedien übertragen wurde. Die Untersuchungen resultierten erstmals in einem 2 μ m-Festkörperlaser mit hohen Ausgangsleistungen im kontinuierlichen Betrieb, der jedoch aufgrund thermischer Belastungen nur bis zu einer Stunde stabil aufrecht erhalten werden konnte. Zudem lag die Betriebstemperatur des Systems bei 3°C.

Ziel der vorliegenden Arbeit war daher die theoretische und experimentelle Entwicklung und Charakterisierung eines diodengepumpten kontinuierlich arbeitenden Festkörperlasersystems für den Spektralbereich um 2 μ m. Das Lasersystem sollte sich durch eine hohe Effizienz, Kompaktheit und Zuverlässigkeit auszeichnen, um die Anforderungen in der Lasermedizin zu erfüllen.

Die Entwicklung eines derartigen Lasersystems erforderte theoretische und experimentelle Untersuchungen. Die theoretischen Modelle sollten den Einfluß der thermischen Effekte und der Reabsorption auf die Lasereigenschaften beschreiben. Um die optimalen Laserstabparameter zu ermitteln, war die theoretische Evaluierung der Schwellpumpleistung und des differentiellen Wirkungsgrades notwendig. Erstmals beinhalten die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Untersuchungen auch die spektroskopischen und temperaturabhängigen Eigenschaften der aktiven Materialien. Die Modellierung der Temperaturverteilung diente zur Bestimmung der geeigneten Lasergeometrie und der optimalen Dotierung, um in der Konsequenz die thermischen Belastungen des Lasermediums zu minimieren und zu homogenisieren.

Auf der Basis der theoretischen Studien wurden erste Lasersysteme mittlerer Ausgangsleistung konzipiert. Experimentelle Analysen an den Lasersystemen sollten die Modelle verifizieren. Zu diesem Zweck wurden Messungen an Laserstäben mit unterschiedlicher Geometrie und Dotierung durchgeführt und die für den Laserbetrieb optimalen Parameter evaluiert. Die Arbeiten sollten in einem Hochleistungslasersystem mit Ausgangsleistungen über 50W resultieren.

Das durch die theoretischen und experimentellen Arbeiten optimierte Lasersystem sollte auf seine Eignung des Lasersystems für einen abstimmbaren oder gütegeschalteten Laserbetrieb überprüft werden. Die Grundlagen hierzu wurden erarbeitet und verschiedene Methoden qualifiziert.

Abschließend wurde erstmalig in grundlegenden Forschungsarbeiten an biologischen Geweben die Laser-Gewebewechselwirkung unter hohen Leistungsdichten im kontinuierlichen Laserbetrieb bei $2\mu\text{m}$ studiert, um neue Anwendungsbereiche aufzuzeigen.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse resultieren in der Bereitstellung eines Prototypen mit hohen Ausgangsleistungen und Effizienzen im kontinuierlichen Betrieb bei einer Emissionswellenlänge von $2\mu\text{m}$. Die theoretischen Modellierungen und das experimentelle Verifizieren ermöglichen ergänzend das Verständnis der auftretenden thermooptischen Belastungen und die systematische Laserkonfiguration. Die Perspektiven des realisierten Lasersystems im Hinblick auf weiterführende Forschungsarbeiten werden diskutiert.

2 Festkörperlaser für den Spektralbereich um 2µm

Festkörperlaser für den Spektralbereich um 2µm finden breite Anwendungsgebiete in der Medizin oder optischen Meßtechnik. Anhand von Anwendungen wird ein Anforderungsprofil an die Strahlquelle bei 2µm abgeleitet, wodurch sich die Schwerpunkte und Ziele der vorliegenden Arbeit definieren.

2.1 Anforderungsprofil

Auf dem Gebiet der Lasermedizin stellt der Laser seit mehreren Jahren eine Alternative zu konventionellen Operationstechniken mittels Skalpell dar. Durch den gezielten Einsatz der abtragenden Wirkung sowie der koagulierenden Wirkung bietet der Laser die Möglichkeit einer minimalen Zerstörung des umgebenden Gewebes und einer geringeren Blutung während der Operation. Die Laseranwendung ermöglicht eine geringere Schädigung des Gewebes, und die gute Führung der Laserstrahlung durch flexible Lichtleiter eröffnet durch endoskopische Operationstechniken sogar neue Behandlungsmöglichkeiten.

Das Abtragen von Gewebe sowie die Koagulation basieren auf der *Photoablation* bzw. auf *thermischen Prozessen*. Die Laserstrahlung wird im Gewebe absorbiert und führt zu einer Erwärmung. Für Laserintensitäten unter $1\text{MW}/\text{cm}^2$ und Bestrahlungszeiten unter 1s wird das Gewebe koaguliert. Eine Erhöhung der Laserintensitäten auf einige MW/cm^2 führt zur Verdampfung des Gewebes und es kommt zur Photoablation (vgl. Kapitel 6).

Die Abtragsraten und die thermischen Schädigungszonen sind maßgeblich von der Eindringtiefe sowie der Bearbeitungszeit abhängig und können durch die geeignete Wahl des Lasersystems bzw. der Laserparameter auf die Behandlung abgestimmt werden.

Derzeit in der Lasermedizin eingesetzte Systeme decken nahezu das gesamte Spektrum vom ultravioletten bis hin zum ferninfraroten Bereich ab. Im ultravioletten und sichtbaren Wellenlängenbereich spielt die Absorption der Laserstrahlung durch das Hämoglobin oder das Melanin die entscheidende Rolle. Im Infraroten resultiert die starke Absorption aus dem Wassergehalt der biologischen Gewebe (70%-90%).

Im ultravioletten Spektralbereich finden die verschiedenen Excimer-Lasertypen Anwendung für minimal invasive Eingriffe, bei denen eine hohe Präzision und geringste thermische Schädigungen gefordert sind. Jedoch sind diese Systeme sehr kostenaufwendig und komplex im Auf-

bau. Im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich kommen vorwiegend der Argon-Ionenlaser, der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser, Diodenlaser in der Direktanwendung oder der Nd:YAG-Laser zum Einsatz. Letztere im besonderen für koagulative Gewebebehandlungen. Die bisher aufgezählten Lasersysteme sind weitestgehend optimiert und zeichnen sich durch eine hohe Zuverlässigkeit und hohe Standzeiten aus.

Für den mittleren bis ferninfraroten Spektralbereich zwischen 2 μ m und 11 μ m stehen verschiedene Lasersysteme zur Verfügung. Die am weitesten verbreiteten Systeme sind der Ho-Laser (2.1 μ m), der Er-Laser mit seiner Emission im 3 μ m-Bereich und der CO₂-Laser bei 10.6 μ m. Eingeschränkt werden die Einsatzbereiche und die Behandlungseffekte im wesentlichen durch die erreichbaren Laserparameter. Der hier berücksichtigte Wechselwirkungsprozeß ist die Wasserabsorption. Ein Absorptionsspektrum ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Zur Verdeutlichung ist die spektrale Lage der verschiedenen Lasersysteme in dem Diagramm eingetragen. Mit dem Erbium-Laser wurden mehrfach Anwendungspotentiale in der minimal invasiven Chirurgie oder Ophthalmologie demonstriert, jedoch ist ein derartiges System für Eingriffe

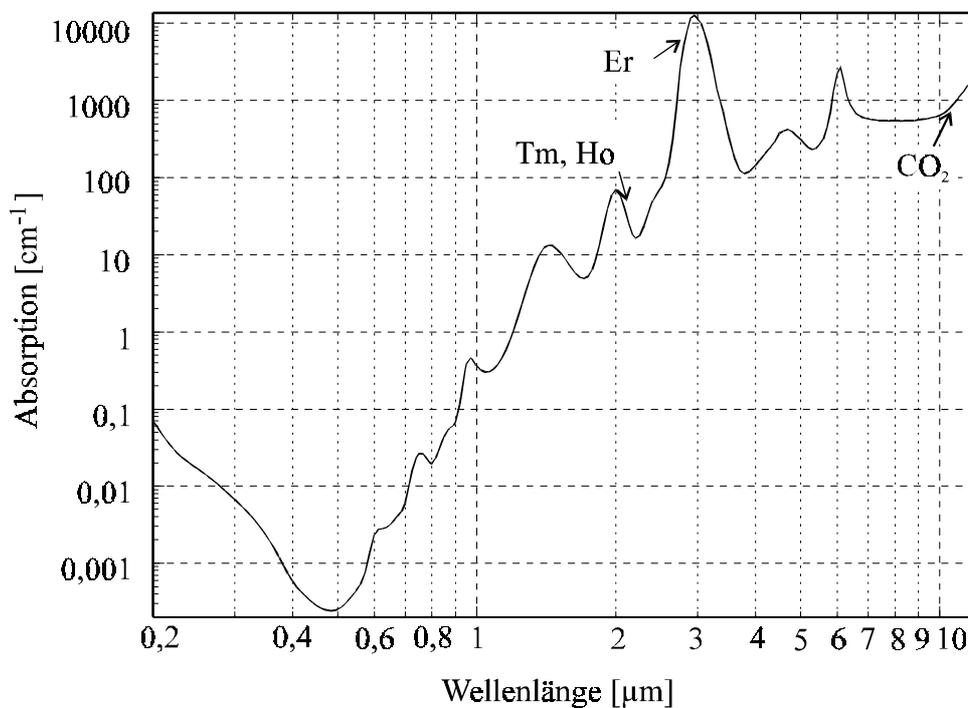


Abb. 2.1: Absorptionsspektrum von Wasser. Es sind die in der Lasermedizin im infraroten Spektralbereich am häufigsten eingesetzten Lasersysteme eingezeichnet.

ungeeignet, bei denen hohe Abtragsraten in kurzen Bearbeitungszeiten gewünscht werden. An dieser Stelle beginnt der Bereich des sehr effizienten und überaus kompakten CO₂-Lasers bei 10.6µm. Dieses System erlaubt einen kontinuierlichen oder gepulsten Betriebsmodus und wird unter anderem erfolgreich in der Orthopädie, Dermatologie oder Hals-Nasen-Ohren-Chirurgie eingesetzt. Die Einsatzgebiete des kontinuierlichen Lasersystems liegen vor allem bei den stark durchbluteten Weichgeweben. Ein in der Praxis nicht zu vernachlässigender Nachteil des CO₂-Lasers besteht durch die schlechten Möglichkeiten der Laserstrahlführung bei 10.6µm, welche komplizierte Spiegelgelenkarme erfordert.

Ein Hochleistungslasersystem bei 2µm im kontinuierlichen Betrieb würde hier mehr als eine Alternative zum CO₂-Laser darstellen. Da durch die uneingeschränkte Möglichkeit die 2µm-Laserstrahlung durch herkömmliche Quarzlichtleiter zu führen komplizierte Spiegelgelenkarme unnötig werden. Darüber hinaus sind auch medizinische Eingriffe im Kontaktverfahren ohne toxische Wirkungen denkbar. Die durch die verschiedenen Lasersysteme verursachten thermischen Nekrosezonen sind in ihrer Ausweitung ähnlich. Denn durch den kontinuierlichen Laserbetrieb wird die thermische Relaxationszeit schnell überschritten und die thermische Schädigungszone wird durch die auftretende Wärmeleitung in beiden Fällen gesteigert.

Im 2µm-Bereich kommt in der Lasermedizin heute überwiegend der gepulste Ho-Laser mit seiner Emissionswellenlänge bei 2.1µm zum Einsatz [Man92, Ree93]. Ein kontinuierlich arbeitendes System eröffnet hier nicht nur neue Anwendungen in der Lasermedizin, sondern ist auch für die *LIDAR-Technik* (Light Detecting And Ranging) innerhalb der Atmosphärenforschung interessant [Hen91, Bar93, Gru96]. Insbesondere bildet hierbei ein solches Lasersystem die Basis zur Erzeugung hoher Repetitionsraten bis in den kHz-Bereich durch geeignete Methoden der Pulserzeugung oder Güteschaltung.

Darüber hinaus ist zum einen die *augensichere* Handhabung des Lasersystems für LIDAR-Anwendungen wichtig und zum anderen eine möglichst geringe Absorption in der umgebenden Atmosphäre notwendig, um ein gutes Signal zu Rausch-Verhältnis bei der Detektion der gestreuten Laserstrahlung zu erhalten. Die Absorption der 2µm-Laserstrahlung durch das in der Atmosphäre befindliche Wasser ist im Vergleich zu alternativen Lasersystemen wie etwa dem Er-Laser oder dem CO₂-Laser um 2 bis 3 Größenordnungen geringer, so daß auch von dieser Seite her dieser Wellenlängenbereich zu bevorzugen ist.

Emissionswellenlängen im Bereich um 2µm gelten mit Einschränkungen als *augensicher*, weil das Licht aufgrund der Absorption des im Auge befindlichen Wassers nicht unmittelbar zu ei-

ner Schädigung der Retina führen kann. Die Richtlinien der Unfallverhütungsvorschrift (UVV) *Laserstrahlung VBG 93* beschreiben die maximal zulässige Bestrahlung für direkte Einwirkung der Laserstrahlung auf die Hornhaut des Auges. Für sichtbare Laserstrahlung sind Leistungsdichten im Bereich von $5 \cdot 10^6 \text{W/m}^2$ für Emissionsdauern von $<10^{-9} \text{s}$ zulässig. Für Emissionsdauern im Bereich von 10s bis 10^3s reduziert sich die Leistungsdichte auf $<10^{-2} \text{W/m}^2$. Für die Wellenlängen um $2\mu\text{m}$ sind im Vergleich hierzu 10^3W/m^2 ($t=10^{-3} \cdot 10^4 \text{s}$) bzw. sogar 10^{12}W/m^2 für Bestrahlungsdauern $<10^{-9} \text{s}$ erlaubt.

Übergreifend erfordern die Anwendungen in der Lasermedizin oder LIDAR-Technik ein hohes Maß an Zuverlässigkeit und Kompaktheit des entsprechenden Lasersystems. Hohe Gesamteffizienzen stehen hier im Vordergrund. Darüber hinaus ist auf eine gute Strahlqualität und hohe Ausgangsleistungen zu achten.

Bei der Anwendung des Hochleistungslasersystems im operativen Alltag ist der Vergleich an Aufwand, Kosten und medizinischem Resultat mit den konventionellen Operationstechniken unerlässlich. Die Entwicklung derartiger Laserstrahlquellen sollte sich nicht nur an den technischen und medizinischen Anforderungen sondern auch an wirtschaftlichen Gesichtspunkten orientieren. An dieser Stelle seien Eigenschaften wie geringe Anschaffungskosten und Folgekosten, lange wartungsarme Standzeiten und nicht zuletzt die Bedienerfreundlichkeit genannt.

Abschließend werden nochmals zur Übersicht die speziellen Anforderungen an das Lasersystem im Wellenlängenbereich um $2\mu\text{m}$ aufgeführt:

- Kontinuierlicher Laserbetrieb hoher Leistung (20-100W) bei Raumtemperatur
- Hohe Gesamteffizienzen
- Gute Strahlqualität
- Kompaktheit und hohe Lebensdauer
- Wartungsarmut und Bedienerfreundlichkeit

2.2 Stand der Technik und Entwicklung

Die in dem vorherigen Abschnitt aufgezeigten Anwendungsgebiete stellen hohe Anforderungen in vielfältiger Weise an die Laserstrahlquelle. Dies führte in den letzten Jahren zu verstärkten Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Laserentwicklung für den Wellenlängenbereich um $2\mu\text{m}$ [Sou97, Sim95, Pin92, Sch93, Ton96, Pet92, Sto90, Mor93, Bow93].

Bei den ersten Systemen handelte es sich um blitzlampenangeregte Cr,Tm,Ho-dotierte Granate, bei denen überwiegend aufgrund der guten thermooptischen Eigenschaften auf Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) als Wirtsmaterial zurückgegriffen wurde.

Der größte Teil der optischen Pumpleistung wird bei der Blitzlampenanregung in Wärme umgewandelt, da das Emissionsspektrum der verwendeten Blitzlampen nicht mit den Absorptionslinien der aktiven Ionen übereinstimmt. Zur Sensibilisierung der Absorption wurde eine Cr^{3+} -Kodotierung in den Kristall eingebracht. Hierdurch konnte eine signifikante Steigerung der Effizienz erzielt werden. Jedoch

wird auch die thermische Belastung erhöht. Das Niveauschema für einen Cr,Tm,Ho:YAG-Kristall zeigt Abbildung 2.2. Die Anregung der Cr,Tm:YAG oder Cr,Tm,Ho:YAG Laserkristalle erfolgt über den Cr^{3+} -Übergang ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$. Von diesem Niveau relaxieren die Elektronen phononisch in das ${}^2\text{E}$ -Niveau des Cr^{3+} -Ions. Durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung transferiert die Energie in

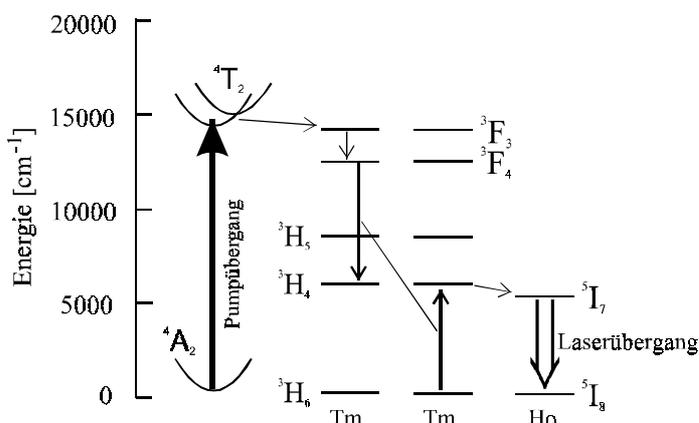


Abb. 2.2: Niveauschema von Cr,Tm,Ho:YAG

das Tm ${}^3\text{F}_2$ bzw. ${}^3\text{F}_2$ -Niveau, von wo aus eine schnelle Relaxation in das ${}^3\text{F}_4$ -Niveau erfolgt. Hiernach treten interionische Tm-Wechselwirkungsprozesse auf: Die Kreuzrelaxation und die Tm-Tm-Energiediffusion. Diese Prozesse resultieren in einer Besetzung des ${}^3\text{H}_4$ -Niveaus im Thulium.

Bei einer zusätzlichen Dotierung mit Holmium erfolgt ein effizienter Energietransfer vom Thulium ${}^3\text{H}_4$ -Niveau in das Holmium ${}^5\text{I}_7$ -Niveau. Der Laserübergang liegt in diesem System bei 2123nm . Die angesprochenen Transfer- und Relaxationsprozesse werden in Kapitel 3 eingehender bearbeitet. An dieser Stelle sei jedoch bereits angemerkt, daß diese Prozesse Effizien-

zen bis zu 100% erreichen können, aber sehr stark temperatur- bzw. dotierungsabhängig sind. Die optimalen Dotierungen für blitzlampengepumpte Cr,Tm,Ho:YAG Lasersysteme liegen im Bereich von 1-2% Cr, 6-7%Tm bzw. bei 0.36% Holmium. Die aufgeführten Abhängigkeiten der Prozesse sowie die energetische Lage des unteren Laserniveaus wirken sich direkt auf das Laserverhalten aus. Aus diesem Grund werden besondere Anstrengungen bei der Konzipierung eines effizienten Lasersystems erforderlich. Im Vordergrund steht unter anderem die Reduzierung der thermisch induzierten Effekte, welche die Lasertätigkeit einschränken. Hierdurch ist ein kontinuierlicher Laserbetrieb bei nur sehr niedrigen Temperaturen möglich. Bei blitzlampenangeregten Lasersystemen ist die Wiederholrate auf unter 100Hz beschränkt.

Durch die rasanten Fortschritte im Bereich der Halbleiterlaser stehen seit einigen Jahren Hochleistungsdiodenlaser zur Verfügung, welche als Pumpquelle für $2\mu\text{m}$ -Laser eingesetzt werden können. Durch den Einsatz einer derartigen Pumpquelle kann eine Effizienzsteigerung erzielt werden, da die schmalbandige Emission der Diodenlaser hervorragend auf die Absorptionsbanden der aktiven Lasermaterialien abgestimmt werden kann. Darüber hinaus erfolgt eine geringere thermische Belastung des Lasermediums. Als weiterer Vorteil entfällt die zusätzliche Cr^{3+} -Kodotierung zur Sensibilisierung der Absorption. Die durch diese Kodotierung begründete Reduzierung der Tm-Lebensdauer und damit der Energiespeicherdichte wird vermieden. Prinzipiell besteht hier die Möglichkeit der Effizienzsteigerung sowie das Potential zur Erweiterung der Laserkenndaten.

Die verwandten Laserkonfigurationen der diodengepumpten Systeme beruhen auf den gut erforschten Methoden der longitudinalen oder transversalen Anregung. Die longitudinale Anregung eignet sich hervorragend für effiziente, stabile und kompakte Systeme. Eine modenselektive Anregung resultiert darüber hinaus in einer guten Strahlqualität. Allerdings sind diese Lasersysteme in der Ausgangsleistung begrenzt, da die benötigten Pumpleistungsdichten aufgrund der relativ schlechten Strahlqualität der Hochleistungsdiodenlaser nicht über große Kristallängen aufgebracht werden können. Typische Kristallängen bewegen sich deshalb in einem Bereich von wenigen Millimetern und die Dotierungskonzentrationen (ca. 10%) sind wegen der kurzen Absorptionslängen hoch. Hohe Pumpleistungsdichten in einem kleinen Kristallvolumen induzieren aber direkt thermische Probleme und erfordern eine gute Kühlung. In Lasersystemen für den $2\mu\text{m}$ -Bereich auf der Basis von Thulium oder Thulium/Holmium treten hinzukommend noch verstärkt die dotierungsabhängigen Reabsorptionsverluste auf. Die erzielten Ausgangsleistungen der longitudinal angeregten Systeme betragen typischerweise 1W bei

Pumpleistungen um 11W [Kme94]. Schwerpunkt der Untersuchungen war die Entwicklung abstimmbarer Strahlquellen für die Meßtechnik oder Spektroskopie. Kontinuierliche Abstimmbereiche von $1.9\mu\text{m}$ bis $2.16\mu\text{m}$ für Tm:YAG [Sto90] oder $2.2\mu\text{m}$ bis $2.46\mu\text{m}$ für Tm:YLF [Pin94] sind hierbei erzielt worden.

Shannon u.a. [Sha93] erreichten bei der Leistungsskalierung der longitudinal gepumpten Anordnungen eine maximale Ausgangsleistung von 15W bei einer Pumpleistung von 46.5W. Der differentielle Wirkungsgrad betrug 28%. Durch die hohe thermische Belastung des Kristalls mußte die Betriebstemperatur für einen kontinuierlichen Laserbetrieb auf -25°C gesenkt werden. Eine Eigenschaft, welche ein aufwendiges Kühlsystem und Vorkehrungen gegen Wasserkondensation erfordert. Darüber hinaus war zum Erreichen dieser Ausgangsleistung ein Mehrkopfsystem notwendig, welches durch eine aufwendige Resonatorfaltung realisiert wurde.

Andere Kristallstrukturen wie $(\text{Y,Lu})_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ oder $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ wurden von Kmetec u. a. [Kme94] untersucht. Die Ausgangsleistung erreicht bei den Untersuchungen bis zu 3W bei Pumpleistungen von 12W. Jedoch war für einen effizienten Laserbetrieb eine Kristallkühltemperatur von -15°C notwendig.

Eine weitere Alternative stellt Tm:YALO [Sto95] dar, dessen Emissionswellenlänge bei $1.94\mu\text{m}$ in einem Maximum der Wasserabsorption liegt. Diese Wellenlänge ist für Anwendungen in der Lasermedizin von Vorteil, allerdings konnte bisher nur eine Lasertätigkeit unter Einsatz eines Titan:Saphir Lasers an Stelle der Diodenlaser als Pumpquelle demonstriert werden.

Die transversale Anregung bietet sich hervorragend für diodengepumpte Hochleistungslasersysteme an. Gute Ergebnisse wurden hier bereits für Nd:YAG Laser bei 1064nm erzielt [Go194]. An der Übertragung dieser Ergebnisse auf $2\mu\text{m}$ -Laser wurde von verschiedenen Gruppen gearbeitet [Fuk92,Bow93,Jan95,Rus97]. Als aktive Materialien kamen überwiegend Tm:YAG, Tm,Ho:YAG oder Tm:YLF zum Einsatz. Transversal angeregte Systeme unterliegen jedoch systemspezifischen Bedingungen, die das Laserverhalten gerade von unter Reabsorption leidenden Lasermedien nachhaltig beeinflussen. Die Dotierungen müssen sich, ähnlich den longitudinal angeregten Systemen, an einer ausreichend hohen Absorption des Pumplichts orientieren und sind ebenfalls dementsprechend hoch. Die bekannte maximale Ausgangsleistung betrug im kontinuierlichen Betrieb ca. 6W bei einer Pumpleistung von 50W und einem differentiellen Wirkungsgrad von 15%. Höhere Pumpleistungen führten aufgrund thermisch induzierter Effekte zu einer Selbstterminierung der Lasertätigkeit.

Andere Gruppen beschränkten sich aufgrund des thermischen Verhaltens auf quasi-kontinuierlich angeregte Lasersysteme. Die Wiederholraten beschränkten sich aber auf 10Hz. Höhere Repetitionsraten führten wiederum zu enormen thermischen Belastungen und zur Reduzierung der Effizienz.

Einen neuartigen Ansatz für die Laserkonfiguration verfolgte R. Beach und Mitarbeiter [Bea95, Bea96]. Theoretische und experimentelle Arbeiten resultierten in einem kontinuierlich arbeitenden Lasersystem bei $2\mu\text{m}$. Im Mittelpunkt des Systems stand unter anderem eine neue Einkoppeloptik (im Engl. als *Lens duct* bezeichnet), die einen überaus kompakten Aufbau ermöglichte, jedoch relativ kostenintensiv ist.

Ein kommerzieller Einsatz der beschriebenen Lasersysteme ist derzeit noch nicht praktikabel und erfordert noch intensive Forschungsarbeiten. Ein Nachteil welcher der longitudinalen und der transversalen Anregung gemein ist, sind die hohen Reabsorptionsverluste durch ungepumpte Gebiete im Laserkristall. Die Minimierung dieser Verluste sowie die Kontrolle der thermooptischen Effekte ist eine der Hauptaufgaben bei der Entwicklung einer Laserstrahlquelle für den Spektralbereich um $2\mu\text{m}$. Darüber hinaus erfordert ein effizientes und kompaktes Lasersystem neuartige Systemkonfigurationen. Dies gilt für den gepulsten und im besonderen für den kontinuierlichen Laserbetrieb.

Der beschriebene Stand der Technik verdeutlicht, daß der Schwerpunkt bisheriger Arbeiten im Bereich der $2\mu\text{m}$ -Festkörperlaser auf den gepulst arbeitenden Systemen lag und nur abstimmbare kontinuierlich arbeitende Systeme niedriger Ausgangsleistung untersucht wurden. Die gegebenen Probleme der thermischen Aufladung sowie der Reabsorption der Laseremission sind noch nicht vollständig beschrieben worden. Um das gestellte Anforderungsprofil zu erfüllen, sind daher noch Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit sollen daher experimentelle und theoretische Untersuchungen diese Diskrepanzen schließen und die Realisierung eines kontinuierlichen Hochleistungslasers im Wellenlängenbereich um $2\mu\text{m}$ ermöglichen. Als Grundlage hierzu dienen die, im folgenden Kapitel beschriebenen, bekannten und gut verstandenen physikalischen Eigenschaften der in Frage kommenden Festkörpermateriale.

3 Auswahl und Charakterisierung der Laserkristalle

Im vorherigen Kapitel wurden die Anforderungen bei der Entwicklung von 2 μ m-Lasersystemen aufgezeigt. Die Hauptproblematik liegt vorwiegend bei den thermischen Eigenschaften der aktiven Lasermedien sowie der auftretenden Reabsorption der Laserstrahlung. Für die Entwicklung einer effizienten Laserstrahlquelle ist die Kenntnis der physikalischen Vorgänge im Lasermedium unerlässlich.

In diesem Kapitel werden daher die physikalischen Grundlagen zum Verständnis dieser Eigenschaften dargelegt. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Beschreibung der inter- und intraionischen Wechselwirkungsprozesse sowie der spektroskopischen Eigenschaften von Tm³⁺:YAG. Dieses Lasermedium zeichnet sich durch eine kürzere Emissionswellenlänge im Vergleich zum derzeit breit eingesetzten Ho:YAG aus und erhält dadurch Vorteile für die in Kapitel 2 vorgestellten Anwendungen in der Lasermedizin. Darüber hinaus sind die dotierungsabhängigen Energietransferprozesse zwischen Thulium und Holmium nicht zu berücksichtigen, wodurch sich die Entwicklung der Laserstrahlquelle an neuartigen Konzepten orientieren kann.

Ausführliche Arbeiten zu den spektroskopischen Eigenschaften wurden von verschiedenen Autoren veröffentlicht [Arm91, Fan88, Kal94, Pet92a]. An dieser Stelle beinhaltet die Beschreibung deshalb nur die für diese Arbeit relevanten Grundlagen, auf denen weiterführende Forschungsarbeiten angestellt wurden.

3.1 Tm³⁺:YAG: Anregungsschemata und Wechselwirkungsprozesse

Wirtskristalle für die verschiedenartigen aktiven Ionen sind am häufigsten Einkristalle oder Gläser. Einkristalle, wie der Wirtskristall Yttrium-Aluminium-Granat (YAG), werden überwiegend für Lasersysteme mittlerer und hoher Leistung verwendet, da sie sich durch eine hohe thermische Leitfähigkeit gegenüber den Gläsern hervorheben. Darüber hinaus verfügt YAG über eine isotrope Kristallstruktur und eine hohe mechanische Stabilität. Die üblicherweise nach dem Czochralski-Verfahren gezüchteten Kristalle sind unter gut kontrollierbaren Prozeßparametern mit verschiedensten Dotierungskonzentrationen herzustellen. Zudem ist nach diesem Verfahren eine hohe optische Qualität mit niedrigsten Fehlstellen und ein homogenes Brechungsindexprofil zu erzielen.

Die Tm^{3+} -Ionen besetzen im Wirtskristall die Dodekaederplätze der ebenfalls dreiwertigen Yttrium Ionen. Die Konzentrationen werden häufig als Platzprozent angegeben, d.h. sie beziehen sich auf die im Wirtskristall vorzugsweise eingenommenen Gitterplätze (1% entspricht hierbei $1.39 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Die für eine Blitzlampenanregung übliche Kodotierung mit Cr^{3+} zur Sensibilisierung der Absorption des Pumplichts entfällt für die Anregung mit Diodenlasern. Hierdurch wird der Anteil der in Wärme umgewandelten Pumpleistung und die induzierten thermischen Effekte deutlich reduziert.

Die für den Laserbetrieb wichtigsten Transferprozesse sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt und werden im folgenden erläutert. Die optische Anregung mittels Diodenlasern

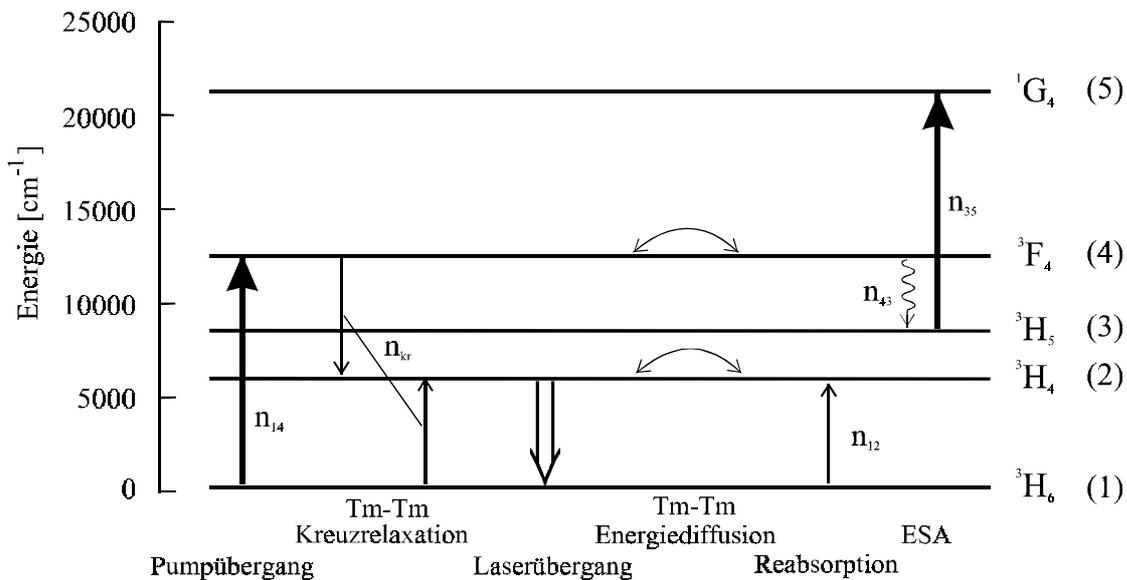


Abb. 3.1: Schematisiertes Niveausystem des Tm^{3+} -Ions mit den wichtigsten laserrelevanten Übergängen und für die Berechnungen maßgebenden Nomenklaturen

erfolgt auf dem Übergang ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ (n_{14}) bei einer Wellenlänge zwischen 780nm und 820nm. Im weiteren Verlauf treten verschiedene Transfermechanismen und Zerfallskanäle auf, welche die Besetzung der Niveaus und damit die Lasereigenschaften entscheidend beeinflussen.

Für die Elektronen im angeregten 3F_4 -Zustand treten drei Zerfallskanäle auf. Die dominanten Kanäle sind hierbei zum einen die dotierungsabhängige Energiediffusion zwischen zwei benachbarten Ionen im 3F_4 -Zustand und zum anderen die Tm-Tm Kreuzrelaxation. Bei diesem erstmals von Antipenko [Ant68] beschriebenen interionischen Prozeß handelt es sich um einen strahlungslosen phononenassistierten Energietransferprozeß zwischen einem Tm-Ion im 3F_4 -Zustand und einem Tm-Ion im 3H_6 -Zustand (n_{kr}). Nach diesem Prozeß befinden sich beide Tm-

Ionen im 3H_4 -Zustand. Bei einer hinreichend hohen Dotierungskonzentration im Bereich von 3% ergibt sich eine Quanteneffizienz von nahezu 200%, d.h. aus einem durch ein hochenergetisches Pumpphoton angeregtes Tm-Ion ergeben sich zwei Tm-Ionen im oberen Laserniveau (3H_4 -Niveau). Einen weiteren Zerfallskanal stellt der strahlungslose Zerfall in das 3H_5 -Niveau dar. Diese Ionen stehen für den Laserbetrieb bei $2\mu\text{m}$ nicht mehr unmittelbar zur Verfügung. Von diesem Niveau aus kann der intraionische Prozeß der sogenannten *excited-state-absorption* (ESA) auftreten. Innerhalb dieses Prozesses wird durch Absorption des Pumplichts (n_{35}) ein Tm-Ion in den 1G_4 -Zustand angeregt. Ionen in diesem Zustand relaxieren in das 3H_6 -Grundzustandsmultiplett. Im Fluoreszenzspektrum ist dieser Übergang im blauen Spektralbereich bei 480nm zu erkennen. Der Prozeß steht in Konkurrenz zu dem Laserübergang bei $2\mu\text{m}$ und reduziert die Quanteneffizienz und somit die Gesamteffizienz des Lasers.

Der Laserübergang im freilaufenden Betrieb liegt bei 2013nm auf dem Übergang $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$. Das metastabile obere Laserniveau 3H_4 besitzt eine konzentrationsabhängige Lebensdauer von ca. 8ms bis 13ms . Für diese Abhängigkeit wird die interionische $^3H_4 \leftrightarrow ^3H_4$ Energiediffusion verantwortlich gemacht, welche durch die lange Lebensdauer ermöglicht wird. Mit zunehmender Konzentration sinkt die Lebensdauer des 3H_4 -Niveaus und die nichtstrahlende Rate nimmt zu, da bei dem interionischen Energietransfer ein Verlust an Kristallfehlstellen auftritt. Die aufkommende Verlustenergie wird ebenfalls in Wärme umgewandelt, so daß die thermische Belastung erhöht wird.

Ein weiterer Verlustmechanismus ist durch die Grundzustandsreabsorption der Laseremission im 3H_6 -Multiplett gegeben, wodurch die induzierte Laseremission reduziert wird. Die Reabsorption spielt bei Thulium dotierten Kristallen aufgrund der Niveaulage eine entscheidende Rolle und wird deshalb im folgenden nochmals aufgegriffen.

Neben der Laserwellenlänge von 2013nm können auch Wellenlängen auf anderen Übergängen innerhalb der Lasermultipletts oszillieren. Der Grund ist in einer genaueren Analyse des $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$ Übergangs zu finden.

Die Laserniveaus 3H_4 und 3H_6 sind im Kristallfeld *Stark* aufgespalten. Die geringen Abstände der Stark-Niveaus von ca. 200cm^{-1} werden aufgrund einer starken phononischen Kopplung gemäß der Boltzmannverteilung mit den Boltzmann-Faktoren

$$f_{M,i} = \frac{e^{-\frac{E_{M,i}-E_{M,o}}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{E_{M,i}-E_{M,o}}{kT}}} \quad (3.1)$$

besetzt. Der Index M bezeichnet hierbei das betrachtete Multiplett und der Index i das spezielle Stark-Niveau in diesem Multiplett. In Abbildung 3.2 sind die relativen Besetzungen der Stark-Niveaus und beispielhaft zwei Laserübergänge skizziert.

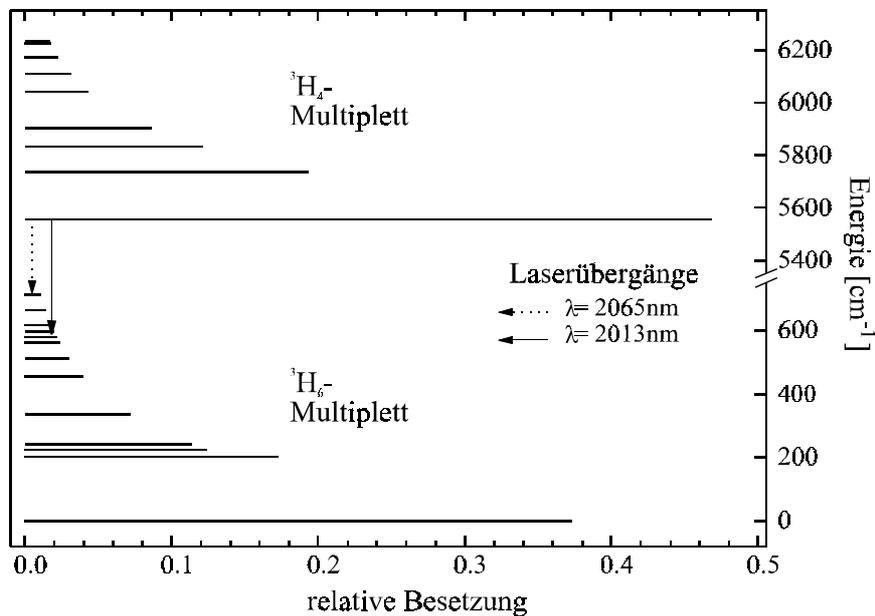


Abb.3.2: Laserübergänge und relative Besetzungen der 3H_4 und 3H_6 -Multipletts des Tm^{3+} -Ions

Das Verhältnis der Boltzmann-Faktoren ermöglicht Aussagen über die Inversion der Übergänge und die Laseroszillation. Im freilaufenden Laserbetrieb ohne dispersive Elemente sollte der Laser auf dem Übergang mit dem größten Verhältnis der Boltzmann-Faktoren anschwingen. Im Fall des Thulium-Lasers ist jedoch die Lage des unteren Laserniveaus im Grundzustand zu berücksichtigen, da hier neben der oben beschriebenen Reabsorption auch die thermische Besetzung des Niveaus einen entscheidenden Einfluß auf die Laserschwelle und die Effizienz des Systems ausübt. Derartige Lasersysteme werden auch als *Quasi-3-Niveau* Laser bezeichnet. Mit ansteigender Temperatur werden die höher liegenden Stark-Niveaus stärker besetzt, wodurch die Inversion gesenkt und die Reabsorption erhöht wird. Dies wirkt sich unmittelbar auf die Laserschwelle aus.

Der Einfluß der Reabsorption ist durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für Absorption und stimulierte Emission wellenlängenabhängig zu betrachten und wird im folgenden Unterabschnitt 3.2 näher diskutiert.

Bei der Berechnung der Laserschwelle müssen die Eigenschaften der Reabsorption sowie der thermischen Besetzung explizit berücksichtigt werden, um Modellierungen zur Konzipierung des Lasersystems zu ermöglichen. Detaillierte Untersuchungen erfolgen in Kapitel 4.

3.2 Spektroskopie

Zur Bestimmung geeigneter Pumpwellenlängen und damit der Pumpquellen sind spektroskopische Charakterisierungen der Laserkristalle notwendig. Darüber hinaus muß beachtet werden, daß die Tm-Dotierungskonzentrationen, wie im vorangehenden Abschnitt diskutiert, die laserrelevanten Eigenschaften weitgehend bestimmen. Es muß auf einen optimalen Kompromiß zwischen den verschiedenen konzentrationsabhängigen Prozessen geachtet werden.

Abbildung 3.3 zeigt exemplarisch das Absorptionsspektrum eines 10% dotierten Tm^{3+} :YAG Kristalls bei Raumtemperatur. Das Spektrum zeigt deutlich starke Absorptionbanden, welche

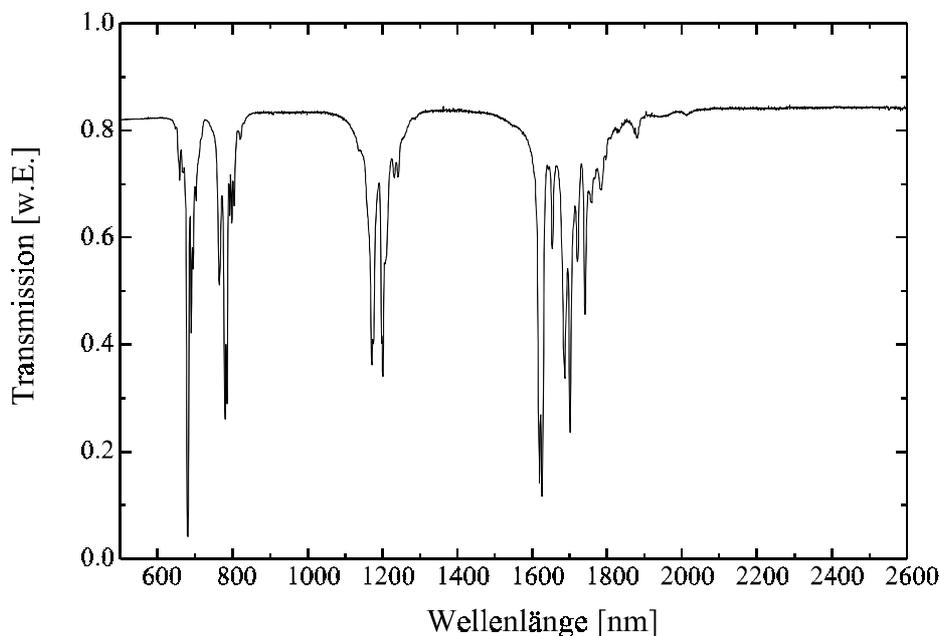


Abb. 3.3: Absorptionsspektrum von Tm^{3+} :YAG

den 3F_3 , 3F_4 , 3H_5 und 3H_4 -Multipletts zugeordnet werden können. Interessant für die Anregung ist die Absorption des 3F_4 -Multipletts zwischen 780nm und 810nm. Der Absorptionswirkungs-

querschnitt σ_a liegt zwischen $7.5 \cdot 10^{-21} \text{cm}^2$ bei 786nm und $1.5 \cdot 10^{-21} \text{cm}^2$ bei 805nm. Für eine Thulium-Dotierung von 10% ergibt sich hieraus ein Absorptionskoeffizient α von ca. 10cm^{-1} bei 786nm bzw. ca. 2cm^{-1} für 805nm. Eine effiziente Anregung mittels Diodenlasern in diesem Wellenlängenbereich ist also möglich.

Auffällig ist die Lage der langwelligen Absorptionbande des Übergangs ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ bis in einen Bereich von nahezu $2\mu\text{m}$. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 3.4 der Absorptionswirkungsquerschnitt nach [Cla90] für den

Wellenlängenbereich von 1900nm bis 2100nm nochmals aufgetragen. Die Werte belaufen sich auf $7 \cdot 10^{-23} \text{cm}^2$ bei 2013nm und sinken bis auf ca. $1.5 \cdot 10^{-23} \text{cm}^2$ bei einer Wellenlänge von 2065nm. Für die Absorptionskoeffizienten bei einer Dotierung von 10% Thulium bedeutet das respektive $\alpha_{2013\text{nm}} \approx 0.09 \text{cm}^{-1}$ und $\alpha_{2065\text{nm}} \approx 0.02 \text{cm}^{-1}$.

Diese Reabsorptionswerte liegen in einer Größenordnung, die bei einer Betrachtung der Verluste berücksichtigt werden müssen (vgl. Kapitel 4). Desweiteren sind die

Emissionswirkungsquerschnitte für den Laserprozeß relevant. Mit den in Abschnitt 3.1 berechneten Boltzmann-Faktoren können die jeweiligen Emissionswirkungsquerschnitte nach $\sigma_e = \sigma_a f_o / f_u$ berechnet werden, wobei f_o und f_u die Boltzmann-Faktoren des Stark-Niveaus im oberen Laserniveau bzw. unteren Laserniveau bezeichnen. Zur Übersicht sind beispielhaft die Wirkungsquerschnitte für die Wellenlängen 2013nm und 2065nm in Tabelle 3.1 aufgeführt. Diese Werte werden in Kapitel 4 erneut aufgegriffen, um wellenlängenabhängige Laserschwel- len zu berechnen.

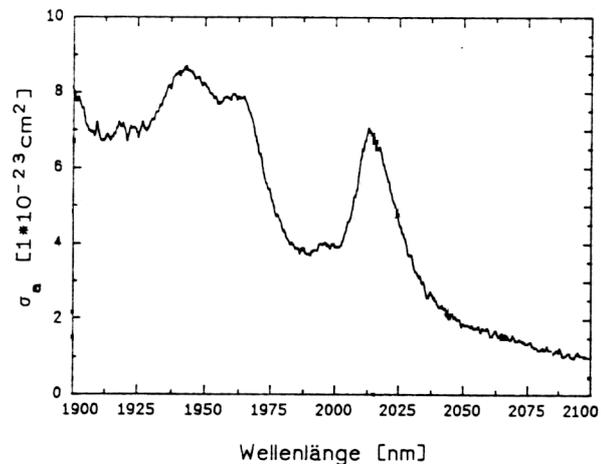


Abb. 3.4: Absorptionswirkungsquerschnitt von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ zwischen 1900nm und 2100nm nach [Cla90]

Wellenlänge [nm]	σ_a [cm^2]	σ_e [cm^2]
2013	$7 \cdot 10^{-23}$	$1.7 \cdot 10^{-21}$
2065	$1.5 \cdot 10^{-23}$	$0.64 \cdot 10^{-21}$

Tab. 3.1: Effektive Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$

Ein Fluoreszenzspektrum des ${}^3\text{H}_4$ -Multipletts bei Raumtemperatur wird in Abbildung 3.5 dargestellt. Bemerkenswert ist die für Selten-Erd-Ionen große Breite von 500nm, die durch die Stark-Aufspaltung des Niveaus und die hohe phononische Kopplung bedingt ist. Das Spektrum eröffnet das Potential für einen weiten Durchstimmbereich. Jedoch wird dieser Bereich im Kurzwelligen durch die hohe Reabsorption (vgl. Abbildung 3.4) begrenzt. Ein kontinuierlicher Abstimmbereich konnte bislang von verschiedenen Arbeitsgruppen über den Spektralbereich von 1980nm bis 2100nm realisiert werden.

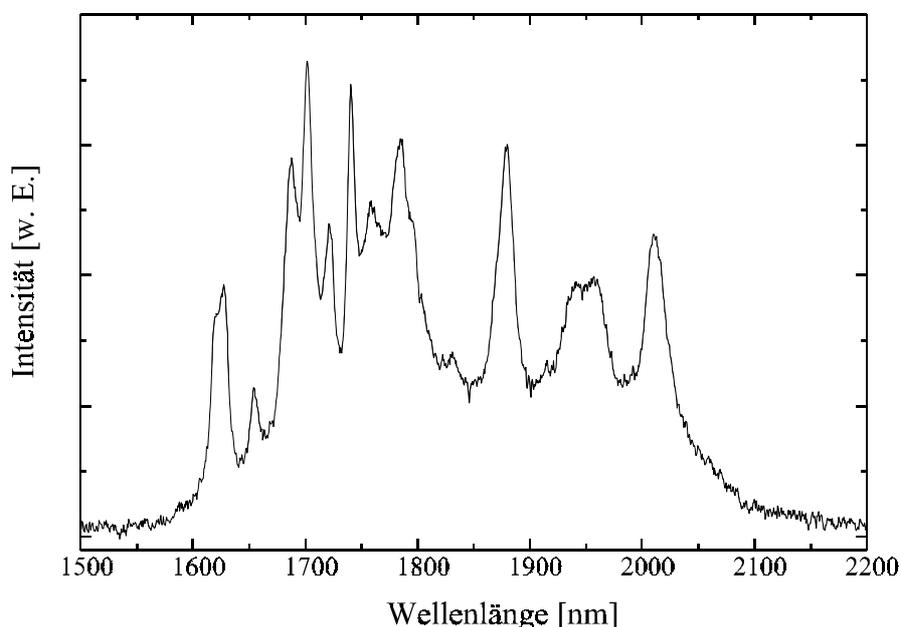


Abb. 3.5: Fluoreszenzspektrum von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ unter Anregung bei 805nm

Es wurde dargelegt, daß $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ durch seine spektroskopischen Eigenschaften und die Energietransferprozesse als Lasermedium für den $2\mu\text{m}$ -Spektralbereich geeignet ist. Die Entwicklung eines effizienten Lasersystems erfordert die Optimierung der Laserkristalle hinsichtlich der interionischen und intraionischen Transferprozesse sowie die Minimierung der thermisch induzierten Effekte und der Reabsorption. Theoretische Betrachtungen des Laserprozesses sind hierdurch unumgänglich und werden in Kapitel 4 ausführlich diskutiert. Die hierfür benötigten Materialeigenschaften von Thulium und dem Wirtskristall YAG sind deshalb in Tabelle 3.2 abschließend zusammengefaßt.

Schmelzpunkt	T_s	°C	1970
Dichte	ρ	$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	4.56
Bruchspannung	σ_{\max}	MPa	130-260
Brechungsindex	n_0	-	1.82
Thermische Änderung von n_0	$\partial n/\partial T$	K^{-1}	$8.9\cdot 10^{-6}$
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	α_T	K^{-1}	$7.8\cdot 10^{-6}$
Thermische Leitfähigkeit bei 300K	k	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	13
Dotierung 1 at. %	N_0	cm^{-3}	$1.39\cdot 10^{20}$
Fluoreszenzlebensdauer des ${}^3\text{H}_4$ -Niveaus bei 300K und 4%-Tm	τ	ms	≈ 11
Stark-Aufspaltung des ${}^3\text{H}_6$ -Niveaus	E_{ij}	cm^{-1}	0, 204, 224, 241, 335, 457, 510, 563, 578, 595, 617, 665, 714
Stark-Aufspaltung des ${}^3\text{H}_4$ -Niveaus	E_{2j}	cm^{-1}	5556, 5736, 5832, 5901, 6041, 6108, 6170, 6224, 6233

Tab. 3.2: Laserrelevante Materialeigenschaften von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$

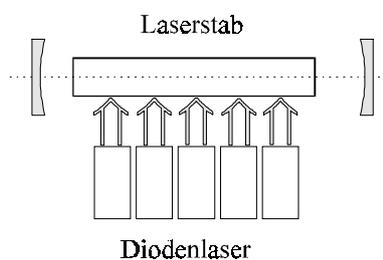
4 Theoretische Beschreibung des Festkörperlaser systems

In diesem Kapitel wird das Konzept zur Entwicklung eines effizienten Lasersystems erarbeitet. Als Richtlinien gelten die im vorangegangenen Kapitel dargelegten laserrelevanten Prozesse im aktiven Material. Die wesentlichen thermisch induzierten Effekte werden skizziert. Nach einer detaillierten Beschreibung des Laserkonzeptes erfolgt die theoretische Modellierung von Laserschwelle und Temperaturverhalten. Diese Untersuchungen bilden die Grundlage zur experimentellen Verifizierung.

4.1 Anregungskonfiguration

Für diodengepumpte Festkörperlaser eignen sich transversale und longitudinale Anregungsgeometrien. In Abbildung 4.1 sind die verschiedenen Anordnungen schematisch dargestellt.

Transversale Pumpgeometrie



Longitudinale Pumpgeometrie

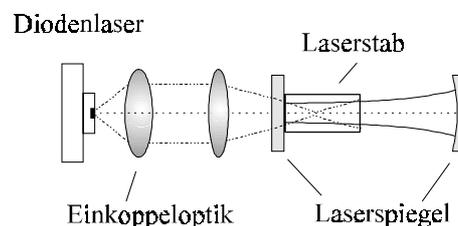


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der transversalen und longitudinalen Pumpanordnung

Transversale Pumpgeometrien eignen sich besonders für Hochleistungs-Lasersysteme. Ausgezeichnete Ergebnisse wurden mit dieser Anregungskonfiguration mit Nd:YAG als Lasermedium erreicht. Bei dieser Anordnung ist die Absorptionslänge jedoch durch den Stabdurchmesser begrenzt. Zudem induziert die Art und Weise dieser Anregung eine radial inhomogene Pumplichtverteilung. Longitudinal gepumpte Anordnungen bieten gute Voraussetzungen zur Realisierung effizienter Lasersysteme mit guter Strahlqualität. Nachteil dieser Systeme ist, daß nur das Licht von wenigen Diodenlasern zur optischen Anregung des Lasermediums genutzt werden kann und die Systeme somit in ihrer Ausgangsleistung begrenzt sind.

Die Anforderungen an die Laserkristalle hinsichtlich der Dotierung und der damit verbundenen Absorptionslänge sind für die Pumpgeometrien verschieden. Bei der Bestimmung der Dotierungskonzentration und der Kristalllänge bzw. der damit verbundenen Absorptionslänge muß ein Optimum zwischen Reabsorptionsverlusten und Pumplichtabsorption gefunden werden. Mit den durch die spektroskopischen Untersuchungen gefundenen Erkenntnissen (vgl. Kapitel 3) lassen sich Aussagen über die Kristallanforderungen für einen effizienten Laserbetrieb treffen.

Für eine transversale Pumpanordnung eignen sich nur die Pumpwellenlänge um 785nm. Die optimale Kristalllänge liegt hier in einem Bereich von 2-4mm bei einer Tm-Dotierung von 4-10%, diese Länge entspricht den herkömmlich gewählten Laserstabdurchmessern. Nach einer Absorptionslänge von 2-3mm ist die Pumpstrahlung bei einfachem Durchgang in einer Größenordnung von 90% absorbiert. Die Verluste durch Reabsorption liegen hier im Bereich von 2% bei 2 μ m.

Longitudinale Pumpgeometrien eignen sich für diese Pumpwellenlänge ebenso, weil durch die kurzen Absorptionslängen eine scharfe Fokussierung der Diodenlaserstrahlung zur Erzielung hoher Pumpleistungsdichten möglich ist. Die Schwellpumpleistungsdichten liegen typischerweise bei 2-3kW/cm² für longitudinal angeregte und im Bereich von 8kW/cm³ für transversal angeregte Lasersysteme. Für die transversale Pumpgeometrie bedeutet dies, daß hier eine kontinuierliche Anregung erschwert wird.

Begrenzungen von Strahlqualität und Leistung bei einer Pumpwellenlänge von 785nm könnten durch thermische Effekte auftreten, weil durch die kurze Absorptionslänge und hohe Leistungsdichte eine hohe thermische Aufladung erfolgt. Um eine geringere thermische Belastung des Kristalls zu erreichen, wäre eine Vergrößerung der Absorptionslänge notwendig. Hierdurch würde die thermische Aufladung auf ein größeres Volumen verteilt. Darüber hinaus würde parallel die Oberfläche vergrößert, wodurch eine effizientere Kühlung ermöglicht wird. Zur Erzielung der größeren Absorptionslänge ist nicht nur eine Verringerung der Dotierungskonzentration, die hier einen durch die Energietransferprozesse bestimmten unteren Wert nicht unterschreiten sollte, möglich, sondern eine Alternative bietet die Verschiebung der Pumpwellenlänge auf die Flanke der Absorptionsbande bei 785nm bis zu einer Wellenlänge von 805nm. Durch diese Methode ist es prinzipiell möglich, hohe Inversionsdichten zu erzielen und Grundzustands-Reabsorptionsverluste zu überwinden.

Beim herkömmlichen Verfahren des longitudinalen Pumpens ist eine niedrige Dotierung, bzw. die Anregung auf der Absorptionsflanke nicht praktikabel, da die notwendigen Schwell-

pumpleistungsdichten nicht aufgebracht werden können. Ein weiterer Nachteil ergibt sich durch Reabsorptionsverluste in ungepumpten Bereichen, welche besonders bei einer schlechten modenselektiven oder inhomogenen Anregung von Bedeutung sind.

Ein alternatives Verfahren des longitudinalen Pumpens basiert auf der Totalreflexion an einer Grenzfläche zwischen Medien mit unterschiedlichen Brechungsindex, wie es von den Faserlasern her bekannt ist. Das eingekoppelte Pumplicht breitet sich wie in einem Wellenleiter aus (vgl. Abb. 4.2). Der Kristall ist ein herkömmlicher Tm^{3+} :YAG Kristall mit einem Brechungsindex von $n_{\text{YAG}}=1.82$. Die Totalreflexion an der Kristalloberfläche wird durch ein Medium mit niedrigerem Brechungsindex gewährleistet. Hierzu dient entweder die Kühlflüssigkeit (Wasser mit $n_{\text{H}_2\text{O}}\approx 1.32$) oder eine Quarzbeschichtung ($n_{\text{SiO}_2}=1.55$) auf der Mantelfläche des Kristalls. Der hohe Brechungsindexunterschied ergibt eine numerische Apertur von $\text{N.A.}>0.7$. Dieser hohe Akzeptanzwinkel eröffnet die Möglichkeit zur Einkopplung einer hohen Pumpleistung aus einer entsprechend großen emittierenden Fläche der Diodenlaser. Darüber hinaus wird aufgrund der Lichtführungseigenschaften der gesamte Kristall homogen angeregt. Hierdurch können ebenfalls die Reabsorptionsverluste durch ungepumpte Gebiete minimiert werden.

Dieses Verfahren sollte sich besonders gut für eine Pumpwellenlänge bei 805nm eignen, weil hier die Absorptionslänge aufgrund des niedrigeren Absorptionskoeffizienten bei gleicher Dotierung entgegen der Wellenlänge von 785nm verlängert wird. Auf diese Weise wird die thermische Aufladung auf ein größeres Kristallvolumen verteilt und die größere Manteloberfläche ermöglicht eine effektivere Kühlung des Laserkristalls. Eine zusätzliche Herabsetzung der Dotierungskonzentration reduziert die durch längere Kristalle verursachten Reabsorptionsverluste.

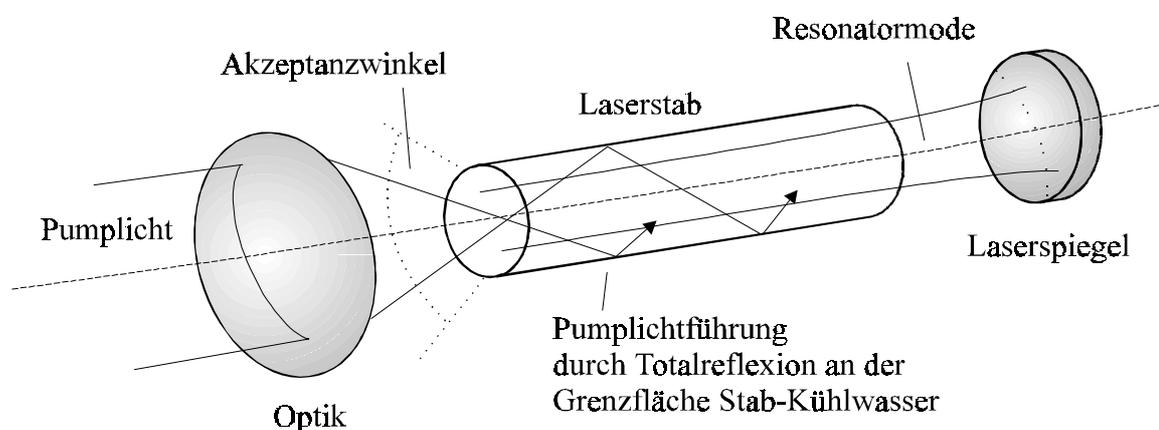


Abb. 4.2: Prinzip der longitudinalen Pumpanordnung nach dem Wellenleiterprinzip mit konventionellem Laserresonator

Der Resonator wird bei dieser Konfiguration durch eine direkt auf die Stabendfläche gedampfte optische Beschichtung und einen planen oder gekrümmten externen Auskoppelspiegel gebildet. Dies führt zum einen zur Reduzierung der intrinsischen Verluste und der Justierempfindlichkeit, zum anderen ist ein geringerer geometrischer Abstand zwischen der Einkoppeloptik und dem Laserstab möglich.

Ein weiterer Vorteil der Pumpwellenlänge von 805nm tritt bei der Wahl der Diodenlaser auf, da für diesen Wellenlängenbereich die Möglichkeit besteht auf Halbleitermaterialien mit geringem oder keinem Aluminiumgehalt zurückzugreifen. Dieser Aspekt ist im Bezug auf industrielle Anwendungen nicht zu vernachlässigen, da derartige Diodenlaser sich durch höhere Standzeiten auszeichnen.

Für erste Abschätzungen der optimalen Dotierungskonzentrationen und der Laserstabgeometrie sind theoretische Untersuchungen zum Laserverhalten im Hinblick auf eine niedrige Laserschwelle unerlässlich. Darüber hinaus sollen diese Untersuchungen durch Modellierungen der Temperaturverteilung unterstützt werden. Diese Studien bilden die Grundlage zur experimentellen Konzipierung eines effizienten Lasersystems und werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

4.2 Tm^{3+} :YAG: Ein quasi-3-Niveau-System

Die detaillierte Beschreibung des Laserübergangs und der Stark-Aufspaltung des oberen und unteren Laserniveaus in Abschnitt 3.1 hat gezeigt, daß es sich bei Tm^{3+} :YAG um ein quasi-3-Niveau Lasersystem handelt. Das heißt, daß das untere Laserniveau im Grundzustandsmultiplett liegt und eine im Vergleich zum 4-Niveau-System hohe thermische Besetzung aufweist. Diese Besetzung erhöht sich mit ansteigender Temperatur und wirkt sich direkt auf die Laserschwelle und die Reabsorption aus.

Das folgende Modell wurde in Anlehnung an bereits veröffentlichte Arbeiten [Bea95, Fan87, Hod90, Pet95, Ris88], welche vor allem die aktiven Materialien Yb:YAG und Nd:YAG beschreiben, erstellt und durch Betrachtungen zur Emissionswellenlänge und Resonatorgüte erweitert. Es erlaubt die Berechnung der Laserschwelle in Abhängigkeit der Kristallparameter und Verluste sowie die Approximation des differentiellen Wirkungsgrades.

4.2.1 Ratengleichungen

Die im folgenden beschriebenen Berechnungen basieren auf einem Ratengleichungsmodell. Die Ratengleichungen wurden zum Termschemata in Abbildung 3.1 aufgestellt. Die verschiedenen Indizes beziehen sich auf die für den Laserprozeß relevanten Multipletts: ${}^3\text{H}_6$ (Index 1), ${}^3\text{H}_4$ (Index 2), ${}^3\text{H}_5$ (Index 3), ${}^3\text{F}_4$ (Index 4).

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} = & -\sigma_{aP} \cdot c \cdot \Phi_{aP} \cdot (f_{P4} N_4 - f_{P1} N_1) + \sigma_{eL} \cdot c \cdot \Phi_L \cdot (f_{L2} N_2 - f_{L1} N_1) \\ & - k_{kr} N_1 N_4 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_4}{\tau_{41}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma_{eL} \cdot c \cdot \Phi_L \cdot (f_{L2} N_2 - f_{L1} N_1) + 2k_{kr} N_1 N_4 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{42}} \quad (4.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\sigma_{aP} \cdot c \cdot \Phi_P \cdot N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad (4.3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = \sigma_{aP} \cdot c \cdot \Phi_P \cdot (f_{P4} N_4 - f_{P1} N_1) - k_{kr} N_1 N_4 - \frac{N_4}{\tau_{41}} - \frac{N_4}{\tau_{42}} - \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad (4.4)$$

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 \quad (4.5)$$

In den Ratengleichungen bedeuten:

N_1, N_2, N_3, N_4 :	Besetzungen der jeweiligen Niveaus
σ_{eL}, σ_{aP} :	Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und Absorption
τ_{ij} :	Lebensdauern der entsprechenden Niveaus
k_{kr} :	Wechselwirkungskonstante der Kreuzrelaxation
Φ_L, Φ_P :	Photonendichte von Laserstrahl bzw. Pumpstrahl
c :	Lichtgeschwindigkeit
f_{Li}, f_{Pi} :	Boltzmann-Faktoren der Stark-Niveaus im Laser- bzw. Pumpmultiplett

In Gleichung 4.1 werden die Beiträge zur Populationsänderung durch Pumpübergang, Laserübergang, Kreuzrelaxation und mögliche spontane Zerfälle angeführt. Der Kreuzrelaxationsterm in Gleichung 4.2 besitzt einen Vorfaktor 2, weil bei jedem Relaxationsvorgang zwei Ionen im ${}^3\text{H}_4$ -Multiplett entstehen.

Durch die Dominanz des Kreuzrelaxationsprozesses als Zerfallskanal des 3F_4 -Niveaus bei Dopingkonzentrationen ab 2-3% kann angenommen werden, daß gilt: $N_3=N_4\approx 0$ [Cla90, Pet95]. Darüber hinaus soll der stationäre Zustand, d.h. der kontinuierliche Laserbetrieb betrachtet werden:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_4}{dt} = 0 \quad (4.6)$$

Hierdurch vereinfachen sich die Ratengleichungen zu:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = -\sigma_{aP} \cdot c \cdot \Phi_P \cdot f_{P1} N_1 + \sigma_{eL} \cdot c \cdot \Phi_L \cdot (f_{L2} N_2 - f_{L1} N_1) + \frac{N_2}{\tau_{21}} \quad (4.7)$$

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad (4.8)$$

Mit Hilfe der Stationaritätsbedingung folgt hieraus für die Population N_2 :

$$N_2 = c \cdot \tau \cdot (\sigma_{aP} \cdot \Phi_P \cdot (f_{P4} N_4 - f_{P1} N_1) - \sigma_{eL} \cdot \Phi_L \cdot (f_{L2} N_2 - f_{L1} N_1)) \quad (4.9)$$

Die Beziehung 4.7 erlaubt die explizite Berechnung der Populationen N_1 und N_2 und bildet einen Bestandteil zu Bestimmung der Laserschwelle. An der Laserschwelle muß die Verstärkung die Verluste an den Resonatorspiegeln, die Reabsorption sowie die Verluste durch Streuung und Beugung ausgleichen. Dies führt zu der Bedingung für die Laserschwelle [Hod92, Kne95]:

$$\sqrt{R} \cdot V \cdot e^{\sigma_{eL} \Delta N^{eff}} = 1 \quad (4.10)$$

mit $R=I-T$: Reflexion des Auskoppelspiegels
 V : Verluste durch Streuung, Beugung
 ΔN^{eff} : Inversion im aktiven Medium

Die Umformung nach ΔN^{eff} ergibt:

$$\Delta N^{eff} = \frac{1}{2\sigma_{eL}} \ln\left(\frac{1}{R \cdot V^2}\right) = (f_{L1} + f_{L2}) \cdot N_2^{eff} - f_{L1} N_0 l_K \quad (4.11)$$

Die Größe ΔN^{eff} stellt die effektive Inversion im aktiven Medium dar. Die effektive Population N_2^{eff} ist von der Pump- und Laserstrahlgeometrie abhängig und wird durch Integration über das Kristallvolumen errechnet. Der zweite Summand bezeichnet die Reabsorption und ist proportional zur Dotierungskonzentration N_0 und zur Kristalllänge l_K .

Für die Ermittlung von N_2^{eff} ist die Betrachtung der Photonendichte im aktiven Medium notwendig. Als Annahme für die Pump- und Laserstrahlgeometrie sei hier angenommen, daß die Absorption nach dem Lambert-Beerschen Gesetz verläuft. Für die Photonendichte Φ_P gilt somit:

$$\Phi_P(z) = \Phi_{P0} \cdot e^{\sigma_{ap} \Delta N_P(z)} \quad (4.12)$$

Die Umrechnung auf Leistung ist durch

$$\Phi_{P0} = \frac{P_{P0}}{c h \nu_P \pi r_K^2} \quad (4.13)$$

(ν_P : Frequenz des Pumplichts, r_K : Kristallradius) gegeben. Hiermit folgt, unter der Voraussetzung einer radialen Unabhängigkeit der Pumplichtverteilung, für die absorbierte Pumpleistung der folgende Zusammenhang:

$$P_{abs}(l) = \frac{P_{P0}}{c h \nu_P \pi r_K^2} \eta_p (1 - e^{-\alpha_p l}) \quad (4.14)$$

Der Faktor η_p beschreibt die Pumpquanteneffizienz und ist ein Maß für die Effizienz des Kreuzrelaxationsprozesses. Im Falle einer 100%-igen Effizienz, nimmt η_p den Wert 2 an, d.h. aus einem angeregten Ion im 3F_4 -Zustand und einem Ion im 3H_6 -Grundzustand ergeben sich zwei Ionen im oberen 3H_4 -Zustand. Die weiteren Größen in der Formel beschreiben den Absorptionskoeffizienten α_p sowie die Länge des Kristalls l .

Die Integration von Φ_P über das Kristallvolumen ergibt, unter Ausnutzung von Gleichung (4.9) und der Bedingung das unterhalb der Laserschwelle $\Phi_L=0$ gilt, nach einigen Umformungen die folgende Gleichung:

$$N_2^{eff}(l) = c \tau \Phi_{P0} (1 - e^{-\alpha_P l}) \quad (4.15)$$

Einsetzen von (4.15) in Gleichung (4.11) und unter Berücksichtigung der Gleichungen (4.13) und (4.14) ergibt sich durch Umformung nach P_0 die Schwellpumpleistung in Abhängigkeit der Gesamtlänge des Kristalls l_K . Darüber hinaus wurde die in Abschnitt 4.1 beschriebene Rückreflexion des Pumplichts am Stabende in die Gleichung eingeführt (Reflexionsgrad R_P). Es folgt somit:

$$P_{schwelle}(l_K) = \frac{h \nu_p \pi r_K^2}{\eta_P \tau (f_{L1} + f_{L2})} \cdot \frac{1}{(1 - e^{-\alpha_P l_K}) \cdot (1 + R_P e^{-\alpha_P l_K})} \cdot \left(\frac{1}{2 \sigma_{eL}} \ln \left(\frac{1}{RV^2} \right) + f_{L1} N_0 l_K \right) \quad (4.16)$$

In dieser Gleichung gibt der erste Summand im Klammerterm die Verluste durch Auskopplung, Beugung und Streuung an. Der zweite Summand in der Klammer spiegelt die Reabsorption wieder, die linear von der Kristalllänge und der Dotierung abhängig ist.

Weiterführende Berechnungen ergeben mit der Definition für den differentiellen Wirkungsgrad

$$\eta_{diff} = \frac{d P_{L.aus}}{d P_{P0}} \quad (4.17)$$

die folgende Beziehung:

$$\eta_{diff} = \eta_P \eta_{mode} \cdot \frac{\nu_L}{\nu_P} \cdot \frac{1 - R}{1 - RV^2} \cdot (1 - e^{-\alpha_P l_K}) \cdot (1 + R_P e^{-\alpha_P l_K}) \quad (4.18)$$

wobei η_{mode} den Überlapp zwischen der Pumplichtverteilung und der Laserstrahlverteilung angibt. Bei ersten Rechnungen kann dieser Parameter nur geschätzt werden, jedoch ist über die

Beziehung (4.18) eine Bestimmung durch die Anpassung an experimentelle Daten möglich (vgl. Kapitel 5). Zu beachten ist bei dieser Gleichung (4.18), daß bei der Herleitung von kleinen Resonatorverlusten ausgegangen wurde. Die Reabsorption taucht nicht explizit auf, weil diese Verluste in die effektive Verstärkung eingehen, die durch die Integration über das Lasermedium erhalten wird. Zudem werden die Gesamtverluste in dem hier vorausgesetzten stationären Laserbetrieb gerade aufgehoben. Auf die detaillierte und umfangreiche Herleitung der Gleichung (4.18) sei an dieser Stelle auf [Ker97] verwiesen.

Mit Hilfe der abgeleiteten Beziehungen (4.16) und (4.18) wird im folgenden die Laserschwelle in Abhängigkeit der Kristallparameter untersucht. Hierdurch ist eine erste sinnvolle Abschätzung über die Größenordnung der geforderten Pumpleistungen im Zusammenspiel mit den Kristallparametern und Kristallgeometrien zu erhalten.

4.2.2 Theoretische Untersuchungen zur Laserschwelle

Die Wahl der Kristallparameter muß auf einem Kompromiß zwischen Pumplichtabsorption, Laserlichtreabsorption und einer effizienten Einkopplung der Diodenlaserstrahlung basieren.

In Abbildung 4.3 sind exemplarisch die Schwellpumpleistungen für eine Laserwellenlänge von 2013nm, einen Kristalldurchmesser von 3mm und Tm³⁺-Dotierungskonzentrationen von 2% bzw. 4% in Abhängigkeit der Kristalllänge graphisch dargestellt. Bei den Berechnungen ist eine mittlere Kristalltemperatur von 300K angesetzt worden. Für die Auskopplung wurden 4% ($R=0.96$) und für die sonstigen Verluste 3% angenommen. Die Berechnungen zeigen deutlich einen durch die Pumplichtabsorption begründeten exponentiellen Abfall der Schwell-

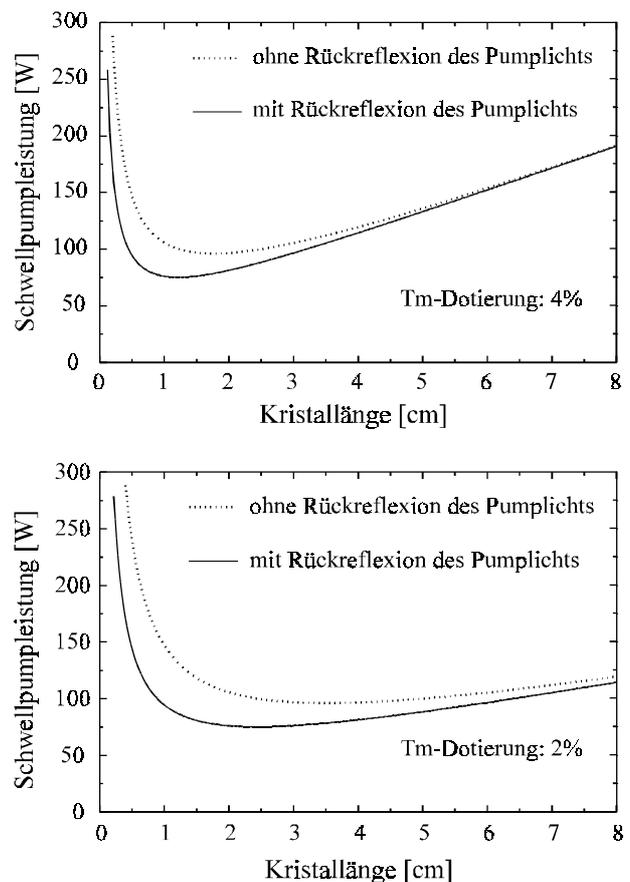


Abb. 4.3: Schwellpumpleistungen in Abhängigkeit der Kristalllänge und der Dotierung

pumpleistung in Abhängigkeit der Kristalllänge. Nach einem Minimum der Laserschwelle steigt diese linear mit der Kristalllänge an. Das Minimum beschreibt das Optimum zwischen Absorptionslänge und Reabsorptionsverluste für eine bestimmte Dotierung. Für höhere Dotierungen nimmt die optimale Länge ab, da durch die kürzeren Absorptionslängen im hinteren Kristallbereich zusätzliche Reabsorptionsverluste auftreten. Für den Fall der hohen Dotierungen wirkt sich die Rückreflexion des transmittierten Pumplichts auf die Laserschwelle auch nur für kurze Kristalle aus, und das Minimum wird aufgrund der effizienteren Ausnutzung des Pumplichts zu kürzeren Längen verschoben. Niedrige Dotierungen führen dagegen zu einer in der Änderung vertretbaren Laserschwelle für Kristalllängen im Bereich von 3cm bis 6cm. Eine nicht zu vernachlässigende Senkung der Laserschwelle ist hierbei durch die Rückreflexion des transmittierten Pumplichts zu erzielen.

Die Größenordnung des Minimums ist in den Darstellungen weitestgehend von der Dotierung unabhängig. Jedoch muß dabei beachtet werden, daß für beide Konfigurationen die gleiche mittlere Temperatur angenommen wurde. Eine Annahme die in der Realität nicht gegeben ist, da eine bestimmte absorbierte Pumpleistung in einem kleineren Kristallvolumen in der Konsequenz höhere absolute Temperaturen bedeutet und somit eine höhere Laserschwelle zu erwarten ist. Vorteilhaft sollten sich hier die niedrigen Dotierungen im Hinblick auf die thermische Aufladung des Laserkristalls darstellen, da hierdurch eine homogenere Pumplichtverteilung und niedrigere absolute Temperaturen im Laserstab gegeben sind. Darüber hinaus ist durch das bessere Oberflächen- zu Volumenverhältnis eine effizientere Kühlung des Laserkristalles möglich. Auf das Temperaturverhalten wird in Abschnitt 4.3 näher eingegangen.

Als Ergebnis dieser Betrachtungen ist festzuhalten, daß offensichtlich aufgrund der Reabsorptionsverluste und der thermischen Eigenschaften niedrigere Dotierungen vorzuziehen sind. Hierbei kann sogar in Kauf genommen werden, daß die Pumpquanteneffizienz η_p für Dotierungen kleiner 3% aufgrund des ineffizienteren Kreuzrelaxationsprozesses abnimmt. Die aus der Literatur bekannten Charakteristiken (vgl. Kapitel 3) wurden in die Berechnungen einbezogen.

Abbildung 4.4 spiegelt die Abhängigkeit der Schwellpumpleistung vom Kristalldurchmesser wieder. Die dargestellten Berechnungen wurden für einen Kristall mit einer 2%-Tm³⁺-Dotierung durchgeführt. Die Kurvenverläufe geben die nach Gleichung (4.16) quadratische Abhängigkeit der Schwellpumpleistung vom Kristallradius r_k wieder. Das wesentliche Anliegen

bei dieser Parametervariation ist das Auffinden eines Kompromisses zwischen einer effizienten Einkopplung des Pumplichts in den Laserstab und der benötigten Schwellpumpleistung relativ zur verfügbaren Diodenlaserleistung. In Anbetracht der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern und den damit verbundenen hohen Ansprüchen an die Einkoppeloptik erscheint hierbei ein Stabradius von 1.5mm geeignet zu sein.

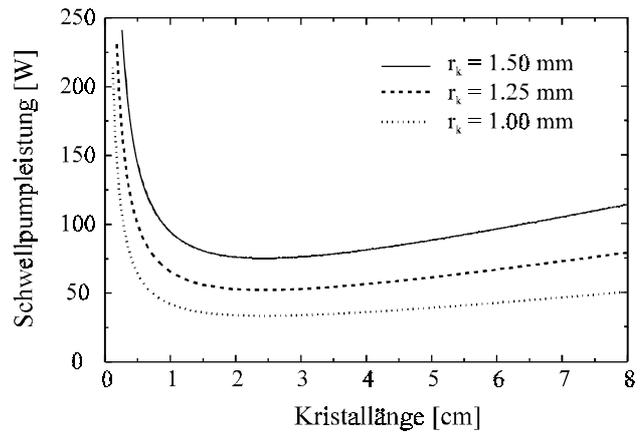


Abb. 4.4: Schwellpumpleistung für verschiedene Kristallradien

Ein weiterer Gesichtspunkt der nicht zu vernachlässigen ist, wird durch die in Kapitel 3 beschriebenen spektroskopischen Eigenschaften von Tm³⁺:YAG gegeben. Das wellenlängenabhängige Reabsorptionsverhalten und die für die verschiedenen Übergänge unterschiedlichen Emissionswirkungsquerschnitte fordern eine Betrachtung der Schwellpumpleistung in Abhängigkeit dieser Parameter (siehe Tabelle 3.1). Als weitere Parameter wurden vorausgesetzt:

- Laserstabradius (r_k): 1.5mm
- Mittlere Temperatur: 300K
- Auskopplung: 4%
- Verluste durch Beugung und Streuung: 3%

Die resultierenden Schwellpumpleistungen für eine Tm³⁺-Dotierung von 2% und mit den verschiedenen Übergängen verbundenen Emissionswellenlängen sind in Abbildung 4.5 illustriert.

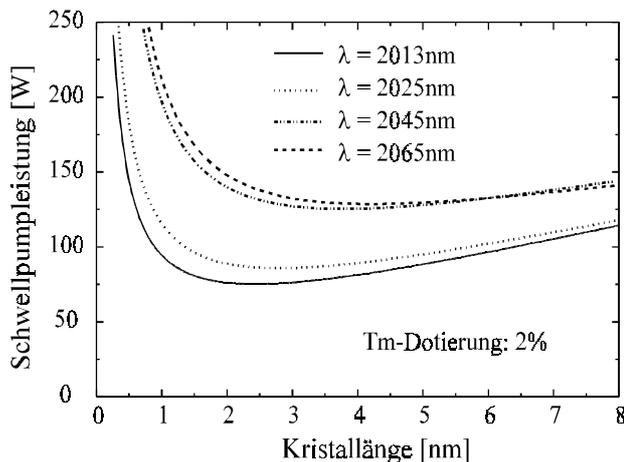


Abb. 4.5: Schwellpumpleistung für verschiedene Übergänge und einen Auskoppelgrad von 4%

Die Kurven zeigen deutlich, daß die Laserschwelle unabhängig von der Kristalllänge für eine Emissionswellenlänge von 2013nm am geringsten ausfällt. Das heißt, durch die homogene Verbreiterung des aktiven Mediums Tm^{3+} :YAG sollte ohne dispersive Elemente im Resonator für diese Konfiguration ausschließlich dieser Übergang anschwingen. Der typische Verlauf der Kurve mit dem auftretenden Minimum der Schwellpumpleistung wurde im vorangehenden ausführlich diskutiert. Bemerkenswert ist jedoch die geringere Steigerung der Laserschwelle für längere Kristalle bei größeren Wellenlängen. Die Ursache hierfür liegt bei den niedrigeren Reabsorptionswirkungsquerschnitten (Abbildung 3.4) und den größeren Verhältnissen der Boltzmann-Faktoren dieser Übergänge. Die generell niedrigere Laserschwelle für 2013nm ist durch die größeren Wirkungsquerschnitte für die stimulierte Emission im kürzeren Wellenlängenbereich zu begründen.

Die Ausführung der wellenlängenabhängigen Berechnungen für eine konstante Kristalllänge von $l_k=5\text{cm}$, die sich durch obige Abschätzungen als gut geeignet erwiesen hat, aber verschiedene Auskoppelgrade zeigt, daß bei einer Dotierung von 2% die Laserschwelle für eine Emissionswellenlänge von 2013nm über den gesamten Bereich die relativ niedrigsten Werte annimmt (Abbildung 4.6). Die Spreizung der Kurven resultiert hierbei aus

der Größe der Emissionswirkungsquerschnitte. Die nicht verschwindende Schwellpumpleistung für den Fall verlustloser Resonatoren stellt ein Maß zur Überwindung der Reabsorption dar.

Die Resultate analoger Betrachtungen für eine Dotierungskonzentration von 4% zeigt Abbildung 4.7. Interessanterweise zeigen hier die Kurvenverläufe der Schwellpumpleistung für variable Auskoppelgrade unterschiedliche Charakteristiken. Für kleine Auskoppelgrade und somit geringe Resonatorverluste wirken sich die Verhältnisse der Emissions- und Absorptionsquerschnitte bzw. der Reabsorption auf die wellenlängenabhängige Laserschwelle aus. Die Laserschwelle liegen aufgrund der hier betrachteten Geometrie und Dotierungen insgesamt höher. Jedoch liegen die Laserschwelle für eine Wellenlänge von 2065nm für Auskoppelgrade im Bereich kleiner 2% unter denen für eine Emissionswellenlänge von 2013nm. Ein relativ großer

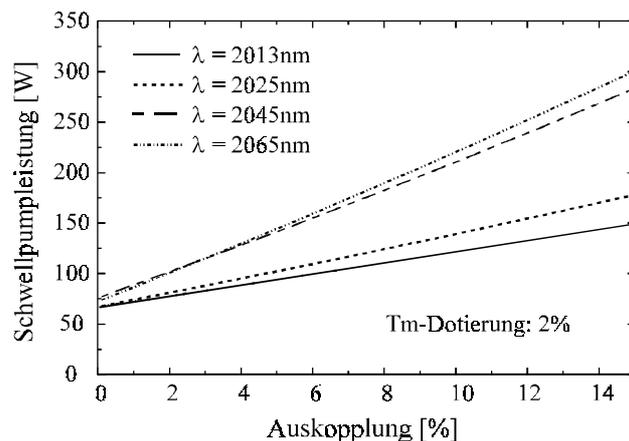


Abb. 4.6: Schwellpumpleistungen für verschiedene Übergänge und Auskoppelgrade

Unterschied zwischen den Schwellpumpleistungen tritt erst ab einer Auskopplung von 4% auf. Auf diese Weise wäre also die einfache Möglichkeit gegeben durch eine geeignete Auslegung der Parameter die Emissionswellenlänge des Lasersystems nur durch die Auskopplung zu variieren, d.h. für verschiedene Anwendungen ist es möglich die Absorption der Laserstrahlung in Wasser und damit die Eindringtiefe um einen Faktor 3-4 zu ändern. Die experimentelle Untersuchung dieses Verhaltens wird in Kapitel 5 aufgegriffen.

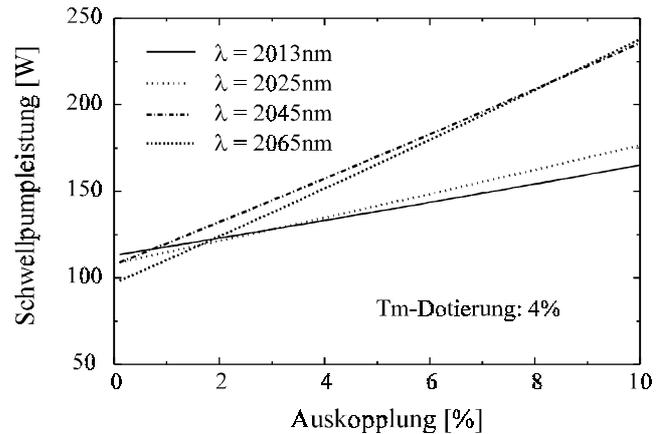


Abb. 4.7: Schwellpumpleistungen für verschiedene Übergänge und eine Dotierung von 4%

4.3 Thermische Effekte

Thermische Effekte im Lasermedium wirken sich direkt auf die Effizienz und die Strahlqualität des Lasersystems aus. Insbesondere die Lasereigenschaften von quasi-3-Niveau-Systemen wie $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ sind hiervon betroffen (vgl. Kapitel 3).

Die optische Anregung von Lasermaterialien erzeugt neben der für den Laserprozeß notwendigen Besetzungsinversion auch Wärme im Lasermedium. Der Anteil der optischen Pumpleistung welcher in Wärme umgewandelt wird ist materialabhängig und wird durch verschiedene Prozesse im Lasermedium hervorgerufen. Im wesentlichen spielt hierbei der *Stokes-Shift* eine Rolle, welcher die Differenzenergie zwischen der Pumpwellenlänge und der Laserwellenlänge beschreibt. Andere wichtige Faktoren in $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ bilden die interionischen ${}^3\text{F}_4 \leftrightarrow {}^3\text{F}_4$ und ${}^3\text{H}_4 \leftrightarrow {}^3\text{H}_4$ Energietransferprozesse. Bei der Diffusion der Energie zwischen den Ionen kommt es zu Verlusten an Defekten oder Verunreinigungen im Wirtskristall. Die verlorengegangene Energie wird hierbei in Wärmeenergie umgewandelt. Dieser Prozeß ist konzentrationsabhängig und steigt mit zunehmender Dotierungskonzentration an.

Die Kenntnis der thermooptischen Effekte und deren Auswirkungen stellt einen wichtigen Faktor bei der theoretischen Beschreibung und der Entwicklung des Lasersystems dar. Daher

werden im folgenden die Grundlagen dargelegt, welche für die Modellierung (Abschnitt 4.3.2) und die experimentelle Verifizierung (Kapitel 5) notwendig sind.

Temperaturprofil

Zur Bestimmung des sich ausbildenden Temperaturprofils $T(x,y,z,t)$ im Laserstab wird üblicherweise die orts- und zeitabhängige Wärmeleitungsgleichung verwendet [Car59]:

$$\frac{C \cdot \rho}{k(t)} \cdot \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \nabla^2 T(x, y, z, t) + \frac{Q(x, y, z, t)}{k(t)} \quad (4.19)$$

mit den Parametern:

- C: spezifische Wärme
- ρ : Dichte
- k: Wärmeleitfähigkeit des Lasermediums
- Q: Wärmemenge pro Zeit- und Volumeneinheit.

Gleichung 4.19 reduziert sich für den in dieser Arbeit betrachteten Fall der kontinuierlichen Anregung auf die stationäre Wärmeleitungsgleichung der Form

$$\nabla^2 T(x, y, z) = -\frac{Q(x, y, z)}{k} \quad (4.20)$$

Durch die in Abschnitt 4.1 vorgestellte Anregungskonfiguration in Verbindung mit niedrigen Dotierungskonzentrationen und einer Rückreflexion des durch den Laserstab transmittierten Pumplichtes, soll in erster Näherung eine homogene Pumplichtverteilung angenommen werden. Die zusätzliche Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit und die Ausnutzung der Zylindersymmetrie ergibt die folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 T(r)}{d r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d T(r)}{d r} + \frac{Q}{k} = 0 \quad (4.21)$$

mit der Lösung

$$T(r) = T_k + \frac{Q \cdot r_s}{2 \cdot h_t} + \frac{Q}{4 \cdot k} (r_s^2 - r^2) \quad (4.22)$$

wobei T_k die Kühlmitteltemperatur, r_s den Stabradius und h_t den Wärmeübergangskoeffizienten des Kühlmittels beschreiben. Der zweite Term in Gleichung 4.22 beschreibt den Temperatursprung zwischen dem Kühlmittel und der Stabmantelfläche, und der dritte Term spiegelt den parabolischen Verlauf des Temperaturprofils zwischen der Stabachse und der Stabmantelfläche wieder.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß Gleichung 4.22 eine reine Näherung für den realistischen Fall der Temperaturverteilung im Laserstab darstellt. Eine vollkommen homogene Pumplichtverteilung ist nicht zu erreichen, da aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit gerade im Zentrum des Laserkristalls Abweichungen von dem Parabelprofil auftreten. Gleichung 4.22 eignet sich jedoch gut zur Abschätzung eines mittleren radialen Temperaturprofils, wie es ein paraxial verlaufender Laserstrahl im Laserstab erfährt. Aus diesem Grund wird diese Gleichung in Kapitel 5 erneut aufgegriffen. Darüber hinaus sollte auch der Temperatursprung an der Stabmantelfläche gut approximiert werden können.

Die exaktere Modellierung der Temperaturverteilung erfordert die Berücksichtigung der Pumplichtabsorption im Verlauf des Laserstabes. Hierdurch ändert sich Gleichung 4.21 zu

$$\frac{d^2 T(r, z)}{d r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d T(r, z)}{d r} + \frac{d^2 T(r, z)}{d z^2} + \frac{Q(r, z)}{k} = 0 \quad (4.23)$$

wobei die eingebrachte Wärmemenge pro Volumeneinheit Q durch die ortsabhängige Pumplichtverteilung bestimmt wird (siehe Abschnitt 4.3.2).

4.3.1 Thermische Linse und Doppelbrechung

Das sich ausbildende Temperaturprofil hat eine direkte und eine indirekte Wirkung auf den Brechungsindex des Lasermediums. Zum einen liegt eine thermische Dispersion $\partial n / \partial T$ vor und zum anderen werden thermische Spannungen induziert, welche eine lokale Brechungsindexänderung und eine Verformung der Stabendflächen begründen. Das Brechungsindexprofil setzt

sich also aus dem konstanten Anteil n_0 sowie temperatur- und spannungsabhängigen Anteilen zusammen:

$$n(r, z) = n_0 + \Delta n_{therm}(r, z) + \Delta n_{span}(r, z) \quad (4.24)$$

Das inhomogene Brechungsindexprofil führt dazu, daß paraxial im Laserstab laufendes Licht eine Verformung der Wellenfronten erfährt, d.h. es kommt zu Phasenverschiebungen und zu einer optischen Weglängendifferenz *OPD* (*optical path difference*)¹.

Vernachlässigt man in erster Näherung die spannungsinduzierten Änderungen des Brechungsindex, so gilt für die optische Weglängendifferenz des paraxial verlaufenden Laserstrahl (hier die z -Richtung) auf einer infinitesimalen Strecke dz nach [Cou92, Pfi94]:

$$dOPD(r) = \frac{\partial n}{\partial T} T(r) dz + (n_0 - 1) \frac{\partial u(r)}{\partial z} dz \quad (4.25)$$

Der dritte Term $\partial u/\partial z$ beschreibt hierbei die Längenänderung des Laserstabes aufgrund der spannungsinduzierten Verformung.

Die Integration über die Stablänge l_k ergibt die radiale optische Weglängendifferenz nach vollständiger Durchquerung des Laserstabes:

$$OPD(r) = l_k \chi T(r) \quad (4.26)$$

Die Konstante χ stellt eine Materialkonstante dar, in die der thermische Ausdehnungskoeffizient des Lasermaterials, die Poisson Zahl und der Brechungsindex n_0 eingehen. Die Kenntnis dieser Konstanten ermöglicht die Bestimmung des radialen mittleren Temperaturprofils durch die Messung der optischen Weglängendifferenz und damit die experimentelle Verifikation der Modellierungen (vgl. Abschnitt 4.3.2 und Kapitel 5).

Die oben beschriebene Krümmung der Wellenfronten durch das inhomogene Brechungsindexprofil führt zu einer Fokussierung des den Laserstab durchlaufenden Lichtes. Man spricht

¹ In diesem Zusammenhang wird auch häufig der Begriff *optischer Gangunterschied* verwendet.

bei diesem Effekt auch von einer thermisch induzierten Linse. Die thermische Linse war Mittelpunkt vieler wissenschaftlicher Arbeiten und ist weitgehend erforscht [Koe88,Sie86,Inn90]. Demzufolge soll im Rahmen dieser Arbeit nur der mathematische Zusammenhang zwischen der Brennweite der thermischen Linse und der eingebrachten Pumpleistung angegeben werden. Als Ausgangspunkt dient Gleichung 4.23, d.h. die Absorption über die Stablänge wird berücksichtigt. Eine der hier vorliegenden Anregungskonfiguration angepaßten Berechnung ergibt die folgende Beziehung für die Brennweite bzw. die Brechkraft:

$$f^{-1}(P_{pump}) = \frac{\eta_{heiz} P_{pump} dn/dT}{\pi k r_s^2} (1 - e^{-\alpha_p l_k}) \cdot (1 + R_p e^{-\alpha_p l_k}) \quad (4.27)$$

wobei der Heizwirkungsgrad η_{heiz} den Anteil der in Wärme umgewandelten Pumpleistung P_{pump} angibt. Durch die experimentelle Bestimmung der Brennweite besteht über diese Gleichung 4.27 die Möglichkeit den Heizwirkungsgrad auf einfache Weise abzuschätzen (vgl. Kapitel 5). Der Heizwirkungsgrad ist ein wesentlicher Parameter für die im Lasersystem gegebenen thermooptischen Effekte und ist somit eine wichtige Größe für die thermischen Modellierungen. Darüber hinaus beeinflußt die Brennweite der thermischen Linse wesentlich die Strahlqualität und die Stabilitätskriterien der Laserresonatoren. Die Kenntnis dieses Einflusses ist von essentieller Bedeutung für die Entwicklung von Hochleistungslasern.

Für die optische Weglängendifferenz und die Ausbildung der thermischen Linse ist vordergründig die thermische Änderung des Brechungsindex zu nennen. Durch die inhomogene Temperaturverteilung tritt jedoch wie bereits oben angesprochen ein weiterer Effekt auf: Die spannungsinduzierte Doppelbrechung.

Die Temperaturgradienten führen zur thermischen Ausdehnung des Laserkristalls und damit zur Induzierung von mechanischen Spannungen. Diese Spannungen sind nicht homogen über den Laserkristall, sondern für die tangential und die radiale Richtung unterschiedlich. Hierdurch folgt eine Änderung des Brechungsindex (*photoelastischer Effekt*) für die radiale und tangential Komponente die im allgemeinen nicht identisch ist, d.h. der Kristall wird doppelbrechend. Die Indikatrix wird nicht mehr durch eine Sphäre beschrieben sondern durch einen Ellipsoiden (vgl. Abbildung 4.8).

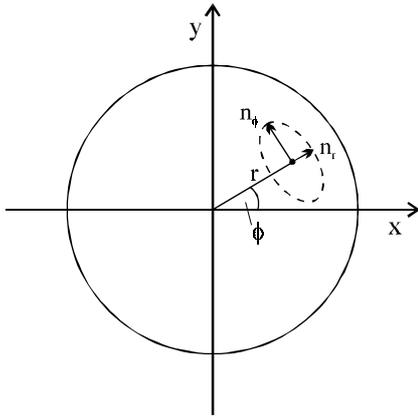


Abb. 4.8: Indikatrix für den Querschnitt des Laserstabes senkrecht zur Stabachse

Für den Brechungsindex ergeben sich verschiedene Ausdrücke für die beiden Polarisationsrichtungen. In Anlehnung an Gleichung 4.24 folgt für den Brechungsindex:

$$\begin{aligned} n^r(r, z) &= n_0 + \Delta n_{therm}(r, z) + \Delta n_{span}^r(r, z) \\ n^\phi(r, z) &= n_0 + \Delta n_{therm}(r, z) + \Delta n_{span}^\phi(r, z) \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die Brechungsindexdifferenz ist proportional zur eingebrachten Pumpleistung und ist nach [Koe88] gegeben durch

$$\Delta n_{span}^r - \Delta n_{span}^\phi = n_0^3 \frac{\alpha_T Q}{k} C_B r^2 \quad (4.29)$$

mit

$$C_B = \frac{1+\nu}{48(1-\nu)} (\pi_{11} - \pi_{12} + 4\pi_{44}) \quad (4.30)$$

wobei die π_{ij} -Faktoren die Komponenten des photoelastischen Tensors darstellen. Für einen den Laserstab durchlaufenden polarisierten Laserstrahl bedeuten die unterschiedlichen Brechungsindizes eine Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi(r) = \frac{2\pi l_k}{\lambda} (\Delta n_{span}^\phi - \Delta n_{span}^r) \quad (4.31)$$

wodurch der Laserstrahl im Kristall elliptisch polarisiert wird, d.h. er wird depolarisiert. Die Depolarisation ist insbesondere für einen polarisierten Laserbetrieb nachteilig, da hierdurch an resonatorinternen polarisierenden optischen Elementen, wie z.B. einem Lyot-Filter zur Wellenlängenabstimmung oder Pockels-Zellen zur Güteschaltung, bei jedem Durchgang Verluste auftreten und ein effizienter Laserbetrieb erschwert wird.

Experimentell wird die Depolarisation als Verhältnis von Ausgangs- und Eingangsintensität eines linear polarisierten Laserstrahls angegeben, welcher zwei um den Laserstab angeordnete gekreuzte Polarisatoren durchläuft [Koe88]:

$$V(\theta, r) = \frac{I_{trans}}{I_{ein}} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta(r)}{2}\right) \quad (4.32)$$

Der Winkel θ wird hierbei gegen die Ausrichtung des ersten Polarisators gemessen. Integration über den Stabquerschnitt und der Approximation des Laserstrahls als ebene Welle ergibt den depolarisationsbedingten Verlustfaktor V_{depol} :

$$V_{depol} = \frac{1}{\pi r_k^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_k} \left\{ 1 - \sin^2(2\phi) \sin^2\left(\frac{\delta(r)}{2}\right) \right\} r dr d\phi \quad (4.33)$$

Die Annahme einer kollimierten Gauß-Mode erfordert die zusätzliche Gewichtung der Gleichung 4.32 mit dem Strahlprofil. Die Integration über den Stabquerschnitt ergibt für diesen Fall die Beziehung [Kar71]:

$$V_{depol, gau\beta}(P_{pump}) = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{(4\lambda k)^2}{(2n_0^3 \alpha C_B)^2 \cdot (\eta_{heiz} P_{pump})^2} \right)^{-1} \quad (4.34)$$

Diese Gleichung kann zur Approximation des Heizwirkungsgrades η_{heiz} verwendet werden. Jedoch muß berücksichtigt werden, daß für die Herleitung eine vollständig homogene Pumplichtverteilung und somit ein parabelförmiges Temperaturprofil angenommen wurde.

Die experimentelle Bestimmung der Depolarisation in Abhängigkeit der Pumpleistung ist darüber hinaus ein hinreichendes Verfahren für die Beurteilung der verschiedenen Methoden zur

Wellenlängenabstimmung oder Güteschaltung des Lasersystems. Detaillierte Untersuchungen hierzu finden sich in Kapitel 5.

4.3.2 Modellierung der Temperaturverteilung

Das Temperaturprofil und die absoluten Temperaturen im Laserstab sind, wie in den letzten Kapiteln angeführt wurde, insbesondere für das quasi-3-Niveau Tm^{3+} :YAG von Bedeutung.

Zu hohe absolute Temperaturen induzieren starke mechanische Spannungen, welche schließlich zur Zerstörung des Laserkristalls führen können. Zum anderen wird durch die erhöhte thermische Besetzung des unteren Laserniveaus die Effizienz herabgesetzt und die Laserschwelle erhöht.

Die Berechnungen zur Laserschwelle (Abschnitt 4.2) haben gezeigt, daß die benötigten Pumpleistungen für Hochleistungslaser im Bereich von 100W bis 400W liegen. Diese Leistungen longitudinal in einen $\varnothing 3$ mm-Stab eingekoppelt führen zu einer hohen thermischen Belastung. Insbesondere der ungekühlte Stabbereich, welcher aufgrund der mechanischen Konstruktion des Laserkopfes immer auftritt, ist hiervon betroffen. Eine Lösung dieses Problems bieten sogenannte *diffusion-bonded* Laserstäbe. Diese durch die Firma *Onyx* patentierten Kristallstrukturen bestehen aus einem mit den aktiven Ionen dotierten Wirtskristall, welcher jeweils an den Enden mit einem undotierten Wirtskristall verbunden ist [Ony96]. Auf diese Weise wird im Anfangsbereich des Laserstabes das Pumplicht nicht absorbiert und zusätzlich erfolgt eine Kühlung der Stabendfläche des dotierten Bereiches. Die Überprüfung des Einflusses dieser Eigenschaften ist unter anderem Bestandteil der thermischen Modellierungen.

Die in Kapitel 4.1 beschriebene Anregungskonfiguration ermöglicht aufgrund der Führung des Pumplichts durch Totalreflexion eine transversal homogene Pumplichtverteilung (vgl. auch Kapitel 5). Aus diesem Grund wurde im Rahmen der Modellierungen zur Temperaturverteilung für die Pumplichtverteilung ein Rechteckprofil angenommen. Die longitudinale Absorption des Pumplichts wurde wie bei den Berechnungen zur Laserschwelle durch das Lambert-Beersche Gesetz berücksichtigt, so daß sich für die eingebrachte Wärmeleistung folgende Beziehung ergibt:

$$Q(r, z) = \frac{\eta_{\text{heiz}} P_{\text{pump}}}{\pi r_k^2} \cdot \frac{\alpha \cdot e^{-\alpha_p z}}{(1 - e^{-\alpha d}) \cdot (1 + R_p e^{-\alpha_p l})} \cdot \Theta(r_k^2 - r^2) \quad (4.35)$$

Die transversale Abhängigkeit wird dabei durch die Stufenfunktion

$$\Theta(r_k^2 - r^2) = \begin{cases} 1 & \text{für } r < r_k \\ 0 & \text{für } r > r_k \end{cases} \quad (4.36)$$

gegeben. Der Absorptionskoeffizient wurde als konstant angenommen. In Abbildung 4.9 ist schematisch die Anordnung für die Temperaturmodellierung dargestellt. Als Umgebungstemperatur des Laserstabes wurde eine Kühlmitteltemperatur von 15°C angesetzt. Die Ermittlung der Temperaturverteilung im Laserstab erfolgte mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode [Cou92, Sch91]. Die Berechnungen wurden mit Hilfe des kommerziell erhältlichen Finite-Elemente-Programm *Ansys* durchgeführt. Als Eingabe waren hierbei die Kristallparameter und die Pumplichtverteilung bzw. die hierdurch bestimmte lokal eingebrachte Wärmemenge gefordert. Ausführliche Betrachtungen zu diesem Verfahren finden sich in [Dep97].

Die Modellierungen wurden für verschiedene Pumpleistungen und Kristallgeometrien vorgenommen.

Erste Berechnungen bestätigen die extremen Temperaturen im Einkoppelbereich für herkömmliche Laserstäbe im Vergleich zu den Laserstäben mit undotierten Kristallenden. In Abbildung 4.10 sind die simulierten rotationssymmetrischen Temperaturprofile dargestellt. Als Pumpleistung und Heizwirkungsgrad wurden respektive 300W und 60% angesetzt. Diese Größenordnungen erscheinen nach den vorangegangenen Betrachtungen realistisch. Der Laserstabdurchmesser betrug 3mm und die Tm^{3+} -Dotierung 2%. Die resultierenden hohen Temperaturen über 200°C im Bereich hinter der Kristallendfläche verursachen nicht nur extreme mechanische Spannungen, welche zur Zerstörung des Laserstabes führen können, sondern belasten auch die optischen Beschichtungen in einem hohen Maße. Eine signifikante Reduzierung dieser Belastungen wird durch die Verwendung von undotierten Kristallenden erreicht. Zum Vergleich ist ein diffusion-bonded Laserstab aufgeführt, mit einem undotiertem Kristallende von 6mm

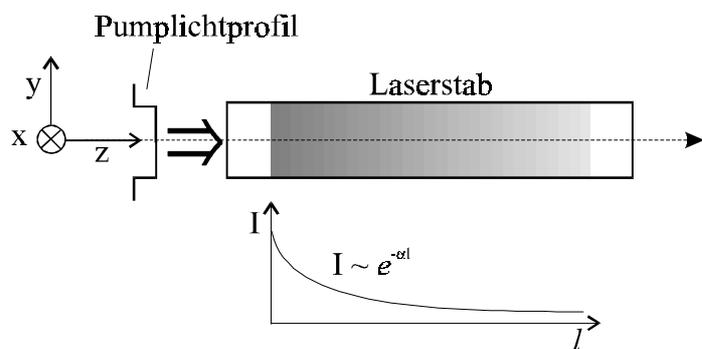


Abb. 4.9: Prinzipielle Pumanordnung zur Modellierung der Temperaturverteilung

Länge. Die maximal auftretenden Temperaturen von ca. 70°C sind deutlich niedriger. Darüber hinaus ist auch die zusätzliche Kühlung der Eintrittsfläche des dotierten Kristallbereiches zu erkennen. Zudem wird die auf der Stabendfläche aufgebrauchte optische Beschichtung geringeren Belastungen ausgesetzt.

Ein Vergleich der simulierten Temperaturverteilung über die gesamte Länge der diffusion-bonded Laserstäbe in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration sowie dem Einfluß der Rückreflexion des Pumplichtes in den Laserstab zeigt Abbildung 4.11. Die absoluten maximalen Temperaturen liegen bei einer Dotierung von 4% im Bereich von 120°C. Dotierungen von 2% ermöglichen eine Reduzierung dieser Temperatur von nahezu 40%. Ebenso ist eine homogenere Temperaturverteilung für niedrigere Dotierungen zu erkennen. Dieser Effekt wird zudem noch durch die Rückreflexion des Pumplichts verstärkt, wodurch eine bessere Annäherung an das ideale parabelförmige Temperaturprofil gegeben ist und insgesamt kleinere Temperatur- und Spannungsgradienten auftreten. In der Konsequenz bedeutet dies geringere Aberationen der thermischen Linse und eine Verbesserung der Strahlqualität der Laseremission.

Die Betrachtung dieser Ergebnisse im Zusammenhang mit der Abschätzung der Schwellpumpleistung weist deutliche Vorteile der niedrigen Dotierungskonzentrationen von 2% auf. Die in Kapitel 3 beschriebene Senkung der Pumpquanteneffizienz η_p durch Dotierungskonzentrationen unter 3% wird demnach durch die geringeren Reabsorptionsverluste bei großen Kristalllängen ausgeglichen. Die homogenere Temperaturverteilung und niedrigere absolute Temperaturen ermöglichen eine bessere Strahlqualität und senken die Belastung durch thermisch induzierte mechanische Spannungen, d.h. die Bruchgrenzen werden erst bei höheren Pumpleistungen erreicht. Dieser Gesichtspunkt ist insbesondere für Hochleistungsfestkörperlaser interessant. Die Modellierungen haben hierzu gezeigt, daß für einen 3mm-Stab mit einer Tm^{3+} -Dotierung von 4% die mechanischen Spannungen bei einer Pumpleistung von 350W am Anfang des dotierten Kristallbereiches Werte in der Größenordnung von 100MPa erreichen. Dieser Wert liegt schon in der Nähe der in der Literatur angegebenen Bruchspannungen von 130MPa bis 260MPa [Koe88]. Das heißt, daß es für diese Kristallparameter durchaus zur Zerstörung des Laserstabes kommen kann, insbesondere durch auftretende Mikrorisse auf der Stabmantelfläche.

Die berechneten Schwellpumpleistungen und die thermischen Modellierungen werden in Kapitel 5 mit den experimentellen Untersuchungen verglichen, wodurch eine iterative Optimierung der Modellierung möglich ist.

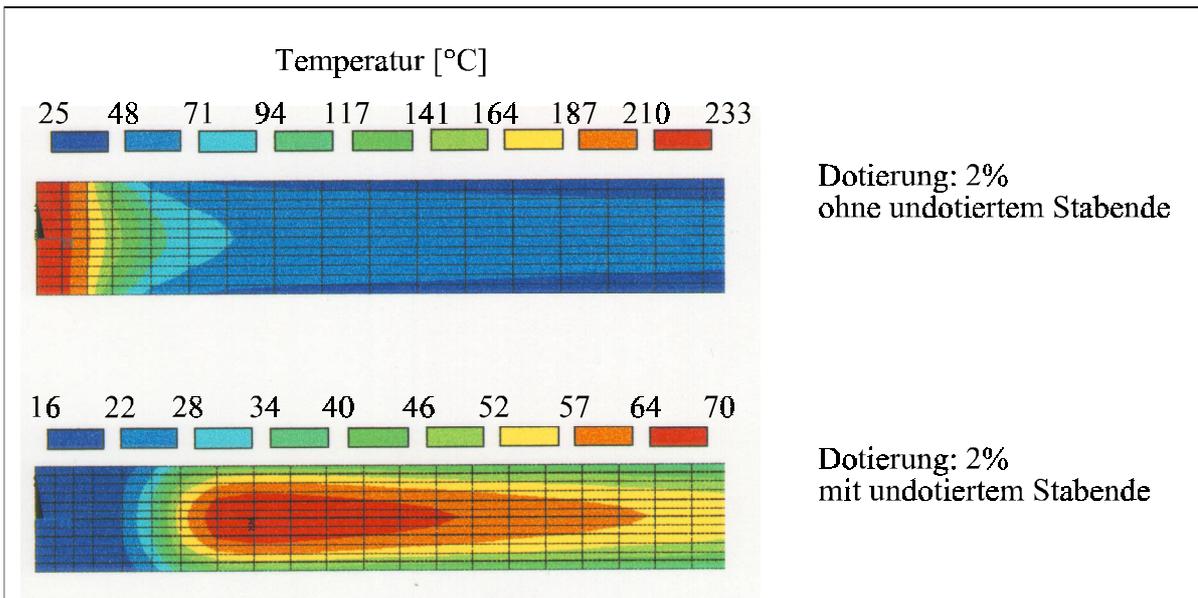


Abb. 4.10: Vergleich der simulierten Temperaturverteilung für einen 2% Tm^{3+} :YAG-Laserstab mit und ohne undotierten Kristallenden (diffusion-bonded). Pumpleistung: 300W (cw), Heizwirkungsgrad: 60%

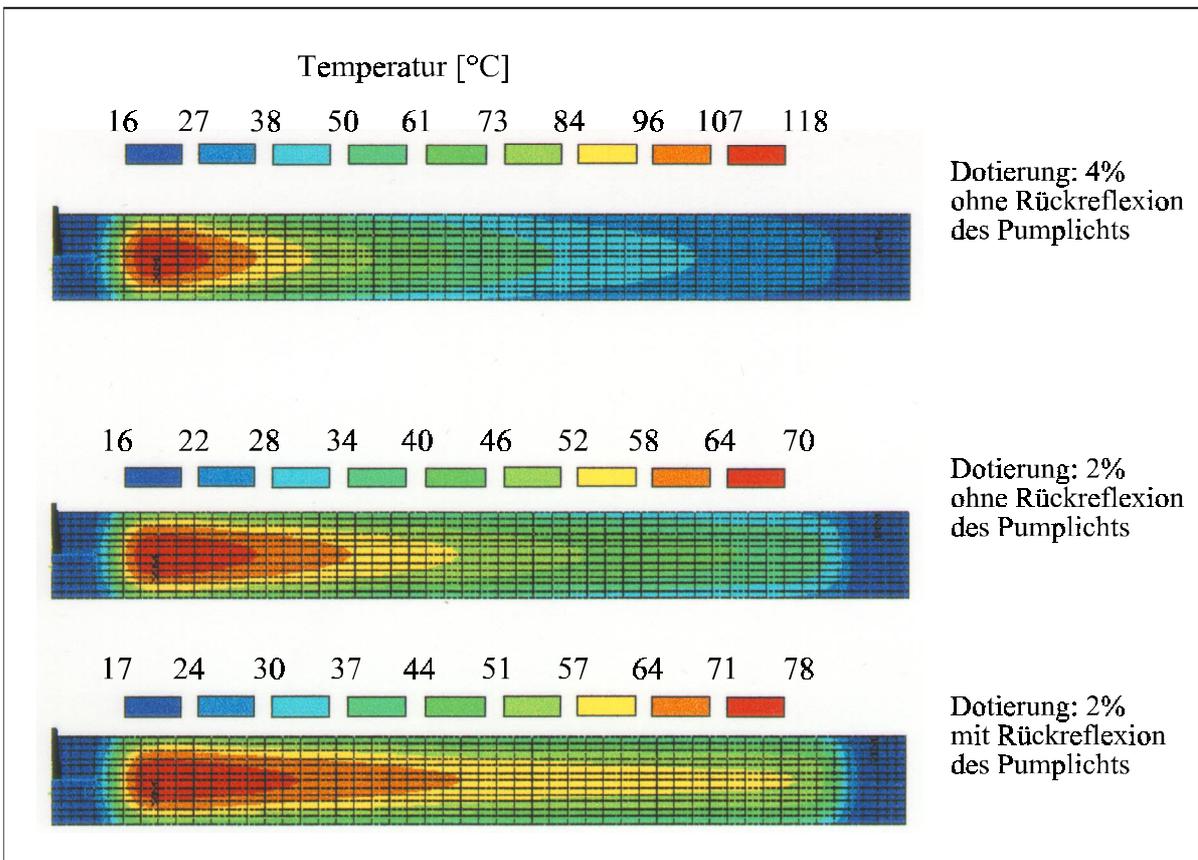


Abb. 4.11: Vergleich der simulierten Temperaturverteilung zwischen 4% bzw. 2% Tm^{3+} :YAG-Laserstäben und mit Berücksichtigung der Rückreflexion des Pumplichts am Stabende. Pumpleistung: 300W (cw), Heizwirkungsgrad: 60%

5 Experimentelle Untersuchungen am Lasersystem

Die Modellierung der Laserschwelle und des Temperaturverhaltens ermöglichten die Abschätzung geeigneter Kristallparameter. Für die Verifizierung der Simulationen und für einen sinnvollen Vergleich der experimentellen Ergebnisse, ist eine systematische Charakterisierung der Lasereigenschaften und der thermischen Eigenschaften unerlässlich.

In diesem Kapitel werden die verwendeten Kristallstrukturen hinsichtlich der thermischen Eigenschaften und des Laserverhaltens studiert. Schwerpunkte der Untersuchungen bilden die laserspezifischen Kenndaten sowie die Strahlqualität und die Faserkopplung. Auf der Basis dieser Ergebnisse wird die Ausgangsleistung skaliert und der Hochleistungslaserbetrieb charakterisiert. Das Potential des Lasersystems für einen gütegeschalteten Laserbetrieb wird demonstriert. Erste Untersuchungen zum Abstimmverhalten schließen dieses Kapitel ab.

5.1 Evaluierung der Laserparameter

In diesem Unterkapitel werden erste Lasersysteme konfiguriert und charakterisiert. Ausgehend von den in der Theorie ermittelten Kristallparametern werden anhand von Laserexperimenten und Untersuchungen zum thermischen Verhalten die optimalen Systemparameter bestimmt. Zu diesem Zweck wird eine universelle Pumpanordnung realisiert, die eine systematische Analyse der in Geometrie und Dotierung verschiedenen Laserstäbe erlaubt.

5.1.1 Apparativer Aufbau

Zur Charakterisierung der Laserparameter wurde zunächst eine möglichst breit einsetzbare Konfiguration gewählt, um die verschiedenen Laserstäbe unter identischen Versuchsbedingungen zu analysieren. Die Anregungskonfiguration wurde nach der in Kapitel 4.1 vorgestellten Methode konzipiert. Im Mittelpunkt stand hierbei nicht die Auslegung der Pumpquelle im Hinblick auf hohe Ausgangsleistungen, sondern die Optimierung der Strahlqualität, um eine möglichst einfache Einkoppeloptik mit genügend großen Arbeitsabständen zu gewährleisten. Hierdurch ist die Voraussetzung für eine Ergänzung durch zusätzliche optische Komponenten für die systematische Analyse geschaffen. Darüber hinaus sollte die Pumpanordnung auch die Vorteile der Anregungsgeometrie hinsichtlich der Wellenleitereigenschaften und des Akzeptanzbereichs nutzen.

Für die im Rahmen der Arbeit angestellten Untersuchungen wurden daher als Pumpquelle fasergekoppelte Diodenlaser der Firma *Jenoptik* verwendet. Die Fasern von 30 Diodenlasern wurden zu einem Faserbündel zusammengefaßt. Am Ausgang des Faserbündels stand eine Pumpleistung von 250W bei einer Wellenlänge von 805nm zur Verfügung. Abbildung 5.1 zeigt die Leistungskennlinie und das Laserspektrum für das gesamte Faserbündel. Die Strahlqualität

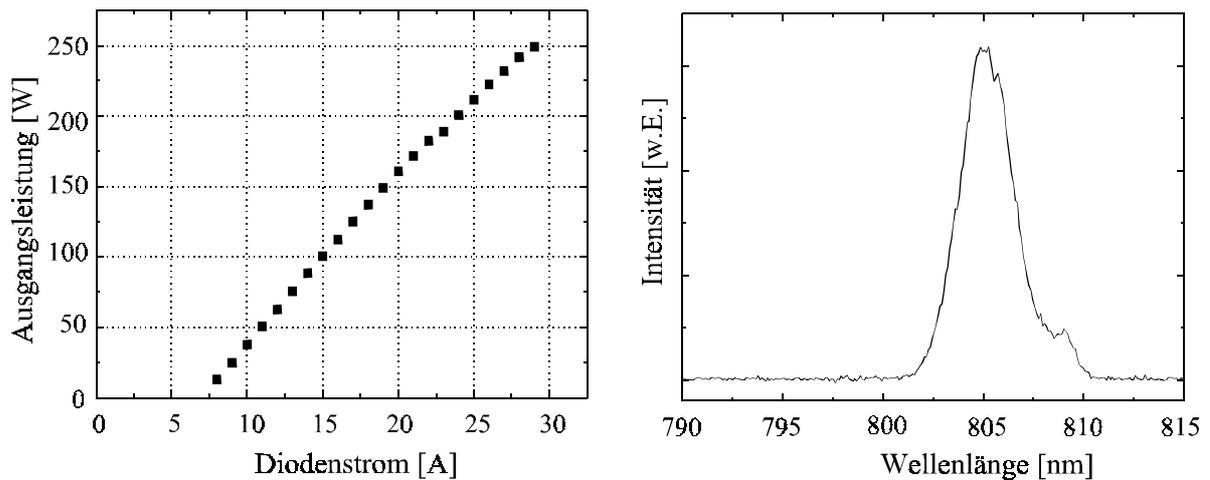


Abb. 5.1: Leistungskennlinie und Laserspektrum der fasergekoppelten Diodenlaser

der Pumpstrahlung wurde durch die Fasereigenschaften wie Durchmesser (800 μ m) und numerische Apertur (N.A.=0.22) bestimmt. Hierdurch ist eine effiziente Einkopplung der Pumpstrahlung durch einfache sphärische Linsen möglich. Der geometrische Abstand der Einkopplense zur Stabendfläche befand sich in einem Bereich, der den Einsatz eines zusätzlichen Spiegels zur Strahlführung eines Analyselaserstrahls ermöglichte. Zudem genügte eine geringe Modifikation des Abbildungsmaßstabs zur Anpassung der Einkoppeloptik an verschiedene Laserstabdurchmesser.

Die Versuche wurden an Tm³⁺:YAG-Laserstäben mit verschiedenen Dotierungen und geometrischen Abmaßen durchgeführt. Hierzu standen Laserstäbe mit Dotierungen von 2% und 4% sowie verschiedenen Längen und Durchmessern zur Verfügung. In Abbildung 5.2 wird schematisch der experimentelle Aufbau dargestellt. Der Laserstab wird aktiv durch temperaturstabilisiertes Wasser gekühlt. Das Kühlwasser dient gleichzeitig als das für die Totalreflexion nötige Medium. Der Durchmesser des Laserstabs im Bereich von 2-3mm und die numerische Apertur von N.A.>0.7 ermöglicht die effiziente Einkopplung der Pumpstrahlung.

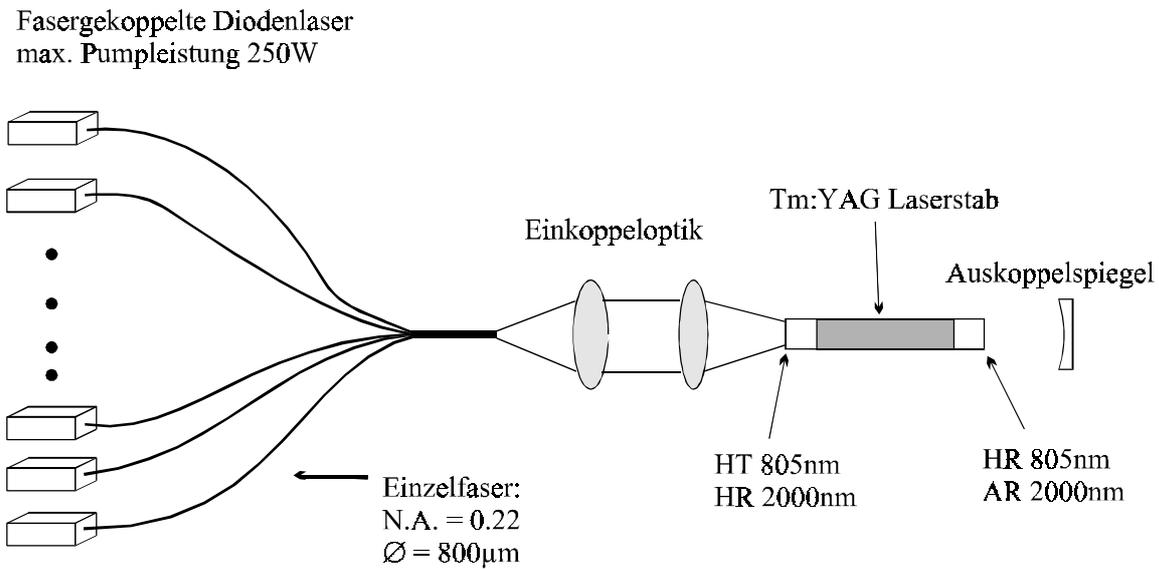


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die charakterisierenden Untersuchungen

Der lineare Resonator wurde durch eine an der Einkoppelseite direkt auf die Kristallstirnfläche gedampfte dielektrische Beschichtung, welche hochreflektierend für die Laserwellenlänge und hochtransmittierend ($>95\%$) für die Pumpwellenlänge ist, gebildet. Die Beschichtung auf der zweiten Stabendfläche ist hochreflektierend ($R \approx 85\%$) für die Pumpwellenlänge und hochtransmittierend für die Laserwellenlänge. Der plane oder gekrümmte Auskoppelspiegel ist teilreflektierend für die Laserwellenlänge im Bereich von $1.9\mu\text{m}$ bis $2.15\mu\text{m}$. Am Ausgang eines Laserstabes mit einem 50mm langen 4% Tm-dotierten Bereich konnte noch eine transmittierte Pumpleistung von ca. 3% gemessen werden. Unter Berücksichtigung der Rückreflexion entspricht dies einer Transmission bei einfachem Durchgang von ungefähr 10% . Dieser Wert ist theoretisch bei dem sich aus Wirkungsquerschnitt und Dotierung ergebenden Absorptionskoeffizienten zu erwarten, wodurch die verlustarme Führung des Pumplichts im Laserstab untermauert wird.

Die Wellenleitereigenschaft des Laserstabes sollte zusätzlich eine homogene Anregung ermöglichen. Mit Hilfe einer CCD-Kamera wurde die Pumplichtverteilung am Stabende vermessen (Abbildung 5.3). Zu beachten ist hierbei, daß die Abbildung eine Unschärfe aufweist, so daß nicht nur eine transversale Querschnittsfläche abgebildet werden kann. Das Ergebnis weist eine nahezu homogene Anregung des Laserstabes über die gesamte Querschnittsfläche auf. Hierdurch wird ein homogenes Verstärkungsprofil erzielt und die

Abbildungsfehler der thermischen Linse reduziert. Diese Eigenschaften wirken sich direkt auf die Strahlqualität der generierten Laserstrahlung aus. Darüber hinaus werden die Reabsorptionsverluste durch ungepumpte Bereiche minimiert. Die etwas schwächeren Intensitäten rechts unten in der Flächendarstellung sind auf eine leicht schräge Einkopplung sowie auf eine inhomogene Leistungsverteilung aus der Faserbündelfläche zurückzuführen. Die Abbildung unterschiedlicher transversaler Schnittebenen aus dem vorderen Stabbereich weisen einen schnellen Übergang von einer glockenförmigen zu einer rechteckigen Intensitätsverteilung auf, wie es durch den Ansatz der Lichtleiterführung des Pumplichts gewünscht wurde. Insgesamt gesehen erfüllt die Pumpanordnung alle in Kapitel 4.1 geforderten Eigenschaften und eignet sich somit hervorragend für die charakterisierenden Untersuchungen.

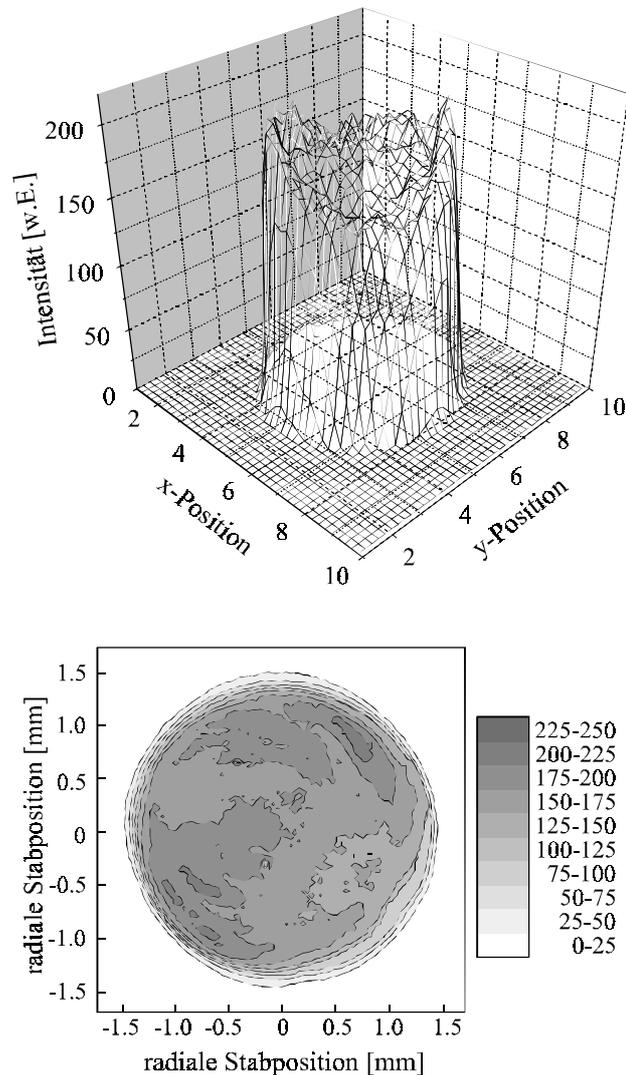


Abb. 5.3: Pumplichtverteilung am Stabende

5.1.2 Verifikation der thermischen Eigenschaften

Die Laserparameter des quasi-3-Niveau-Systems Tm^{3+} :YAG hängen entscheidend von der thermischen Aufladung und den auftretenden absoluten Temperaturen ab. In die angestellten Modellierungen gehen Parameter ein, deren Größenordnung von diesen thermischen Eigenschaften abhängig ist. Hierdurch ist es notwendig, diese Parameter experimentell zu bestimmen, um somit sukzessive das Experiment und die Modellierung einander anzunähern. Darüber hinaus sind diese Angaben zur Verifikation der neuartigen Laserkonfiguration sowie für die Auslegung der Systemparameter relevant. In Kapitel 4.3 wurden thermisch induzierte Effekte

vorgestellt, die durch die Anregung des aktiven Mediums hervorgerufen werden. An dieser Stelle werden die experimentellen Methoden zur Bestimmung dieser Effekte und deren Auswirkungen auf die Lasereigenschaften beschrieben.

5.1.2.1 Depolarisation

Das inhomogene Temperaturprofil und die hierdurch auftretenden Temperaturgradienten induzieren mechanische Spannungen im Laserkristall, welche eine ortsabhängige Doppelbrechung im Laserstab erzeugen (vgl. Kapitel 4.3.1). Ein linear polarisierter Laserstrahl erfährt durch die Doppelbrechung eine Depolarisation. Dieses Phänomen ist besonders für einen angestrebten polarisierten Laserbetrieb nicht zu vernachlässigen, da die auftretenden Verluste einen effizienten Laserbetrieb verhindern können. Außerdem ist durch eine geeignete Bestimmung des Depolarisationsanteils eine erste Abschätzung des Heizwirkungsgrades möglich.

Zur Untersuchung des Depolarisationsanteils wurde der in Abbildung 5.4 skizzierte Versuchsaufbau verwendet. Die Gauß-Mode eines linear polarisierten HeNe-Lasers wurde kollimiert und aufgeweitet, so daß der Laserstabquerschnitt nahezu abgedeckt wurde, ohne daß Beugungsverluste auftraten. Der Vorteil hierbei ist, daß bei der Messung des Depolarisationsanteils in

Abhängigkeit der Pumpleistung nur der Heizwirkungsgrad als Parameter auftritt und die Ortsabhängigkeit herausfällt. Der Laserstab befindet sich zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren, wodurch nur der Anteil der gedrehten Polarisationskomponente auf dem Detektor gemessen wird. Um eine Verfälschung des Meßsignals auszuschließen, wurde das transmittierte Pumplicht durch geeignete Filter unterdrückt. Darüber hinaus wurde der Analysestrahl durch eine Linse auf den Detektor abgebildet, um einen Einfluß der thermischen Linse auf das Meßsignal auszuschließen. Die untersuchten Laserstäbe hatten einen Durchmesser von 3mm und waren über eine Länge von 50mm mit jeweils 2% oder 4% Thulium dotiert. Das durch die Messung erhaltene Verhältnis aus depolarisierter Laserstrahlung zu der gesamten

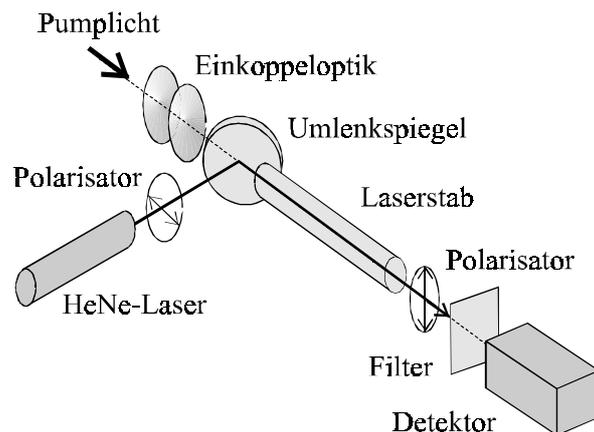


Abb. 5.4: *Prinzipieller Meßaufbau zur Bestimmung der Depolarisation*

ohne Doppelbrechung durch den Laserstab transmittierten Strahlung, ist in Abhängigkeit der Pumpleistung exemplarisch für den vierprozentig dotierten Laserstab in Abbildung 5.5 aufgetragen. Der Kurvenverlauf zeigt deutlich, daß schon ab eingebrachten Pumpleistungen im Bereich von 40W Depolarisationsverluste in der Größenordnung von 10-15% auftreten. Die Ergebnisse für den 2% dotierten Laserstab liegen in der gleichen Größenordnung. In der Konsequenz bedeutet dies, unter Berücksichtigung der abgeschätzten Schwellpumpleistungen im Bereich von 50-100W, daß ein effizienter polarisierter Laserbetrieb für eine derartige Anordnung überaus schwierig ist. Das bedeutet wiederum, daß für einen abstimmbaren oder gütegeschalteten Hochleistungslaserbetrieb auf polarisationsunabhängige Methoden zurückgegriffen werden sollte.

Eine Kurvenanpassung nach den Gleichungen (4.33/4.34) mit dem Heizwirkungsgrad η_{heiz} als Parameter ergibt näherungsweise: $\eta_{heiz} \approx 60\% \pm 10\%$. Dieser hohe Wert (zum Vergleich Nd:YAG: $\eta_{heiz} \approx 35\%$) belegt eindeutig die Notwendigkeit einer guten Kontrolle der thermischen Aufladung des Laserstabes.

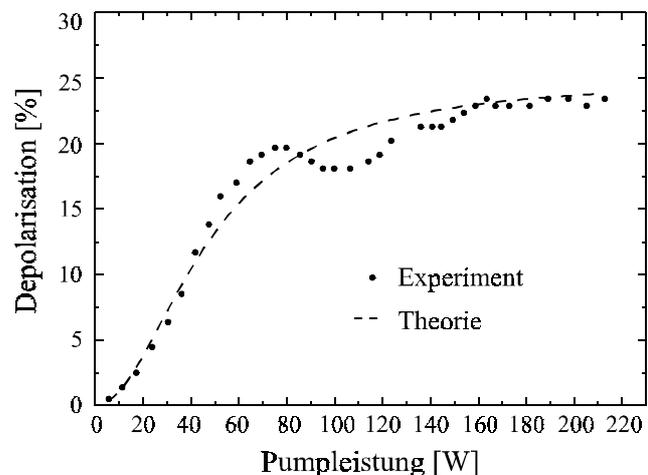


Abb. 5.5: Depolarisationsverluste in Abhängigkeit der Pumpleistung für einen 4%- Tm^{3+} :YAG-Stab

5.1.2.2 Interferometrische Bestimmung des radialen Temperaturprofils

Ein andere unabhängige Art und Weise zur Bestimmung des Heizwirkungsgrades und zur experimentellen Bestimmung des radialen mittleren Temperaturprofils erlauben interferometrische Meßmethoden. Die experimentelle Bestimmung dieser Eigenschaften gibt zusätzlich Auskunft über die Pumplichtverteilung und erlaubt Rückschlüsse für die Modifizierung der Simulationen.

In Kapitel 4.3 wurde dargestellt, daß mit der Änderung des Brechungsindex durch in erster Linie thermische Effekte paraxial im Laserstab laufendes Licht einen optischen Gangunterschied OPD erfährt. Dieser Gangunterschied kann mit Hilfe der Interferometrie bestimmt wer-

den. Für die vorliegende Pumpanordnung bietet sich ein *Michelson-* oder ein *Mach-Zehnder-* Interferometer an. Das *Michelson-* Interferometer würde prinzipiell einen einfacheren experimentellen Aufbau ermöglichen, da zwischen dem Laserstab und der Einkoppeloptik kein Umlenkspiegel eingebracht werden muß. Jedoch muß beachtet werden, daß der Analysestrahl bei einem solchen Aufbau den Laserstab zweimal durchläuft. Diese Eigenschaft findet unter anderem Beachtung, weil die planparallelen Stabendflächen aufgrund ihres Reflexionsgrades für die Testwellenlänge ein zusätzliches *Fabry-Perot-* Interferometer bilden. Im Experiment wurde eine starke Überlagerung der Interferogramme beobachtet, wodurch eine zuverlässige Auswertung erschwert wurde. Aus diesem Grund wurde für die Untersuchungen ein *Mach-Zehnder-* Interferometer gewählt.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt. Um den gesamten Stabquerschnitt zu erfassen wurde der Gauß-Mode eines HeNe-Lasers in der Weise aufgeweitet und kollimiert, so daß noch keine Beugungseffekte beobachtet wurden. Als Strahlteiler und Umlenkspiegel dienten Interferometerspiegel mit hoher optischer Qualität für die Testwellenlänge von 633nm. Die durch den Pumpprozeß auftretende thermische Linse

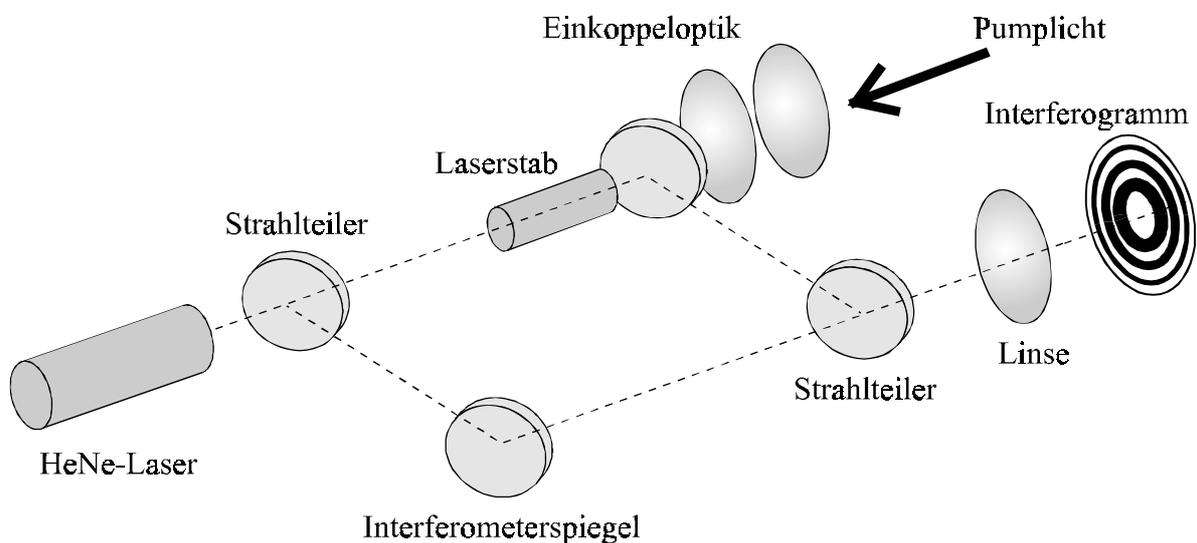


Abb. 5.6: Darstellung des interferometrischen Meßaufbaus zur Bestimmung des radialen mittleren Temperaturprofils

beeinflusst gravierend den Strahlverlauf in dem Meßinterferometerarm. Hierdurch ergibt sich auf der für die Aufnahme der Interferogramme eingesetzten CCD-Kamera eine Überlagerung aus Intensitätsverteilungen unterschiedlicher Fläche. Zum Ausgleich dieses Effektes wurde eine

Linse eingesetzt, welche die Abbildung der Verteilung auf einer Stabendfläche mit einer kongruenten Fläche im Referenzarm erlaubt.

Die Berechnung der radialen mittleren Temperaturverteilung erfolgt über den radialen optischen Gangunterschied $OPD(r)$ mittels Gleichung (4.26). Die Anwendung von Gleichung (4.26) erfordert die Kalibrierung des Meßaufbaus und hierzu die Kenntnis der in Kapitel 4.3.1 eingeführten Materialkonstanten χ . Eine Methode zur Bestimmung dieser Konstanten ist die Bestimmung des optischen Gangunterschieds für eine bekannte Temperaturdifferenz. Zu diesem Zweck wurde die Kristalltemperatur im ungedumpten Zustand über eine langsame Veränderung der Kühlwassertemperatur variiert. Durch die Anzahl der Intensitätswechsel im Interferenzstreifenmuster bis zur erneuten Einstellung des thermischen Gleichgewichts, ist der optische Gangunterschied für eine bestimmte Temperaturdifferenz zu berechnen. Durch dieses Verfahren wurde ein Mittelwert für χ zu $\chi=(16\pm 2)\cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bestimmt.

Die experimentelle Bestimmung des radialen mittleren Temperaturprofils wurde mit Hilfe der Interferogramme für verschiedene Pumpleistungen durchgeführt. Die Anzahl der Intensitätswechsel im Interferogramm bis zur Einstellung des thermischen Gleichgewichts eignet sich für die Berechnung der auftretenden mittleren Temperaturen im Laserstab. Die Anzahl der Ringe im Interferogramm gibt Auskunft über den radialen mittleren Temperaturgradienten im Laserstab. Exemplarisch für diese Messung sind in Abbildung 5.7 die Interferogramme für eine Pumpleistung von 150W für einen 2% bzw. 4% dotierten Tm^{3+} :YAG Laserstab mit den Abmaßen $\varnothing 3\text{mm} \times 62\text{mm}$ (50mm dotierter Bereich) dargestellt. Das obere Interferogramm für den vierprozentig dotierten Stab weist im Vergleich deutlich mehr Interferenzringe auf. Dies deutet auf einen stärkeren Temperaturgradienten hin. Zum anderen sind deutlich symmetrische Verzerrungen in den vier Quadranten zu erkennen. Diese Verzerrungen können als Abberationen der thermischen Linse interpretiert werden, welche durch ein inhomogenes Temperaturprofil entstehen. Die Aufnahmen für höhere Pumpleistungen ließen eine deutliche Verstärkung der Abberationen erkennen. Diese Abberationen wirken sich unmittelbar auf die Strahlqualität der extrahierten Laserstrahlung aus, wodurch die Strahlführung oder Faserkopplung durchaus erschwert werden kann. Das Interferogramm für den niedriger dotierten Laserstab weist einen geringeren Temperaturgradienten auf, und Abberationen sind bis zu einer Pumpleistung von 250W fast nicht zu erkennen. Die Interferogramme sind sehr rotationssymmetrisch. Dies ist ein Nachweis für die überaus homogene radiale

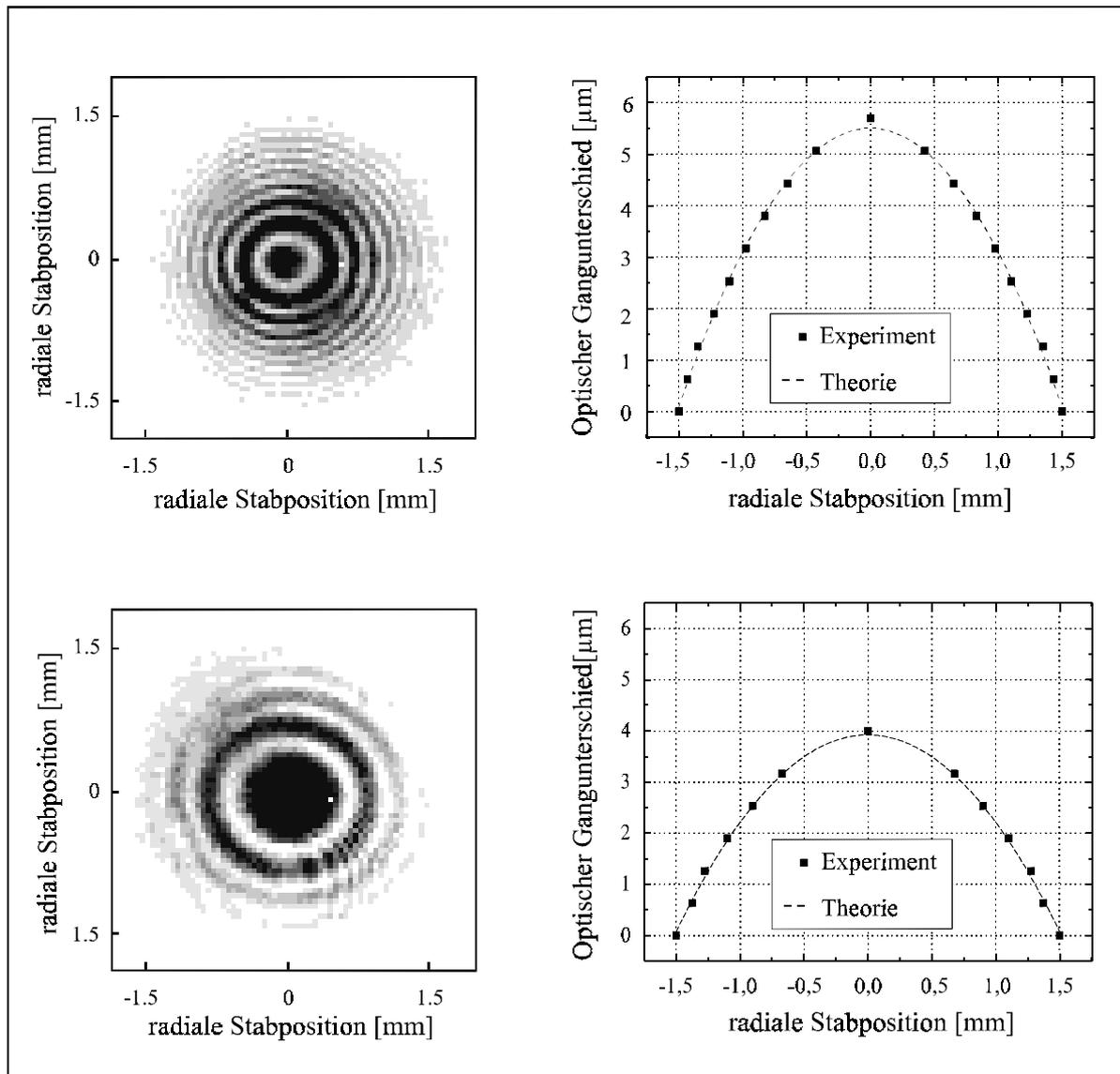


Abb. 5.7: Gemessene Interferogramme und optische Gangunterschiede für eine Thulium-Dotierung von 4% (oben) bzw. 2% (unten) bei einer Pumpleistung von 150W

Pumplichtverteilung. Folglich sollte das Laserstrahlprofil ebenfalls symmetrisch sein. Im rechten Teil der Abbildung sind die aus den jeweiligen Interferogrammen abgeleiteten radialen optischen Gangunterschiede aufgezeigt. Die Abweichungen der Werte vom Parabelfit kennzeichnen die Abweichungen von der im Idealfall parabelförmigen Temperaturverteilung. Hierbei treten, wie es aus den Interferogrammen zu erwarten war, größere Abweichungen für den 4%-Tm³⁺:YAG-Stab auf. Die zur Stabachse zunehmenden Abweichungen sind auf die temperaturabhängige Abnahme der Wärmeleitfähigkeit von dem Wirtsmaterial YAG zurückzuführen. Die größeren optischen Gangunterschiede bewirken zudem eine stärker

thermische Linsenwirkung, d.h. kleinere thermische Brennweiten, wodurch die Resonator-konzipierung eingeschränkt werden kann.

Die abgeleiteten optischen Gangunterschiede aus Abbildung 5.7 ermöglichen im weiteren die Berechnung der radialen mittleren Temperaturverteilung mit Hilfe der Gleichung (4.26). Die Ergebnisse für die verschiedenen Laserstäbe im Vergleich mit den Modellberechnungen sind in Abbildung 5.8 illustriert. Die Pumpleistung bei den Modellierungen betrug 150W und der Heizwirkungsgrad wurde auf 60% fixiert, da hiermit die besten Übereinstimmungen erzielt

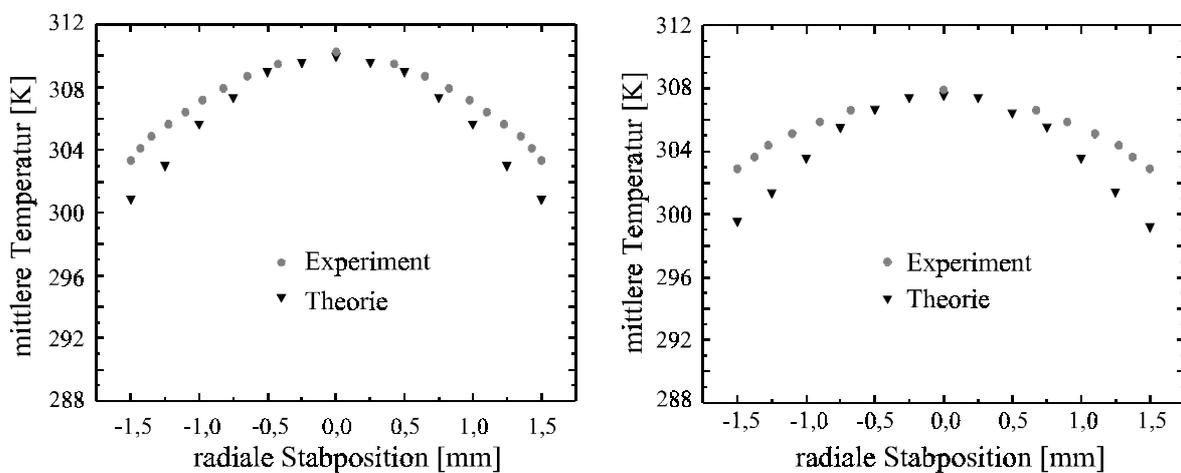


Abb. 5.8: Vergleich der simulierten mit der gemessenen mittleren radialen Temperaturverteilung für die 4%-Dotierung (links) und 2%-Dotierung (rechts)

wurden. Die Kühlwassertemperatur belief sich im Experiment und in der Theorie auf 288K. Die über die Laserstablänge mittleren Temperaturen wurden anhand analoger Berechnungen, wie sie in Abbildung 4.11 dargestellt sind, für die Pumpleistung von 150W simuliert. Die maximal erreichten Temperaturen von ca. 310K bzw. ca. 308K auf der Stabachse werden für beide Fälle durch die Modellierung gut beschrieben. Die zunehmenden Abweichungen in Richtung des Stabrandes sind auf die schlecht zu simulierende Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Yttrium-Aluminium-Granat und des Wärmeübergangskoeffizienten zum Kühlmittel zurückzuführen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind Abweichungen in dieser Region vollauf zu vertreten. Darüber hinaus wird auch der Temperatursprung im Bereich von 12-16K am Übergang zwischen Laserstab und Kühlwasser gut beschrieben. Die Modellierungen (vgl. Abbildung 4.11) wiesen deutlich höhere absolute Temperaturen im Einkoppelbereich des Stabes für höhere Dotierungen aus. Dieser Effekt wird, über die gesamte

Stablänge gesehen, nicht ausgeglichen und resultiert in insgesamt höheren mittleren Temperaturen (vgl. Abbildung 5.8).

Bei den vergleichenden Untersuchungen wurden die Pumpleistungen in identische Laserstabvolumina eingebracht. Jedoch wirkt sich offensichtlich das axial sehr inhomogene Temperaturprofil im Fall der höheren Dotierung von 4%, wie es auch in Kapitel 4.3.2 modelliert wurde, derartig aus, daß stärkere Aberrationen und kleinere thermische Brennweiten resultieren. Die thermischen Untersuchungen favorisieren also aufgrund der insgesamt homogeneren Temperaturverteilung Thulium-Dotierungskonzentrationen von 2%. Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen sind hierbei konform und zeichnen sich durch eine hinreichend genaue Übereinstimmung aus. Der approximierter Heizwirkungsgrad von $\eta_{\text{heiz}} \approx 60\%$ wurde über zwei unabhängige Methoden bestimmt. Die Kontrolle der hieraus folgenden hohen thermischen Aufladung und auftretender Aberrationen ist durch niedrige Dotierungskonzentrationen erreichbar. Die in Kapitel 4 diskutierten Vorteile der Anregungsgeometrie sowie die Modellierungen zur Temperaturverteilung werden durch die experimentellen Ergebnisse untermauert. Die gewonnenen Erkenntnisse erlauben die weitere Konzipierung des Lasersystems. Darüber hinaus kann, durch die systematische Charakterisierung der laserspezifischen Kenndaten, die Modellierung des Laserprozesses weiter verbessert werden.

5.1.3 Untersuchung der laserspezifischen Kenndaten

Die Berechnungen zur Laserschwelle und die Simulationen zur Temperaturverteilung unter Kapitel 4, haben starke Abhängigkeiten der Lasereigenschaften von der Stabgeometrie sowie der Dotierungskonzentration aufgezeigt. Die thermischen Abhängigkeiten wurden durch die in Kapitel 5.1.2 diskutierten Experimente bestätigt. Aus diesem Grund orientieren sich die weiteren experimentellen Untersuchungen an der Charakterisierung der Lasereigenschaften hinsichtlich dieser Parameter. Im Mittelpunkt steht hierbei auch der Vergleich der unterschiedlichen Anordnungen im Bezug auf die thermische Linse und die Strahlqualität. Die erarbeiteten Grundlagen bieten die Basis zur Steigerung von Ausgangsleistung und Effizienz des Lasersystems.

5.1.3.1 Kristallparameter

Im Rahmen der Untersuchungen wurden Laserstäbe mit Durchmessern von 2mm bis 3mm und Stablängen von 40mm bis 70mm untersucht. Die Dotierungen betragen 2% bzw. 4%. Darüber hinaus wurden ausschließlich Laserstäbe mit undotierten Stabenden für die Laserexperimente verwendet, da die Simulationen und auch die Experimente zum thermischen Verhalten aufzeigten, daß bei diesem Konzept derartige Laserstäbe aufgrund der hohen Leistungsdichten am Stabanfang und die hiermit verbundenen hohen Temperaturen bzw. induzierten mechanischen Spannungen unerlässlich sind.

Um möglichst aussagekräftige Ergebnisse in Abhängigkeit der Kristallparameter zu erhalten, wurden identische optische Beschichtungen auf die Stirnflächen der Laserstäbe aufgebracht. Für den Wellenlängenbereich um $2\mu\text{m}$ ist eine möglichst identische Beschaffenheit der Beschichtungen überaus wichtig. Der in vielen Laseranwendungen ausgenutzte Wechselwirkungsmechanismus der Wasserabsorption bildet hingegen für die optischen Beschichtungen eine hohe Belastung während des Laserprozesses. Die Packungsdichte der Beschichtungsmaterialien muß möglichst hoch sein, um Wassereinlagerungen zu reduzieren, denn dieses Wasser dient als Absorptionskeim und kann zur Zerstörung der Beschichtung führen. Die Zerstörungsschwellen der Beschichtungen für den $2\mu\text{m}$ -Bereich sind um einige Faktoren niedriger als vergleichbare optische Beschichtungen für den Nd:YAG-Laser bei $1.06\mu\text{m}$. Die Zerstörungsschwellen und die spektralen Charakteristika der aufgetragenen Beschichtungen müssen hierdurch bei der Systementwicklung Beachtung finden. Insbesondere die bei diesem Laserkonzept verwendete kombinierte Beschichtung für das Laserlicht und das Pumplicht auf der resonatorinternen Stirnfläche des Laserstabes, muß gute Antireflexions- bzw. Reflexionseigenschaften aufweisen und niedrige Absorptionen besitzen. Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laserstäbe besaßen Beschichtungen deren Reflexionsgrad für das Pumplicht $R_p \approx 0.8$ und für das Laserlicht $R_{las} < 0.01$ betrug.

Die experimentellen Untersuchungen an den verschiedenen Laserstäben wurden mit dem in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Aufbau durchgeführt. Die Pumpanordnung ermöglicht durch geringfügige Änderungen der Einkoppeloptik die Auslegung des Systems für kleine Stabdurchmesser im Bereich von 2mm. Zudem reicht die mit diesem Aufbau zur Verfügung stehende Pumpleistung für erste vergleichende Untersuchungen vollständig aus.

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse beschränken sich der Übersicht halber auf speziell ausgewählte Kristallparameter, die jedoch das Laserverhalten vollständig beschreiben. Andere Kristallparameter lieferten konsistente Ergebnisse.

In Tm^{3+} :YAG treten dotierungsabhängige Wechselwirkungsprozesse zwischen den aktiven Ionen auf (Kapitel 3). Der dominierende Prozeß ist hierbei die Tm-Kreuzrelaxation. In der Literatur werden die Mindestdotierungen auf 3% beziffert, um eine Pumpquanteneffizienz von 200% zu erhalten. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellierungen zeigten unter Berücksichtigung dieses Effektes jedoch einen Vorteil bei den Dotierungen um 2%. Um die gestellten Voraussetzungen der Theorie zu erfüllen, wurden jedoch erste Laserexperimente mit einer Thulium-Dotierung von 4% durchgeführt. Eine nach den Abschätzungen geeignete Laserstablänge wurde auf 50mm festgesetzt und der Stabdurchmesser betrug 3mm. Die den Laserstab umfließende Kühlmitteltemperatur belief sich auf 288K. Diese Temperatur wurde gewählt, weil bei dieser Größenordnung noch keine Wasserkondensation am Laserkopf zu erwarten ist und somit zusätzliche Maßnahmen zur Isolation des Systems, gerade im Hinblick auf kompakte unkomplizierte Gesamtsysteme, nicht erforderlich sind. In Abbildung 5.9 werden die Abschwächkurven des Systems für den

kontinuierlichen Laserbetrieb wiedergegeben. Der Parameter dieser Messung ist der Transmissionsgrad T des Auskoppelspiegels. Mit zunehmendem Auskoppelgrad steigt die Laserschwelle von 100W bis zu ca. 180W an. Der differentielle Wirkungsgrad lag zwischen 20% und 30%. Die höchsten Ausgangsleistungen betragen über 25W. Der Kurvenverlauf weist noch keine Sättigungseffekte bezüglich der Verstärkung auf. Ebenso sind noch keine thermischen Begrenzungen der Ausgangsleistung oder des differentiellen Wirkungsgrades zu erkennen. Das heißt, die Ausgangsleistung sollte in diesem Fall nur durch die zur Verfügung

stehende Pumpleistung begrenzt sein. Die höchsten Ausgangsleistungen wurden mit planen

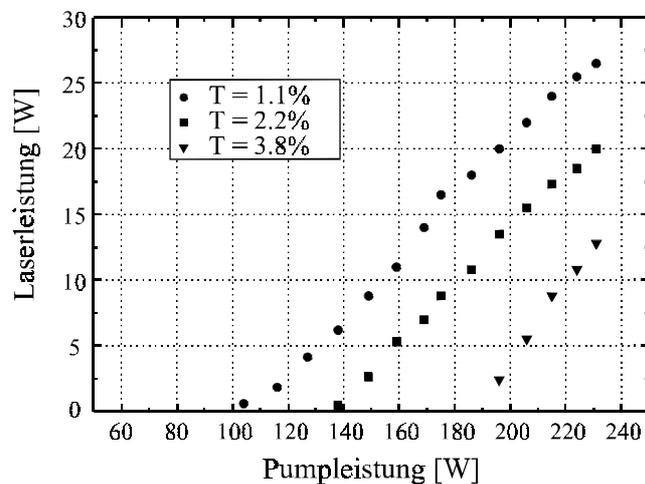


Abb. 5.9: Abschwächkurven für einen 4% Tm^{3+} :YAG-Laserstab mit einem Durchmesser von 3mm. Aufgenommen für verschiedene Auskoppelgrade

Resonatorspiegeln erzielt. Annähernd gleiche Ergebnisse lieferten Krümmungsradien im Bereich von 1000mm. Die Limitationen ergeben sich aus den für die unterschiedlichen Resonatoren auftretenden Beugungsverluste, welche sich durch das Zusammenspiel aus den transversalen Resonatormoden und dem Einfluß der sich ausbildenden thermischen Linse auf die Moden zurückzuführen sind. Im Verlauf der Untersuchungen traten partielle Zerstörungen der optischen Stabbeschichtungen für kleine Auskoppelgrade bis 2.2% auf, welche auf die hohen resonatorinternen Laserintensitäten zurückzuführen sind. Ein *Spiking*-Verhalten mit extremen Leistungsüberhöhungen beim Anschwingen des Laserprozesses, die zur Zerstörung führen könnten, wurde nicht beobachtet. Aus diesem Grund sollten die Auskoppelgrade für einen dauerhaften Laserbetrieb oberhalb von 4% liegen. Ebenso wurden die meisten weiterführenden Experimente mit Spiegeltransmissionen oberhalb dieses Bereiches durchgeführt, um eine Verfälschung der Ergebnisse durch kontinuierlich schlechter werdende optische Beschichtungen zu vermeiden.

Ein weiterer Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf der Verifizierung des Modells zur Abschätzung der Laserschwelle und des differentiellen Wirkungsgrades. Hierdurch wird die Simulation und die Abschätzung erreichbarer Laserkenndaten ermöglicht. Darüber hinaus können durch ein optimiertes Modell Parameter erfaßt werden, die durch direkte experimentelle Methoden nur kompliziert oder gar nicht bestimmt werden können. Beispiele hierfür sind zum Beispiel der Modenüberlapp η_{mode} aus Pumplicht und Laserlicht, oder der Beugungs- und Streuverluste im Lasermedium zusammenfassende Faktor V^2 . Der Modenüberlapp ist besonders aufschlußreich für die Energieextraktion aus dem Lasermedium.

Ein Vergleich der experimentellen Werte mit den berechneten Schwellpumpleistungen in Abhängigkeit der Spiegeltransmission nach Gleichung (4.16) ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Meßwerte wurden für einen 50mm langen 4% dotierten Laserstab mit Stabradien von 1.0mm bzw. 1.5mm aufgetragen. Die beste Übereinstimmung wurde für einen Verlustfaktor V^2 von 0.985 bis 0.99 erhalten, d.h. es wurden Verluste von 1-1.5% pro Umlauf angenommen. Die Fluoreszenzlebensdauer τ wurde auf 11ms fixiert. Dieser Wert ergab sich im Mittel bei unabhängigen Lebensdauermessungen. Eine Pumpleistungsabhängigkeit, wie es von Tm,Ho-dotierten Festkörperlasern bekannt ist, konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit im vorliegenden Fall nicht festgestellt werden. Die Abnahme der Lebensdauer in Tm,Ho-Kristallen wird auch im wesentlichen auf die ineffizienteren Energietransferprozesse zwischen den Thulium und

Holmium Ionen zurückgeführt [Fal94]. Die weiteren in die Berechnungen eingehenden Konstanten wurden in den vorangegangenen Kapiteln dargelegt. Insbesondere die temperaturabhängigen Faktoren wurden nach den im Kapitel 5.1.2.2 mittleren Temperaturen ermittelt. Die Abhängigkeit der Laserschwelle vom Stabradius wird gut wiedergegeben. Die Laserschwelle für einen Radius von 1.0mm liegt mit 50-100W in einem deutlich niedrigeren Bereich als für den Radius von 1.5mm. Dieser Unterschied fällt in

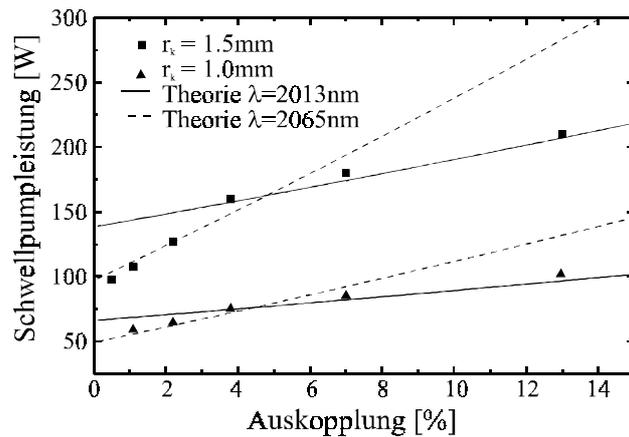


Abb. 5.10: Vergleich der berechneten und gemessenen Schwellpumpleistungen in Abhängigkeit der Auskopplung für einen 4% Tm^{3+} :YAG-Stab. Aufgetragen sind die Werte für verschiedene Stabradien und Laserwellenlängen

erster Linie für hohe Auskoppelgrade ins Gewicht, da die verfügbare Pumpleistung schnell erreicht wird und somit nur noch geringe Ausgangsleistungen erzielt werden können. Die berechnete sowie experimentell beobachtbare erforderliche Schwellpumpleistung für geringste bis verschwindende Resonatorverluste ist durch die notwendige Überwindung der Reabsorption zu erklären. Bemerkenswert ist die Konformität der wellenlängenabhängigen Berechnung der Laserschwelle mit den Meßwerten. Die simultane Überprüfung der Laserwellenlängen mit Hilfe eines Monochromators zeigte den schon in Kapitel 4 dargelegten Einfluß des Auskoppelgrades auf die Laserwellenlänge. Spiegeltransmissionen unter 3% führten zur Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 2065nm. Für Transmissionen oberhalb von 6% oszillierte der Laser ausschließlich bei 2013nm. Im Übergangsbereich konnte auch die gleichzeitige Oszillation verschiedener Wellenlängen beobachtet werden. Hierbei spielte auch die pumpleistungsabhängige Verstärkung eine Rolle, so daß mit größerer Verstärkung eine Wellenlängenverschiebung zum Kurzwelligen beobachtet werden konnte. Diese Verschiebung konnte in den anderen Auskopplungsbereichen weder bei dem 2mm-Stab noch bei dem 3mm-Laserstab festgestellt werden. In diesen Bereichen liegen die Schwellpumpleistungen der Übergänge soweit auseinander, daß aufgrund der homogenen Verbreiterung des aktiven Lasermediums die Inversion vollständig durch den zuerst anschwingenden Übergang abgebaut wird.

Das beschriebene Laserverhalten und die erkennbare Spreizung der jeweils entsprechenden Kurvenverläufe für die verschiedenen Stabradien bzw. Durchmesser, ist durch die Reabsorptionverluste und die Verhältnisse der Emissionswirkungsquerschnitte zueinander zu begründen. Hohe Auskopplungen in Verbindung mit den wellenlängenabhängigen Reabsorptionverlusten ermöglichen nur noch die Oszillation von Übergängen mit höherer Verstärkung, also größeren Emissionswirkungsquerschnitten. Niedrige Resonatorverluste erlauben jedoch das Anschwingen von Übergängen mit niedrigerer Verstärkung, aber auch niedrigeren Reabsorptionsverlusten (vgl. Kapitel 3).

Die bereits oben diskutierten Abschwächkurven (Abbildung 5.9) weisen eine Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsgrades von der Auskopplung auf. Die theoretische Evaluierung des maximal erreichbaren differentiellen Wirkungsgrades ist für die Auslegung eines effizienten Hochleistungslasersystems von entscheidender Bedeutung. Die Abschätzung dieses Parameters wird in Rückkopplung mit den experimentellen Ergebnissen unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.18 gestattet. Die obere Grenze wird hiernach unter Voraussetzung eines verlustfreien Resonators und eines vollständigen Modenüberlapps durch die Pumpquanteneffizienz η_p , den *Stokes-Shift* und die in den Laserstab eingebrachte Pumpenergie bestimmt². In Abbildung 5.11 ist exemplarisch das Ergebnis dieser Untersuchungen für verschiedene 4% dotierte Tm^{3+} :YAG Laserstäbe mit unterschiedlichen Durchmessern aufgezeigt. Bei der Approximation der im Versuch ermittelten differentiellen Wirkungsgrade traten nur der Verlustfaktor V^2 und der bisher unbekannte Parameter η_{mode} auf. Die gemessenen Werte für den 3mm-Stab

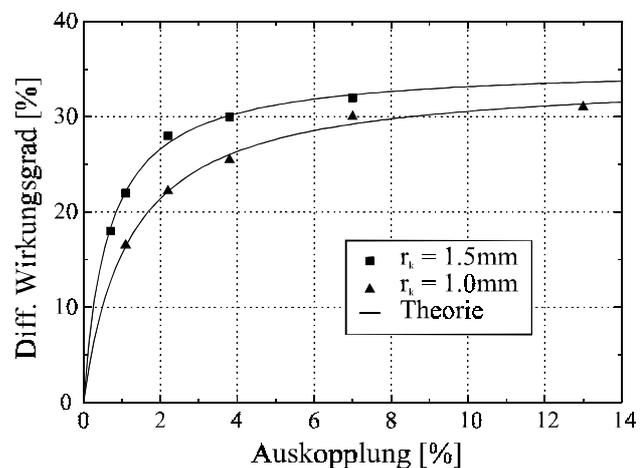


Abb. 5.11: Differentielle Wirkungsgrade für Laserstäbe mit einem Durchmesser von 2mm bzw. 3mm (4% Thulium)

² In Gleichung 4.18 wird dieser Energieanteil durch den Absorptionskoeffizienten und die Laserstablänge bestimmt

liegen insgesamt oberhalb der Werte für den 2mm-Stab. Dieses Verhalten ist auf die stärkeren Beugungsverluste des 2mm-Stabes aufgrund der kleineren Apertur zurückzuführen. Desweiteren wirkt der Stab auch als Blende für die transversalen Moden. In der Folge bedeutet dies eine höhere Energieextraktion aus dem Lasermedium mit dem größeren Durchmesser. Der Fit nach Gleichung 4.18 ergibt für den 3mm-Stab für die Parameter Werte in der Größenordnung von $\eta_{mode}=71\%$ und $V^2=0.99$. Für den 2mm-Stab liegen die Parameter bei $\eta_{mode}=68\%$ und $V^2=0.98$. Da die Laserstäbe sowie die optischen Beschichtungen die gleiche optische Qualität besaßen, bestätigen die Ergebnisse die obigen Ausführungen bezüglich der Beugungsverluste.

Die bisherigen Resultate zeigen grundsätzlich zwei verschiedene Auslegungen des Lasersystems auf. Für Systeme niedriger Leistung und im Falle geringer verfügbarer Pumpleistungen bieten sich Laserstäbe von kleinem Durchmesser an, da die Schwellpumpleistungen deutlich niedriger sind. Die niedrigeren differentiellen Wirkungsgrade können für derartige Systeme noch vertreten werden, weil aufgrund der niedrigen Laserschwelle im unteren Leistungsbereich ($\leq 10W$) die Kenndaten vergleichbar sind. Zudem sind leistungsschwächere Pumpquellen im Vergleich kostengünstiger. Ein Aspekt der bei einer industriellen Anwendung sicherlich nicht zu vernachlässigen ist. Für Hochleistungssysteme, wie sie als Ziel dieser Arbeit definiert wurden, bietet sich ein Stabdurchmesser von 3mm an. Es wurde gezeigt, daß die Ausgangsleistung des Systems lediglich durch die verfügbare Pumpleistung limitiert wird. Höhere Pumpleistungen erfordern jedoch neuartige Pumpquellen mit Diodenlaseranordnungen, welche derzeit eine große emittierende Fläche besitzen. In der Konsequenz bedeutet dies hohe Ansprüche an die Einkoppeloptik, die jedoch durch eine an die Anforderungen angepaßte Stabquerschnittsfläche reduziert werden können (siehe hierzu auch Kapitel 5.2). Aus diesem Grund wurden die weiteren Untersuchungen an Laserstäben mit einem Durchmesser von 3mm durchgeführt.

Neben dem Stabdurchmesser wirken sich nach den theoretischen Untersuchungen auch die Dotierungskonzentration an aktiven Ionen und die Stablänge auf die Lasereigenschaften aus. Im folgenden werden die diesbezüglich angestellten Untersuchungen diskutiert.

Die Experimente wurden aus Gründen der Konsistenz mit den vorangegangenen Untersuchungen mit einem 3mm-Stab und einer Länge von 50mm durchgeführt. Abbildung 5.12 zeigt zum Vergleich die Abschwächkurven für die verschiedenen Dotierungen von 2% und 4%. Für die Auskopplung wurde jeweils ein Transmissionsgrad von 2.2% gewählt. Diese Größenord-

nung stellt einen Kompromiß zwischen einer zu befürchtenden Zerstörung der optischen Beschichtung und den erzielbaren Ausgangsleistungen dar. Die Laserschwelle für eine Dotierung von 2% liegt ungefähr bei 60% der benötigten Schwellpumpleistung für eine Thulium-Dotierung von 4%. Der differentielle Wirkungsgrad von über 25% ist für beide Systeme erzielt worden. Die niedrigere Laserschwelle ermöglicht hierdurch bei gleicher Pumpleistung höhere Ausgangsleistungen. Bei maximaler Pumpleistung liegt diese Leistungssteigerung bei ca. 150%. Sättigungseffekte sind auch bei diesem System noch nicht zu erkennen. Dieses Verhalten ist von den deutlich geringeren Reabsorptionsverlusten abzuleiten, denn diese Verluste steigen nach der Theorie linear mit der Dotierungskonzentration an (siehe Gleichung 4.16). Hierdurch favorisiert sich die Thulium-Dotierung von 2% klar für die Skalierung der Ausgangsleistung. Ein Vorteil stellt hierbei auch die Möglichkeit der Verwendung größerer Transmissionsgrade dar, da somit die resonatorinternen Belastungen der optischen Komponenten reduziert werden und eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung möglich sein sollte. Abbildung 5.13 illustriert in diesem Zusammenhang die experimentell und theoretisch erhaltenen Schwellpumpleistungen. Zum besseren Vergleich sind die Resultate für den vierprozentig dotierten Laserstab aufgetragen. Der Unterschied der Schwellpumpleistungen vornehmlich bei hohen

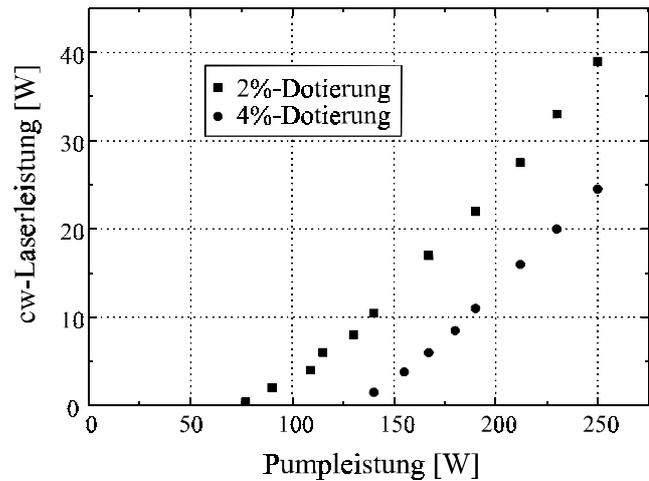


Abb. 5.12: *Abschwächkurven für ein Tm^{3+} :YAG-Lasersystem mit einer Dotierung von 2% bzw. 4%. Der Auskoppelgrad betrug jeweils 2.2%*

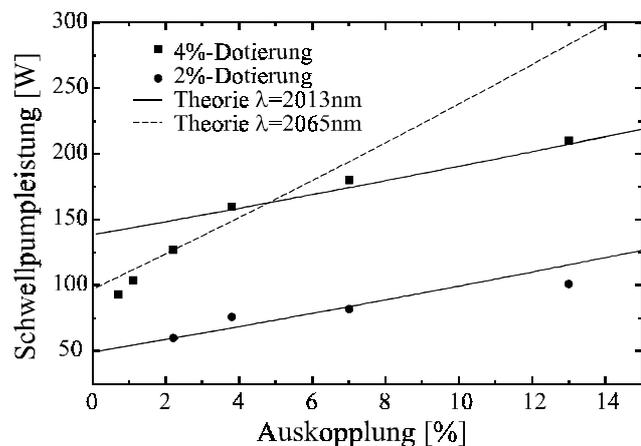


Abb. 5.13: *Dargestellt sind die Schwellpumpleistungen für unterschiedliche Dotierungen, aber identischen Laserstabgeometrien*

Auskoppelgraden liegt in einer Region von über 200%. Diese Größenordnung zeigt deutlich den immensen Einfluß der Reabsorption auf die Laserkenndaten bei diesem System.

In Kapitel 4 wurde bereits gezeigt, daß die wellenlängenabhängige Betrachtung der Schwellpumpleistung für eine zweiprozentige Dotierung für die Emissionswellenlänge bei 2013nm die niedrigsten Werte annimmt (vgl. Abbildung 4.6). Diese Aussage konnte durch die Bestimmung der Laserwellenlänge erhärtet werden. Der Laser oszillierte ausschließlich bei einer Wellenlänge im Bereich von 2010nm bis 2013nm. Eine pumpleistungsabhängige Verschiebung der Laserwellenlänge konnte zu keinem Zeitpunkt beobachtet werden.

Die bestimmten differentiellen Wirkungsgrade des Lasersystems sind in Abbildung 5.14 veranschaulicht. Die erzielten Daten liegen schon für Auskopplungen um 2% bei nahezu 30% und steigen bis fast 35% für Auskoppelgrade

um 13% an. Hiermit liegen die Werte geringfügig über den erreichten Werten mit einer Thulium-Dotierung von 4%. Der Fit nach Gleichung 4.18 ergibt die folgenden Ergebnisse für die Parameter: $\eta_{mode}=77\%$, $V^2=0.99$. Der Verlustfaktor V^2 liegt hiernach in einem übereinstimmenden Maß mit dem 4% Tm:YAG Stab. Der Modenüberlapp liegt jedoch um ca. 6% höher. Dies begründet die leicht höheren differentiellen Wirkungsgrade durch eine stärkere Energieextraktion aus dem aktiven Medium. Die

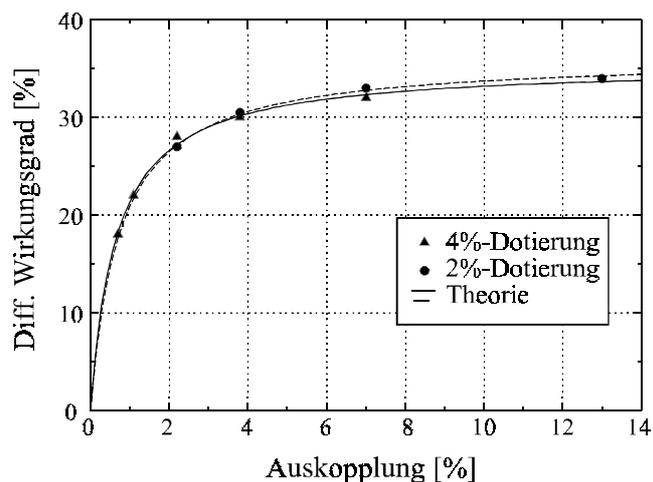


Abb. 5.14: Vergleichende Darstellung der differentiellen Wirkungsgrade für unterschiedliche Dotierungen

Ursache hierfür kann bei der Auswirkung der thermischen Linse auf das Modenprofil gefunden werden. Die thermischen Simulationen und die zugehörigen experimentellen Ergebnisse ergaben stärkere optische Gangunterschiede und damit kleinere Brennweiten der thermischen Linse für die 4%-Dotierung. Hierdurch kommt es zu einer stärkeren einschnürenden Wirkung des Modenprofils und hiermit zur Verschlechterung des Modenüberlapps. Darüber hinaus kann aus den theoretischen Abschätzungen geschlossen werden, daß für den Fall niedriger Dotierungen die Rückreflexion des Pumplichts in den Laserstab bedeutungsvoll ist. Ohne diesen zusätzlichen Term zur Rückreflexion können die Meßdaten nicht physikalisch sinnvoll angenä-

hert werden. Im anderen Fall der hohen Dotierung erbrachte dieser Zusatzterm keine entscheidenden Veränderungen, da der Großteil der eingekoppelten Pumpleistung beim ersten Durchgang absorbiert wurde. Hier würden erst merkliche Veränderungen für kürzere Stablängen auftreten. Auf diese Weise würde jedoch die thermische Aufladung signifikant ansteigen, wodurch derartige Laserstäbe von vornherein aus den Betrachtungen ausscheiden.

Im Gegensatz hierzu ist die Charakterisierung unterschiedlicher Stablängen für die 2%-Dotierung durchaus sinnvoll. Die Reduzierung der Dotierungskonzentration auf 2% erbrachte drastische Senkungen der Laserschwelle und höhere Ausgangsleistungen aufgrund minimaler Reabsorptionsverluste. Die Simulationsrechnungen erbrachten auch für längere Laserstäbe in diesem Zusammenhang keine wesentlichen Nachteile. Aus diesen Gründen wurden Versuche mit Stablängen zwischen 40mm und 60mm durchgeführt. Die Resultate sind beispielhaft für die Stablängen 40mm und 60mm in Abbildung 5.15 dargestellt. In den Diagrammen ist zum einen die Schwellpumpleistung und zum anderen die zugehörige maximal erzielte Laserleistung im kontinuierlichen Betrieb bei einer Pumpleistung von 250W aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß sich kürzere Laserstäbe durch niedrigere Schwellpumpleistungen auszeichnen. Die Erklärung dieses Phänomens liegt bei der linearen Abhängigkeit der Reabsorption von der Kristalllänge. Die Differenz der Schwellpumpleistung für die verschiedenen Stablängen ist relativ gesehen mit 5-10W nicht sehr hoch, was in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen für die 2%-Dotierung steht.

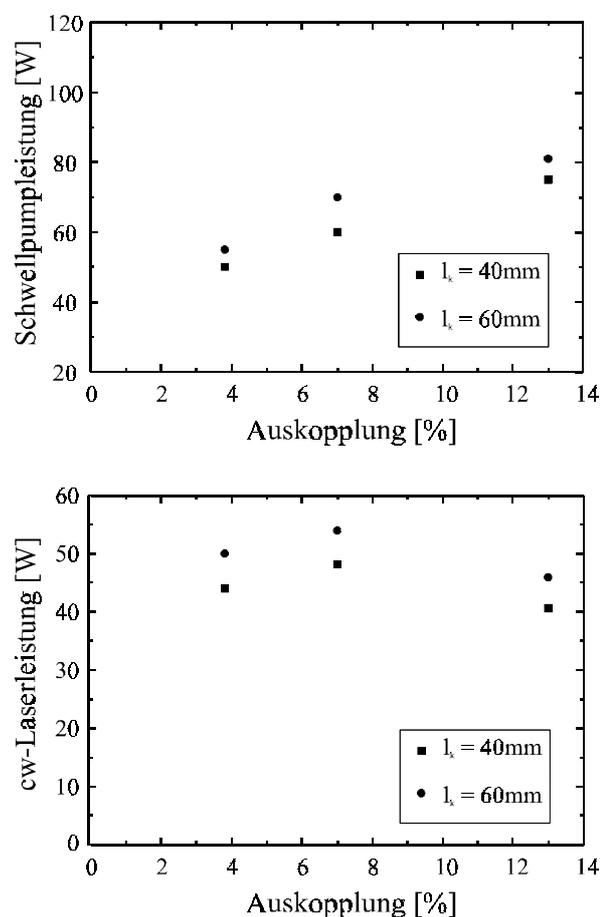


Abb. 5.15: Schwellpumpleistung (oben) und Laserleistung (unten) für 2%-Tm³⁺:YAG-Laserstäbe von unterschiedlicher Länge

Höhere Ausgangsleistungen werden mit den längeren Laserstäben erzielt. Die Ursache kann durch das größere Kristallvolumen veranschaulicht werden. Die induzierte Laseremission erfährt durch das relativ homogen ausgeleuchtete aktive Medium eine größere Verstärkung bzw. kann eine größere Inversion abbauen. Auf diese Weise wird die extrahierte Laserleistung angehoben. Darüber hinaus konnte für das Lasersystem, mit den zur Verfügung stehenden Spiegeln, die optimale Auskopplung auf 7% bestimmt werden. Die erzielte Ausgangsleistung betrug über 50W. Vorteilhaft stellt sich die höhere Spiegeltransmission auch für die Belastungen der resonatorinternen optischen Beschichtungen dar, so daß eine Zerstörung derselbigen auch bei einem dauerhaften Laserbetrieb nicht aufgetreten ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch die diskutierten Experimente eine Laserkonfiguration herausgearbeitet werden konnte, die das Potential zur weiteren Leistungssteigerung bietet. Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen waren im Rahmen der gemachten Voraussetzungen hinreichend konsistent. Die höchsten Ausgangsleistungen und zugleich sehr niedrige Schwellpumpleistungsdichten konnten für eine Thulium Dotierungskonzentration von 2% erlangt werden. Jegliche Untersuchungen haben erwiesen, daß die Hauptproblematik bei denen im Rahmen der Arbeit behandelten Lasersystemen bei der Reabsorption der Laseremission liegt. Das Laserkonzept ist in der Lage diese Eigenschaften zu kontrollieren. Ferner wird das Konzept durch die Simulationen und Messungen zur Temperaturverteilung bestätigt.

Zur Übersicht sind die optimalen Laserstabparameter für die unterschiedlichen Ausrichtungen des Lasersystems in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Parameter	Lasersystem mit mittleren Ausgangsleistungen (10-20W)	Lasersystem mit hohen Ausgangsleistungen (>50W)
Tm ³⁺ -Dotierung	2-4%	2%
Stablänge	30-50mm	50-70mm
Stabdurchmesser	2mm	3mm

Tab. 5.1: Optimale Laserstabparameter in der Übersicht

Auf der Basis dieser Ergebnisse können weiterführende Untersuchungen hinsichtlich des thermischen Laserverhaltens und der Strahlqualität verwirklicht werden. Die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

5.1.3.2 Thermisches Verhalten und Strahlqualität

Die Einflüsse der Temperaturverteilung und der thermischen Linse auf die Laserparameter und primär auf die Strahlqualität des erzeugten Laserlichts, spielen eine entscheidende Rolle bei der Entwicklung des Lasersystems. Die Systemeffizienz sowie die verlustarme Kopplung der Laserstrahlung in Lichtleiter werden hiervon direkt beeinflusst. Die Beschreibung dieser Beziehungen stellt daher einen weiteren Schwerpunkt der Arbeiten dar und wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

Die Laserexperimente wurden überwiegend mit einer konstanten Kühlmitteltemperatur von 15°C durchgeführt. Diese Temperatur erscheint insofern für eine industrielle Anwendung sinnvoll, weil in diesem Temperaturbereich eine ausreichende Kühlung vorliegt und noch keine besondere Isolation des Lasersystems zur Verhinderung von Wasserkondensation erforderlich wird. Die theoretischen Zusammenhänge und die Modellierungen weisen jedoch eine deutliche Abhängigkeit der sich ausbildenden mittleren Temperatur im Laserstab und des Temperatur- sprungs auf der Stabmantelfläche von der Kühlmitteltemperatur auf. Die Temperaturgradienten werden in erster Näherung nicht betref-

fen, sondern die radiale Temperaturverteilung wird in ihrer Gesamtheit verschoben. Die thermische Linse wird also nicht verändert. Veränderungen treten jedoch für unterschiedliche Kühltemperaturen besonders bei einem quasi-3-Niveau-System in der thermischen Besetzung der Lasermultipletts auf. Die Folge einer Temperaturerhöhung ist die Senkung der Lasereffizienz (vgl. Kapitel 3). Eine typische Abhängigkeit der Laserausgangsleistung von der Temperatur demonstriert Abbildung 5.16. Die Meßdaten wurden für ein System basierend auf einem 2% Tm³⁺:YAG Laserstab mit einem Durchmesser von 3mm und einer Länge von 50mm durchgeführt. Die Laserleistung reduzierte sich in dem erforschten Temperaturbereich um ca. 2%/°C. Dieser Wert ist durch die Durchflußmenge im Kühlkreislauf stark beeinflussbar, so daß

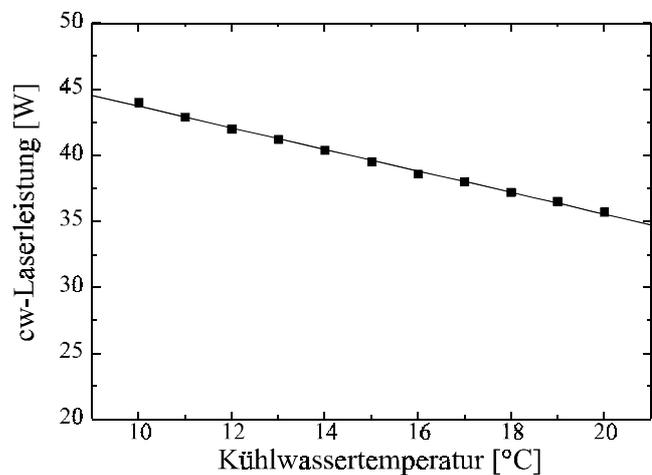


Abb. 5.16: Abhängigkeit der Laserausgangsleistung von der Kühlmitteltemperatur

Temperatur demonstriert Abbildung 5.16. Die Meßdaten wurden für ein System basierend auf einem 2% Tm³⁺:YAG Laserstab mit einem Durchmesser von 3mm und einer Länge von 50mm durchgeführt. Die Laserleistung reduzierte sich in dem erforschten Temperaturbereich um ca. 2%/°C. Dieser Wert ist durch die Durchflußmenge im Kühlkreislauf stark beeinflussbar, so daß

aufgrund eines variierenden Wärmeabflusses der Leistungsabfall zwischen $1\%/^{\circ}\text{C}$ und $5\%/^{\circ}\text{C}$ schwanken kann. Der Kühlkreislauf muß also derartig ausgelegt sein, daß ein ausreichend hoher Durchfluß ($>4\text{l}/\text{min.}$) im System vorliegt.

Die thermisch induzierte Linse wirkt im Resonator als abbildendes Element und wirkt sich somit entscheidend auf die Resonatormoden und den Stabilitätsbereich des Resonators aus. Die theoretischen Grundlagen diesbezüglicher Stabilitätsgrenzen wurden von Kogelnik [Kog65] ausführlich erarbeitet. Mit Hilfe dieser

Theorie läßt sich der Stabilitätsbereich des Resonators beschreiben, wodurch die Brechkraft der thermisch induzierten Linse abgeleitet werden kann. Die thermische Linsenwirkung ist über die gesamte Stablänge verteilt und muß somit als dicke Linse interpretiert werden. Die Hauptebenen liegen im Laserstab in einem Abstand $a=l_w/2n$ zu den Stabendflächen (Abbildung 5.17). Mit der thermischen Linsenbrennweite f_{th} und der in der Abbildung angegebenen Nomenklatur folgt für die Stabilitätsbedingung eines Resonators mit planen Spiegeln:

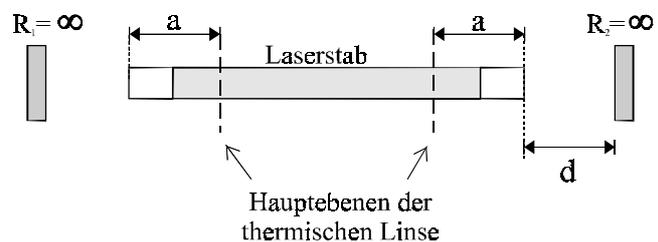


Abb. 5.17: Schematische Darstellung der Hauptebenen der thermischen Linse

Die Hauptebenen liegen im Laserstab in einem Abstand $a=l_w/2n$ zu den Stabendflächen (Abbildung 5.17). Mit der thermischen Linsenbrennweite f_{th} und der in der Abbildung angegebenen Nomenklatur folgt für die Stabilitätsbedingung eines Resonators mit planen Spiegeln:

$$g_1 = 1 - \frac{a + d}{f_{th}} \quad \text{und} \quad g_2 = 1 - \frac{a}{f_{th}}$$

wobei für den Stabilitätsbereich weiterhin $0 < g_1 \cdot g_2 < 1$ gelten muß. Für die durch die thermische Linse bestimmte Stabilitätsgrenze gilt hiernach $f = a + d$, so daß die Lasertätigkeit ab einer durch die thermische Brennweite vorgegebenen Resonatorlänge erlöschen muß. Die experimentelle Bestimmung der Brennweite wird damit auf eine einfache Resonatorlängenvariation zurückgeführt. Das Verhalten der Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Resonatorlänge für verschiedene Pumpleistungen wird in Abbildung 5.18 exemplarisch für einen 4% bzw. 2% dotierten 3mm-Tm³⁺:YAG Laserstab aufgezeigt. Mit zunehmender Resonatorlänge nimmt die Leistung und die Ordnung der höheren transversalen Moden ab und die Leistung in der transversalen Grundmode nimmt zu, bis schließlich die Zunahme der Resonatorverluste und die Stabilitätsgrenze des Resonators zum Erlöschen des Laserbetriebs führen. Diese Verhaltensweise sollte die Erzeugung eines transversalen Grundmodebetriebs erleichtern oder gegebenenfalls

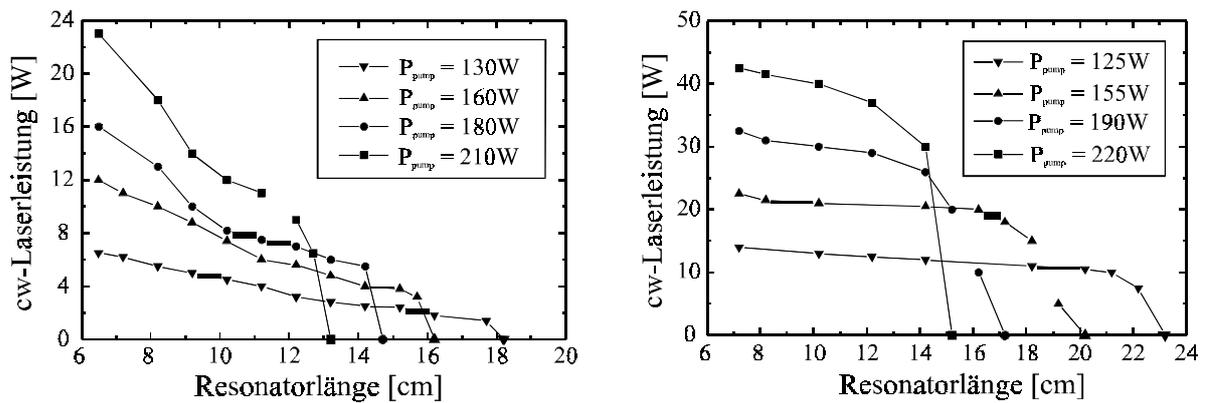


Abb. 5.18: Laserausgangsleistung in Abhängigkeit der Resonatorlänge für einen 3mm-Laserstab mit einer Thulium-Dotierung von 4% (links) bzw. 2% (rechts)

die Strahlqualität im Multimodebetrieb verbessern. Die Erzeugung des Grundmodebetriebs war nicht Bestandteil der Untersuchungen, da für diese Arbeit ein effizienter Hochleistungslaserbetrieb mit einer zur Faserkopplung ausreichenden Strahlqualität als Ziel definiert wurde. Die beobachtete Verkürzung der erreichbaren maximalen Resonatorlänge ist durch die thermische Brennweite zu erklären. Der wesentlich schwächere Abfall der Ausgangsleistung für den 2% Tm^{3+} :YAG Laserstab weist auf eine kleinere Brechkraft der thermisch induzierten Linse hin und mithin auf geringere Beugungsverluste.

Die gewonnenen Daten ermöglichen die Bestimmung der pumpleistungsabhängigen Brechkraft. Abbildung 5.19 veranschaulicht den Verlauf der Brechkräfte. Die Werte sind für verschiedene Dotierungen und Stabradien gegenübergestellt. Die geringsten Brechkräfte entstehen für die 2% Dotierung, was in Analogie zu den bisher formulierten Aussagen steht, welche aus den Untersuchungen zum Temperaturprofil und zum Verhalten der Multimode-Ausgangsleistung gefolgert wurden. Die lineare Entwicklung der Brechkraft kann durch Gleichung (4.27) in den Grenzen der Meßgenauigkeit gut angenähert werden. Als Heizwirkungswert wurde

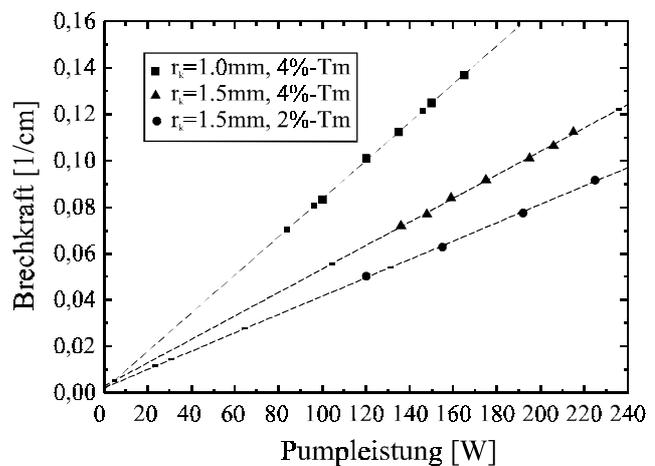


Abb. 5.19: Brechkraft der thermischen Linse für unterschiedliche Laserstäbe

hierbei der aus den interferometrischen Untersuchungen gewonnene Wert $\eta_{heiz}=60\%$ angesetzt. Als weitere Parameter wurden die bekannten Materialkonstanten von YAG gewählt. Die theoretische Abhängigkeit der Brechkraft vom Stabradius wird durch die Messung ebenfalls sehr gut herausgestellt.

Die Laserstrahlqualität formt die Grenzen für die effiziente Einkopplung der induzierten Laserstrahlung in Lichtleitfasern und infolgedessen für die in den Applikationen verwendbaren Lichtleitern. Die Bedeutung der thermisch induzierten Linse und der Resonatorlänge auf die Strahlqualität soll nachfolgend näher erläutert werden.

Im Multimode-Laserbetrieb wird die Strahlqualität durch die Anzahl der oszillierenden transversalen Moden bestimmt. Der Durchmesser des transversalen Grundmode der hier gewählten Resonatoren ist wesentlich geringer als das angeregte Volumen im aktiven Medium. Die vorliegende Anregungskonfiguration ergibt eine nahezu homogene radiale Pumplichtverteilung im aktiven Lasermedium (Kapitel 5.1.1). Hierdurch kommt es zur Oszillation von Moden höherer Ordnung. Die Ausdehnung dieser Moden wird neben dem angeregten Volumen auch durch die Ausdehnung des aktiven Mediums bestimmt. Das Verhältnis vom Radius der transversalen Grundmode ω_0 und der radialen Ausdehnung der Moden höherer Ordnung ω_{mult} wird durch den Faktor M^2 bestimmt:

$$\frac{\omega_{mult}}{\omega_0} = M^2$$

Diese Beziehung kann zur Übertragung der Berechnungen einer transversalen Grundmode auf den Multimodebetrieb herangezogen werden, wobei die Wellenlänge λ durch $M^2\lambda$ ersetzt wird. Für das bekannte Strahlparameterprodukt aus Strahlradius ω_r und halben Divergenzwinkel θ_r der Laserstrahlung ergibt sich somit [Sie90,Jon93]:

$$\omega_r \cdot \theta_r = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi}$$

Das Strahlparameterprodukt mit dem Strahlparameter M^2 ist ein Maß für die Strahlqualität der Laserstrahlung. $M^2=1$ gilt für die transversale Grundmode (TEM₀₀). In diesem Fall liegt eine beugungsbegrenzte Laserstrahlung vor, d.h. $M^2>1$ bezieht die Abweichung vom Grundmode.

Zur Bestimmung des M^2 -Faktors wurde im Rahmen der Arbeiten auf das allgemein als *Klingenmethode* bezeichnete Meßverfahren zurückgegriffen [Jab95]. Zur Auswertung wurde an die Meßdaten eine Hüllkurve nach der Gleichung

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2}$$

angepaßt, wobei $\omega(z)$ den Strahlradius bezeichnet, der den Abstand von der Ausbreitungsachse z angibt und eine charakteristische Größe für einen gaußschen Strahl darstellt. Die numerische Anpassung wurde mit Hilfe eines geeigneten Computerprogramms durchgeführt.

Die Experimente wurden für Laserstabparameter, wie Durchmesser und Dotierung, durchgeführt, die einen wesentlichen Einfluß auf die Strahlqualität ausüben. Die Bewertung der Experimente gibt weiteren Aufschluß über die Gültigkeitsbereiche der theoretischen Simulationen bzw. Modellrechnungen. In Ab-

bildung 5.20 ist der Strahlparameter M^2 in Abhängigkeit der Laserleistung aufgetragen. Das untersuchte Lasersystem basierte auf einem Tm^{3+} :YAG-Laserstab mit einer vierprozentigen Dotierung. Es ist zu erkennen, daß höhere Ausgangsleistungen verbunden mit höheren Pumpleistungen zu schlechteren Strahlqualitäten führen. Der M^2 -Faktor nimmt bei maximaler Leistung Werte bis nahezu 25 an. Der Grund für die Qualitätseinbußen liegt bei der An-

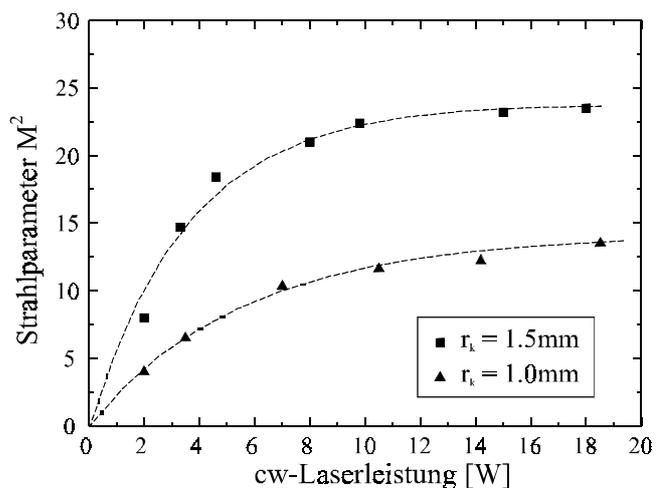


Abb. 5.20: Strahlparameter M^2 gemessen für unterschiedliche Laserstabradien ($4\%\text{Tm}^{3+}$)

zahl der anschwingenden transversalen Moden. Bei höheren Pumpleistungen wird durch die stärkere Brechkraft der thermisch induzierten Linse ein kleinerer Durchmesser der Grundmode bedingt und hierdurch die Anzahl der oszillierenden Moden erhöht. Die wesentlich bessere Strahlqualität für einen Stabradius von 1.0mm resultiert aus der Wirkung des Laserstabquerschnitts als Modenblende. Die stärkeren Beugungsverluste reduzieren merklich die Ordnung der oszillierenden Moden, obwohl, wie bei den vorangegangenen Untersuchungen gezeigt, die thermisch induzierte Linsenwirkung bei Stäben kleineren Durchmessers intensiviert ist. Ein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Dotierungen (2% bzw. 4%) und unterschiedlichen

Resonatorlängen ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Bei gleicher Resonatorlänge aber unterschiedlicher Dotierung zeichnet sich der 2% Tm³⁺:YAG-Stab durch eine über den gesamten Leistungsbereich bessere Strahlqualität aus. Selbst bei maximaler Ausgangsleistung galt $M^2 < 20$. Für längere Resonatoren verbesserte sich die Strahlqualität aufgrund, analog zur obigen Argumentation, steigender Beugungsverluste. Interessant wird dieser Gesichtspunkt im Zusammenspiel mit den in Abbildung 5.18 vorgestellten Ergebnissen zur Abhängigkeit der Laserleistung von der Resonatorlänge. Hier zeichnete sich die 2%-Dotierung durch geringere Leistungssenkungen über einen weiten Resonatorlängenbereich aus.

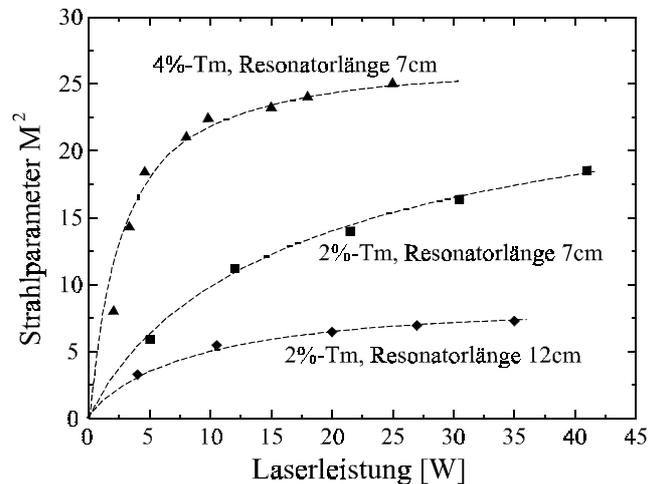


Abb. 5.21: Strahlqualität ausgedrückt durch den Parameter M^2 für unterschiedliche Dotierungen und Resonatorlängen

Insgesamt gesehen werden die Vorteile einer niedrigen Dotierung an aktiven Ionen durch diese Ergebnisse erweitert. Die aus den thermischen Untersuchungen und dem Laserverhalten geschlossenen Konsequenzen für die Strahlqualität werden vollständig bestätigt. Die kleineren Gradienten im Temperaturprofil erzeugen kleinere thermisch induzierte Brechkräfte und diesbezüglich bessere Strahlqualitäten. Zudem haben die rotationssymmetrische Pumplichtverteilung und die geringen Aberrationen der thermischen Linse zur Folge, daß das Laserstrahlprofil ebenfalls nahezu rotationssymmetrisch ist und kein Astigmatismus festgestellt werden konnte. Dieser Sachverhalt begünstigt die Faserkopplung in einem hohen Maße.

Die erreichten Strahlqualitäten genügen den Anforderungen von in der Medizintechnik standardmäßig eingesetzten Quarz-Quarz-Lichtleitfaser mit einem Durchmesser von 400µm und einer numerischen Apertur von 0.22. Die Effizienzen bei der Faserkopplung mit besagten Lichtleitern betrug über 90%. Insofern kann das Ziel, einer kontinuierlichen hohen Laserleistung aus der Faser, mit den realisierten Lasersystemen verwirklicht werden.

5.1.4 Bewertung der Ergebnisse

Die Erforschung der laserspezifischen Kenndaten ermöglicht nun die abschließende Konzipierung eines Hochleistungslasersystem. Die experimentellen Ergebnisse sind im Rahmen der Meßgenauigkeiten und des Gültigkeitsbereichs der Modellierungen überaus kongruent und die Vorteile des Laserkonzeptes werden vollständig bestätigt. Hierdurch wird die Möglichkeit eröffnet das Laserverhalten bei einer Skalierung zu hohen Ausgangsleistungen abzuschätzen. Mit einer Thulium-Dotierung von 2% konnten die niedrigsten Laserschwellen und höchsten Ausgangsleistungen erzielt werden. Das Laserverhalten zeigte noch keinerlei Sättigungseffekte und die erreichte Ausgangsleistung wurde nur durch die eingebrachte Pumpleistung begrenzt. Die Skalierung des Systems sollte demnach durch Hochleistungspumpquellen bis in den 100W Bereich möglich sein. Die thermischen Modellierungen weisen daraufhin, daß die thermisch induzierten Spannungen auch in diesen Leistungsbereichen noch nicht die Bruchgrenze des Laserstabes erreichen.

Darüber hinaus zeigen die Untersuchungen nicht nur Perspektiven zur Leistungsskalierung auf, sondern auch die Entwicklung sehr kompakter und effizienter Lasersysteme für den Leistungsbereich zwischen 10W und 20W ist vorstellbar. Im Mittelpunkt dieser Vorstellung stehen in neuester Zeit entwickelte fasergekoppelte Diodenlaser mit Ausgangsleistungen von über 60W aus einer einzelnen Faser mit einem Durchmesser im Bereich von 800µm. Mit einer derartigen Pumpquelle und der Auslegung des Laserstabes auf niedrigste Schwellpumpleistungen, könnte vollständig auf eine zusätzliche Einkoppeloptik verzichtet werden, wodurch die Lichtleitfaser in unmittelbare Nähe des Laserstabes gebracht werden könnte. Dieses Konzept würde die Möglichkeit eröffnen das Tm^{3+} :YAG Lasersystem in einem einfachen Handstück zu integrieren [LIS96], wie es bei Anwendungen in der Lasermedizin eingesetzt wird.

Hinzukommend wurde gezeigt, daß für die unteren Leistungsbereiche eine einfache Laserwellenlängenverschiebung zu 2065nm erreichbar ist. Hierdurch werden Potentiale außerhalb der Lasermedizin eröffnet, welche auf geringe Wasserabsorptionen angewiesen sind. Im Mittelpunkt steht hierbei sicherlich die bereits in Kapitel 2 beschriebene LIDAR-Technik.

5.2 Laserbetrieb hoher Ausgangsleistung

Auf der Grundlage der charakterisierenden Forschungsarbeiten wurden im weiteren Verlauf neue Konzepte zur Steigerung der Ausgangsleistung erarbeitet. Die verfolgten Ansätze sowie die erzielten Ergebnisse werden im folgenden dargestellt. Ergänzend wird das Lasersystem für die Erweiterung der Betriebsparameter qualifiziert. Im Mittelpunkt steht hierbei die Demonstration des gütegeschalteten bzw. des abstimmbaren Laserbetriebs.

5.2.1 Aufbau

Da bisher keine Sättigungseffekte aufgetreten sind, kann die Steigerung der Ausgangsleistung durch eine Pumpleistungserhöhung erzielt werden. Die Weiterentwicklung des für die Charakterisierungen verwendeten Faserbündels ist nicht sinnvoll, da zum einen gegenwärtig keine geeigneten fasergekoppelten Diodenlaser mit Ausgangsleistungen über 15W erhältlich sind und zum anderen die Verwendung einer deutlich höheren Faseranzahl beträchtliche mechanische Ansprüche erhebt bzw. der Aufbau relativ aufwendig wird. Neueste Entwicklungen auf dem Gebiet der Halbleiterlaser haben Diodenstapel hervorgebracht, die kontinuierliche Ausgangsleistungen von mehr als 400W und Gesamteffizienzen im Bereich von 40% erreichen. Abbildung 5.22 zeigt eine typische Leistungskennlinie und die spektrale Lage der Diodenlaserstrahlung eines Diodenstapels der Firma *DILAS*, wie er innerhalb der Arbeit eingesetzt wurde. Die

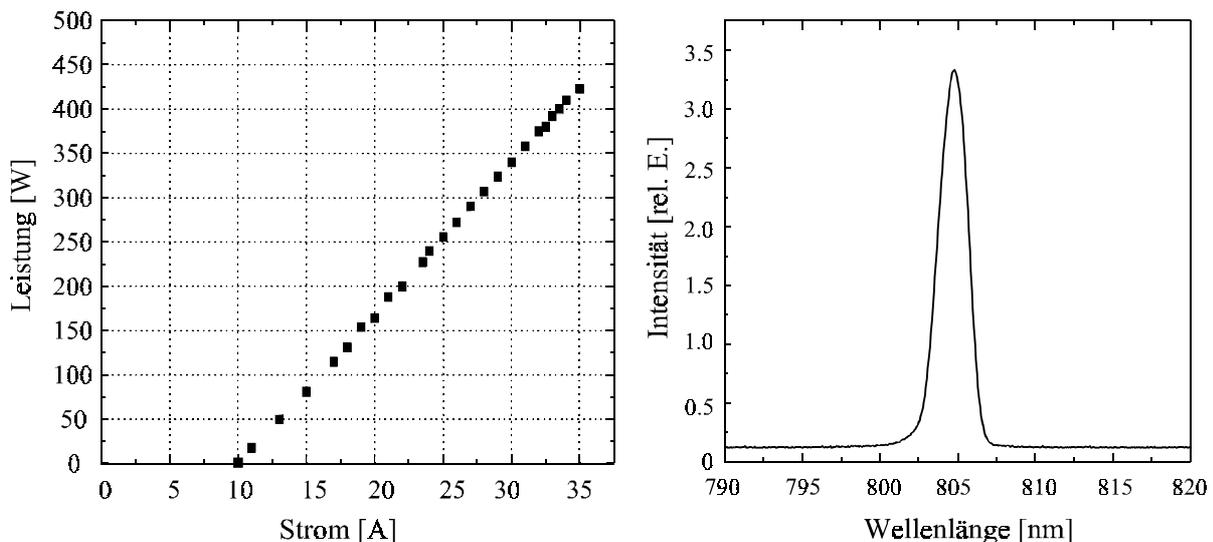


Abb. 5.22: Leistungskennlinie und Laserspektrum eines eingesetzten Diodenlaserstapels

Gesamteffizienz des Diodenlasers ermöglicht einen deutlich geringeren Energieverbrauch des Lasersystems und die Kühleinheit kann folglich, im Vergleich zu konventionell angeregten Systemen, kleiner dimensioniert werden. Ein Aspekt der für industrielle Einsätze nicht zu vernachlässigen ist. Diodenlaser können über die Temperatur in der Wellenlänge abgestimmt werden. Die zentrale Wellenlänge der eingesetzten Systeme wurde so gewählt, daß bei der Verwendung eines Kühlaggregats für die Dioden- und Stabkühlung, bei der angestrebten Kühlmitteltemperatur im Bereich von 15°C , ein optimaler Überlapp zwischen der Absorptionsbande von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ und der Pumpwellenlänge herrscht. Derartige Pumplichtquellen erfordern neue Laserschemata. Der neu konzipierte Laseraufbau ist in Abbildung 5.23 skizziert. Die Pumpquelle ist dabei vereinfacht dargestellt. Die emittierende Fläche besteht aus zwanzig einzelnen Diodenbarren, die wiederum aus 25 Einzelemittlern bestehen. Die Wärmeabfuhr wird

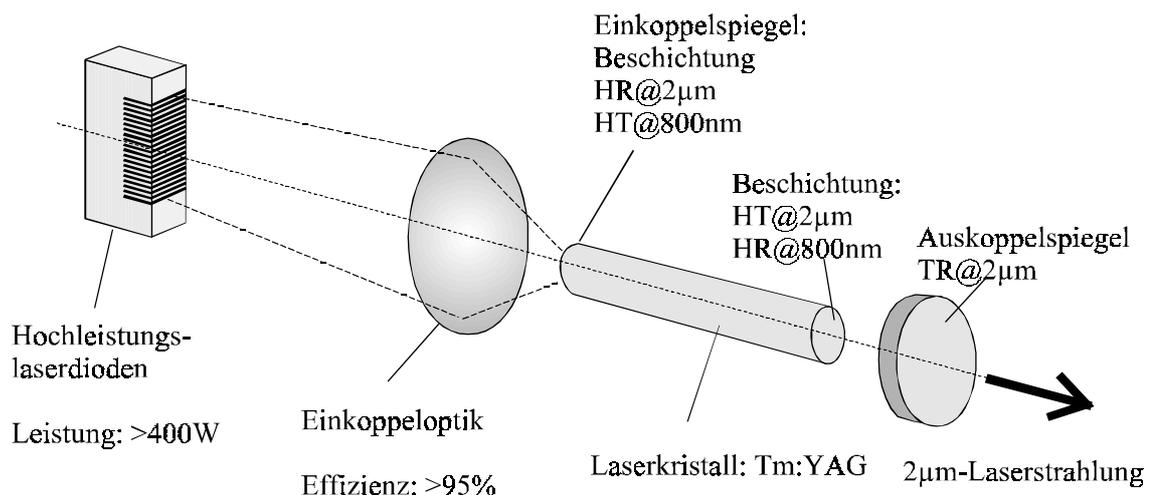


Abb. 5.23: Schematische Darstellung der Laserkonfiguration

durch eine sogenannte Mikrokanalkühlung geleistet [Dilas]. In der Ebene senkrecht zur emittierenden Fläche ist die Diodenlaserstrahlung mittels Zylinderlinsen kollimiert. Der volle Divergenzwinkel beträgt in dieser Richtung ca. 1.5° . In der Ebene parallel zur emittierenden Fläche beläuft sich der volle Winkel auf ungefähr 10° . Eine Fläche mit einer solchen astigmatischen Laseremission und einer Größe von nahezu 400mm^2 erfordert innovative Optiken für die effiziente Einkopplung des Pumplichts in einen Laserstab von 3mm Durchmesser. An dieser Stelle kommen die Vorteile der Anregungsart vollständig zur Geltung. Aufgrund des großen Akzep-

tanzwinkels der Konfiguration (Kapitel 4.1) ist prinzipiell die effiziente Einkopplung gewährleistet. Die Wahl eines Laserstabdurchmessers von 3mm verlangt nach einem erheblich verkleinernden Abbildungsmaßstab ($M \approx 0.08$), wodurch der Divergenzwinkel der Diodenlaserstrahlung nach der Einkoppeloptik entsprechend vergrößert wird. Unter diesem Aspekt muß bereits das spektrale Verhalten der optischen Laserstabbeschichtung hinsichtlich des Einfallswinkels von polarisiertem Licht Beachtung finden. Im Rahmen der Arbeit wurde daher eine spezielle Optik entwickelt, die für die Pumpwellenlänge besonders niedrige Aberrationen aufweist. Gesichtspunkte wie ein kompakter Aufbau und eine kostengünstige Fertigung fanden gleichermaßen Berücksichtigung. In der Konsequenz ergab dies eine ausschließlich aus sphärischen Linsen bestehende Optik, mit der Einkoppleffizienzen über 95% erzielt wurden. Darüber hinaus erlaubt die Konfiguration ein äußerst kompaktes Laserdesign. Der Resonator wird wieder durch eine entsprechende optische Beschichtung auf der Einkoppelseite des Laserstabes und einen externen Auskoppelspiegel gebildet. Auf der zweiten Stirnfläche des Laserstabes ist eine kombinierte Beschichtung aufgebracht worden, die hochtransmittierend für die Laserwellenlänge ist und einen Reflexionsgrad von 80% für die Pumpwellenlänge besitzt.

Für die Qualifikation der Pumpanordnung wurde die Pumplichtverteilung am Stabende auf eine CCD-Kamera abgebildet. Das Ergebnis der Messung wird in Abbildung 5.24 aufgezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Pumplichtverteilung nahezu radial homogen ist. Ähnliche Verteilungen treten auch schon für Querschnittsflächen am Stabanfang auf. Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß eine gewisse Unschärfe bei einer solchen Abbildung auftritt. Die Pumplichtverteilung unter Verwendung der neuen Pumpanordnung ist homogener als die erzielte Verteilung, die durch das Faserbündel erzeugt wurde. Die Verbesserung ist in diesem Fall auf die stärkere Divergenz der Pumpstrahlung zurückzuführen. Hierdurch wird ein größerer Anteil des Akzeptanzbereichs ausgenutzt

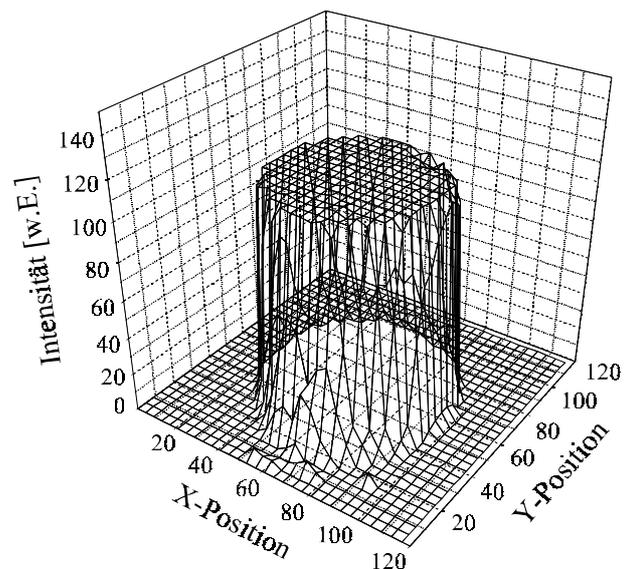


Abb. 5.24: Pumplichtverteilung am Laserstabende unter Anwendung des Diodenstapels als Pumpquelle

und mithin stellt sich aufgrund der Führung des Pumplichts durch Totalreflexion eine homogenere radiale Verteilung ein. Auf diese Weise sollte eine geringfügig bessere Strahlqualität und eine hochgradige Symmetrie des emittierten Laserlichts zu erwarten sein. Dementsprechend sollte auch für einen Hochleistungslaserbetrieb eine effiziente Faserkopplung realisierbar sein.

5.2.2 Ergebnisse

Im folgenden werden die experimentellen Ergebnisse zur Steigerung der Ausgangsleistung des Lasersystems mit dem oben beschriebenen Aufbau vorgestellt. Die Schwerpunkte dieser Untersuchungen lagen auf der Generierung eines effizienten und dauerhaften Laserbetriebs.

Die bereits diskutierten Studien haben optimale Parameter für den Laserstab aufgezeigt. Für die Leistungsskalierung wurde demnach ein Laserstab mit einer zweiprozentigen Thulium-Dotierung eingesetzt. Diese Dotierungskonzentration führte in den Laserexperimenten zu den niedrigsten Laserschwelen und den bisher höchsten Ausgangsleistungen. Zudem sprechen die thermischen Untersuchungen für niedrigste thermische Belastungen des Laserstabes. Somit ist die Zerstörung des Laserstabes aufgrund thermisch induzierter mechanischer Spannungen nicht zu erwarten. Hingegen zeigten die thermischen Modellierungen hinsichtlich dieser Gesichtspunkte für eine Thulium-Dotierung von 4% eine hohe Belastung auf (Kapitel 4.3.2). Um vergleichende Aussagen zu erhalten und die Gültigkeit der Simulationen auch für hohe Leistungsdichten zu überprüfen, wurden dennoch Untersuchungen für beide Dotierungen durchgeführt. Die Resultate bestätigen die bislang angestellten Studien. Für die Dotierung von 4%-Thulium konnte bei einer Pumpleistung von 350W eine Ausgangsleistung von 63W im Dauerstrichbetrieb erhalten werden. Die Laserschwelle und der differentielle Wirkungsgrad entsprachen den zuvor erhaltenen Werten. Höhere Ausgangsleistungen konnten nicht erzielt werden, da die Steigerung der Pumpleistung über 350W zur Zerstörung des Laserstabes führte. Die Zerstörung trat im wesentlichen in dem dotierten Bereich des Laserstabes auf, wo die höchsten Pumpleistungsdichten herrschen. Dieses Verhalten entspricht auch den Simulationen für Pumpleistungen dieser Größenordnung, so daß die Abschätzungen für weitere Untersuchungen zuverlässige Aussagen liefern sollten. Darüber hinaus zeigen diese Experimente auf, daß der Einsatz der undotierten Laserstabenden unverzichtbar ist. Laserstäbe mit einer 2%-Dotierung wurden im Verlauf der Experimente auch nicht bei maximaler Pumpleistung zerstört, wodurch die geringere Wärmebelastung untermauert wird.

Die Abschwächkurve in Abbildung 5.25 veranschaulicht die Ergebnisse für die optimierte Laserkonfiguration. Die dotierte Laserstablänge wurde gemäß den Voruntersuchungen auf 60mm festgelegt, hierdurch steigt die Laserschwelle geringfügig an, liegt aber noch mit ca. 70W relativ zur Gesamtpumpleistung in einer durchaus vertretbaren Region. Die maximal erzielte Ausgangsleistung belief sich auf 135W bei einer Diodenleistung von 420W. Der Laser ist hierdurch mit einem hervorragendem Wirkungsgrad (optisch zu optisch) von 32% sehr effizient. Der erzielte differentielle Wirkungsgrad konnte bei diesem System auf 40% gesteigert werden. Die Steigerungen sind auf die größere Laserstablänge zurückzuführen, da hierdurch eine größere abrufbare Inversion für den Laserprozeß zur Verfügung steht. Die theoretische Bestätigung dieser Zusammenhänge kann nach Gleichung (4.18) erhalten werden. Der optimale Auskoppelgrad belief sich auf 7%, aber auch für Auskopplungen um 13% konnten noch Ausgangsleistungen über 120W erreicht werden und die Schwellpumpleistung lag in diesem Fall noch unter 100W. Dieser Gesichtspunkt ist in mehrfacher Hinsicht bemerkenswert. Zum einen wird die Belastung der Beschichtungen durch resonatorinterne Intensitäten reduziert und zum anderen können bei der Güteschaltung des Systems aufgrund der höheren Auskopplung kürzere Pulsdauern erzielt werden.

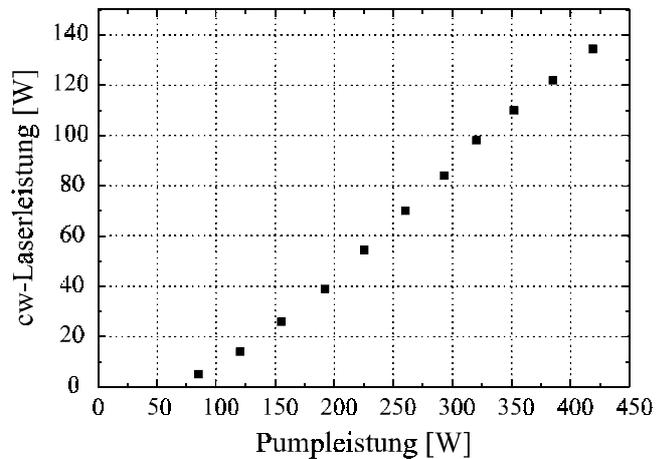


Abb. 5.25: Leistungskennlinie des Tm^{3+} :YAG Hochleistungslasers im Dauerstrichbetrieb

Die Leistungskennlinien zeigen auch unter diesen hohen Laserleistungen noch kein Sättigungsverhalten auf und der differentielle Wirkungsgrad blieb konstant.

Um das Lasersystem für die Faserkopplung zu qualifizieren, wurden der Strahlparameter M^2 und die Brechkraft der thermischen Linse bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.26 dargestellt. Über den gesamten Leistungsbereich lag der Strahlparameter unterhalb von $M^2=25$, das entspricht einem Strahlparameterprodukt von ca. 16mm mrad. Das Strahlprofil war überaus rotationssymmetrisch, eine Abweichung im Rahmen des Meßverfahrens konnte nicht festgestellt werden. Ebenso wie die thermische Linse, deren Brechkraft auf

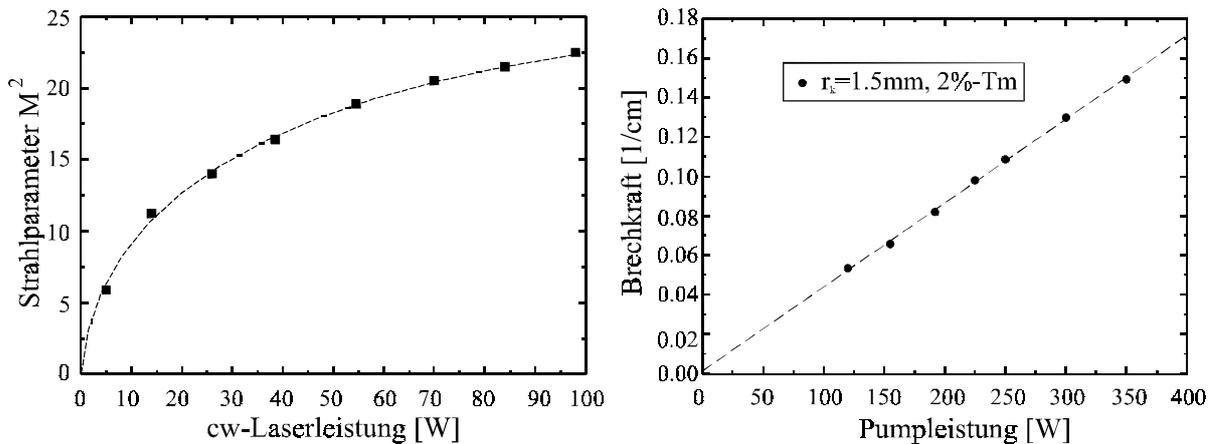


Abb. 5.26: Strahlparameter M^2 (links) und Brechkraft der thermischen Linse (rechts), dargelegt für den Laserbetrieb hoher Leistung

der rechten Seite der Abbildung in Abhängigkeit der Pumpleistung aufgetragen ist, keinen Astigmatismus auf. Unter diesen Bedingungen konnte eine Einkoppeleffizienz von über 90% in eine 400 μm -Faser mit einer numerischen Apertur von 0.22 erzielt werden.

Die hohen Laserausgangsleistungen und die extremen Pumpleistungsdichten induzieren starke Belastungen der mechanischen und der optischen Komponenten. Die Verlängerung des Resonators impliziert zwar eine bessere Strahlqualität, jedoch wird im Zusammenspiel mit der thermischen Linsenwirkung eine Einschnürung der Resonatormoden erzeugt, wodurch die Leistungsdichten auf den Endspiegeln ansteigen und durchaus die Zerstörschwellen erreicht werden können. Die mechanischen Komponenten werden insbesondere durch Streulicht des Diodenlasers belastet. Hierdurch werden besondere Vorkehrungen bei der Entwicklung des Lasersystems notwendig, um die Zuverlässigkeit und die wartungsfreie Standzeit zu erhöhen. Die Optimie-

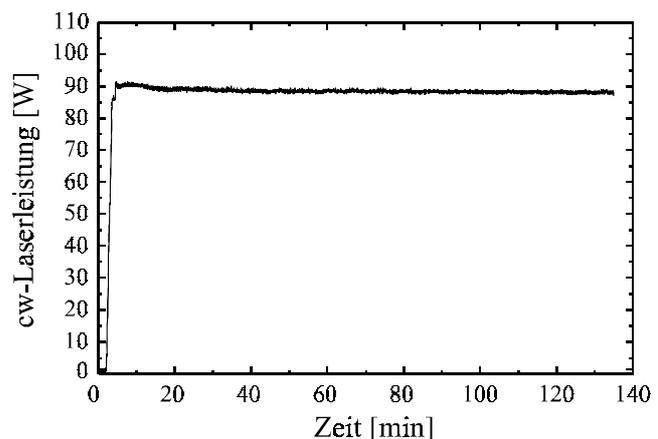


Abb. 5.27: Aufgezeigt wird hier die Ausgangsleistung für einen Laserbetrieb über mehrere Stunden. Ein Leistungsabfall wurde nicht beobachtet

rungsarbeiten in dieser Hinsicht ermöglichten einen dauerhaften Laserbetrieb mit konstanter Ausgangsleistung. Exemplarisch ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsleistung für einen Zeitraum von über 2 Stunden in Abbildung 5.27 dargestellt. Die Messung wurde nach diesem Zeitraum abgebrochen, da keine entscheidenden Belastungen der Komponenten festgestellt werden konnten.

Die Forschungsarbeiten zur Steigerung und Optimierung der Systemkenndaten und in erster Linie der Laserausgangsleistung resultierten in einem zuverlässigem Tm^{3+} :YAG-Lasersystem mit dauerhaften Ausgangsleistungen von über 135W im kontinuierlichen Betrieb. Die erzielten Effizienzen und der kompakte Aufbau erfüllt vollständig das durch die verschiedene Anwendungen erhobene Anforderungsprofil (Kapitel 2). Das System ebnet den Weg zur Erweiterung der Betriebsparameter, so daß die Perspektiven für einen übergreifenden Einsatz des Lasers in andere Bereiche durchaus erweitert werden.

5.2.3 Untersuchungen zu Güteschaltung und Abstimmverhalten

Der Schwerpunkt der bisherigen Arbeiten lag auf der Entwicklung eines Hochleistungslasersystems im kontinuierlichen Betrieb für Anwendungen in der Lasermedizin. Neben einigen Anwendungen in der Lasermedizin werden auch in anderen Anwendungsbereichen wie zum Beispiel der LIDAR-Technik gepulste Systeme eingesetzt. In der LIDAR-Technik wird darüber hinaus häufig ein abstimmbarer Laserbetrieb gefordert. Bisherige konventionell angeregte Festkörperlaser-Systeme für den Wellenlängenbereich um $2\mu m$ waren in ihren Güteschaltungseigenschaften aufgrund thermischer Prozesse in der Wiederholrate eingeschränkt. Abstimmbare Systeme litten insbesondere an zu geringen Ausgangsleistungen (Kapitel 2).

Das im Rahmen dieser Arbeit konzipierte System bietet neue Lösungsansätze für diese Problematik. Daraufhin wird in den folgenden Ausführungen nun das Potential des realisierten Systems zur Erweiterung der Betriebsparameter erörtert.

Zur Erzeugung hoher Impulsspitzenleistungen wird bei Festkörperlaser-Systemen häufig die Methode der Güteschaltung eingesetzt. Bei diesem Verfahren wird ein optischer Schalter resonatorintern eingesetzt, der schnell zwischen einem Zustand hoher oder niedriger Transmission wechseln kann. Der zeitliche Verlauf der Verluste bzw. der Güte des Resonators kann hierdurch periodisch geschaltet werden. Im Bereich hoher Verluste wird die Laseroszillation verhindert

und die eingebrachte Energie wird gespeichert. Die speicherbare Energie wird vordergründig durch die spontane Emission begrenzt, so daß Lasermedien mit einer hohen Lebensdauer des oberen Laserniveaus sich besonders durch eine gute Energiespeicherfähigkeit auszeichnen. Nach dem Wechsel des optischen Schalters in den Zustand geringer Verluste befindet sich der Laser weit oberhalb der Schwelle und es kann sich ein energiereicher Impuls aufbauen der im Idealfall die gesamte erzeugte Inversion abrufft.

Das Schaltverhalten des optischen Schalters wirkt sich entscheidend auf die Pulsform aus. Bei einer kontinuierlichen Anregung des Lasermediums entstehen bei niedrigen Wiederholraten energiereiche Impulse mit hoher Spitzenleistung und kurzer Pulsdauer. Hohe Wiederholraten hingegen senken die Pulsenergie und steigern die Pulsdauer. Die mittlere Leistung wächst hierbei fast bis zur Ausgangsleistung im kontinuierlichen Laserbetrieb an. Die mathematische Beschreibung dieser Verhältnisse findet sich ausführlich bei Siegmann [Sie86].

Der im Laser eingesetzte Güteschalter muß sich durch geringste intrinsische Verluste auszeichnen. Die Charakterisierung des kontinuierlich arbeitenden Lasersystems hat gezeigt, daß vor allem bei hohen Pumpleistungen nicht zu vernachlässigende Depolarisationsverluste auftreten, welche einen polarisierten Laserbetrieb erschweren. Für eine Demonstration des gepulsten Laserbetriebs bietet sich daher die Wahl eines optischen Schalters ohne Polarisationsabhängigkeit an. Die Untersuchungen zur Güteschaltung wurden daher mit einem am Laser Zentrum Hannover entwickelten FTIR-Güteschalter (Frustrated Total Internal Reflection) durchgeführt, der sich im Einsatz von $3\mu\text{m}$ Erbium-Lasern bewährt hat [Hög97]. Die Wirkungsweise eines

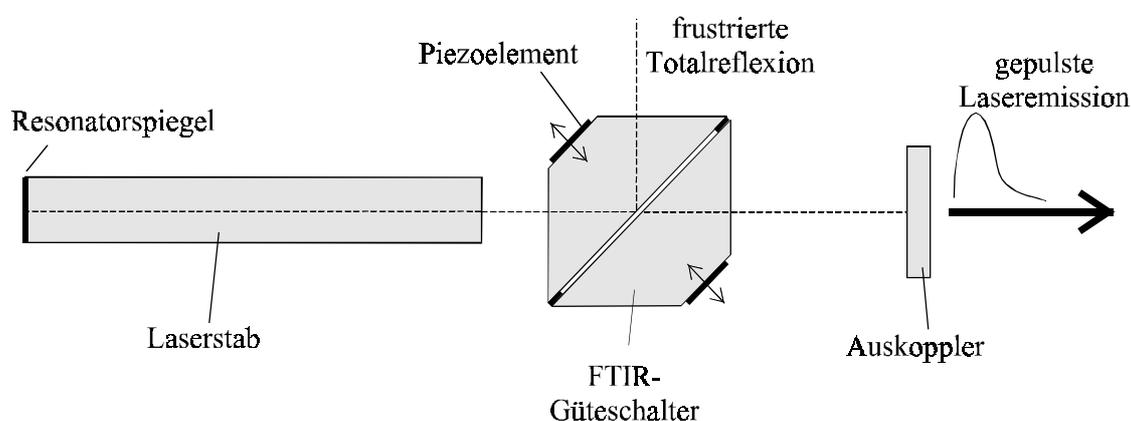


Abb. 5.28: Prinzipieller Laseraufbau zur Güteschaltung mit Hilfe eines FTIR-Modulators

solchen Güteschalters beruht auf der unterdrückten Totalreflexion an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien. Der Laseraufbau ist schematisch in Abbildung 5.28 dargelegt. Der Güteschalter besteht aus zwei YAG-Prismen, die auf der entsprechenden Kathete für die Laserwellenlänge antireflexbeschichtet sind. Undotiertes YAG zeichnet sich besonders durch niedrige intrinsische Verluste und hohe Zerstörschwellen bei $2\mu\text{m}$ aus. Der Einfallswinkel von 45° für die Laserstrahlung auf die Hypotenuseseite der Prismen sorgt für identische Verluste für die s- und p-Polarisation, so daß eine weitestgehende Unabhängigkeit vom Polarisationszustand des Laserlichts gegeben ist. Die Variation des Prismenabstandes erfolgt durch Piezoelemente, die durch eine modulierte Spannung angesteuert werden.

Im ersten Schritt wurde das zeitliche Verhalten des Güteschalters charakterisiert. Die Untersuchungen wurden mit einem Analysestrahl bei $2\mu\text{m}$ durchgeführt, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Die transmittierte Intensität wurde mit einer schnellen Photodiode aufgenommen. Abbildung 5.29 illustriert das Ergebnis dieser Messung. Die Kurve zeigt die gemessene Transmission.

Die anfängliche Ruhetransmission des Güteschalters beruht auf evaneszenten Wellen, welche den Luftspalt zwischen den Prismen durchdringen. Die Anstiegszeit bis zum Erreichen der maximalen Transmission und die Öffnungszeit konnte anhand der Kurve auf $1.2\mu\text{s}$ bzw. $6\mu\text{s}$ festgelegt werden. Nach einer Zeitspanne von ungefähr $25\mu\text{s}$ ist ein erneutes Transmissionsmaximum zu erkennen. Die Oszillation im Transmissionsverhalten ist auf mechanisches Nachschwingen der Prismen zurückzuführen. Eine Laseroszillation ist für diese Verlustgrade jedoch weiterhin unterdrückt.

Der zeitliche Verlauf eines in Abbildung 5.30 exemplarisch dargestellten Laserimpulses wurde mit einer schnellen Photodiode (Anstiegszeit 1ns) und einem Speicheroszilloskop mit einer Verstärkerbandbreite von 500MHz aufgenommen. Aus dem Kurvenverlauf konnte eine Pulsbreite von 300ns abgeleitet werden. Der gütegeschaltete Laserbetrieb konnte nur geringfügig oberhalb der Laserschwelle betrieben werden, da höhere Leistungen zur Zerstörung der

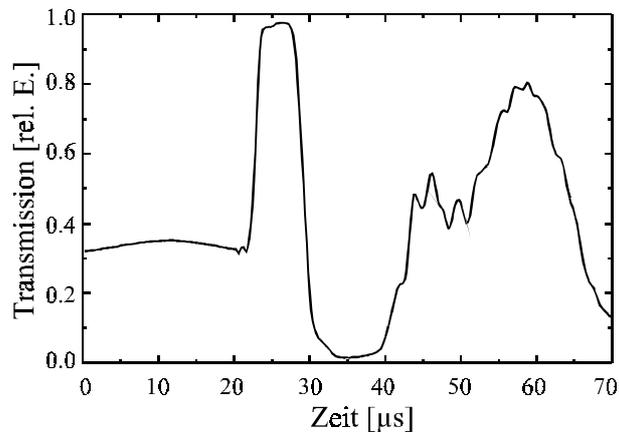


Abb. 5.29: Zeitliches Transmissionsverhalten des FTIR-Güteschalters bei $2\mu\text{m}$

optischen Komponenten im Resonator sorgten. Insbesondere die Prismen des FTIR-Güteschalters wurden hierbei in Mitleidenschaft gezogen. Die erzielte mittlere Leistung bei einer Wiederholrate von 800Hz war aus diesem Grund auf 400mW begrenzt. Die Ausgangsleistung des Lasers im kontinuierlichen Betrieb mit identischem Resonator ohne eingebauten Güteschalter betrug 600mW. Hieraus ist zu schließen, daß die zusätzlichen Verluste durch den Güteschalter sehr gering sind. Ein stabiler Impulsbetrieb konnte für Wiederholraten zwischen 5Hz und 800Hz demonstriert werden. Die obere Grenze war hierbei lediglich durch die Mechanik des Güteschalters begrenzt. Die Ergebnisse zeigen nachdrücklich auf, daß mit diesem Lasersystem Wiederholraten im Impulsbetrieb oberhalb von 1kHz erreichbar sind. Die Steigerung der Ausgangsleistung kann durch leistungsfeste Komponenten erreicht werden.

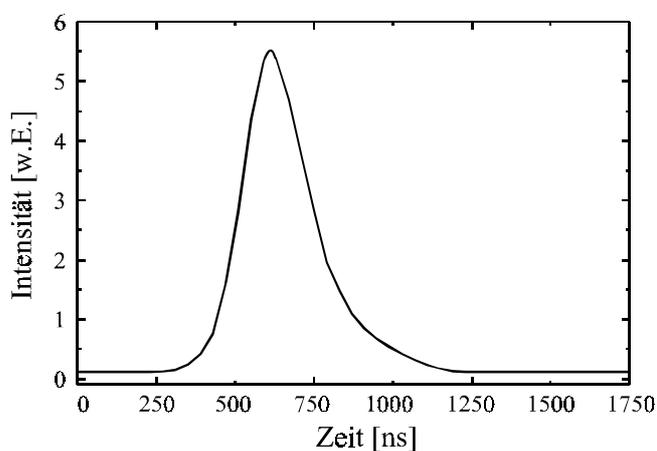


Abb. 5.30: Typischer zeitlicher Verlauf eines Laserpulses im güteschalteten Betrieb. Die Pulsdauer beträgt ca. 300ns

Im folgenden wird die Eignung des Lasersystems für einen abstimmbaren Laserbetrieb geschildert. Für die Wellenlängenabstimmung sind verschiedene Methoden aus der Literatur bekannt. Im Bereich der Festkörperlaser werden für eine schmalbandige Abstimmung über ein breites Spektrum überwiegend Methoden basierend auf frequenzselektiven Elementen wie Gitter, Lyot-Filter oder Prisma eingesetzt. Die beiden erstgenannten Methoden sind grundsätzlich polarisationsabhängig, wodurch verstärkte Verluste in Kauf genommen werden müssen.

Für erste Untersuchungen stand nur ein einstufiges Lyot-Filter aus doppelbrechendem Quarz mit einer Dicke von 0.9mm sowie ein unbeschichtetes Quarz-Prisma zur Verfügung. Das jeweilige zusätzliche frequenzselektive Element wurde zwischen dem Laserstab und dem Auskoppelspiegel in den Aufbau integriert.

Grundlage der Frequenzselektion mit Hilfe eines Lyot-Filters ist der physikalische Effekt der wellenlängenabhängigen Doppelbrechung in Verbindung mit einer polarisierten Laseremission.

Die Wellenlängenselektion wird experimentell durch Rotation des Filters um seine Flächennormale verwirklicht [Pre80]. Die experimentellen Ergebnisse sind in Abbildung 5.31 aufgetragen. Die Messung wurde bei einer

Pumpleistung von 140W durchgeführt, um die Depolarisationsverluste niedrig zu halten. Die Ausgangsleistung des Lasersystems im freilaufenden Betrieb betrug 7W. Bei den Experimenten auf der Basis des *Lyot*-Filters wurde das Filter unter dem Brewsterwinkel in den Resonator integriert. Diese Anordnung hat für die p-Polarisation geringste Verluste, jedoch reduzierte sich aufgrund der Depolarisationsverluste die Ausgangsleistung am Auskoppelspiegel auf

unter 1W. Mit einem solchen Lasersystem konnte ein kontinuierlicher Abstimmbereich über 60nm von 2000nm bis 2067nm erzielt werden. Der Abstimmbereich wurde vordergründig durch die spektralen Eigenschaften der optischen Beschichtungen sowie dem Verstärkungsprofil des aktiven Mediums beeinflusst. Bei den Untersuchungen mit einem Prisma ohne Antireflexbeschichtung als abstimmendes Element reduzierte sich der Abstimmbereich aufgrund der insgesamt hohen resonatorinternen Verluste. Die Ausgangsleistung des Lasersystems stieg auf über 1W an, da mit einem derartigen Aufbau die Depolarisationsverluste keine entscheidende Rolle mehr spielen.

Die Untersuchungen haben die Eignung des Systems für einen wellenlängenselektiven Laserbetrieb nachgewiesen. Der erzielte Abstimmbereich kann durch die Minimierung der Resonatorverluste erweitert werden. Insbesondere der kurzwellige Spektralbereich unterhalb von $2\mu\text{m}$ sollte hierdurch erschlossen werden. Als geeignetes frequenzselektives Element bietet sich ein Prisma mit einer breitbandigen Antireflexbeschichtung an. Auf diese Weise sollte ein wellenlängenselektiver Laserbetrieb mit hohen Ausgangsleistungen erreichbar sein.

Die geschilderten Forschungsarbeiten haben das Potential des realisierten Hochleistungslasersystems für die Erweiterung der Betriebsparameter offengelegt. Die erzielten Ergebnisse bei

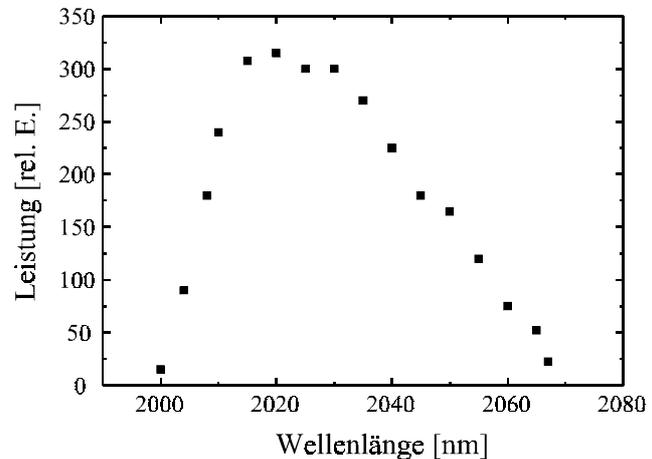


Abb. 5.31: Abstimmkurve des Thulium-Lasers mit einem *Lyot*-Filter als frequenzselektives Element

der Güteschaltung hinsichtlich der Pulslänge und der Wiederholrate sollten durch die Verwendung eines akustooptischen Modulators (AOM) verbessert werden können. Wiederholraten von mehreren Kilohertz erscheinen realisierbar. Das Prinzip derartiger Modulatoren beruht auf einem durch transversal eingekoppelte Ultraschallwellen induziertes optisches Gitter. Bei diesem Verfahren sind, im Gegensatz zur longitudinalen Methode, die Verluste für die verschiedenen Polarisationsrichtungen annähernd identisch. Das Hauptproblem bei diesen Modulatoren liegt bei den Zerstörschwellen der notwendigen optischen Beschichtungen. Der Einsatz der Modulatoren unter dem Brewsterwinkel oder der alternative Einsatz einer Pockels-Zelle ist bei dem derzeitigen Stand der Technik nicht praktikabel.

Der demonstrierte Abstimmbereich stößt an die Grenzen der spektralen Breite der optischen Beschichtungen. Die Minimierung der Verluste sollte auch einen Laserbetrieb hoher Leistung zulassen. Zudem werden durch den breiten Abstimmbereich Perspektiven für die Erzeugung kurzer Pulse im ps-Bereich durch Techniken der Modenkopplung aufgezeigt. Anwendungen im Bereich der LIDAR-Technik erweitern somit den Einsatzbereich des Lasersystems.

Darüber hinaus bietet die Realisierung eines Lasersystems auf der Grundlage der gesamten Forschungsarbeiten mit niedrigsten Schwellpumpleistungen und hierdurch minimierten pumpleistungsabhängigen Depolarisationsverlusten die Möglichkeit einen polarisierten abstimmbaren Laserbetrieb mittlerer Ausgangsleistung zu erzielen. Ein solches Lasersystem ist auch für Anwendungen außerhalb der Lasermedizin wie zum Beispiel für optisch parametrische Prozesse überaus interessant.

5.3 Perspektiven für Quasi-3-Niveau-Systeme

Die vorgestellten theoretischen Untersuchungen an dem Quasi-3-Niveau System Tm^{3+} :YAG ermöglichen eine zutreffende Beschreibung der Laserschwelle und des differentiellen Wirkungsgrades. Zudem wurden die Vorteile der Anregungskonfiguration durch die Simulationen zur Temperaturverteilung im Laserstab aufgezeigt. Die benötigten Eingangsparameter für die Berechnungen lassen sich weitestgehend durch spektroskopische Untersuchungen erhalten. Das Konzept sollte somit auch auf andere Quasi-3-Niveau Niveausysteme übertragbar sein.

Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang der 946nm-Nd:YAG Laser für Anwendungen in der Kommunikations- oder Informationstechnologie. Unter diesem Aspekt spielen besonders effiziente, kompakte und faserkompatible Lasersysteme mit Ausgangsleistungen im unteren Watt-Bereich eine wichtige Rolle. Diese Anforderungen verlangen nach

einer Miniaturisierung des Lasersystems. Der in Kapitel 5.1.4 beschriebene Ansatz für ein kompaktes Lasersystem ist auch in diesem Fall anwendbar, jedoch ist eine stärkere Miniaturisierung für Anwendungen dieser Art vorteilhaft. Die theoretischen Modellierungen der Schwellpumpleistungen zeigen den folgenden Ansatz auf, der allerdings neue Kristallstrukturen erfordert. Die theoretischen Abschätzungen ergeben für den Nd:YAG-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 1064nm oder 946nm Schwellpumpleistungen im mW-Bereich bzw. Watt-Bereich, unter der Voraussetzung von Kristallradien in der Größenordnung von Lichtleitfasern (μm -Bereich). Derartige kristalline Wellenleiterstrukturen implizieren hervorragende thermo-optische Eigenschaften und ermöglichen die schmalbandige Laseremission von homogen verbreiternden Lasermedien.

Herkömmlich geschliffene und polierte Laserkristalle sind aus technischen Gründen auf minimale Kristalldurchmesser von 1mm begrenzt. Geometrisch kleinere Kristallstrukturen verlangen nach neuen Herstellungsverfahren. Im Rahmen der Arbeit wurden in Zusammenarbeit mit dem *General Physics Institute* in Moskau kristalline Wellenleiterstrukturen nach einem neuartigen Zuchtverfahren (*LHPG: laser heated pedestal growth technique*) hergestellt. Die Zucht der Kristalle wird unter oxidischer Atmosphäre durchgeführt. Die Preform des Kristalls wird durch einen CO_2 -Laser erhitzt. In die erzeugte Schmelze wird der Impfling eingetaucht. Dieses Verfahren zeichnet sich durch hohe Zuchtgeschwindigkeiten (40mm/h) aus und unterliegt keinen Kontaminationsproblemen durch Schmelztiegel.

Erste Nd:YAG Strukturen mit einem Durchmesser zwischen $200\mu\text{m}$ und $500\mu\text{m}$ und einer Länge zwischen 3mm und 100mm wurden gezüchtet und charakterisiert [Tsv96]. Das Absorptions-

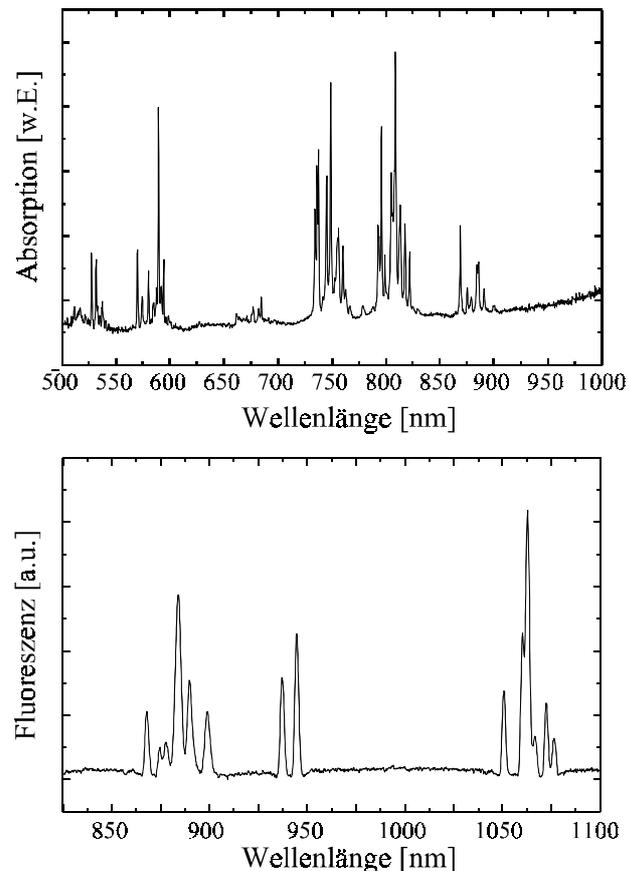


Abb. 5.32: Absorptionsspektrum (oben) und Fluoreszenzspektrum (unten) einer 1.1% Nd:YAG Wellenleiterstruktur

spektrum eines 1.1%-dotierten Nd:YAG Kristalls in dem Wellenlängenbereich von 500nm bis 1000nm ist in Abbildung 5.32 dargestellt. Die starke Absorptionsbande bei 808nm eignet sich hervorragend zur Anregung mit GaAlAs Diodenlasern. Der Absorptionskoeffizient für diese Wellenlänge konnte zu $\alpha \approx 4.3 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. Abbildung 5.32 zeigt ebenfalls die Messung des Fluoreszenzspektrums bei Raumtemperatur unter Anregung bei 808nm. Das Spektrum kann den Übergängen ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ und ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ zugeordnet werden. Die in Abbildung 5.32 illustrierten Spektren entsprechen denen nach der herkömmlichen Czochralski-Methode gezüchteten Kristallen und sind somit ein Indiz für die kristalline Struktur.

Der Laser wurde analog zu Abbildung 4.2 konfiguriert und die optischen Beschichtungen wurden der Pumpwellenlänge und der Laserwellenlänge entsprechend angepaßt. Der Kristalldurchmesser betrug $500 \mu\text{m}$ und die Kristalllänge 5mm. Als Pumpquelle diente ein Diodenlaser der Firma *Siemens* mit einer Ausgangsleistung von 1W. Laserbetrieb bei Raumtemperatur konnte nur für den ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ Übergang ($\lambda=1064\text{nm}$) erzielt werden. Der Grund hierfür lag bei der optischen Qualität der neuen Kristallstrukturen und der optischen Beschichtungen auf dem Laserkristall.

Bei einer Pumpleistung von 850mW wurde eine Ausgangsleistung im transversalen Grundmode von 90mW erzielt (Abbildung 5.33). Aus der Abschwächkurve konnte ein differentieller Wirkungsgrad von 11% abgeleitet werden und die Schwellpumpleistung betrug 50mW. Eine Sättigung aufgrund thermischer Effekte wurde nicht beobachtet und die Ausgangsleistung war lediglich durch die verfügbare Pumpleistung begrenzt. Das große Oberflächen- zu

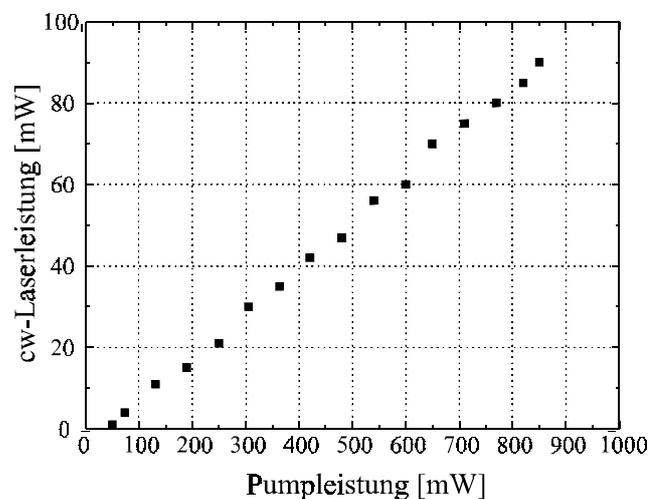


Abb. 5.33: Leistungskennlinie des Nd:YAG Lasers auf der Grundlage der kristallinen Wellenleiterstruktur

Volumenverhältnis erlaubte es auf eine aktive Kühlung der kristallinen Wellenleiterstruktur zu verzichten, so daß die Wärmeabfuhr nur über den mechanischen Kristallhalter erfolgte. In diesem Zusammenhang konnte auch kein Leistungsabfall nach mehreren Stunden festgestellt werden. Die Optimierung der Kristallqualität, der Stirnflächenpolitur und der optischen Beschichtungen sollte für Nd:YAG Strukturen auch einen Laserbetrieb bei 946nm ermöglichen.

Die vorgestellten Kristallstrukturen erlauben einen überaus kompakten und technisch einfachen Aufbau des Lasersystems und sind in der Lage die oben gestellten Anforderungen zu erfüllen. Das vorgestellte Konzept auf der Basis der neuartigen kristallinen Wellenleiterstrukturen ist aufgrund der thermooptischen Eigenschaften insbesondere für quasi-3-Niveau Systeme geeignet. Darüber hinaus sind auch *up-conversion* Lasersysteme für den sichtbaren Spektralbereich denkbar, da hohe Pumpleistungsdichten in den aktiven Medien erzeugt werden können. Zudem ermöglicht das Laserkonzept die Realisierung von effizienten und miniaturisierten Lasersystemen.

6 Eruierung des medizinischen Einsatzpotentials

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Tm^{3+} :YAG-Laser mit hoher Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb entwickelt. Die Ergebnisse dieser Arbeiten entsprechen dem in Kapitel 2 vorgestellten Anforderungsprofil. Aus diesem Grund wurden medizinische Voruntersuchungen an biologischem Gewebe durchgeführt. Diese Untersuchungen sollen die grundlegenden Gewebeveränderungen unter dem Einfluß kontinuierlicher Laserstrahlung bei $2\mu m$ aufzeigen. In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Gewebewechselwirkungen dargestellt. Ausführlichere Betrachtungen dieser Thematik finden sich in der Literatur bei [Ber89,Sie91]. Die angewandten experimentellen Methoden werden vorgestellt und die erzielten Ergebnisse abschließend diskutiert.

6.1 Grundlagen: Laser-Gewebewechselwirkungen

Die Wechselwirkungen zwischen den Molekülen des Gewebes und dem Laserlicht können je nach Leistungsdichte und Bestrahlungszeit in photochemische, thermische oder nichtlineare Prozesse eingeteilt werden. Bestandteil der vorliegenden Untersuchungen sind, aufgrund der möglichen Leistungsdichten, die thermischen Prozesse, welche zu reversiblen und irreversiblen Schädigungen des Gewebes führen. Bei der laserunterstützten Gewebearbeitung unterscheidet man je nach Leistungsdichte und Bestrahlungsdauer drei unterschiedliche Prozesse:

1. *Koagulation* tritt für geringe Leistungsdichten auf. Unterhalb der Ablationsschwelle kann auch bei langen Einwirkzeiten kein Gewebe abgetragen werden, da die Energie über die Wärmeleitung im Gewebe abgeführt wird und die Temperaturen begrenzt bleiben. Ein Koagulationssaum ist auch bei Schneidprozessen als Randzone zu erkennen. Die laserinduzierte Koagulation wird in der Medizin häufig eingesetzt, um gezielt bestimmte Gewebereale zu zerstören.
2. *Photoablation und Photovaporisation* bezeichnen einen gewebeabtragenden Prozeß. Bei der Photoablation überschreitet intensive Laserstrahlung die Ablationsschwelle und das Material wird, unter Mitnahme von nahezu der gesamten Energie, abgetragen. Hierdurch treten nur geringe Schädigungszonen auf, die in Ihrer Ausweitung in etwa der optischen Eindringtiefe entsprechen. Die Photoablation wird im wesentlichen durch die Ablations-

schwelle und die Ablationsrate charakterisiert. Die Wechselwirkungszeiten liegen hierbei im Nanosekunden- bis Mikrosekundenbereich und typische Laserintensitäten belaufen sich auf einige MW/cm^2 . Ziel der Photoablation in der Medizin ist das Abtragen von Gewebe, unter möglichst geringen lateralen Schädigungen des Gewebes im Vergleich zum abgetragenen Volumen. Im Bereich von Laserintensitäten kleiner $1\text{MW}/\text{cm}^2$ und Bearbeitungszeiten über 1ms liegt der Prozeß der Gewebevaporisation vor. Hierbei wird das Gewebe so stark erhitzt, daß es zur Verdampfung und damit zur Abtragung des Gewebes kommt. Die lateralen Schädigungszonen erstrecken sich aufgrund der längeren Einwirkzeit über ein größeres Gewebeareal im Vergleich zur Photoablation.

3. *Photodisruption* liegt für extreme Lichtintensitäten vor ($>1\text{GW}/\text{cm}^2$). In diesem Fall führt das durch die Laserstrahlung erzeugte elektrische Feld zur Ionisation der Atome oder der Moleküle und es entsteht ein Plasma. Dieses Plasma absorbiert die Laserstrahlung, wodurch ein schlagartiger Temperaturanstieg und die Expansion des Plasma resultiert. Dies führt wiederum zur Ausbildung einer akustischen Welle bzw. einer Schockwelle die zusätzlich eine mechanische Schädigung des Gewebes verursacht.

Die unter Punkt 1 und 2 aufgeführten Prozesse bilden den Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen. Die Prozesse beruhen auf der Absorption der Laserstrahlung im Gewebe und der Umwandlung dieser Laserenergie in Wärmeenergie. Die Stärke der Absorption und die Bestrahlungsdauer bestimmen die pro Volumen eingebrachte Leistung bzw. die deponierte Energie. Die Absorption hängt von der Gewebeart und der Laserwellenlänge ab, so daß die Wahl des Lasersystems die Folgen der Wechselwirkung und die Einsatzgebiete mitbestimmt. Im sichtbaren bis nahinfraroten Spektralbereich wird die Laserstrahlung durch die Leuchtelektronen der Atome absorbiert und durch strahlungslose Relaxation in Wärme umgewandelt. Die primären absorbierenden Chromophore in diesem Wellenlängenbereich sind das Hämoglobin und das Melanin. Im mittleren bis ferninfraroten Spektralbereich spielt für die Absorption das im Gewebe enthaltene Wasser die entscheidende Rolle (vgl. hierzu Kapitel 2, Abbildung 2.1). Hierbei werden die Rotations- und Schwingungszustände der Wassermoleküle angeregt.

Die in Wärmeenergie umgewandelte Laserenergie führt zur Temperaturerhöhung des Gewebes. Die induzierte Temperaturverteilung wird neben der eingebrachten Energie auch durch die verschiedensten Prozesse des Wärmetransports und der Wärmespeicherung bestimmt. Bei der *Wärmeleitung* erfolgt der Transport von Wärmeenergie durch die ungeordnete Wärmebewe-

gung der Moleküle und Atome in Richtung abnehmender Temperatur. Ein kennzeichnende Größe für die Wärmeleitung ist die Wärmeleitfähigkeit λ_k [W/m·K]. Für Gewebe beläuft sich dieser Koeffizient je nach Wassergehalt auf 0.3 bis 0.5W/m·K (zum Vergleich: für Kupfer beträgt λ_k ungefähr 418W/m·K). Die Wärmeleitung erfolgt bis zur erneuten Einstellung eines thermischen Gleichgewichts. Die *Wärmespeicherung* ist ebenfalls gewebeabhängig und wird durch die spezifische Wärme c_k [J/g·K] charakterisiert. Die spezifische Wärme gibt die Wärmemenge an, die erforderlich ist, um 1g oder ein Mol eines Stoffes um 1K zu erwärmen. Die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärme sind über die Temperaturleitfähigkeit χ miteinander verbunden, wobei gilt: $\chi = \lambda_k / (\rho \cdot c_k)$ (ρ : Dichte des Gewebes). Die Temperaturleitfähigkeit von Gewebe beträgt typischerweise $1.2 \cdot 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$.

Neben der Wärmeleitung können auch andere Mechanismen zur Wärmeabfuhr beitragen. Hierbei ist zum Beispiel die Verdampfung des Gewebes oder die Konvektion von Bedeutung. Vor allem in lebendem Gewebe ist darüber hinaus die Kühlung durch den Blutfluß nicht zu vernachlässigen. Eine entscheidende Rolle spielt in diesem Zusammenhang die Durchblutungsrate und die Bearbeitungsdauer. Im kontinuierlichen Laserbetrieb kann diese Art der Wärmeabfuhr einen dominanten Einfluß auf die Temperaturverteilung haben, so daß kleinere thermisch belastete Bereiche auftreten können.

Durch die beschriebenen Vorgänge des Wärmetransports stellt sich ein Temperaturgradient im Gewebe ein. Demzufolge sind die resultierenden Gewebeveränderungen mit zunehmender Tiefe unterschiedlich, wodurch bei der Laserbearbeitung immer mehrere Gewebewirkungen gleichzeitig auftreten. In Tabelle 6.1 sind einige Gewebeeffekte aufgeführt.

Ab einer Temperatur von ungefähr 45°C können irreparable

Temperatur [°C]	Gewebeeffekte
<40°	keine irreparablen Schädigungen
40° - 45°	Ödemausbildung Membranauflockerung in Abhängigkeit von der Zeit Zelltod
60°	Proteindenaturierung, Koagulation Nekrosen
80°	Kollagendenaturierung Membrandefekte
100°	Austrocknung
>150°	Karbonisierung
>300°	Verdampfung

Tab. 6.1: Gewebeeffekte für verschiedene Temperaturbereiche [Ber89]

Schädigungen auftreten. Die medizinisch ausgenutzten Effekte der Koagulation oder der Ablation treten ab einer Temperatur von 60°C bzw. $>300^{\circ}\text{C}$. Im Temperaturbereich von 60°C bis 150°C wird das Gewebe ausgetrocknet und bei über 150°C karbonisiert. Zu beachten ist hierbei, daß die Bestrahlungsdauer auch einen entscheidenden Einfluß auf die Gewebeschädigung hat. Kurzzeitige Erhitzungen von 70°C sorgen ebenso für eine Zerstörung wie Temperaturen um 50°C über einen Zeitraum von mehreren Minuten. Abbildung 6.1 zeigt die verschiedenen Schädigungszonen beim Schneiden

von Gewebe nach [Groth]. Die Breite der einzelnen Zonen ist von vielen Parametern abhängig. Neben der Laserwellenlänge und Laserbetriebsart spielt auch die Art und Weise der Bearbeitung eine entscheidende Rolle. So können insbesondere die oberen Schädigungszonen der Karbonisation und der Koagulation durch zusätzliche Maßnahmen, wie Spülung und Kühlung des Bearbeitungsortes, eine Reduzierung der irreparablen Schädigungen hervorrufen. Darüber hinaus ist zu beachten,

daß die thermischen Wirkungen auch die optischen, thermischen und mechanischen Eigenschaften des Gewebes verändern und somit den räumlichen und zeitlichen Verlauf der Erwärmung beeinflussen. So sorgt zum Beispiel ausgetrocknetes Gewebe für einen Wärmestau und die karbonisierten Zonen absorbieren wesentlich stärker die einfallende Laserstrahlung.

Die Ausdehnungen der thermischen Schädigungszonen und der Einfluß der Bestrahlungsdauer wird im folgenden für ein vereinfachtes eindimensionales Wärmeleitungsmodell dargestellt.

Der ortsabhängige Energieeintrag ist von der optischen Eindringtiefe d_{opt} und der Wärmeleitung abhängig. Die optische Eindringtiefe wird durch die Absorption (Absorptionskoeffizient α_{Gewebe}) und der Streuung der Laserstrahlung im Gewebe bestimmt. Setzt man nach dem Lam-

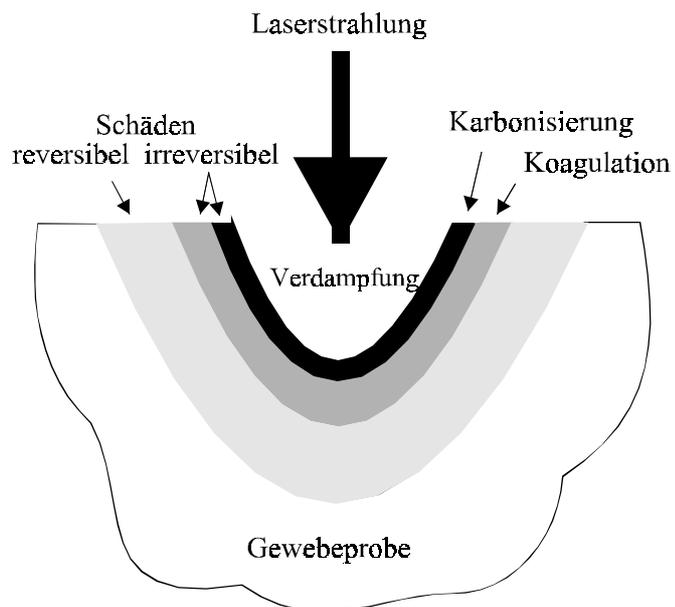


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der thermischen Schädigungszonen bei der Photoablation [Groth]

bert-Beerschen-Gesetz mit zunehmender Tiefe des Gewebes eine exponentielle Abnahme der Intensität voraus, so reicht die Laserintensität in einer Randzone aus um Gewebe zu koagulieren. Diese Randzone erstreckt sich über einen Bereich, der ungefähr der optischen Eindringtiefe entspricht und stellt eine im Idealfall untere Grenze der geschädigten Zone dar. Für die untere Grenze gilt:

$$d_{opt} = \frac{1}{\alpha_{Gewebe}} \quad (6.1)$$

Diese Abschätzung gilt für kurze Bearbeitungszeiten, in deren Verlauf die Wärmeleitung noch keine Rolle spielt. Für längere Bestrahlungszeiten t erfolgt eine Verbreiterung der Schädigungszone durch die Wärmeleitung und es gilt [Helf, Lub94]:

$$d_{therm} \propto \sqrt{4 \cdot \chi \cdot t} \quad (6.2)$$

Aus den Beziehungen (6.1, 6.2) kann die kritische Zeit t_{krit} der Laserbearbeitung beim Übergang von der minimalen Schädigungszone zur thermisch erweiterten Zone abgeleitet werden. Es gilt hierbei:

$$t_{krit} = \left(4 \cdot \alpha_{Gewebe}^2 \cdot \chi\right)^{-1} \quad (6.3)$$

Für den Wellenlängenbereich von 2013nm bis 2065nm liegen die optischen Eindringtiefen zwischen ca. 100 μ m und 300 μ m. Hiermit ergeben sich tolerierbare Bearbeitungszeiten in einem Bereich von 20ms bis 200ms. Eine Bearbeitungszeit von 1s resultiert nach (6.2) in einer thermische Nekrosezone von ungefähr 1000 μ m. Diese Abschätzungen gelten jedoch nur für die Voraussetzung eines eindimensionalen Wärmeleitungsmodells, so daß in der Praxis kleinere Nekrosezonen zu erwarten sind. Insbesondere bei der Verwendung von kontinuierlicher Laserstrahlung werden effektiv kürzere Bestrahlungszeiten erreicht, da die Expositionsdauer im wesentlichen durch die manuelle Strahlführung bestimmt wird.

Aus diesen Betrachtungen ist zu folgern, daß der Tm³⁺:YAG-Laser im Dauerstrichbetrieb und den hohen Ausgangsleistungen für Gewebebehandlungen geeignet ist, in deren Rahmen

relativ hohe Ablationsraten im Vordergrund stehen. Aufgrund der koagulierenden Eigenschaften sind vor allem die stark durchbluteten Weichgewebe als Zielgruppe interessant. Um die Eignung des Lasersystems für den medizinischen Einsatz zu überprüfen lag der Schwerpunkt der medizinischen Voruntersuchungen auf der Charakterisierung der Ablationsschwellen und der thermischen Schädigungszonen anhand verschiedener Gewebeproben.

6.2 Experimentelle Methoden

Die experimentellen Untersuchungen wurden stellvertretend für die stark durchbluteten Weichgewebe an Lebergewebe und Herzmuskelgewebe vom Schwein durchgeführt. Darüber hinaus wurde auch Schweinehaut hinsichtlich der koagulierenden Gewebewechselwirkungen untersucht.

Die Eignung des Lasersystems für medizinische Anwendungen wurde anhand von drei unterschiedlichen Bearbeitungsmethoden überprüft. Der Schwerpunkt lag auf der Charakterisierung der Abtragseigenschaften. Zur Bestimmung der Ablationsschwelle sowie der Ablationsrate wurde der Massenverlust des Gewebes in Abhängigkeit der eingebrachten Energie gemessen. Als Strahlführungssystem wurde eine Quarz-Quarz-Lichtleitfaser mit einem Durchmesser von 400µm eingesetzt. Die flexible Lichtleitfaser zeichnete sich durch einen geringen OH⁻-Wert aus, so daß die Dämpfung bei ca. 2%/m lag. Dies ermöglicht eine einfache und freie Führung der Laserstrahlung zum Bearbeitungsort. Die Lichtleitfaser wurde je nach Methode im Kontaktverfahren oder im berührungslosen Verfahren eingesetzt. Zur Erzeugung tieferer Schnitte wurde das Gewebe mehrfach bestrahlt. Die Bearbeitungsmethode basierte auf der freihändigen und berührungslosen Führung des Lichtleiters beim Ablationsprozeß. Diese Methode gleicht in ihrer Art und Weise besonders den gängigen Operationstechniken. Das Kontaktverfahren wurde für das Bohren von Kanälen in das Gewebe, verwendet. Hierbei wurde wahlweise mit und ohne zusätzlicher Nachführung der Lichtleitfaser gearbeitet. Der ausgeübte Druck war zu keiner Zeit ausreichend, um das Gewebe auch ohne Laserbestrahlung zu beschädigen. Die Schneidversuche wurden in Freihandchirurgie durchgeführt. Bei den Experimenten zum Massenverlust wurde der in Abbildung 6.2 skizzierte Aufbau verwendet. Um vergleichende Aussagen treffen zu können und zu jeder Zeit gleiche Gewebebedingungen vorzufinden wurde die Lichtleitfaser über eine Positioniereinheit derartig geführt, daß kein Gewebereich mehrmals bestrahlt wurde. Ebenso wurde bei der Auswertung der Messung der natürliche Massenverlust

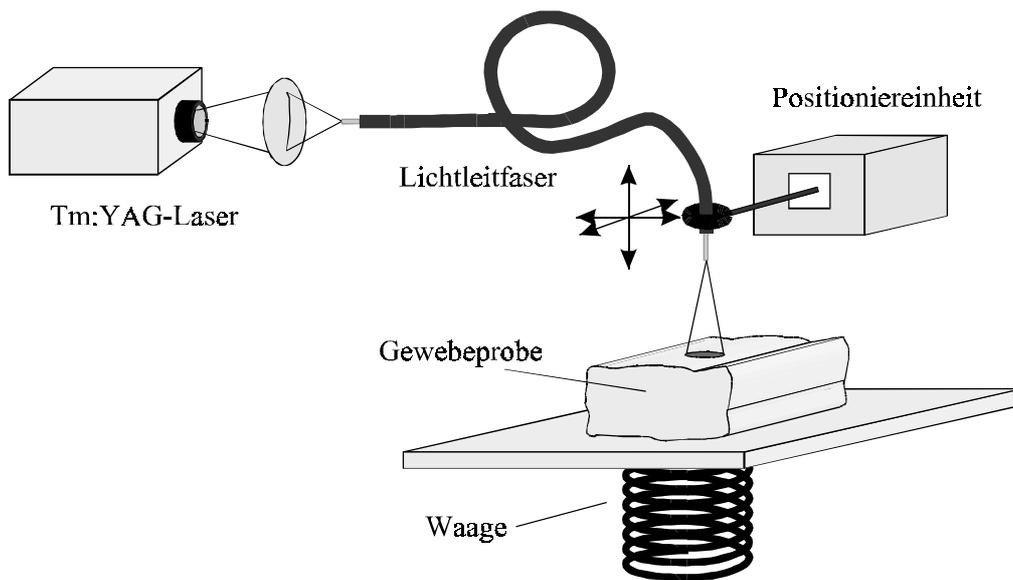


Abb. 6.2: *Prinzipische Skizze des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung des Massenverlustes*

durch die stetige Austrocknung des Gewebes berücksichtigt. Der Massenverlust wurde mit Hilfe einer Präzisionswaage mit einer Genauigkeit im μg -Bereich gemessen. Zur Charakterisierung der Gewebewechselwirkungen erfolgte die Bearbeitung des Gewebes mit Intensitäten bis zu $65\text{kW}/\text{cm}^2$ bei Expositionsdauern zwischen 400ms und 20s.

Neben der Frage wieviel Gewebe abgetragen wird, ist es auch wichtig die Bereiche abzuschätzen, in denen noch irreversible Schädigungen durch die Koagulation des Gewebes auftreten. Die Bestimmung der thermischen Schädigungszonen erfolgte mit Hilfe eines Licht- und Elektronenmikroskops. Die Randzonen wurden in axialer und lateraler Richtung charakterisiert.

6.3 Ergebnisse und Diskussion

Im Verlauf der Experimente zum Massenverlust betrug die Ausgangsleistung des Thulium-Lasers konstant 5W oder 10W. Die in das Gewebe eingebrachte Energie wurde durch die Bearbeitungsdauer verändert. Während der berührungslosen Bestrahlung wurde ein Abstand zwischen der Lichtleitfaser und der Gewebeprobe von 0.5mm bis 1mm eingehalten. Dieser Abstand resultiert in einem Bearbeitungsfleck von 1.1mm Durchmesser auf dem Gewebe. Demzufolge belief sich die Bestrahlungsdichte auf $0.5\text{kW}/\text{cm}^2$ und $1\text{kW}/\text{cm}^2$. Die Abtastgeschwindigkeit betrug 1cm/s und war ausreichend, um die Karbonisierung des Gewebes zu vermeiden.

Abbildung 6.3 illustriert die Meßergebnisse an Lebergewebe. Der Massenverlust ist nahezu linear abhängig von der eingebrachten Energie. Die Abtragsrate von ungefähr 0.245mg/J ist erwartungsgemäß für beide Laserausgangsleistungen identisch. Darüber hinaus wird auch keine Abhängigkeit von der Bearbeitungsdauer aufgezeigt. Dieses Verhalten beruht im wesentlichen auf dem Untersuchungsverfahren, bei dem kein Gewebeareal mehrfach bestrahlt wird. Unterschiede treten jedoch sehr wohl bei der Ablationsschwelle auf. Die Schwelle in der Größenordnung von $558\text{J}/\text{cm}^2$ für die Ausgangsleistung von 5W liegt um einen Faktor 10 höher als für die 10W Ausgangsleistung (Ablationsschwelle, ca. $53\text{J}/\text{cm}^2$) und die Zeitspanne von 50ms bis zu 1s bis zum Erreichen der Schwelle ist sogar um einen Faktor 20 länger. Der Grund hierfür ist bei der Wärmeleitung zu finden, welche bei der

längeren Bearbeitungszeit einen entscheidenden Einfluß auf das Abtragsverhalten hat, da hierdurch Wärmeenergie abgeführt wird und nicht mehr für die Erwärmung des Gewebes zur Verfügung steht. Die durch die Laserbestrahlung erzielten Massenverluste im 25mg-Bereich für Bestrahlungsdauern von 20s heben das Potential des Lasersystems für eine effiziente volumenreiche Gewebeabtragung hervor.

Vergleichbare Untersuchungen wurden für das Herzmuskelgewebe angestellt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde nur eine Ausgangsleistung von 10W gewählt, da die Ablationsschwellen wie gezeigt in diesem Fall deutlich niedriger ausfallen. Zusätzlich wurde die Messung erweitert, indem der Bestrahlungsfleck durch die Fokussierung des Laserlichts von einem

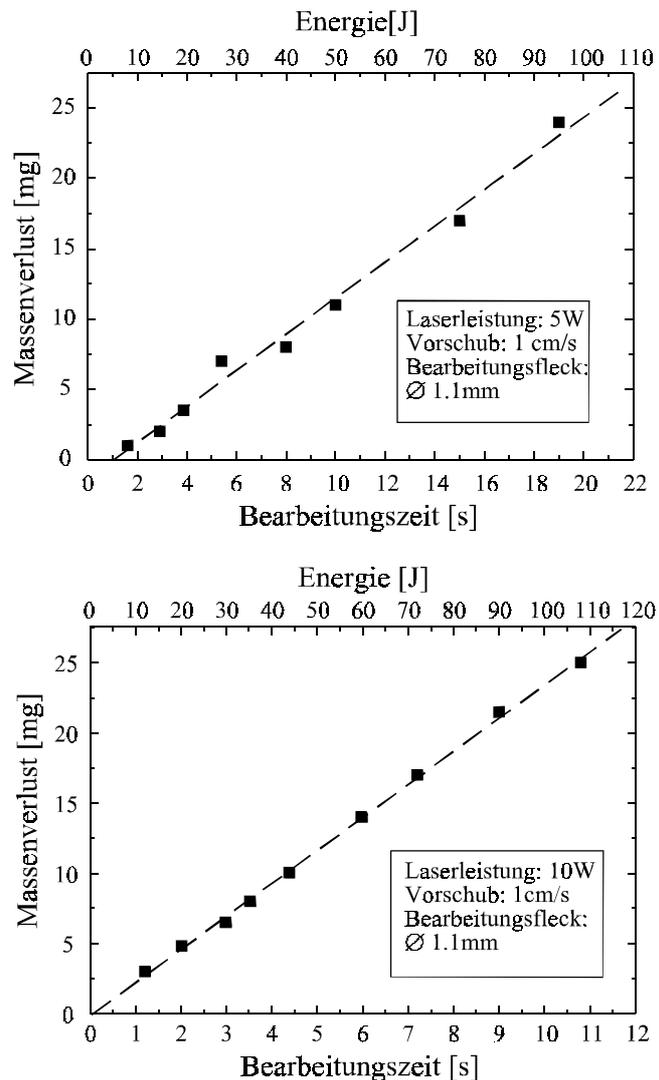


Abb. 6.3: Massenverluste am Lebergewebe für Laserleistungen von 5W (oben) und 10W (unten)

Durchmesser von 1.1mm auf 140µm verkleinert wurde. Hierdurch stieg die Bestrahlungsdichte auf 65kW/cm² an. Die Abhängigkeit des Massenverlustes von der eingebrachten Laserenergie ist in Abbildung 6.4 dargelegt. Im Falle des kleineren Bearbeitungsflecks konnte die Abtragsrate von 0.238mg/J auf 0.338mg/J gesteigert werden. Der Grund hierfür ist bei den auftretenden Gewebewechselwirkungsprozessen zu suchen. Durch die wesentlich höheren Leistungsdichten erhält der Prozeß der Photoablation einen disruptiven Charakter. Die Ablationsschwelle verhält sich umgekehrt: Mit fast 1200J/cm² bei einem Bearbeitungsfleck von 140µm liegt die Schwelle ungefähr sechsfach höher im Vergleich zu der großflächigeren Bearbeitung (200J/cm²). Diese Eigenschaft ist noch nicht vollständig verstanden. Einen Ansatz zur Erklärung liefert aber wiederum die Wärmeleitung, da bei dem kleineren bestrahlten Volumen aufgrund der verhältnismäßig großen Oberfläche eine bessere Abfuhr der Wärmeenergie gegeben ist.

In der Konsequenz bedeuten die erzielten Abtragsraten für die berührungslose Anwendung, daß ein effizienter Gewebeabtrag in kurzen Bestrahlungszeiten mit diesem Lasersystem möglich ist.

Zur weiteren Qualifizierung werden im folgenden die thermischen Nekrosezonen, welche die verschiedenen Bearbeitungsmethoden hervorrufen, studiert. Zu diesem Zweck wurden Gewebeschnitte im berührungslosen Verfahren unter freihändiger Führung des Lichtleiters analysiert. Diese Methode ähnelt in seinen Rahmenbe-

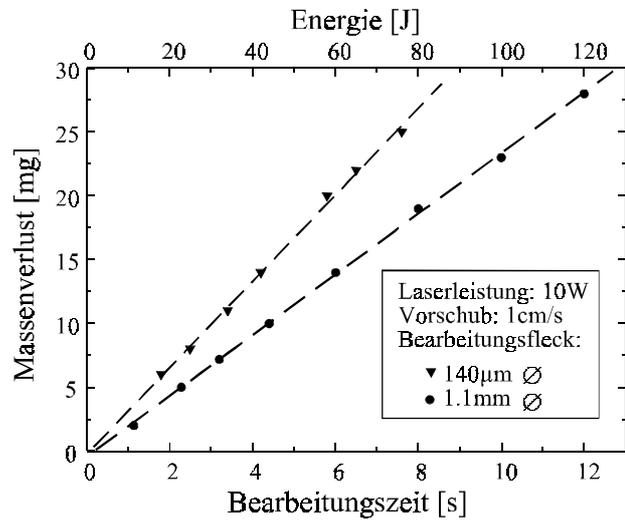


Abb. 6.4: Massenverlust am Herzgewebe bei einer Laserleistung von 10W und verschiedenen Bearbeitungsflächen



Abb. 6.5: Histologie des bearbeiteten Herzgewebes

dingungen dem klinischen Einsatz. Abbildung 6.5 zeigt die Histologie eines Schnitts in Herzmuskelgewebe. Der ca. 3mm tiefe Schnitt entstand durch mehrmalige Bestrahlung des Gewebes bei einer Laserausgangsleistung von 10W. Der Faserabstand belief sich hierbei auf 0.5mm bis 1mm. Die erkennbare thermisch veränderte Zone erstreckt sich von 500 bis 1000 μ m. Deutlich ist die stärkere thermische Belastung in axialer Bearbeitungsrichtung zu erkennen. Diese Ergebnisse wurden ohne zusätzliche Kühlung oder Spülung des Bearbeitungsortes erreicht. Mit Hilfe derartiger Techniken sind Nekrosezonen merklich unter 1000 μ m zu erwarten.

Die Experimente zum Bohren von Kanälen im Kontaktverfahren in Herzmuskelgewebe wurden ebenfalls mit einer Laserleistung von 10W am Faserende angestellt. Der alleinige Druck des Lichtleiters auf das Gewebe führte hierbei nicht zur Beschädigung. Abbildung 6.6 zeigt die thermischen Schädigungszonen für verschiedene Vergrößerungen in lateraler sowie axialer

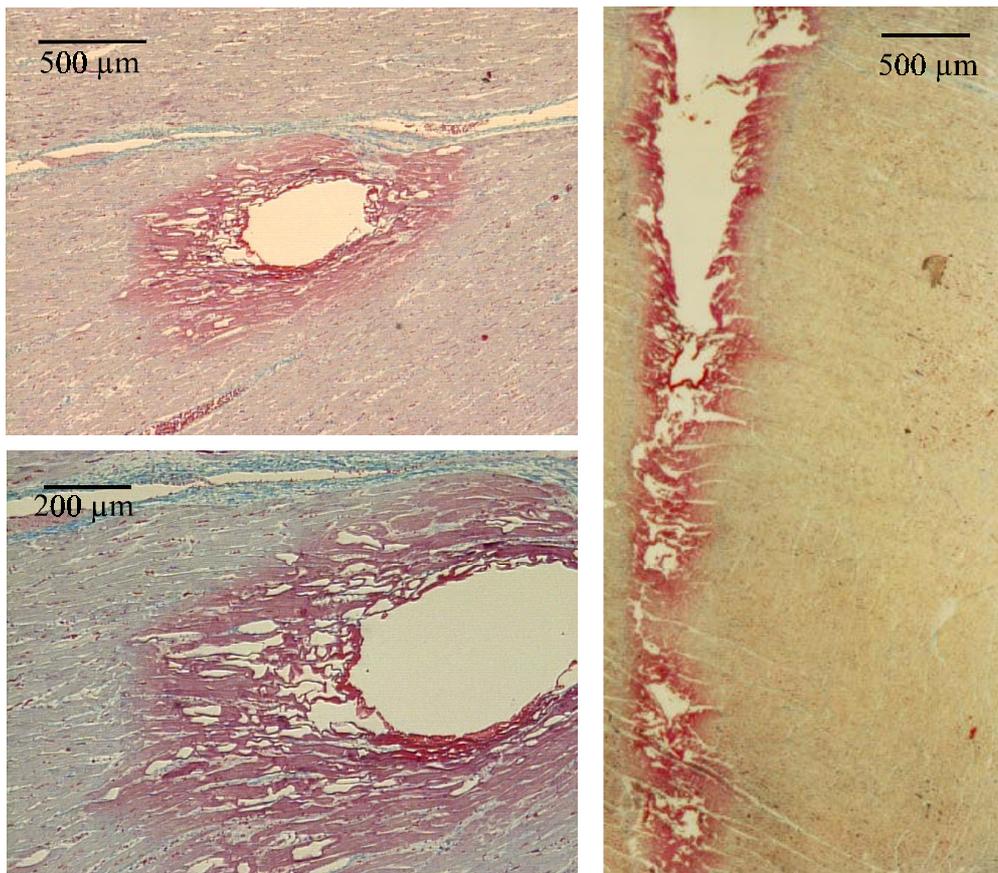


Abb. 6.6: Laterale und axiale Schnitte durch einen gebohrten Kanal in Herzgewebe. Die Vorschubgeschwindigkeit betrug 0.5cm/s und die Laserleistung 10W

Bearbeitungsrichtung. Die Vorschubgeschwindigkeit betrug ca. 0.5cm/s. Unverkennbar ist eine Reduzierung der lateralen thermischen Schädigung auf 200µm bis 600µm zu beobachten. Die leichte Asymmetrie in der Schädigung und die ovale Form ist auf einen nicht transversalen Schnitt zur Bearbeitungsrichtung zurückzuführen. Eine weitere Reduzierung der thermischen Schädigungen ist durch eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit auf ungefähr 1-2cm/s zu erzielen. Ein typisches Ergebnis ist in Abbildung 6.7 aufgezeigt. Die erkennbaren thermischen Schädigungen reichen lateral nur bis zu 100µm in das Gewebe hinein.

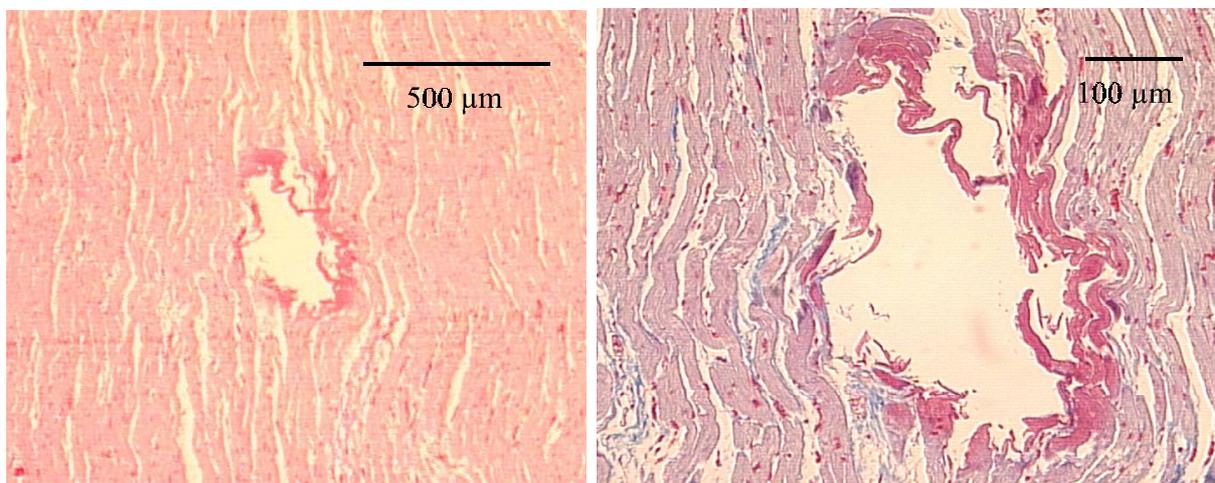


Abb. 6.7: *Lateraler Querschnitt in verschiedenen Vergrößerungen. Das Herzgewebe wurde mit einer Laserleistung von 10W bearbeitet. Die Vorschubgeschwindigkeit lag in diesem Fall bei 1-2cm/s*

Ergänzende Voruntersuchungen zeigten darüber hinaus Perspektiven für ein Lasersystem mit Ausgangsleistungen unterhalb der Ablationsschwelle auf. Derartige Untersuchungen wurde in berührungsloser Technik mit Leistungsdichten auf dem Gewebe von ungefähr 300W/cm² und einer Vorschubgeschwindigkeit von ca. 2cm/s durchgeführt. Die als Gewebeprobe dienende Schweinehaut wurde bis in eine Tiefe von 400µm koaguliert. Die Motivation für diese Experimente liefern medizinische Anwendungen in der Dermatologie oder Orthopädie. Stichworte wie Hautglättung (im Engl.: *skin resurfacing*) oder der Schrumpfung von gedehnten Geweben an Gelenken können hierzu angeführt werden.

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen am biologischen Gewebe, daß die Abtragsraten um 0.300mg/J, bei ähnlichen Laserparametern, in einem zum CO₂-Laser vergleichbaren

Bereich liegen. Die lateralen und axialen thermischen Schädigungszonen von 100-500 μ m bzw. 500-1000 μ m sind zum CO₂-Laser, aufgrund der geringeren Absorption der Laserstrahlung im Gewebe, vergleichbar groß. Die Minimierung dieser Bereiche kann aber durch eine zusätzliche Kühlung oder Spülung erreicht werden. Ein andere Möglichkeit zur Reduzierung bietet die im Rahmen der Anwendung mögliche Anpassung der Bearbeitungsgeschwindigkeit oder –dauer.

Einen wesentlichen Vorteil verspricht die Verwendung von verlustarmen und flexiblen Lichtleitfasern insbesondere für endoskopische Anwendungen. Das Lasersystem verfügt über das Potential zur Anwendung in der allgemeinen Chirurgie (z.B. Bauchoperationen), aber auch in der Herzchirurgie im Bereich der *TMLR* (Transmyocardiale Laser Revascularisation) [Fra95, Hor97], der Neurochirurgie [Lud94] oder der Dermatologie sind Anwendungen denkbar.

Abschließend läßt sich feststellen, daß der Tm³⁺:YAG-Laser über das Potential für die Anwendung in der Lasermedizin verfügt. Aussagen über die Eignung des Systems für die Humanmedizin sind an dieser Stelle noch nicht möglich. Hierzu sind ausführliche klinische Erprobungen in interdisziplinärer Zusammenarbeit mit Medizinern von essentieller Bedeutung.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Der Laser hat seit mehreren Jahren Einzug in die Medizin gehalten. Er gilt in vielen medizinischen Bereichen als Alternative zum konventionellen Skalpell und wird gezielt zur Koagulation von Gewebe eingesetzt.

Ein Lasersystem mit hohen Ausgangsleistungen im Dauerstrichbetrieb bei $2\mu\text{m}$ bietet das Potential für neue Anwendungen, bei denen eine Führung durch flexible Lichtleiter erforderlich ist und großvolumige Gewebeablationen gewünscht sind. Zu Beginn dieser Arbeit stand ein derartiges System nicht zur Verfügung.

Ziel der Arbeit war daher die Bereitstellung und Optimierung eines diodengepumpten Hochleistungsfestkörperlasers im Dauerstrichbetrieb mit guter Strahlqualität bei $2\mu\text{m}$, der sich durch eine hohe Effizienz und Zuverlässigkeit auszeichnet.

Bei den im Rahmen der Arbeit untersuchten Lasermaterialien mit den Seltenen Erden Thulium und Holmium als aktive Ionen liegt das untere Laserniveau im Grundzustandsmultiplett. Diese Eigenschaft erfordert bei der Laserentwicklung die Berücksichtigung und die Kontrolle der thermischen Aufladung des Lasermediums sowie der Reabsorption der emittierten Laserstrahlung.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein neuartiges Anregungskonzept für einen Tm^{3+} :YAG Laser verfolgt, welches diese Probleme minimiert. Um die physikalischen Grundlagen des Laserhaltens zu analysieren, erfolgten detaillierte Modellierungen des Laserprozesses. Der Einfluß der Reabsorption auf die Laserschwelle in Abhängigkeit von der Geometrie des Lasermediums Tm^{3+} :YAG wurde ausführlich untersucht. Zudem beinhalten die Berechnungen erstmals den Einfluß der Laserwellenlänge, womit das spektrale Laserverhalten gut beschrieben werden konnte. In der Theorie wurden Zusammenhänge für die Berechnung des differentiellen Wirkungsgrads abgeleitet. Die Ergebnisse ermöglichten die Konzeption eines Lasersystems, das einen optimalen Kompromiß zwischen einer niedrigen Laserschwelle und hohen Ausgangsleistungen gewährleistet.

Ausgehend von den theoretischen Untersuchungen wurde das konzipierte System im Hinblick auf die thermische Belastung des aktiven Mediums qualifiziert. Es wurde gezeigt, daß durch eine geeignete Wahl der Laserstabgeometrie und niedrige Dotierungen von 2% diese

Belastung weitgehend homogen über das Volumen verteilt werden kann. Hierdurch ist die Grundlage für geringe Aberrationen der thermischen Linse und somit für eine gute Strahlqualität geschaffen. Darüber hinaus wird die Lebensdauer der optischen Komponenten deutlich gesteigert.

Die Simulationen zur Temperaturverteilung im Laserstab wurden durch interferometrische Messungen bestätigt. Die Ergebnisse zeigten ebenfalls Vorteile bei niedrigen Dotierungskonzentrationen von 2% auf. Die auftretenden mittleren Temperaturen sowie die Temperaturgradienten waren geringer als bei höheren Thulium-Dotierungen. Diese Eigenschaften erhöhten nicht nur die Effizienz des Lasersystems, sondern wirkten sich ebenfalls positiv auf die Strahlqualität des extrahierten Laserlichts aus. Die Untersuchungen ermöglichten die Bestimmung des Heizwirkungsgrades zu 60%, und mittlere Temperaturen im Laserstab von 305-312K konnten ermittelt werden. Auf der Basis dieser Werte gelang erstmals eine fundierte Beschreibung der thermischen Verhältnisse in derartigen Thulium-Lasern.

Zur Verifizierung der theoretischen Modellierungen wurden detaillierte experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten eine gute Konsistenz mit den theoretischen Simulationen, wodurch die sukzessive Optimierung des Lasersystems gewährleistet war. Die Ergebnisse zeigten zwei interessante Perspektiven für die Entwicklung des Thulium-Lasers auf. Zum einen ein miniaturisiertes Lasersystem für den unteren Leistungsbereich (<1W) und zum anderen einen Tm^{3+} :YAG-Laser mit mittleren und hohen Ausgangsleistungen.

Der Ansatz zur Miniaturisierung konnte durch die Entwicklung von Lasersystemen auf der Basis von kristallinen Wellenleiterstrukturen erfolgreich demonstriert werden. Hierbei dringen die Stabgeometrien in den μm -Bereich vor [Tsv96], wodurch Laserschwelen im unteren Watt-Bereich möglich sind.

Im Mittelpunkt der Arbeit stand die Entwicklung eines Hochleistungslasers. Hierzu wurden neue Laserkonfigurationen erarbeitet. Als Pumpquelle dienten Hochleistungsdiodenlaser mit über 400W Ausgangsleistung. Zur Einkopplung der Pumpstrahlung wurde eine neuartige Optik entwickelt, die sich durch eine Einkoppeleffizienz von über 95% auszeichnet. Zudem ist die ausschließlich aus herkömmlichen sphärischen Linsen bestehende Optik im Aufbau sehr kompakt, kostengünstig und überaus bedienerfreundlich. Mit dem entwickelten Lasersystem wurde ein dauerhafter stabiler Laserbetrieb demonstriert. Maximale Ausgangsleistungen über 135W im kontinuierlichen Laserbetrieb bei $2\mu\text{m}$ konnten erreicht werden. Das ist die derzeit höchste

bekannte Ausgangsleistung für ein solches System. Der differentielle Wirkungsgrad belief sich auf 40%, und die Gesamteffizienz optisch zu optisch lag bei 32%.

Durch die Synergie der theoretischen und experimentellen Resultate konnte eine maximal zulässige Pumpleistung für das System von über 700W abgeschätzt werden, bei der die thermische Belastung noch nicht zur Zerstörung des Laserstabes führt. Die thermische Belastung des entwickelten Systems liegt somit weit unterhalb der Bruchgrenze des Laserstabes, wodurch ein zuverlässiger und dauerhafter Laserbetrieb demonstriert werden konnte.

Die Untersuchungen zur Laserstrahlqualität ergaben einen Strahlparameter M^2 von kleiner 25 für die maximale Ausgangsleistung. Die effiziente Einkopplung in Lichtleitfasern von 400 μ m Durchmesser, wie sie in der Lasermedizin typischerweise eingesetzt werden, konnte erfolgreich demonstriert werden.

Verschiedene Ansätze zur Erweiterung der Betriebsparameter im Hinblick auf eine Güteschaltung des Systems oder einen abstimmbaren Laserbetrieb konnte aussichtsreich dargelegt werden. Pulsdauern von 300ns und mittlere Leistungen im Bereich von 400mW bei Wiederholraten von 800Hz konnten bei Verwendung eines FTIR-Güteschalters gemessen werden. Die mittlere Leistung war hierbei nur von der Zerstörschwelle der optischen Komponenten begrenzt. Die Verwendung von akustooptischen Modulatoren sollte die Steigerung der Wiederholrate in den Kilohertz-Bereich ergeben.

Der erzielte Abstimmbereich von über 60nm weist unter anderem das Potential des Systems für einen effizienten wellenlängenselektiven Laserbetrieb und die Erzeugung von kurzen Pulsen im ps-Bereich auf. Ausgehend von einem derartigen System können weitere Anwendungsgebiete, wie beispielsweise die LIDAR-Technik, erschlossen werden.

Erstmals wurden Laser-Gewebewechselwirkungen an biologischen Geweben unter hohen kontinuierlichen Leistungsdichten bei 2 μ m untersucht. Die Ergebnisse zeigen das Potential des Lasersystems für die verschiedensten medizinischen Disziplinen in Bereichen der allgemeinen Chirurgie, Orthopädie, Dermatologie oder auch der Otorhinolaryngologie auf [Lub98]. Der Weg für klinische Erprobungen wurde hierdurch geebnet.

Im Rahmen der Arbeit wurden die physikalisch-technischen Voraussetzungen für einen diodengepumpten Tm³⁺:YAG-Laser hoher Leistung im Dauerstrichbetrieb geschaffen. Die Be-

reiterstellung eines überaus effizienten und kompakten Lasersystems ist erzielt worden. Die Einsatzbereiche des Systems liegen in der Lasermedizin, aber auch Anwendungen in der LIDAR-Technik sowie in der nichtlinearen Optik (optisch parametrische Prozesse) sind denkbar. Darüber hinaus ist eine Übertragung der Modellierungen und der Laserkonzepte auf andere quasi-3-Niveau Systeme (z.B. 946nm Nd:YAG) oder up-conversion Lasersysteme möglich.

Literaturverzeichnis

- [Arm91] G. Armagan, A.M. Buoncristiani
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, Vol. 10 (1991)
- [Ant86] B.M. Antipenko
Opt. Spectrosc. (USSR) 61 (3), p.145 (1986)
- [Bar93] N.P. Barnes
Laser M2P (Materiaux Medecine et Biologie Physico-Chemie, Lyon (1993)
- [Bea95] R.J. Beach
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 31, No.9 (1995)
- [Bea96] R.J. Beach
Optics Communications 123, p. 385-393 (1995)
- [Ber89] H.P. Berlien, G. Müller
Angewandte Lasermedizin 1, ecomed Verl.-Ges. (1989)
- [Böhm] M. Böhm, M. Grothues-Spork, H.-P. Berlien
Anwendungsfelder des Lasers
in H.P. Berlien, G. Müller, *Angewandte Lasermedizin 1*, ecomed Verl.-Ges.
(1989)
- [Bor65] M. Born, E. Wolf
Principles of optics
Pergamon, New York, Ch. 1
- [Bow93] S.R. Bowman, J.G. Lynn, S.K. Searles, B.J. Feldman, J. McMahon, W. Whitney,
C. Marquardt, D. Epp
SPIE Vol. 1865 (1993)
- [Cla90] R. Clausen
Dissertation Universität Hamburg (1990)
- [Cou92] A.K. Cousins
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, No. 4 (1992)
- [Dep97] R. Depke
Diplomarbeit Laser Zentrum Hannover e.V. (1997)
- [Dilas] Dilas Diodenlaser GmbH
Produktinformation

- [Fal94] M. Falconieri, G. Salvetti
Optical Materials 3, p. 157-161 (1994)
- [Fan87] T.Y. Fan, R.L. Byer
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-23, No. 5 (1987)
- [Fan88] T.Y. Fan, G. Huber, R.L. Byer, P. Mitzscherlich
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, No. 6 (1988)
- [Fie96] M. Fiebig, A. Tünnermann, H. Welling
DPG-Frühjahrstagung Jena (1996)
- [Fra95] O.H. Frazier, D.A. Cooley et. al.
Myocardial Revascularization with Laser Supplement II Circulation, Vol. 92, No. 9 (1995)
- [Fuchs] B. Fuchs, H.-P. Berlien, C. Philipp, G. Müller
Laserapplikationen in der Medizin
in H.P. Berlien, G. Müller, Angewandte Lasermedizin 1, ecomed Verl.-Ges. (1989)
- [Fuk92] J.M. Fukumoto, W.H. Long, E.A. Stappaerts
SPIE Solid State Lasers III, Vol. 1627 (1992)
- [Gol94] Dirk Golla
Dissertation Universität Hannover (1994)
- [Groth] M. Grothues-Spork, H.P. Berlien, K. Dörschel, G. Müller
Laser in der Medizin- Grundlagen und Anwendungen
in „Laser in der Orthopädie“, Georg Thieme Verlag Stuttgart-New York (1991)
- [Gru96] C.J. Grund
Advanced Solid-State Lasers Technical Digest, p. 204 (1996)
- [Helf] J. Helfmann, T. Brodzinski
Thermische Wirkungen
in H.P. Berlien, G. Müller, Angewandte Lasermedizin 1, ecomed Verl.-Ges. (1989)
- [Hen91] S.W. Henderson, C.P. Hale, J.R. Magee, M.J. Kavaya, A.V. Huffaker
Optics Letters 16 (1991)
- [Hög97] Artur Högele
Dissertation Universität Hannover (1997)
- [Hor97] K.A. Horvath et. al.
The Journal of Thoracic and Cardiovascular Surgery, Vol. 113, No. 4 (1997)

- [Inn90] M.E. Innocenzi, H.T. Yura, C.L. Fincher, R.A. Fields
Appl. Phys. Lett. 56 (19) May 1990
- [Jab95] J. Jabczynski
Optica Applicata, Vol. XXV, No. 1 (1995)
- [Jon93] R.D. Jones, T.R. Scott
Laser Focus World, January 1993
- [Kal91] Y. Kalisky, J. Kagan, D. Dagie, S.R. A. Brenier, C. Pedrini, G. Boulon
J. Appl. Phys. 70 (8), p. 4095-4100 (1991)
- [Kal94] Y. Kalisky, S.R. Rotman, G. Boulon, C. Pedrini, A. Brenier
SPIE Vol. 2138 (1994)
- [Kar71] M.A. Karr
Applied Optics 10, p. 893 (1971)
- [Ker97] Z. Kerekes
Diplomarbeit Laser Zentrum Hannover e.V. (1997)
- [Ker97a] Z. Kerekes, M. Fiebig, P. Fuhrberg, A. Tünnermann
DPG-Frühjahrstagung Mainz (1997)
- [Kme94] J.D. Kmetec, T.S. Kubo, T.J.Kane, C.J. Grund
Optics Letters, Vol. 19, No. 3 (1994)
- [Kla91] J. Klanke, W.E. Siebert, C. Scholz, F. Dinkelaker, G. Müller, C.J. Wirth
in „Laser in der Orthopädie“, Georg Thieme Verlag Stuttgart-New York (1991)
- [Koe88] W. Koechner
Solid-state laser engineering
Springer Verlag (1988)
- [Kog65] H. Kogelnik
Bell System Technology Journal 44 p.455 (1965)
- [LISA] LISA laser products OHG
Produktinformation Ho:YAG-Laser
- [LIS96] LISA laser products OHG
Gebrauchsmusteranmeldung „Diodengepumpter Laser“ (1996)
Patentanmeldung in Vorbereitung
- [Lub94] H. Lubatschowski
Dissertation Universität Bonn (1994)

- [Lub98] H. Lubatschowski, M. Fiebig, P. Fuhrberg, H.O. Teichmann, H. Welling
Characterization of tissue processing with a continuous wave Tm:YAG laser at 2.06 μ m wavelength
BIOS San Jose (1998)
- [Lud94] H.C. Ludwig, C. Bauer, J. Behnke, P. Fuhrberg, H.O. Teichmann, E. Markakis
Annals Academy of Medicine, Vol. 23, No. 1 (1994)
- [Mah95] M.G. Jani, F.L. Naranjo, N.P. Barnes, K.E. Murray, G.E. Lockard
Optics Letters, Vol. 20, No. 8 (1995)
- [Man92] J. Manni
Lasers & Optronics, Vol. 11, Iss. 4 (1992)
- [McG92] B.T. McGuckin, H. Hemmati, R.T. Menzies
SPIE Solid State Lasers III, Vol. 1627 (1992)
- [Moo87] S.E. Moody
Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 783, p. 124-131 (1987)
- [Mor93] P.J. Morris, W. Lüthy, H.P. Weber
Optics Communications 104, p. 97-101 (1993)
- [Ony96] Meissner et. al.
United States Patent, Patent No. 5.563.899
- [Pet92] R.R. Petrin, R.C. Powell, M.G. Jani, M. Kokta, I.D. Aggarwal
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, Vol.13 (1992)
- [Pet92a] R.R. Petrin, M.G. Jani, R.C. Powell
Optical Materials 1, p.111-124 (1992)
- [Pet95] P. Peterson, A. Gavrielides, M.P. Sharma
Optics Communications 116, p. 123-130 (1995)
- [Pfi94] C. Pfistner, R. Weber, H.P. Weber, S. Merazzi, R. Gruber
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 7 (1994)
- [Pin92] J.F. Pinto, L.Esterowitz, G.H. Rosenblatt
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, Vol. 13 (1992)
- [Pin94] J.F. Pinto, L.Esterowitz, G.H. Rosenblatt
Optics Letters, Vol. 19, No. 12 (1994)
- [Pon95] Y.N. Ponomarev, I.S. Tyryhkin, B.G. Ageev
Infrared Phys. Technol., Vol. 36, No. 1, p. 355-363 (1995)
- [Pre80] D.R. Preuss, J.L. Gole
Applied Optics, Vol. 19 No. 5 p. 702 (1980)

- [Qua91] G.J. Quarles, J.F. Pinto, L. Esterowitz
SPIE Solid State Lasers II, Vol. 1410 (1991)
- [Ree93] E. Reed
IEEE Circuits and Devices (1993)
- [Ris88] W.P. Risk
Journal of the Optical Society of America B, Vol. 5, No. 7 (1988)
- [Rus96] G. Rustad, K. Stenersen
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 32, No. 9 (1996)
- [Rus97] G. Rustad, K. Stenersen
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 3, No. 1 (1997)
- [Sch91] H.R. Schwarz
Methode der finiten Elemente
Teubner, 3. Aufl. 1991
- [Sch93] K.L. Schepler, B.D. Smith, F. Heine, G. Huber
SPIE Solid State Lasers IV, Vol. 1864 (1993)
- [Sha93] D.C. Shannon, D.L. Vecht, S. Re, J. Alonis, R.W. Wallace
SPIE Vol. 1865 (1993)
- [Sie86] A.E. Siegmann
Lasers
University Science, Mill Valley, California (1986)
- [Sie90] A.E. Siegmann
Proceed. SPIE 1224, p. 2 (1990)
- [Sie91] W.E. Siebert, B. Ksinsik, C.J. Wirth, M. Steinmetz, R. Muschter
in „Laser in der Orthopädie“, Georg Thieme Verlag Stuttgart-New York (1991)
- [Sim95] N. Sims, M.C. Cimolino, N.P. Barnes, B.G. Asbury
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, Vol. 24 (1995)
- [Sou97] J.M. Sousa, J.R. Salcedo, V.V. Kuzmin
Appl. Phys. B 64, p. 25-36 (1997)
- [Sto90] R.C. Stoneman, L. Esterowitz
Optics Letters, Vol. 15, No. 9 (1990)
- [Sto95] R.C. Stoneman, L. Esterowitz
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 1, No. 4 (1997)
- [Tid92] S.C. Tidwell, J.F. Seamans, M.S. Bowers, A.K. Cousins
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, No. 4 (1992)

- [Ton96] M. Tonelli, M. Falconieri, A. Lanzi, G. Salvetti, A. Toncelli
Optics Communications 129, p. 62-68 (1996)
- [Tsv96] V.B. Tsvetkov, D. Nikolaev, I.A. Shcherbakov, M. Fiebig, A. Tünnermamm, H. Welling
Growth and characterization of the Cr⁴⁺-doped crystal fibers
CLEO Europe Hamburg (1996)
- [Ulrich] F. Ulrich, W.J. Bock, R. Schober
Laserassistierte Mikrochirurgie
in H.-P. Berlien, G. Müller, Angewandte Lasermedizin 1, ecomed Verl.-Ges.
(1989)

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits veröffentlicht oder zur Veröffentlichung eingereicht:

[Fie96], [Ker97a], [Lis96], [Lub98], [Tsv96]

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand bei der Firma LISA laser products OHG und am Laser Zentrum Hannover e.V.. Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden vom Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie gefördert.

Der Erfolg dieser Arbeit wurde durch die Unterstützung vieler Personen ermöglicht.

Ich danke Herrn Prof. Welling für die Möglichkeit, diese Arbeit am Laser Zentrum Hannover e.V. durchführen zu können.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr. Andreas Tünnermann für die ausgezeichnete Betreuung, viele hilfreiche Diskussionen und das stetige Interesse an dieser Arbeit. In mancher Phase der Arbeit war sein Engagement sehr hilfreich.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Peter Fuhrberg und Herrn Dr. H.-O. Teichmann von der Firma LISA. Ihre intensive Unterstützung und ihr Fachwissen waren stets hilfreich bei einer industriellen Entwicklung der Lasersysteme.

Herrn Dr. Holger Lubatschowski danke ich ganz besonders für seine ausdauernde Einführung in die Lasermedizin. Die freundschaftliche und ausgezeichnete Zusammenarbeit wird mir immer in angenehmer Erinnerung bleiben.

Herzlich bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung Entwicklung vom Laser Zentrum Hannover e.V. für die Unterstützung und das stets angenehme Arbeitsklima. Gedankt sei hier besonders den Herren Stefan Knoke, Dr. Matthias Reich, Wolfram Schöne und Dr. Dieter Wandt, die mich durch ihre fachliche Kompetenz in experimentellen und theoretischen Fragestellungen sehr unterstützt haben.

Mein Dank gebührt ebenso Herrn Ralph Depke, Herrn Dr. Wladimir Rabinowitsch und Herrn Zoltan Kerekes für ihre Arbeiten im Bereich der theoretischen Modellierungen und der Berechnung von Optiken.

Für eine Vielzahl komplizierter dielektrischer Beschichtungen gilt mein Dank den Mitarbeitern der Abteilung Laserkomponenten vom Laser Zentrum Hannover e.V., insbesondere Frau Ingar Pauli und Herrn Jürgen Kohlhaas.

Mein Dank gilt weiterhin den Herren Dr. Dmitri Nikolaev, Dr. Vladimir Tsvetkov und Prof. I. A. Shcherbakov vom General Physics Institute in Moskau für die gute Zusammenarbeit und den eindrucksvollen Gastaufenthalt an ihrem Institut. Die im Rahmen der Arbeit verwendeten kristallinen Wellenleiterstrukturen wurden dort gezüchtet.

Mein tiefster und herzlichster Dank gilt meiner Frau Merle, die mir in der gesamten Zeit mit viel Verständnis und Geduld entgegen gekommen ist und somit einen wesentlichen Beitrag zum Erfolg dieser Arbeit geleistet hat.

Lebenslauf

Name: Michael Fiebig

Geburtsdatum: 05.03.1968

Geburtsort: Gütersloh

Familienstand: Verheiratet mit Merle Fiebig, geb. Tobias
1 Tochter

Eltern: Willibald Günter Fiebig, verstorben
Maria-Elisabeth Fiebig, geb. Vennhaus

[1974 – 1978] Besuch der Grundschule Isselhorst

[1978 – 1987] Besuch des Städtischen Gymnasium Gütersloh
Abschluß: Abitur

[1987 – 1988] Grundwehrdienst

[1988 – 1991] Studium Physik-Diplom
UGH Paderborn
Vordiplom

[1991 – 1994] Studium Physik-Diplom
Universität Hannover
Abschluß: Diplom-Physiker

[1994 –1995] Stipendiat Graduierten Kolleg
„Photonen, atomare Teilchen und deren Wechselwirkungen“
Universität Hannover

[1995 – jetzt] Mitarbeiter der Fa. LISA laser products OHG
Katlenburg-Lindau