

Optimierung und Anwendung eines diodengepumpten, hochrepetierenden $3\mu\text{m}$ Er:YAG Lasers

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Holger Ernst
geboren am 17.10.1974 in Neustadt am Rbg.

2004

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Koreferent: PD Dr. Holger Lubatschowski
Tag der Promotion: 24.06.2004

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein diodengepumptes Erbiumlasersystem für die Kataraktchirurgie entwickelt. Um eine sinnvolle Alternative zur herkömmlichen Ultraschall-Phakoemulsifikation darzustellen, sind Repetitionsraten des 3 μm Lasers von über 250 Hz mit Pulsenergien zwischen 5 mJ und 10 mJ notwendig. Weder im Labor noch kommerziell ist ein derartiges Lasersystem bisher verfügbar gewesen.

Mit dem neuartigen Konzept eines gefalteten TIR-Erbiumlasers konnten mittlere Ausgangsleistung von über 5 W bis Repetitionsraten von 300 Hz und über 1,5 W bis 1 kHz demonstriert werden. Der maximal erreichte differentielle Wirkungsgrad (slope) lag bei 19,4 %. Optisch zu optisch konnte ein Wirkungsgrad von 11 % realisiert werden. Bei den demonstrierten handelt es sich um die bisher höchsten Ausgangsleistungen für Erbiumlaser im Bereich über 200 Hz.

Diese Ergebnisse konnten durch die Integration eines weiteren Pumpmoduls in ein bestehendes Funktionsmuster des Lasersystems, die Verwendung eines halbmonolithischen Laserkristalls und die Optimierung des Kühlkonzepts erreicht werden. Ein bestehendes FEM-Modell des Kühlkonzepts ist in diesem Zusammenhang erweitert und angepasst worden. Darüber hinaus konnte in dieser Arbeit die Aussagekraft des Modells demonstriert werden. So liefert die Messung der thermischen Linse mittels eines Mach-Zehnder-Interferometers eine Abweichung von nur 3 % zwischen FEM-Modell und Experiment. Es treten bei dem vorgestellten Lasersystem mit 1,92 Dpt/W senkrecht zur Laserumlaufebene und 0,73 Dpt/W in dieser Ebene moderate thermische Linsen auf. Eine Skalierung des Lasersystems zu höheren Leistungen um mindestens 50 % mit weiteren Pumpmodulen ist daher möglich.

Es ist im Rahmen der Untersuchungen des Applikators gelungen den Arbeitsbereich des gefalteten TIR-Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie auszuweiten. Mit einer maximalen Repetitionsrate von etwas unterhalb 500 Hz liegen die nutzbaren Ausgangsparameter des Lasersystems deutlich über den geforderten 250 Hz. Dass diese Parameter auch in der Anwendung die erwarteten Ergebnisse erzielen, konnte anhand der Kavitationsblasendynamik und der Durchdringungsgeschwindigkeit von Gewebephantomen verifiziert werden. Es steht somit erstmals eine schonendere Alternative für die Kataraktchirurgie zur Verfügung.

Eine Vielzahl weiterer Einsatzgebiete neben der Kataraktchirurgie eröffnen sich für Erbiumlasersysteme, wenn diese die Option zeitlich deutlich kürzere Laserpulse (einige 100 ns) aufweisen. Daher wurde die Erweiterung des Systems um einen gütegeschalteten Laserbetrieb untersucht. Mit Ethanol als sättigbaren Absorber sind passiv gütegeschaltete Pulse bei einer Repetitionsrate von 60 Hz mit Pulsenergie von 1,2 mJ und Pulsdauer von 1,7 μs (FWHM) realisiert worden. Über 60 Hz ist Ethanol als sättigbarer Absorber für 3 μm Lasern nicht geeignet. Wasser konnte als sättigbarer Absorber vollständig ausgeschlossen werden. Darüber hinaus ist aktive Güteschaltung mit einem kompakten FTIR¹-Modul demonstriert worden.

Schlagwörter: Laser, Festkörper; Laser, Infrarot; Laser, Erbium; Laser, thermische Effekte; Laser, Güteschaltung; Medizin, Phakoemulsifikation

¹Frustrated Total Internal Reflection

Abstract

In this research work, a diode-pumped, erbium laser for cataract surgery has been developed. In order to be a reasonable alternative to common ultrasound phaco-emulsification, 3 μm lasers with high-repetition rates above 250 Hz and pulse energies between 5 mJ and 10 mJ are necessary. Neither in laboratory nor commercial uses has such a laser system been available up to now.

Average output-powers above 5 W at repetition rates of up to 300 Hz, and output-powers above 1.5 W up to 1 kHz could be demonstrated with this new concept of a folded TIR erbium laser. The maximum slope efficiency achieved was 19.4 %. An efficiency of 11 % could be realised for optical to optical. Up to now, the demonstrated average powers are the highest for erbium lasers in the range above 200 Hz.

These results could be achieved by integrating a pump module into an existing functional model of the laser system, using a half-monolithic laser crystal, and by optimising the cooling concept. In this context, an existing FEM model of the cooling concept was enhanced. Furthermore, the significance of this model could be demonstrated in this work. Measurements of the thermal lens using a Mach-Zehnder interferometer showed a mismatch of only 3 % between the FEM model and the experiment. Thermal lenses of the demonstrated laser system are moderate, 1.92 Dpt/W perpendicular to the laser propagation layer, and 0.73 Dpt/W in this layer. At least 50 % scaling of the laser system to higher output-power is possible using more pump modules.

In the framework of the experiments, the field of operation of the folded TIR-erbium laser in cataract surgery could be expanded. The maximum usable repetition rate of this laser system is slightly below 500 Hz and well above the required 250 Hz. Experiments on cavitation bubble dynamics and drill velocity through tissue models verify the transferability of these parameters to actual applications. Therefore, for the first time, an alternative for cataract surgery is available.

A variety of other applications besides cataract surgery are possible by using short pulsed (a few 100 ns) erbium lasers. Thus, the upgrading of the laser system with a q-switched mode is being researched. Ethyl alcohol is used as a saturable absorber, and passive q-switched pulses at a repetition rate of 60 Hz, a pulse energy of 1.2 mJ and a pulse duration of 1.7 μs (FWHM) could be realised. Above 60 Hz, ethyl alcohol is unsuitable for q-switching 3 μm lasers. Water could be eliminated as a potential saturable absorber. Furthermore, an active q-switched system using a compact FTIR²-module could be demonstrated.

Key words: laser, solid-state; laser, infrared; laser, erbium; laser, thermal effects; laser, q-switch; medicine, phacoemulsification

²Frustrated Total Internal Reflection

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Meinen Eltern bin ich dankbar für Ihr stetes Interesse an meiner Arbeit, dass sie mich jederzeit und in allen Dingen unterstützt und mir das Erreichen dieses Ziels erst ermöglicht haben. Bei meinen beiden Brüdern möchte ich mich für die vielfältige und tatkräftige Hilfe sowie den gemeinsamen Spass bedanken.

Des Weiteren möchte ich meinem „Doktorvater“ Prof. Wolfgang Ertmer danken, zum einen für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit diese in seiner Arbeitsgruppe zu bearbeiten. Zum anderen fand ich aber auch die aufschlussreichen Einblicke in die Forschungs- und Universitätspolitik im Rahmen des Doktorandentees sehr lehrreich.

Besonders möchte ich mich bei PD Dr. Holger Lubatschowski für die Gelegenheit in der Gruppe „Lasermmedizin“ am LZH mitarbeiten zu dürfen bedanken. Die sehr gute Arbeitsatmosphäre, Deine Unterstützung auch in schwierigen Situationen und die spontanen Herausforderungen („Morgen muss übrigens ...“), mit denen man ja bekanntlich wächst, haben mich immer wieder neu motiviert.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen „Medis“ und einigen Ehemaligen. Ihr habt zu der sehr guten Arbeitsatmosphäre beigetragen. Sei es mein Bürokollege und Dissabgabe-Leidensgenosse Fabian Will oder meine strategischen Partner/Gegner Tammo Ripken und Uwe Oberheide, um nur einige zu nennen. Bei Carsten Ziolek möchte ich mich insbesondere für seine tatkräftige Unterstützung zu Beginn dieser Arbeit bedanken.

Mein weiterer Dank gilt meinen netten Freunden Wibke, Uwe, Sabine, Marco, Karsten, Carsten und Bastian. Ihr hattet immer ein offenes Ohr für mich („Jetzt flenn nich' rum!“) und habt es immer wieder verstanden für die nötige Abwechslung zu sorgen. Trotz zukünftiger etwas größerer räumlicher Entfernung möchte ich diese nicht missen.

Darüber hinaus danke ich allen Weiteren die auch -direkt oder indirekt- zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Genannt seien in diesem Zusammenhang die Sekretariate im Institut für Quantenoptik und im Laser Zentrum Hannover ebenso wie die Kollegen aus der Entwicklungsabteilung des Laser Zentrums. Frau Pamin danke ich für ihre geduldige Unterstützung bei meiner anfänglichen Polieraktion. Den Konstrukteuren und der Werkstatt des LZH danke ich für die rasche Umsetzung der Kristallhalterungen.

Ohne die Genannten wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Erbiumlaser	5
2	Grundlagen	7
2.1	Grundlagen der Erbiumlaser	7
2.1.1	Charakterisierung von Erbium in Yttrium Aluminium Granat . .	8
2.1.2	Interionische Wechselwirkungen	12
2.1.3	Beeinflussung des Lasersystems durch thermische Effekte	14
2.2	Diodengepumpte Erbiumlaser	19
2.2.1	Konzept des TIR-Resonator Erbiumlasers	20
2.2.2	Experimenteller Aufbau des TIR-Resonator Erbiumlasers	22
2.2.3	Ergebnisse des ersten Funktionsmusters	24
3	Modellierung des Lasersystems	28
3.1	Thermische Analyse der Kühlkonzepte	28
3.1.1	FEM Modellbildung	29
3.1.2	Der Einfluss der Veränderung der Kontaktfläche	35
3.1.3	Anpassung des Kühlkonzeptes	39
3.1.4	Kristallhalterung für die aktive Güteschaltung	41
3.2	Modellierung und Verifizierung der thermischen Linse	42
3.2.1	Modellierung der thermischen Linse	42
3.2.2	Messung der thermischen Linse und Vergleich mit der Simulation	44
4	Erweiterung und Optimierung des Lasersystems	48
4.1	Optimierung des freilaufenden Laserbetriebs	48
4.1.1	Integrierung der vierten Pumpdiode	48
4.1.2	Experimentelle Ergebnisse des neuen TIR-Lasersystems	52
4.1.3	Defektentstehung an den Kristallfacetten bei hohen Ausgangsleistungen	60
4.2	Erweiterung um den gütegeschalteten Laserbetrieb	64
4.2.1	Passive Güteschaltung	66
4.2.2	Aktive Güteschaltung	70
5	Applikatoren und Applikationen	78
5.1	Untersuchung des Applikatorsystems	78
5.2	Untersuchung der Laserstrahlwechselwirkung mit Gewebephantomen . . .	82

6 Diskussion und Ausblick	89
Literaturverzeichnis	96
Anhang	
A Konstruktionszeichnungen der Kristallhalterung	105
B Agarose-Gel Herstellung	108
C Liste der Veröffentlichungen	109
D Lebenslauf	110

1 Einleitung

Bereits kurz nach der Entwicklung des ersten Lasers vor vier Jahrzehnten sind die ersten Experimente zum Einsatz von Lasern in der Medizin durchgeführt worden [McG 63, Ste 64]. Die besonderen Eigenschaften der Laserstrahlung eröffnen hier ebenso wie in Industrie und Forschung verschiedenste Einsatzgebiete. So ermöglicht unter Anderem die geringe Divergenz den Einsatz von Lasern als berührungsfreies, aseptisches chirurgisches Instrument, mit dem freiliegende Geweboberflächen bearbeitet werden können. Des Weiteren kann der Laser je nach Wahl der Parameter zum blutlosen Schneiden, bei dem die umliegenden Gefäße automatisch verschlossen werden, oder einem „minimal invasiven“ Eingriff genutzt werden. Durch die hohe Fokussierbarkeit lässt sich Laserstrahlung in Lichtleitfasern mit wenigen zehn oder hundert Mikrometer Durchmesser einkoppeln. Dies erlaubt den Lasereinsatz in der endoskopischen Therapie und Diagnostik.

Die in den ersten Experimenten verwendeten Rubin- und Nd:YAG-Laser eignen sich zwar für den Gewebeabtrag, benötigen jedoch sehr hohe Leistungen und verursachen starke, meist unerwünschte Schädigungen des zurückbleibenden Gewebes. Grund hierfür ist insbesondere die inadäquate Wellenlänge der verwendeten Lasersysteme. Die Wahl der passenden Laserparameter für die angestrebte Anwendung macht das Verständnis der Laser-Gewebe-Wechselwirkung und ihrer verschiedenen Abhängigkeiten erforderlich.

1.1 Motivation

Die angestrebte Anwendung, durch die die Entwicklung und Optimierung des im Rahmen dieser Arbeit behandelten Lasersystems motiviert ist, ist der Einsatz in der Kataraktchirurgie. Bei einem Katarakt, dem Grauen Star, ist die natürliche Augenlinse eingetrübt. Im fortgeschrittenen Stadium der Erkrankung muss diese daher entfernt und durch eine

künstliche Linse ersetzt werden. Dieser Eingriff ist eine der am häufigsten durchgeführten Operationen, alleine 500.000 pro Jahr in Deutschland. Durch einen kleinen, wenige Millimeter langen seitlichen Schnitt in der Hornhaut wird ein so genannter *Phakotip* in die vordere Augenkammer eingebracht. Bei der etablierten, konventionellen Methode besteht dieser Phakotip aus einer Spitze, die durch einen Ultraschallsender angeregt die Augenlinse zertrümmert, und dem Zu- und Ablauf eines Aspiration-/Irrigationsystems. Letzteres hält die normalen Druck- und Temperaturbedingungen in der Augenkammer aufrecht und transportiert die Linsenbruchstücke ab. Dank der Entwicklung flexibler Intraokularlinsen können diese zusammengefaltet über den bereits vorhandenen Schnitt eingebracht werden.

Diese herkömmliche Methode der *Phakoemulsifikation*, wie der Vorgang der Zertrümmerung der Augenlinse bezeichnet wird, birgt prinzipielle Nachteile in sich. Aufgrund der unspezifischen Deponierung der Energie durch den Ultraschall kommt es zu einer Erwärmung im Auge. Dies kann insbesondere beim Ausfall des kühlenden Saug-/Spülsystems zu erheblichen Schäden führen.

Eine starke Erhitzung des Phakotips kann darüber hinaus zu Schäden der Augenhornhaut um den Zugangsschnitt, so genannten *corneal burns*, führen. Die Phakoemulsifikation mittels Laserstrahlung kann hier Abhilfe schaffen. Durch geeignete Parameterwahl des Lasers ist eine sehr spezifische Deponierung der Energie in dem Zielgewebe und damit ein prinzipiell sehr schonender Volumenabtrag möglich. Die Zuführung der Laserstrahlung über eine Lichtleitfaser, die sich nicht schädigend erwärmt, schließt *corneal burns* aus und erlaubt die Beibehaltung des minimal invasiven Eingriffs.

Der Grund, dass diese Vorteile nicht seit langem zu einem Wechsel von der Ultraschall- zur Laser-Phakoemulsifikation geführt haben, ist in der deutlich längeren Operationsdauer mit den gängigen Lasersystemen zu suchen. Ziel der Arbeiten in diesem Bereich war es daher, den prinzipiellen schonenden Volumenabtrag des Lasers zu nutzen und den nötigen Zeitrahmen für einen Lasereingriff mindestens um die Hälfte zu verringern. Bleibt die Frage zu klären, wie unter diesen Anforderungen die passenden Laserparameter gewählt

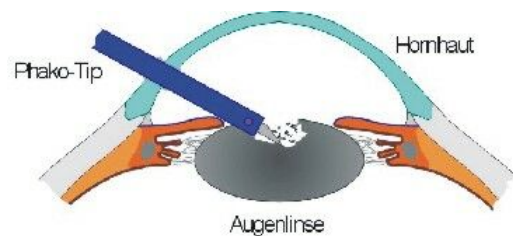


Abbildung 1.1: *Phakoemulsifikation der Augenlinse*

werden müssen. Dies erfordert, wie bereits Eingangs erwähnt, ein besseres Verständnis der Wechselwirkung zwischen Laser und Gewebe.

Die Laser-Gewebe-Wechselwirkung lässt sich durch die Wechselwirkungszeit zwischen Laserstrahlung und Gewebe, welche meist durch die Pulsdauer des Lasers gegeben ist und durch die Leistungsdichte, welche appliziert wird, charakterisieren. Wie in Abbildung 1.2 dargestellt werden dabei fünf Wechselwirkungsprozesse unterschieden.

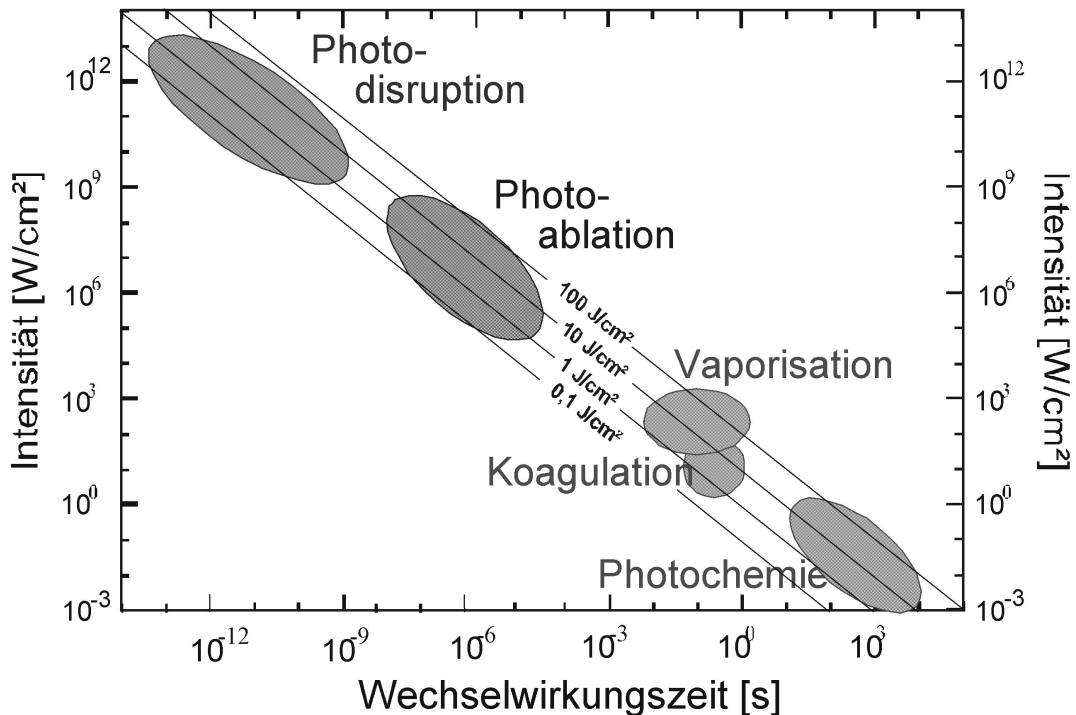


Abbildung 1.2: Einteilung der Laser-Gewebe-Wechselwirkungsmechanismen in Abhängigkeit von Intensität und Wechselwirkungszeit nach [Bou 86]

Im Bereich der Photosdisruption ist ein sehr schonender Abtrag des Gewebes gegeben. Die Intensität der elektromagnetischen Strahlung ist in diesem Bereich stark genug ($> 1 \text{ GW/cm}^2$), um das bestrahlte Gewebe zu ionisieren und so ein Plasma zu erzeugen. Die so beeinflussten Volumina sind jedoch sehr klein (etwa $10^3 \mu\text{m}^3$), so dass kein effektiver Volumenabtrag möglich ist. Im Gegensatz dazu sind mit Koagulation/Vaporisation große Abtragsvolumen realisierbar. Nachteilig im Sinne der angestrebten Anwendung ist jedoch die starke Schädigung des umliegenden Gewebes bei diesen Wechselwirkungsprozessen. Im Bereich der Photochemie findet kein Abtrag statt. Bleibt noch der Bereich der Photoablation mit Wechselwirkungszeiten von 10 ns bis Millisekunden und Strah-

lungensintensitäten von 10 kW/cm^2 bis 100 MW/cm^2 . Tatsächlich liegt das interessante Laserparameterfeld im Bereich dieses Wechselwirkungsprozesses. Der schnelle Energieeintrag ermöglicht einen schonenden, aber effektiven Volumenabtrag.

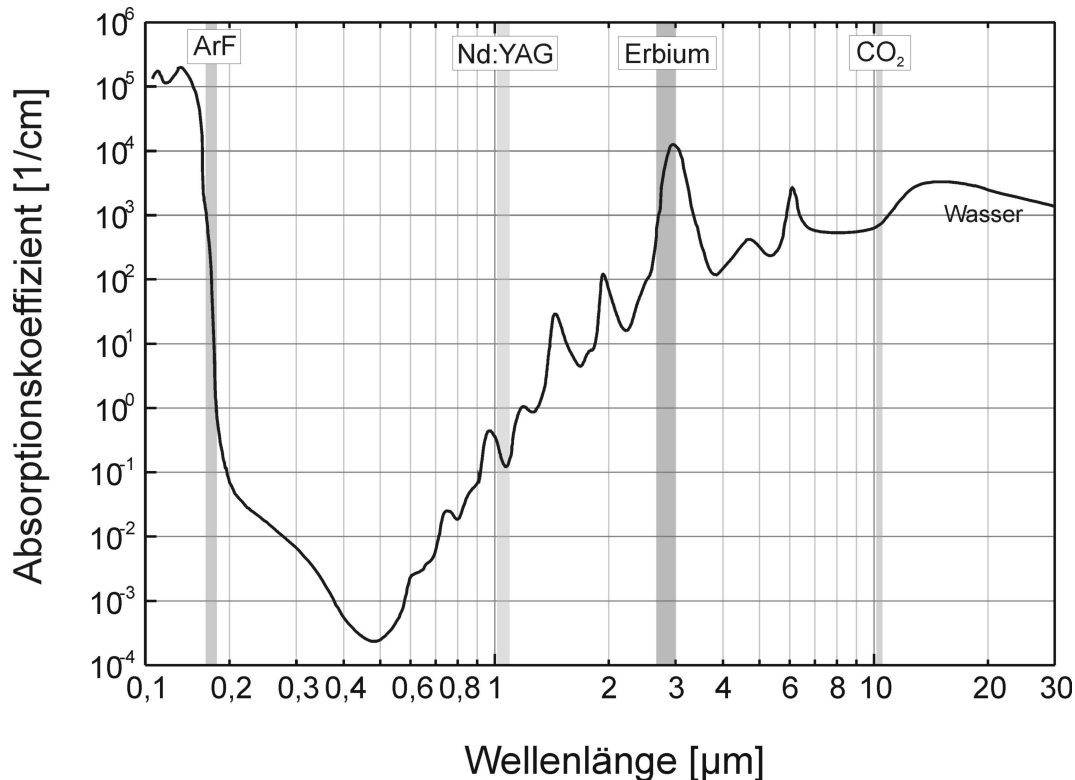


Abbildung 1.3: Absorptionsspektrum von Wasser bei Raumtemperatur und Zuordnung einiger bei verschiedenen Wellenlängen emittierende Lasersysteme nach [Hal 73]

Biologisches Gewebe zeichnet sich durch einen hohen Wassergehalt aus, je nach Gewebetyp liegt dieser zwischen 50 % und 90 %. Eine Betrachtung des Absorptionsspektrums von flüssigem Wasser zeigt, dass ein deutlicher Unterschied in der Absorption für verschiedene Wellenlängen vorhanden ist (siehe Abbildung 1.3).

Nimmt man dies zusammen mit den für den Photoablationsbereich nötigen Pulsdauern, so ist der optimale Lasertyp für die Kataraktchirurgie der Erbiumlaser. Dieser emittiert Laserstrahlung bei 3 µm Wellenlänge und liegt damit genau auf einem lokalen Absorptionsmaximum des Wassers ($\mu_{abs} = 10^4 \text{ cm}^{-1}$). Je größer der Absorptionskoeffizient ist, desto geringer ist die Eindringtiefe der Strahlung in das Gewebe. Je geringer die Eindringtiefe ist, desto größer ist die Leistungsdichte der Strahlung im absorbierenden Gewebe. Die für die Photoablation notwendigen Strahlungsintensitäten sind somit mit Erbiumlasern

erreichbar. Darüber hinaus weisen Erbiumlaser im freilaufenden Laserbetrieb Pulsdauern von einigen 100 μs auf und erfüllen somit optimal die Anforderungen.

1.2 Erbiumlaser

Erbium-Lasersysteme ermöglichen Laserbetrieb in zwei sehr interessanten Wellenlängenbereichen. Zum einen ist dies der Bereich um 1,5 μm Wellenlänge. Lichtleitfaser weisen bei dieser Wellenlänge ein Absorptionsminimum auf, so dass Lasersysteme, die in diesem Bereich Strahlung emittieren, von besonderem Interesse für die Telekommunikation sind. Zum anderen ermöglichen Erbiumlaser auch Laserbetrieb bei Wellenlängen um 3 μm . Da unter Anderem atmosphärischer Wasserdampf in diesem Bereich eine sehr geringe Absorption aufweist, eröffnen sich Anwendungsmöglichkeiten für Erbiumlaser sowohl in der Atmosphärenforschung, als auch im Militärbereich als *range finder*. Die Hauptmotivation zur Weiterentwicklung der bereits 1975 erstmals durch Zharikov et al. [Zha 75] realisierten 3 μm Erbiumlaser ist jedoch die Medizin. Die hohe Absorption von flüssigem Wasser in diesem Wellenlängenbereich macht Erbiumlasersysteme zu sehr präzisen und schonenden Instrumenten in der Chirurgie.

Wie bereits erwähnt (siehe Abschnitt 1.1) haben sich trotz der prinzipiellen Vorteile aufgrund der deutlich längeren Operationsdauer Laser nicht anstelle des Ultraschalls bei der Phakoemulsifikation durchsetzen können. Für den Einsatz in der Kataraktchirurgie ist daher eine Erhöhung der Abtragsgeschwindigkeit der Erbiumlasersysteme notwendig. Zwei Wege stehen zur Verfügung um den Abtrag und damit die Geschwindigkeit der Lasersysteme zu erhöhen, eine höhere Pulsenergie und eine höhere Pulswiederholrate.

Eine höhere Energie der verwendeten Laserpulse führt zu einem höheren Abtragsvolumen pro Puls. Ein zu hoher Energieeintrag vergrößert jedoch auch unerwünschte Nebeneffekte, die ab einer Grenze das Auge langfristig schädigen. Der verwendbare Bereich liegt bei der Phakoemulsifikation daher nur zwischen 5 und 10 mJ Pulsenergie. Über die Energie lässt sich daher die Geschwindigkeit der Lasersysteme ohne unerwünschte Nebeneffekte nicht verbessern. Eine höhere Repetitionsrate bei gleicher Pulsenergie führt zu einem höheren Volumenabtrag pro Zeiteinheit. Limitierender Faktor ist in diesem Fall die geringe Effizienz (kleiner 1 %) herkömmlicher mit Blitzlampen gepumpter Erbiumlaser. Repetiti-

onsraten von 200 Hz oder mehr zusammen mit den nötigen Pulsenergie sind damit nicht wirtschaftlich realisierbar. Für die Kataraktchirurgie sind jedoch Repetitionsraten von über 200 Hz nötig. Diodengepumpte Lasersysteme weisen eine deutlich höhere Effizienz auf und sollten somit in den für diese Anwendung interessanten Bereich skalierbar sein. Diese Überlegungen, sowie die Berücksichtigung der für Festkörperlaser typischen thermischen Probleme (thermische Linse), führten dazu, dass am Laser Zentrum Hannover e.V. von Ziolk et al. [Zio 01, Zio 00] ein neuartiges, diodengepumptes Erbiumlaserdesign entwickelt und ein erstes Funktionsmuster erstellt wurde.

Ziel dieser Arbeit ist es dieses Funktionsmuster derart weiterzuentwickeln, dass die Ausgangsparameter den Anforderungen der angestrebten Anwendung in der Kataraktchirurgie gerecht werden. Dies erfordert prinzipiell das Wissen über die in Kapitel 2 aufgezeigten allgemeinen Grundlagen von Erbiumlaser bzw. die Grundlagen des am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelten diodengepumpten Lasersystems. In Kapitel 3 werden dann die theoretischen Modellierungen zur Optimierung des Lasersystems sowie zur Erweiterung um eine aktive und passive Güteschaltung betrachtet. Beides wird erst durch eine Weiterentwicklung des im Rahmen der Vorarbeiten aufgestellten thermischen FEM-Modells sowie einer experimentellen Verifizierung dessen ermöglicht. In Kapitel 4 finden sich die durch die Umsetzung dieser theoretischen Betrachtungen erzielten Laborergebnisse, sowie die Erweiterungen des Lasersystems um eine aktive und passive Güteschaltung. Kapitel 5 behandelt die Untersuchungen zur Anwendungen der Laserstrahlung mittels unterschiedlicher Applikatorsysteme anhand von Gewebephantomen. Und in Kapitel 6 werden abschließend die in dieser Arbeit gewonnen Ergebnisse zusammenfassend bewertet und ein kurzer Ausblick gegeben.

2 Grundlagen

In der ersten Hälfte dieses Kapitels werden die allgemeinen Grundlagen der Erbiumlaser behandelt. In diesem Zusammenhang wird an Stellen, bei denen die Wechselwirkung zwischen den Erbiumionen und dem Wirtsmaterial berücksichtigt werden muss, ausschließlich auf das verwendete Yttrium Aluminium Granat (YAG) als Wirtskristall detailliert eingegangen. Die zweite Hälfte dieses Kapitels stellt das grundlegende Konzept und die Ergebnisse des ersten Funktionsmusters des am Laser Zentrum Hannover e.V. entwickelten diodengepumpten Erbiumlasers vor. Dieser bildet die Grundlage des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasersystems.

2.1 Grundlagen der Erbiumlaser

Die Gruppe der Seltenen Erden (Lanthaniden) erstreckt sich im Periodensystem der Elemente von Ordnungszahl 57 bis 71. Diese Elemente weisen ähnliche chemische und physikalische Eigenschaften auf. Der Unterschied innerhalb dieser Gruppe resultiert aus der Anzahl ihrer 4f-Elektronen, welcher aufgrund der abschirmenden Wirkung der vollständig besetzten 5s- und 5p-Orbitale jedoch gering ist. Erbium (Ordnungszahl 68) gehört zu dieser Gruppe der Selten Erden Elemente. Potenzielle elektrische und magnetische Dipolübergänge sind bei freien Lanthaniden nicht erlaubt oder besitzen nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit. Es ergibt sich also keine relevante Wahrscheinlichkeit für einen Laserübergang. Dies ändert sich wenn Lanthanide sich in einem äußeren Kristallfeld befinden. Neben den im Folgenden detailliert betrachteten YAG-Wirtskristallen, konnte effizienter Laserbetrieb bei 3 μm Wellenlänge auch in anderen Granatkristallen, sowie Wirtskristallen, die den Fluoriden zuzuordnen sind, realisiert werden (vergleiche [Der 00, Eic 97, Hög 97, Wys 97, Jen 96]).

2.1.1 Charakterisierung von Erbium in Yttrium Aluminium Granat

YAG ($Y_3 Al_5 O_{12}$) wird bereits seit kurz nach den ersten Anfängen der Laser als Wirtsmaterial für Festkörperlaser verwendet. Die Herstellung der YAG-Kristalle hat in der Folge eine reproduzierbar hohe Qualität und Wirtschaftlichkeit erreicht. Der Grund, dass YAG als Standardmaterial für Festkörperlaser gilt, ist auf eine Reihe besonderer Eigenschaften zurückzuführen (vergleiche Tabelle 2.1). Insbesondere verfügt es über eine ausgezeichnete Wärmeleitfähigkeit bei hoher mechanischer Festigkeit und guter optischer Qualität. Die Dotierungskonzentrationen von YAG mit Erbium³⁺-Ionen sind nahezu beliebig wählbar. Bei den verwendeten Er:YAG Kristall handelt es sich ausnahmslos um nach dem Czochralski-Verfahren (siehe [Gro 92]) gezüchtete Kristalle mit Dotierungskonzentrationen von 50 at.% Erbium (Motivation siehe Abschnitt 2.1.2).

Tabelle 2.1: **Materialeigenschaften von Er:YAG Kristallen**

Er ³⁺ -Platzdichte [10^{22} cm^{-3}]	1,36
Schmelzpunkt [$^{\circ}\text{C}$]	1930
Dichte [g/cm^3]	4,55
Wärmeleitfähigkeit [$10^{-2} \text{ W}/\text{cm K}$]	9,8
Wärmekapazität [$\text{J}/\text{g K}$]	0,587
thermischer Ausdehnungskoeffizient ($0^{\circ}\text{C} - 250^{\circ}\text{C}$)[10^{-6} K^{-1}]	7,8
thermische Diffusionskonstante [cm^2/s]	0,049
Young Modul [GPa]	310
Poisson Zahl	0,27
maximale Dehnungsspannung [MPa]	170-205
thermischer Schockparameter [W/cm]	5,4-6,5
Brechungsindex ($3 \mu\text{m}$)	1,81
Brechungsindex ($1 \mu\text{m}$)	1,83
thermische Änderung des Brechungsindex' [10^{-6} K^{-1}]	8,9
Hauptwellenlänge [μm]	2,936
Emissionswirkungsquerschnitt [10^{-21} cm^2]	21

Pumpbanden bei Er:YAG

Das Erbium³⁺-Ion weist mehrere bis zu einige 10 nm breite Absorptionsbanden im Spektralbereich vom Blauen bis zum nahen Infraroten auf (siehe Abbildung 2.1). Diese können im Bereich oberhalb des $^4I_{13/2}$ -Niveaus (kleiner 1450 nm Wellenlänge) als Pumpbanden dienen (siehe Abbildung 2.2). Optisches Pumpen bei kurzen Wellenlängen (hellgraue Pfeile in Abb.2.2) regt Ionen in Niveaus oberhalb des $^4S_{3/2}$ -Niveaus an, die in weniger als 10 ns über Multiphononenprozesse in das $^2H_{11/2}$ bzw. das metastabile $^4S_{3/2}$ Niveau relaxieren und nicht mehr direkt für den Laserprozess zur Verfügung stehen. Das optische Pumpen im infraroten bis roten Spektralbereich (dunkelgraue Pfeile in Abb.2.2) führt durch anschließende Multiphononenrelaxation zur selektiven Besetzung des oberen Laserniveaus $^4I_{11/2}$.

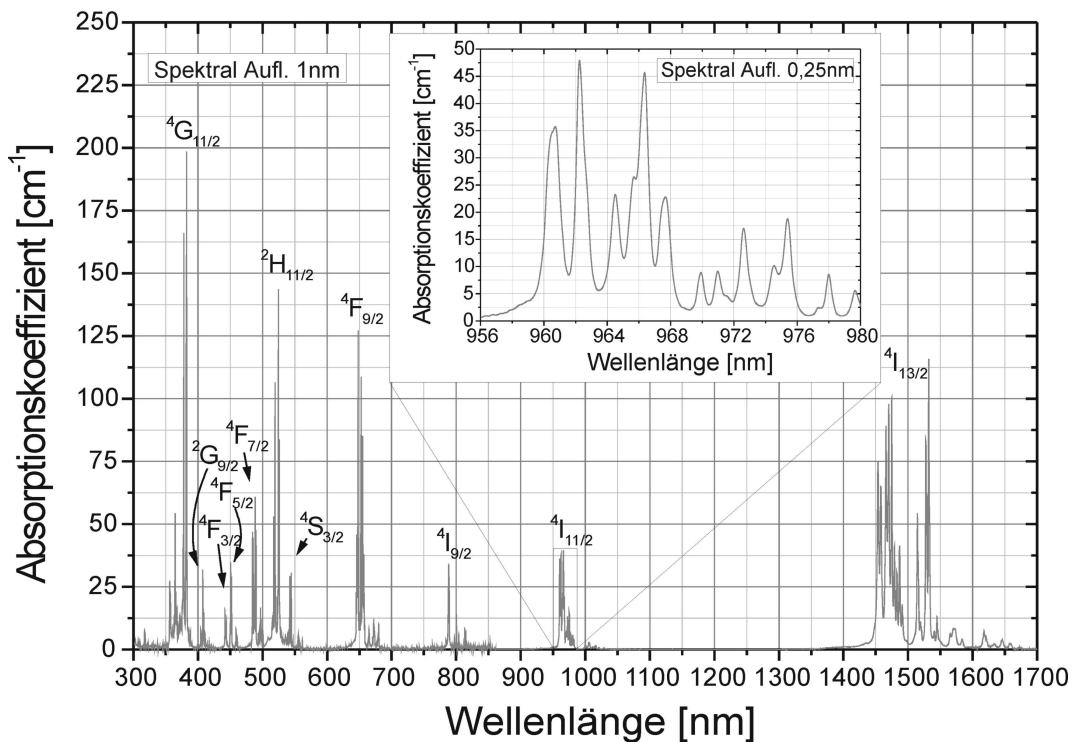


Abbildung 2.1: Spektrum der Grundzustandsabsorption in Er:YAG nach [Ern 00]

Ein effizientes Anregen von 50 at.% Er:YAG-Kristallen ist also durch optisches Pumpen um 800 nm und im Bereich von 960 bis 970 nm möglich. Höchste Anregungseffizienz bieten schmalbandige Laserdioden um 965 nm, die direkt in das obere Laserniveau anregen (vergrößerter Bereich in Abbildung 2.1). Zusätzlich zu dem ungünstigen Stokes-

Verhältnis der Pump- und Laserwellenlängen ($\sigma_{800} \approx 0,27$ zu $\sigma_{965} \approx 0,33$) verringert ein Self-quenching-Übergang bzw. die damit verbundene Doppelbesetzung des unteren Laserniveaus die Effizienz der Anregung bei 800 nm um weitere 50% [Sto 92].

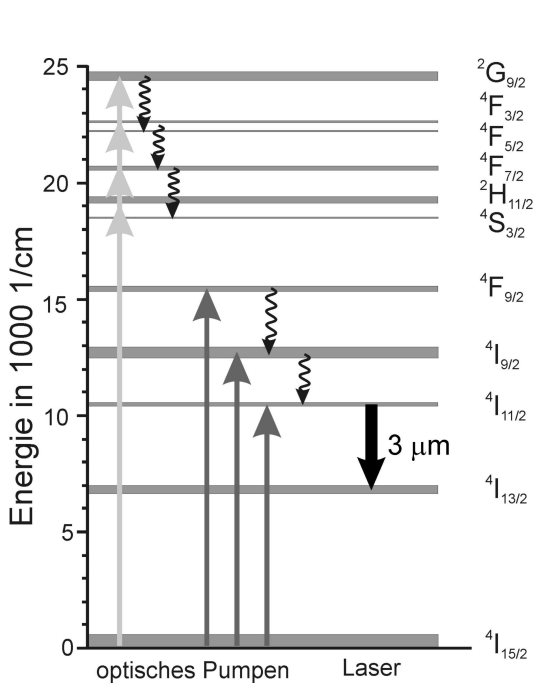


Abbildung 2.2: Erbium-Termschema mit Möglichkeiten für das optische Pumpen des $3 \mu\text{m}$ Laserübergang

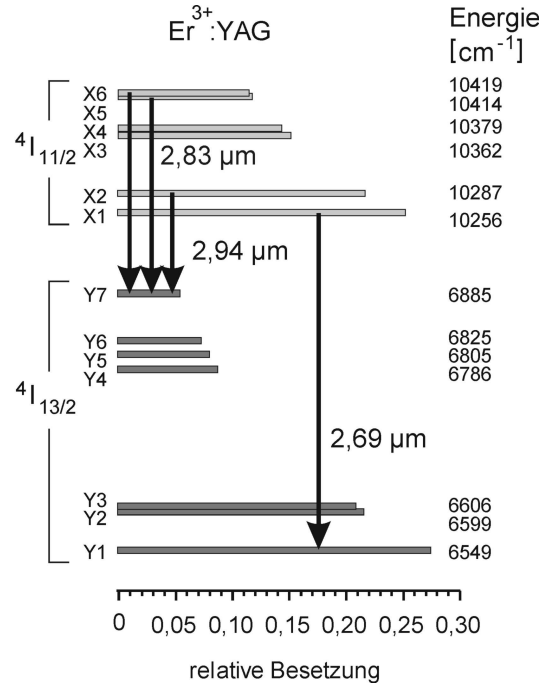


Abbildung 2.3: $Er:YAG$ Stark-Subniveaus von $4I_{11/2}$ und $4I_{13/2}$ sowie deren Besetzung bei 300 K

Er:YAG Laserübergänge

Der für diese Arbeit interessante Laserübergang bei $3 \mu\text{m}$ Wellenlänge entspricht dem Übergang vom $4I_{11/2}$ zum $4I_{13/2}$ Energieniveau des Erbium. Je nach Wirtskristall emittiert das Er^{3+} -Ion leicht verschiedene Wellenlängen. Die Ursache ist die unterschiedliche Starkaufspaltung der beiden Laserniveaus, hervorgerufen durch die verschiedenen elektrischen Kristallfelder. Die Stark-Subniveaus X_i bzw. Y_j sind dabei aus Paritätsgründen jeweils zweifach entartet [Jen 96]. Innerhalb einiger Pikosekunden thermalisieren diese Niveaus und sind dann gemäß Boltzmann-Statistik besetzt (siehe Abbildung 2.3).

Besetzungsinversion für einen Übergang zwischen zwei Subniveaus $X_i \rightarrow Y_j$ ist dabei von dem Verhältnis der relativen Besetzung der Stark-Subniveaus α_i und β_j abhängig.

$$\xi_{ij} = \frac{\alpha_i}{\beta_j}$$

Lupei et al [Lup 96, Lup 93] haben die genauen Voraussetzungen für Laserübergänge in Er³⁺:YAG untersucht.

Die höchste Verstärkung weist der Übergang X₂ → Y₇ (ξ₂₇ = 3,98) auf. Er entspricht einer Wellenlänge von 2,94 μm. Werden keine besonderen wellenlängenselektive Elemente eingesetzt emittieren Er:YAG-Laser daher auf dieser Wellenlänge. Neben diesem Übergang gibt es noch zwei weitere mit kürzeren Wellenlängen um 2,83 μm (ξ_{57,67} = 2,14) und bei 2,69 μm (ξ₁₁ = 0,92). Auch ohne entsprechende wellenlängenselektive Elemente kann es zu einem kurzzeitigen Anschwingen dieser Wellenlängen, insbesondere des 2,83 μm Übergangs, kommen. Nach einigen Mikrosekunden springt der Er:YAG Laser jedoch auf den längerwelligen, bevorzugten 2,94 μm Übergang um.

Eine Betrachtung der Fluoreszenzlebensdauern der relevanten Energieniveaus von 50 at.% Er:YAG zeigt schnell, dass die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ⁴I_{11/2} mit 93 μs um mehr als eine Größenordnung kürzer ist als die des unteren Laserniveaus ⁴I_{13/2} mit 5 ms. Dies hat im Allgemeinen eine Selbstterminierung des Laserübergangs und damit eine Einschränkung auf ineffizienten, gepulsten Laserbetrieb zur Folge. Tatsächlich ist die reine Betrachtung der Fluoreszenzlebensdauern des oberen und unteren Laserniveaus eine zu starke Vereinfachung, die unter anderem die eben behandelte Starkaufspaltung der beiden Laserniveaus nicht berücksichtigt. Berücksichtigt man diese, muss eine effektive Besetzungsdichte definiert werden. Die Lösung des zugehörigen einfachen Ratengleichungsmodells für den stationären Fall unter der Annahme, dass nur das obere Laserniveau gepumpt wird, liefert für die Besetzungsinversion die folgende Bedingung [Zio 00]:

$$(2.1) \quad \frac{\tau_1}{\tau_2} \geq \frac{\epsilon_{21}}{\xi}$$

Dabei sind ξ das thermalisierte Besetzungsverhältnis der beteiligten Stark-Subniveaus, τ₁ und τ₂ die Fluoreszenzlebensdauern des unteren und oberen Laserniveaus und ε₂₁ die Rate der Ionen, die in das untere Laserniveau relaxieren. Für Er:YAG gilt ε₂₁ ≈ 0,2 [Koe 95] und somit lässt sich die Bedingung 2.1 nicht erfüllen:

$$\frac{93\mu s}{5000\mu s} \approx 0,02 < 0,05 \approx \frac{0,2}{3,98}$$

Diese Betrachtung alleine erlaubt somit noch keinen effizienten Laserbetrieb bei Er:YAG. Dass dieser bei von 50 at.% Er:YAG Lasern dennoch möglich ist, lässt sich auf interionische Wechselwirkungen zurückführen, die im Folgenden genauer betrachtet werden.

2.1.2 Interionische Wechselwirkungen

Zwischen Erbium-Ionen finden abhängig von ihrer Dotierungskonzentration im Wirtskristall schwache oder starke Interionische Wechselwirkungen statt. Diese Energieaustauschprozesse sind vergleichsweise komplex, lassen sich jedoch auf zwei für den Laserprozess wesentliche 2-Ionen-Mechanismen reduzieren (Abbildung 2.4).

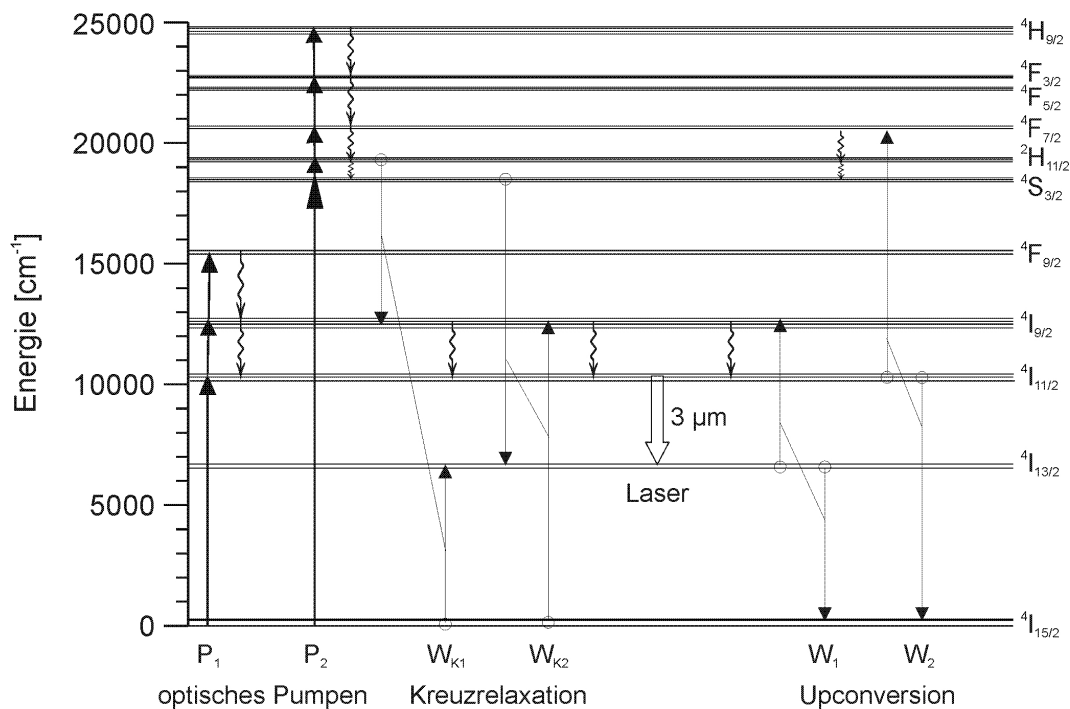


Abbildung 2.4: Wichtigste Energietransferprozesse des Er^{3+} -Ions nach [Hög 97]

Der erste Wechselwirkungsmechanismus ist der der Kreuzrelaxationen (W_{K1} , W_{K2} in Abbildung 2.4). Hierbei gibt ein Ion aus einem höheren Anregungszustand Energie an ein Nachbar-Ion im Grundzustand ab. Diese Art des Energietransfers ist bei mit Blitzlampen gepumpten Erbium-Lasersystemen hilfreich, da mittels Kreuzrelaxationsprozesse die

Ionen im $^4S_{3/2}$ bzw. $^2H_{11/2}$ wieder für den Laserprozess verfügbar sind [Hög 97].

Der zweite Wechselwirkungsmechanismus ist der der Upconversion (W_1 , W_2 in Abbildung 2.4). Zwei angeregte Ionen desselben Energieniveaus wechselwirken miteinander derart, dass eines der beiden in ein höheres Niveau angeregt wird, während das andere Ion den Grundzustand einnimmt. Für den effizienten Laserbetrieb ist besonders der W_1 Upconversionprozess interessant, da es durch diesen möglich ist die Besetzung des unteren Laserniveaus $^4I_{13/2}$ zu verringern, bei gleichzeitiger Erhöhung der Ionenbesetzung des oberen Laserniveaus $^4I_{11/2}$. Die effektive Lebensdauer des unteren Laserniveaus wird dabei um mehr als eine Größenordnung verkürzt [Cha 89]. Die Lösung der zugehörigen Raten-gleichung unter Verwendung der Er:YAG Materialdaten zeigt den Einfluss der Energie-transferprozesse auf die effektive Lebensdauer deutlich (siehe Abbildung 2.5). Erhöht sich die relative Besetzungszahl nur geringfügig, so wird bereits die effektive Lebensdauer des unteren Laserniveaus $\tau_{1,eff}$ kürzer als die des oberen $\tau_{2,eff}$ und ein effizienter Laserbetrieb möglich.

Des Weiteren liefert das Ratengleichungs-system auch die Bedingung für Besetzungs-inversion unter Berücksichtigung der wich-tigsten Wechselwirkungsprozesse [Zio 00]:

$$(2.2) \quad p < \sqrt{\frac{\rho_1 + 2\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}}$$

mit

$$p = \frac{1}{\xi} \sqrt{\frac{W_2}{W_1}}$$

$$\rho_1 = R_{p1} + R_{p5}$$

$$\rho_2 = R_{p2} + R_{p3} + R_{p4} + R_{p5}$$

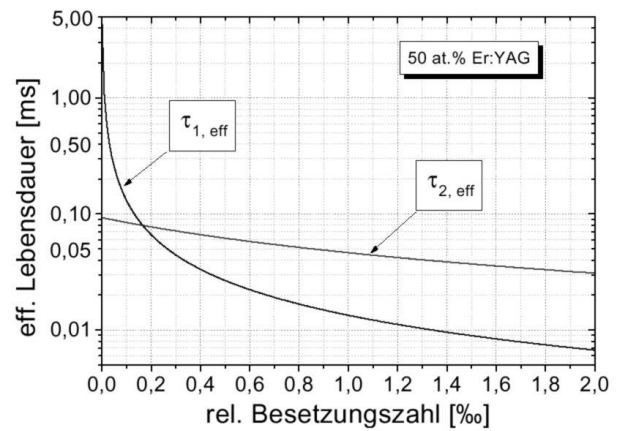


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der effektiven Lebensdauern des unteren (1) und oberen (2) Laserniveaus in 50 at.% Er:YAG von der Anzahl gepumpter Er^{3+} -Ionen nach [Zio 00]

R_{pm} sind die Pumpraten der im Modell der Ratengleichung berücksichtigten Niveaus mit $m=1$: $^4I_{13/2}$ bis $m=5$: $^4S_{3/2}$. W_1 , W_2 sind die Raten der beiden Upconversionprozesse (siehe Abbildung 2.4)

Es gilt die für den Laserübergang charakteristische Größe p zu minimieren und damit das Verhältnis der Upconversionenraten W_1/W_2 zu maximieren. Ein optimales Verhält-

nis liegt bei Er:YAG mit Dotierungskonzentrationen um 50 at.% vor [Hög 97, Zhe 80, Zha 77].

Um die für einen möglichst effizienten Laserbetrieb nötigen Upconversionprozesse zu nutzen, sind - neben hohen Pumpenergiedichten $\geq 10 \text{ J/cm}^2$ [Pol 97] - also hohe Erbiumdotierungen in den Wirtskristallen nötig. Dies verringert unter anderem die guten thermischen Eigenschaften, die reines YAG aufweist. In welcher Weise thermischen Effekte das Lasersystem beeinflussen wird im nächsten Abschnitt genauer behandelt.

2.1.3 Beeinflussung des Lasersystems durch thermische Effekte

Beim optischen Pumpen wird ein Anteil der Pumpenergie nicht in die gewünschte Laserenergie transformiert, sondern erzeugt stattdessen Wärme. Interessant ist in diesem Zusammenhang die *Quanteneffizienz* eines Lasersystems, das Verhältnis der erzeugten Fluoreszenz- zu den Pumpphotonen. Bei Erbiumlasern ist diese aufgrund des guten „Energie-Recycling“ durch interionische Wechselwirkungen mit bis zu 2,5 nicht nachteilig. Anders sieht es jedoch bei der Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserphoton aus. Dieser so genannte *Quantendefekt* beträgt bei Er:YAG, selbst bei der effizientesten Anregung (siehe Abschnitt 2.1.1) mit einer Energie der Pumpphotonen ($\lambda_{pump} = 965 \text{ nm}$) von 1,3 eV und 0,4 eV der Laserphotonen ($\lambda_{laser} = 2939 \text{ nm}$), mit 0,9 eV mehr als knapp 70 % der eingebrachten Pumpphotonenenergie.

Die derart im Laserkristall generierte Wärme führt zu einer Veränderung der Population der am Laserprozess beteiligten Niveaus und beeinflusst direkt den Laserbetrieb. Darüber hinaus verursachen resultierende thermische Effekte, wie eine lokale Änderung des Brechungsindex und thermisch induzierte Spannungen, Auswirkungen auf den Laserbetrieb. Diese Auswirkungen werden im Folgenden detailliert betrachtet.

Direkter negativer Einfluss auf den Laserbetrieb

Der direkte negative Einfluss auf den Laserbetrieb resultiert unter anderem daraus, dass sich mit steigender Temperatur das Verhältnis ξ der relativen Besetzung des oberen und unteren Laserniveaus α, β verringert. Dies bewirkt eine Erhöhung der Laserschwelle. Des Weiteren führt die Erwärmung zu einer homogenen Linienverbreiterung. Was wiederum

den Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission ψ_{21} verringert. Beides führt zu einer geringeren Kleinsignalverstärkung des Lasers:

$$(2.3) \quad g_0 = \psi_{21}(\alpha N_2 - \beta N_1) \quad N_i \dots \text{Übergangsraten}$$

Eine geringe Kleinsignalverstärkung verhindert hohe Durchschnittsleistungen der betroffenen Lasersysteme.

Lokale Veränderung des Brechungsindex

Da die Erwärmung im Allgemeinen lokal unterschiedlich stark im Lasermedium auftritt, ändert sich der temperaturabhängige Brechungsindex ortsabhängig. Um die sich daraus ergebenden Konsequenzen zu Veranschaulichen, werden im Folgenden einige einfache Rechnungen durchgeführt. Bei diesen Rechnungen wird zur Vereinfachung ein zylindersymmetrischer Laserstab betrachtet und von kontinuierlichen bzw. aus thermischer Sicht quasi-kontinuierlichen gepulsten Laserbetrieb ausgegangen.

Aus thermischer Sicht quasi-kontinuierlichen gepulster Laserbetrieb meint dabei gepulsten Laserbetrieb, welcher in guter Näherung ein statisches Temperaturprofil aufweist. Dies ist der Fall wenn die thermische Diffusionszeit τ_{diff} erheblich länger als die Pulsperiode τ_{puls} ist:

$$(2.4) \quad \tau_{\text{diff}} \gg \tau_{\text{puls}}$$

In diesem Fall erfolgt eine erneute Anregung durch den nächsten Pumpuls bevor die Wärme des vorherigen aus dem entsprechenden Bereich durch Diffusion abfließen konnte. Die Gesamttemperatur steigt in diesem Fall in kurzer Zeit asymptotisch gegen einen Gleichgewichtswert an. Es bildet sich ein statisches Temperaturprofil.

Die gemachten Annahmen liefern dann in Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) folgende analytische Lösung für die Temperatur T [Koe 96]:

$$(2.5) \quad T(\rho) = T_0 + \frac{Q}{2h}R_0 + \frac{Q}{4\zeta}(R_0^2 - \rho^2)$$

Es ergibt sich in diesem einfachen Fall also ein parabolisches Temperaturprofil, dessen Maximalwert auf der Zylinderachse liegt. Handelt es sich bei dem Laserstab um Er:YAG, so weist der Brechungsindex eine positive Abhängigkeit von der Temperatur auf. Ausgehend von einer proportionalen Abhängigkeit lässt sich dann das Temperaturprofil in Änderungen des Brechungsindex umrechnen.

$$(2.6) \quad n(\vec{r}) = n_0 + \frac{dn}{dT}(T(\vec{r}) - T_0)$$

Elektromagnetische Strahlung, die den Stab längs seiner Achse durchdringt, durchläuft in diesem Fall auf der Achse einen deutlich längeren optischen Weg als näher an seinem Mantel. Es treten über eine Wellenfront die den Stab durchdringt also optische Weglängendifferenzen (OWD) auf. Dies entspricht verschiedenen Phasenverzögerungen und damit einer Krümmung der Wellenfront. Dieser durch das Temperaturprofil im Material erzeugte Linseneffekt wird als *thermische Linse* bezeichnet.

Die Differenz der optischen Weglängen lässt sich durch Integration des Brechungsindexprofils über die Stablänge ℓ aus Gleichung 2.6 und 2.5 berechnen.

$$(2.7) \quad \begin{aligned} \text{OWD}(\rho, \phi) &= \int_0^\ell (n(\rho, \phi, z) - n_0) dz \\ &= \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^\ell (T(\rho, \phi, z) - T_0) dz \end{aligned}$$

$$(2.8) \quad \text{mit (Gl. 2.5):} \quad \text{OWD}(\rho) = -\frac{Q}{4\zeta} \frac{\partial n}{\partial T} \ell \rho^2$$

Für die Brechkraft einer Gradientenindexlinse D_{Gr} gilt bei einer quadratischen Abhängigkeit des Brechungsindex n vom Abstand ρ in einem Medium der Länge ℓ [Hod 97]:

$$(2.9) \quad \begin{aligned} D_{Gr} &= \ell \frac{Q}{2\zeta} \frac{\partial n}{\partial T} \\ \text{mit (Gl. 2.8):} &= -\frac{d^2}{d\rho^2} \text{OWD}(\rho) \end{aligned}$$

Bei homogener Verteilung der Pumpleistungsdichte Q im Laserstab der Länge ℓ und mit einem Querschnitt A , also $Q = P / (A \ell)$, ergibt sich dann:

$$(2.10) \quad D_{homogen} = \frac{1}{2\zeta} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{P}{A}$$

Der Stab stellt also eine dicke Linse im Resonator dar, deren Brechkraft D direkt proportional zur absorbierten Pumpleistung P ist.

Tatsächlich lässt sich die für den Spezialfall eines parabolischen Profils hergeleitete Beziehung, dass die Brechkraft der entstehenden Linse gerade der zweiten Ableitung entspricht (Gleichung 2.9), verallgemeinern [Hod 97]. Es gilt nicht nur für Temperatur generierte, sondern optische Weglängendifferenzen allgemein:

$$(2.11) \quad D^\phi(\rho) = -\frac{d^2}{d\rho^2} \text{OWD}(\rho, \phi)$$

Dieses Ergebnis wird im Kapitel 3 „Modellierungen“ eine wichtige Rolle spielen.

Die lokale Veränderung des Brechungsindex führt wie gezeigt zu dem entstehen einer Linse. Diese beeinflusst über die durch sie veränderte Resonatorkonfiguration den Laserbetrieb. Niedrige Laserschwellen, die für einen effizienten Erbiumlaser essenziell sind, lassen sich nur mit stabilen Resonatoren realisieren [Sie 86]. Ein Resonator wird als stabil bezeichnet, wenn das Produkt der g -Parameter g_1 und g_2 im Intervall $[0,1]$ liegt (Gleichung 2.12).

$$(2.12) \quad 0 \leq g_1 g_2 \leq 1$$

Die g-Parameter sind dabei definiert durch den Krümmungsradius des Resonatorspiegels R_i und der Resonatorlänge L :

$$(2.13) \quad g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$$

Befindet sich jedoch eine Linse mit der Brechkraft D im Resonator wie in Abbildung 2.6 dargestellt, so ist eine Modifizierung der g-Parameter nötig [Hod 97]:

$$(2.14) \quad g_i^* = \left(1 - \frac{d_1 + d_2}{R_i}\right) - Dd_j \left(1 - \frac{d_i}{R_i}\right) \quad i, j = 1, 2$$

Wie in Abbildung 2.6 dargestellt ist dabei d_i der Abstand der Hauptebene H_i vom Resonatorspiegel R_i . Da in guter Näherung der Abstand der Hauptebenen vom Ende des Lasermediums h_i unabhängig von der Brechkraft ist [Hod 97], ergibt sich für den symmetrischen Resonator für die Abstände d_i :

$$(2.15) \quad d_i = \left(\frac{L - \ell}{2}\right) + \underbrace{\frac{\ell}{2n_0}}_{=h_i}$$

mit ℓ ... Länge des Lasermediums

n_0 ... mittlerer Brechungsindex

Wird das Stabilitätskriterium (Gleichung 2.12) mit diesen neuen g*-Parametern erfüllt (siehe Abbildung 2.7), so ist der Resonator mit einer internen dicken Linse stabil und die Realisierung eines effizienten Lasersystems trotz thermischer Linse möglich.

Thermisch induzierte Spannungen

Neben den bereits betrachteten thermischen Effekten führt eine Erwärmung des Lasermediums zu dessen Ausdehnung. Kann diese nicht beliebig erfolgen, so bauen sich Span-

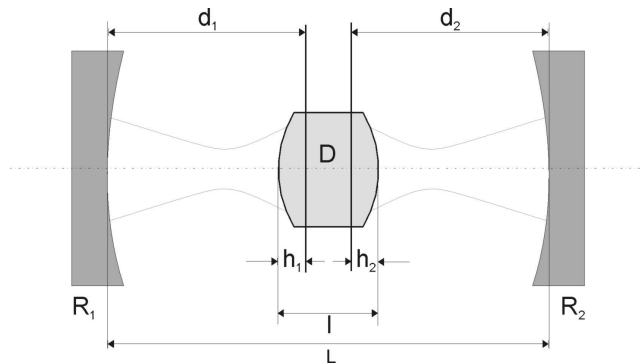


Abbildung 2.6: Resonator mit interner dicken Linse der Brechkraft D nach [Wil 99]

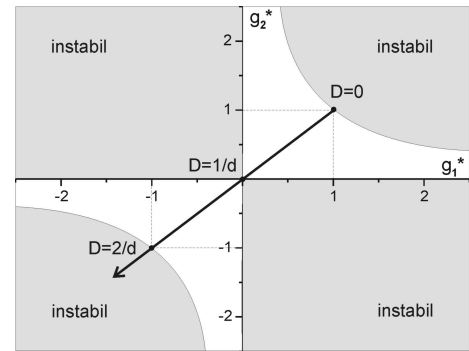


Abbildung 2.7: Stabilitätsdiagramm eines symmetrischen plan-plan Resonators mit Linse der Brechkraft D nach [Wil 99]

nungen im Lasermaterial auf. Diese thermisch induzierten mechanischen Spannungen beeinflussen auf zwei Weisen das Lasersystem.

Zum einen kann es durch Aufbau einer zu starken mechanischen Spannung zu einer Zerstörung des Lasermaterials kommen. Diese finale Beeinflussung des Lasersystems ist dringlich zu vermeiden und ihr wurde daher im Rahmen dieser Arbeit besondere Beachtung gewidmet (siehe Kapitel 3).

Zum anderen kann es zu spannungsinduzierter Doppelbrechung kommen. Granatkristalle wie Er:YAG sind isotrop und weisen daher keine Doppelbrechung auf. Über den so genannten *Photoelastischen Effekt* kann es unter Pumpbedingungen dennoch zur Doppelbrechung kommen, die insbesondere bei hoher Pumpleistung im polarisierten Laserbetrieb zu Verlusten führt [Hög 97].

Welche Konsequenzen aus den in diesem Abschnitt 2.1 dargelegten Grundlagen bei der Entwicklung eines hochrepetierenden Erbiumlasers für die Kataraktchirurgie gezogen wurden, zeigt der nächste Abschnitt.

2.2 Diodengepumpte Erbiumlaser

Zur Realisierung eines hochrepetierenden Erbiumlasers mit ausreichend Pulsenergie für die Phakoemulsifikation sind die mit Blitzlampen gepumpten Systeme generell nicht geeignet. Ihre geringe Effizienz (Wirkungsgrad $< 1\%$) setzt der Skalierbarkeit zu hohen

Repetitionsraten deutliche Grenzen (siehe Abbildung 2.8). Die Wahl eines diodengepumpten Systems für ein neues, hochrepetierendes Laserkonzept ist daher nahe liegend.

Bereits seit der ersten Realisierung eines diodengepumpten Erbiumlasers [Kin 87] wurden Versuche unternommen Laserdioden in eine Vielzahl von Erbiumlasersystemen zu integrieren. Als Problem hat sich hierbei insbesondere die hohe Dotierungskonzentration der Erbiumkristalle herausgestellt. Neben den verschlechterten thermischen und mechanischen Materialeigenschaften des Wirtskristalls, treten eine erheblich stärkere Absorption der Pumpstrahlung und damit lokal stärker ausgeprägte thermische Effekte auf. Zur Realisierung eines Erbiumlasers für die Kataraktchirurgie ist es daher notwendig ein spezielles Konzept zu entwickeln, welches diesen Voraussetzungen Rechnung trägt.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die in Voruntersuchungen realisierten, konzeptionellen, sowie experimentellen Grundlagen des im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten Lasersystems betrachtet [Zio 00, Ern 00, Wil 99, Hei 98].

2.2.1 Konzept des TIR-Resonator Erbiumlasers

Verschiedene Konzepte sind bereits in Bezug auf ihre Tauglichkeit für Erbiumlaser untersucht worden. So untersuchten beispielsweise Chen et al. einen longitudinal gepumpten Scheibenlaser [Che 99], Jensen einen transversal gepumpten Stablaser [Jen 96] und Page et al. bzw. Hamilton et al. transversal gepumpte Slablaser [Pag 97, Ham 94]. Die in diesen Experimenten erzielten Ergebnisse, sowie grundsätzliche Beschränkung der jeweiligen Systeme (siehe [Zio 00]), machen ein Erreichen der angestrebten Anforderungen für die Phakoemulsifikation (Repetitionsraten > 200 Hz bei Pulsenergien von 5 bis 10 mJ) mit diesen Konzepten jedoch unwahrscheinlich. Ein neues Konzept, welches den Anforderun-

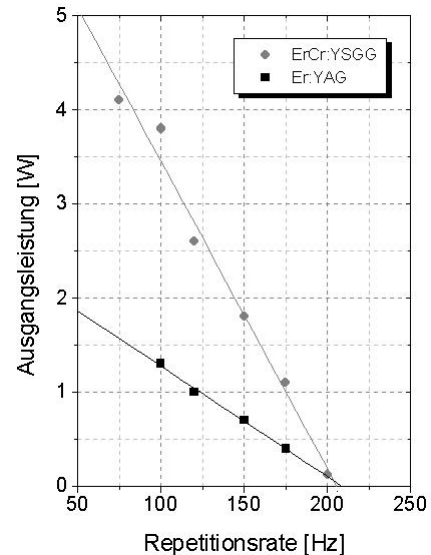


Abbildung 2.8: Maximale mittlere Leistung blitzlampengepumpter Erbiumlaser. Pumpleistung: 900W (YSGG) / 1300W (YAG) nach [Zio 00]

gen Rechnung trägt, ist der gefalteten TIR¹-Resonator Erbiumlaser, der transversal von qcw²-Hochleistungsdioden gepumpt wird. Dieses Konzept verbindet Vorteile eines Slab- und eines Scheibenlasers in sich (siehe Abbildung 2.9 und 2.10).

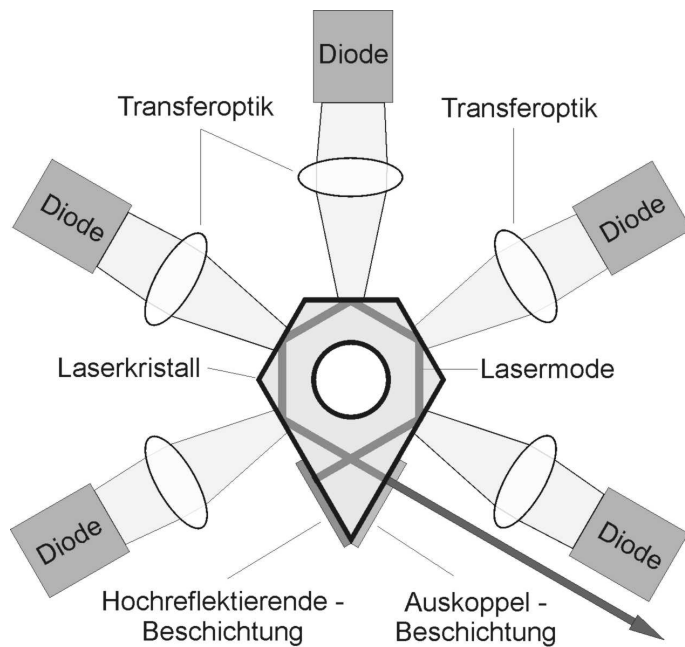


Abbildung 2.9: Konzept des diodengepumpten, gefalteten TIR-Resonator Erbiumlasers

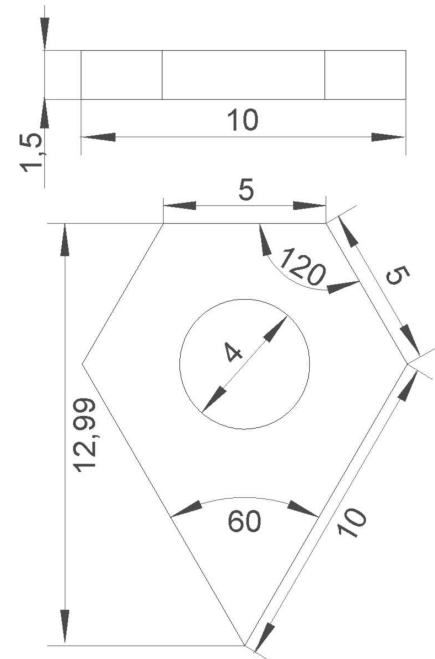


Abbildung 2.10: Front- (oben) und Draufsicht (unten) des Laserkristalls in [mm,°]

Die Lasermode wird innerhalb des Laserkristalls über Totalreflektionen geführt. In diesen TIR-Bereichen gelingt es, trotz der hohen Absorption und damit geringen Eindringtiefe der Pumpstrahlung, einen sehr guten Überlapp zwischen der Laser- und Pumpmode zu erreichen. Des Weiteren wechselt die links-rechts-Händigkeit der Laserstrahlung bei jeder Reflektion und die Lasermode durchläuft in der Strahlebene die thermischen Gradienten senkrecht [Hei 98]. Dies verringert die resultierende thermische Linse des Systems. Die geringe Kristallhöhe von 1,5 mm ermöglicht eine gute Kühlung über die Ober- und Unterseite des Kristalls. Die qcw-Hochleistungsdioden in Kombination mit geringen Verlusten durch die Pumpoptik liefern die nötigen hohen Energiedichten zur Unterstützung der Upconversion-Prozesse (siehe Abschnitt 2.1.2). Darüber hinaus verringert die gewählte Aufteilung der Pumpenergie auf verschiedene Bereiche die thermischen Probleme, ohne

¹TIR: total internal reflection

²qcw: quasi continuous-wave

dabei den kompakte Aufbau zu verlieren.

2.2.2 Experimenteller Aufbau des TIR-Resonator Erbiumlasers

Nachdem das grundsätzliche Konzept vorgestellt ist (Abschnitt 2.2.1), werden nun die im Experiment verwendeten Einzelkomponenten genauer betrachtet und der realisierte Gesamtaufbau des ersten Funktionsmusters dargestellt. Dieses liefert die Basis des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasersystems.

Diodenlaser

Die Anforderungen an die verwendeten Laserdiodenmodule ergeben sich aus der angestrebten Skalierung des Lasersystems zu hohe Repetitionsraten.

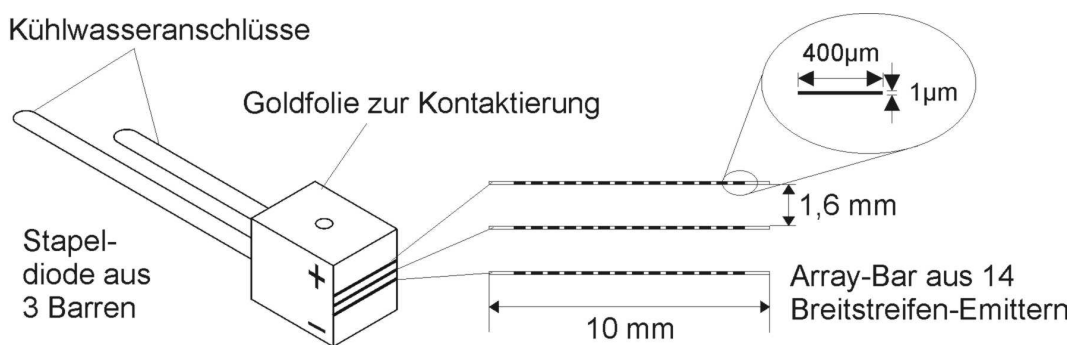


Abbildung 2.11: Aufbau der verwendeten qcw Diodenlaser, Maße nach Herstellerangaben

Bei den verwendeten qcw-Hochleistungsdiodenlaser handelt es sich um *Stacked-Arrays* der Firma Thales (ehemals Thomson-CSF) (TH-Q5303-C). Diese sind ausgeführt als drei Barren im Abstand von 1,6 mm mit je 14 Breitstreifen-Emittern (siehe Abbildung 2.11). Als quasi-cw Dioden werden diese bezeichnet, da sich durch schnelle Anpassung der Temperatur des pn-Übergangs bei angelegten rechteckigen Strompulsen in guter Näherung rechteckige Diodenpulse ergeben [Peu 95].

Die maximalen Ausgangsdaten eines Diodenlasermoduls sind 220 W Spitzenleistung bei einer Zentralwellenlängen um 962 nm und spektrale Breiten (FWHM) um 5,5 nm, sowie einem Tastverhältnis (duty cycle) von 20 %. Die für das erste Funktionsmuster verwendeten drei Diodenlaser sind genau charakterisiert worden [Ern 00]. Dabei wurde auch

die Abhängigkeit der Zentralwellenlänge und der Halbwertsbreite (FWHM) vom Tastverhältnis, der Stromstärke und der Temperatur analysiert. Zusammen mit der Kenntnis der Absorption des 50 at.% Er:YAG-Kristalls um 965 nm (Vergrößerter Bereich in Abbildung 2.1) ermöglicht dies eine Modell der Absorption der Pumpenergie bei gegebenen Parametern zu realisieren.

Transferoptik

Die Anforderungen an die Transferoptik ergeben sich zum einen aus der für einen effizienten Laserbetrieb notwendige hohen Pumpenergiedichte (siehe Abschnitt 2.1.2). Möglichst geringe Transmissionsverluste der Pumpoptik sind daher erstrebenswert. Zum anderen ist aus geometrischen Gründen zur Unterstützung einer radialsymmetrischen Lasermode ein Aspektverhältnis von 1:2 der Abbildung des Pumpflecks auf der Laserkristallfacette wünschenswert [Wil 99].

Die mit etwa 100×700 mrad relativ große Divergenz der Diodenlasermodule macht eine Vorkollimation in der *fast axis* (vertikal) der einzelnen Diodenbarren erforderlich [Wil 99]. Die sich anschließende, aus drei Linsen bestehende Transferoptik wurde mit Hilfe des ray-tracing Programm ZEMAX entwickelt. Sie weist bei einem Transmissionsgrad von 84 % ein Aspektverhältnis von 1:3 des abgebildeten Stacked-Arrays auf der Kristallfacette auf [Ern 00, Wil 99].

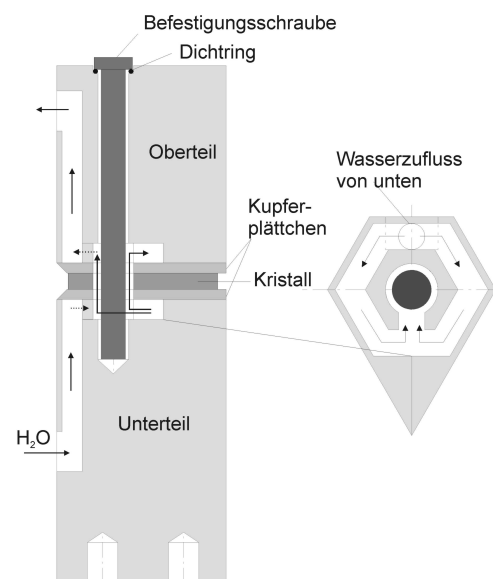


Abbildung 2.12: Aufbau der Kristallhalterung nach [Wil 99]

Kristallhalterung

Die nötigen hohen Pumpenergiedichten resultieren in einer hohen thermischen Last im Laserkristall, der mit einer entsprechenden Laserkühlung Rechnung getragen werden muss. Im Rahmen der Arbeiten zum ersten Funktionsmuster des gefalteten TIR-Resonator Lasers wurde daher eine spezielle, wasserdurchflossene Kupferhalterung entwickelt (siehe Abbildung 2.12).

Mit 0,84 l/min durchströmt das Wasser erst den unteren Kupferblock, vom Laserkristall durch ein 1 mm Kupferplättchen getrennt. Dieses Plättchen gewährleistet durch seine auf 1 μm hochpolierte Kontaktfläche oder wahlweise eine zusätzliche Indiumfolie den guten Wärmekontakt zwischen Halterung und Kristall. Durch die Bohrung im Laserkristall tritt das Kühlwasser in die obere Kupferhalterung über, durchströmt hier ebenso wie in der unteren Hälfte eine hexagonale Fräsung, die dem Verlauf der Lasermode nachempfunden ist, bevor es die Halterung verlässt.

Gesamtaufbau

Aus den betrachteten Einzelkomponenten ergibt sich der Gesamtaufbau des ersten Funktionsmusters des diodengepumpten, gefalteten TIR-Resonator Lasers (siehe Abbildung 2.13).

Die Laserdiodenmodule befinden sich dabei in einer Zentrierfassung, die eine Variation in den drei Raumdimensionen (x,y,z) , sowie in den drei Raumwinkeln (ϕ, θ, ψ) erlaubt. Die Resonatorspiegel befinden sich in Halterungen, die in der Entfernung zum Kristall variabel sind und ebenfalls verkippt werden können. Der sehr kompakte Aufbau des Laserkopfes nimmt somit nur eine Fläche von 150x200 mm ein, findet also problemlos auf einem DIN-A4 Blatt Platz.

2.2.3 Ergebnisse des ersten Funktionsmusters

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse konnten mit dem vorgestellten ersten Funktionsmuster des diodengepumpten, gefalteten TIR-Resonator Lasers erzielt werden. Bei dem verwendeten Laserkristall handelt es sich um einen Kristall mit beidseitiger AR-Beschichtung auf den Auskoppelfacetten, wobei die Beschichtung einseitig eine kleine zentrale Beschädigung aufwies. Der Resonator hatte eine geometrische Länge von $38 \pm 1 \text{ mm}$. Es handelt sich im Folgenden um eine knappe Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit relevanten Ergebnisse. Für eine umfassende Betrachtung des ersten Funktionsmusters des neuen Laserkonzeptes empfiehlt sich das Studium der Dissertation von C.Ziolek [Zio 00].

Die Dynamik des Lasers zeigt einen reproduzierbaren zeitlichen Verlauf. Bei niedrigen

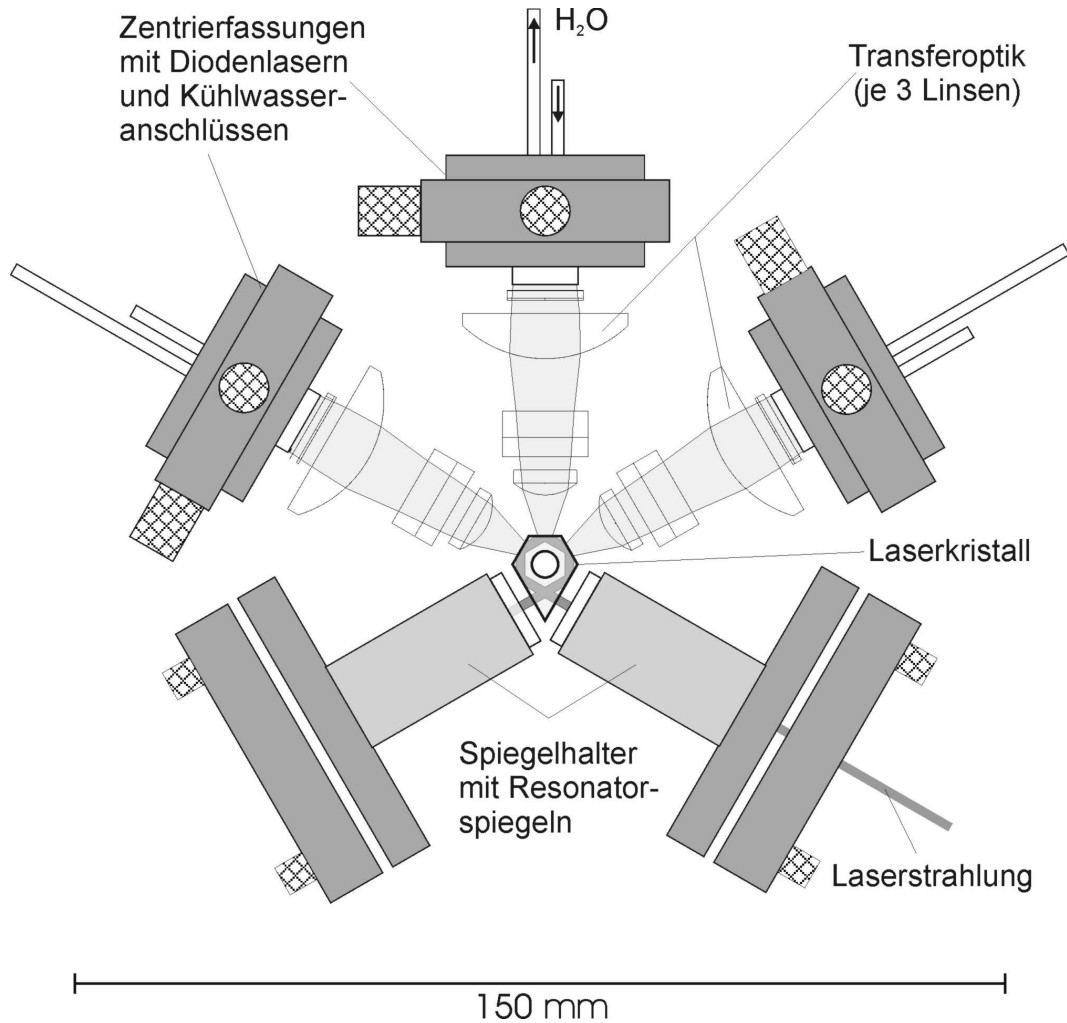


Abbildung 2.13: Realisierter Aufbau des diodengepumpten, gefalteten TIR-Erbiumlasers

Pumpenergiedichten kann $20 \mu\text{s}$ nach dem Beginn des Pumpimpulses ein anfängliche Anschwingen des $2,83 \mu\text{m}$ Übergangs mit anschließenden Überspringen auf die $2,94 \mu\text{m}$ Emissionswellenlänge beobachtet werden (siehe Abbildung 2.14 bzw. vergleiche Abschnitt 2.1.1). Bei höheren Pumpenergiedichten und entsprechender Justage wird das Anschwingen des $2,94 \mu\text{m}$ Laserübergangs stark unterstützt und bereits nach weniger als $10 \mu\text{s}$ erreicht. Nach etwas mehr als $100 \mu\text{s}$ ist eine Sättigung der Ausgangsleistung und damit ein quasistatischer Betrieb des Lasers erreicht.

Für das erste Funktionsmuster des gefalteten TIR-Resonator Erbiumlasers liegt die optimale Pumpimpulsdauer bei 250 bis $350 \mu\text{s}$ (siehe Abbildung 2.15). Unterhalb von $250 \mu\text{s}$ erreichen bei der verfügbaren Pumpspitzenleistung von 570 W die Upconversion Prozesse noch nicht ihre größte Effizienz, daher sollten Pumpimpulse mit mindestens $250 \mu\text{s}$

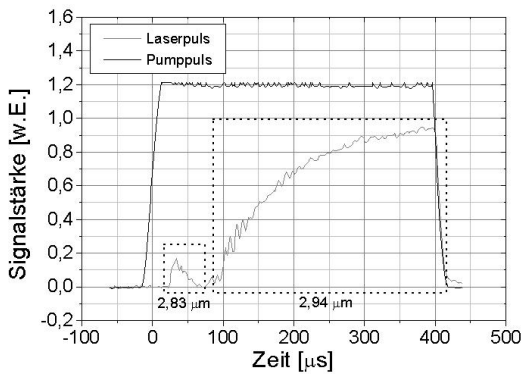


Abbildung 2.14: Intensität von Pump- und Laserpuls bei 310 W Pumpspitzenleistung nach [Zio 00]

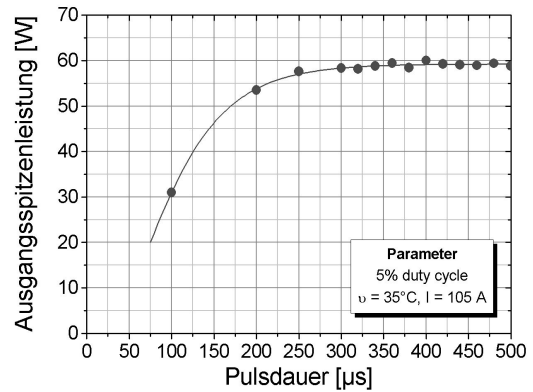


Abbildung 2.15: Abhängigkeit der Ausgangsspitzenleistung von der Pulsdauer: 5 % Tastverhältnis, 570 W Pumpspitzenleistung nach [Zio 00]

Pulsdauer verwendet werden. Durch Pulsdauern über 350 μs erhöht sich die Ausgangsspitzenleistung nur noch minimal. Unter Berücksichtigung des angestrebten Ziels eines hoch repetierenden Erbiumlasers sollte bei einem gegebenen Parametersatz von Tastverhältnis und Pumpenergie, die Pulsdauer möglichst minimiert werden. Pumppulsdauern über 350 μs sind daher kontraproduktiv.

Das Modell der Absorption der Pumpstrahlung im Laserkristall (siehe Abschnitt 2.2.2 - Diodenlaser) und die Randbedingungen der konstruierten Kristallkühlung (siehe Abschnitt 2.2.2 - Kristallhalterung) wurde mit Hilfe des FEM³-Programms ANSYS zur Bestimmung der Temperaturverteilung im Laserkristall verwendet. Anhand dieser lassen sich Aussagen über die auftretenden mechanischen Spannungen im Laserkristall und die auftretenden thermischen Linsen machen (vergleiche Abschnitt 2.1.3). Die maximalen Temperatur- und Spannungsergebnisse der FEM-Simulation für das mit drei Diodenlasermodulen gepumpte, erste Funktionsmuster des gefalteten TIR-Resonator Erbiumlasers sind in Abbildung 2.16 dargestellt. Die Berechnung der thermischen Linse liefert 0,66 dpt/W in der Ebene der Lasermode und 1,73 dpt/W senkrecht dieser Ebene. Experimentell sind die Ergebnisse der FEM-Simulation im Rahmen der Untersuchungen des ersten Funktionsmusters im Wesentlichen durch die experimentell ermittelten Zerstörschwellen (siehe Abbildung 2.16) überprüft worden.

³FEM: Finite Elemente Methode

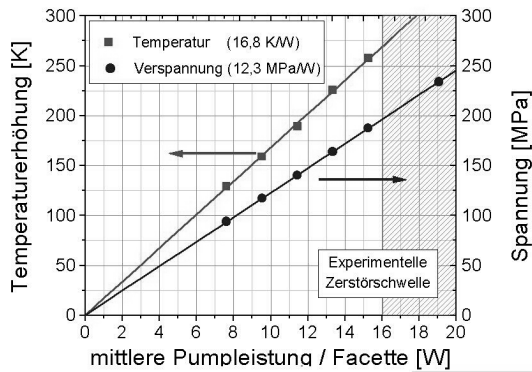


Abbildung 2.16: Maximale Temperatur- und Spannungsergebnisse der FEM-Simulation nach [Zio 00]

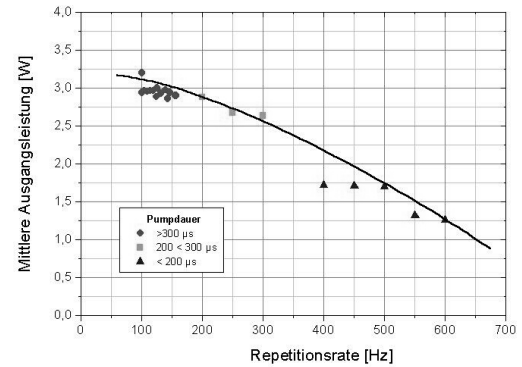


Abbildung 2.17: Maximal erzielte mittlere Ausgangsleistung bei verschiedenen Repetitionsraten nach [Ern 00]

Die maximalen mittleren Ausgangsleistungen bei verschiedenen Repetitionsraten sind in Abbildung 2.17 dargestellt. Es konnten 3,2 W mittlere Leistung bei einer Repetitionsrate von 100 Hz und bis zu 1,2 W bei 600 Hz erreicht werden. Der maximale differentielle Wirkungsgrad (slope) lag bei 18,3 % mit einem Laserkristall ohne Antireflex-Beschichtung. Die Laserenergie stieg bei richtiger Justierung des Lasers immer linear mit der Pumpenergie. Es kam zu keinem Abknicken bei hoher Pumpenergie, wie es beispielsweise bei einem aufgrund der thermischen Linse instabilen Resonator der Fall wäre.

3 Modellierung des Lasersystems

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten theoretischen Modellierungen des Lasersystems dargestellt. Diese Berechnungen dienen der Abschätzungen der zu erwartenden Skalierbarkeit des Lasersystems und unterstützen somit die Laserentwicklung. Insbesondere gute Voraussagen über das Vermeiden des Erreichens der Zerstörschwelle des Laserkristalls seien hierbei genannt, aber auch die Abschätzung von Veränderungen an der Kühlhalterung und Betrachtungen der thermischen Linse.

Wie in Kapitel 2 erläutert sind insbesondere thermische Effekte von Interesse. In Abschnitt 3.1 wird daher ein thermisches Modell des Lasersystems entwickelt. Mit Hilfe der Finiten Elemente Methode (FEM) unter Berücksichtigung der Randbedingungen des aufgestellten Modells werden die dreidimensionalen Temperatur- und Spannungsprofile innerhalb des Kristalls bestimmt. Die Ergebnisse dieser FEM-Modellierungen werden in Abschnitt 3.2 weiterentwickelt, um Aussagen über die entstehende thermische Linse treffen zu können. Experimentelle Ergebnisse zu den Zerstörschwellen und den auftretenden thermischen Linsen bei verschiedenen Laserparametern dienen zur Verifizierung der Aussagekraft des aufgestellten Modells.

3.1 Thermisches Analyse der Kühlkonzepte

Bei der Finite Elemente Methode wird das Gebiet, in dem ein beliebiges Feldproblem gelöst werden soll, in frei wählbare *Elemente* unterteilt. Je einfacher diese *Elemente* aufgebaut sind, desto schneller ist die nachfolgende Rechnung. Für jedes Element wird über eine polynomiellen Ansatzfunktion das sich aus der Aufgabenstellung ergeben Gleichungssystem gelöst. Höhere Grade der polynomiellen Ansatzfunktion entsprechen dabei einer

höheren Genauigkeit der Lösung. Die Eckpunkte der *Elemente*, an denen diese mit Nachbarelementen verbunden sind, bezeichnet man als *Knoten*. Mit Hilfe dieser *Knoten* wird die Stetigkeit des gewählten Ansatzes gewährleistet. Für einen tieferen Einblick zur Finite Elemente Methode sei hier die Fachliteratur, zum Beispiel [Kno 91] oder [Sch 91], empfohlen.

Durch die Vorarbeiten in diesem Bereich konnten bereits wertvolle Erfahrungen über FEM-Modellierungen des Laserkristalls beim optischen Pumpen mit drei Diodenlasermodulen gesammelt werden [Zio 00, Ern 00]. Die durchgeführten Berechnungen stützen sich daher prinzipiell auf diese Verfahren. Die Weiterentwicklung im Rahmen dieser Arbeit berücksichtigt unter Anderem die Untersuchung alternativer Kühlkonzepte ebenso wie eine neue Kristallhalterung in Hinblick auf eine Güteschaltung des Lasersystems.

3.1.1 FEM Modellbildung

Alle Berechnungen in diesem Abschnitt sind mit dem kommerziellen FEM-Programm ANSYS durchgeführt worden. Dieses erlaubt nach der Eingabe der Geometrie des zu untersuchenden Gebiets, in diesem Fall also des Laserkristalls, eine automatische Einteilung desselben in die *Elemente*. Der zu wählende Elementtyp hängt dabei von der Art der nachfolgenden Berechnung ab. Welche physikalischen Größen des Weiteren für das thermische Modell benötigt werden, lässt sich relativ einfach aus der inhomogenen, zeitabhängigen Wärmediffusionsgleichung 3.1 herleiten, [Vog 95].

$$(3.1) \quad \rho c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \Delta T(\vec{r}, t) = \frac{1}{\kappa} q(\vec{r}, t)$$

mit :

T ... Temperaturverteilung	q ... Quellterm
Δ ... Laplace-Operator	κ ... Wärmeleitfähigkeit
ρ ... Dichte	c ... spezifische Wärmekapazität
\vec{r} ... räumliche Koordinaten	t ... zeitliche Koordinate

Ist nun, wie im dem zu betrachtenden Fall eines hochrepetierenden, gepulsten Pump lasers, die Bedingung für eine stationäre Lösung gegeben, so gilt:

$$(3.2) \quad f_{\text{Laser}} \gg \frac{1}{\tau} \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{d^2 \rho c}{\kappa}$$

Wobei f_{Laser} der Pulswiederholrate des Lasers, τ der thermischen Diffusionszeit und d der Abmessung des betrachteten Raumbereichs entspricht. So ergibt sich aus Gleichung 3.1 die stationäre, inhomogene Wärmediffusionsgleichung:

$$(3.3) \quad \Delta T(\vec{r}) = -\frac{1}{\kappa} q(\vec{r})$$

An den Oberflächen des Mediums muss darüber hinaus die *Neumannsche* Randbedingung erfüllt sein, [Bro 95]:

$$(3.4) \quad \frac{\partial}{\partial \vec{n}} T(\vec{r}) = h q(\vec{r})$$

Diese kurze Betrachtung zeigt, dass neben den Materialkonstanten des Laserkristalls und dem räumlichen Quellterm $q(\vec{r})$ die Wärmeübergangskoeffizienten h der Kristalloberflächen für die Berechnung des thermischen Modells benötigt werden. Die Materialkonstanten von 50 at.% Er:YAG lassen sich durch Herstellerangaben beziffern [Bic 00]. Etwas komplexer ist die Ermittlung der adäquaten Wärmeübergangskoeffizienten und des räumlichen Quellterms, welche in den folgenden beiden Unterabschnitten für das verwendete Modell dargestellt sind.

Wärmeübergangskoeffizienten

Die Randbedingungen für die thermische Modellierung des Laserkristalls lassen sich über die Wärmeübergangparameter h der verschiedenen Außenflächen des Kristalls definieren.

Unter Berücksichtigung der Betrachtung verschiedener Kühthalterungen ist eine Einteilung der Außenfläche des Laserkristalls in fünf von ihren Wärmeübergangsparameter h zu unterscheidende Bereiche nötig (siehe Abbildung 3.1).

Bereich A beinhaltet die Ober- und Unterseite der hexagonalen Substruktur des Laserkristalls, der an die Wasserströmung in der Halterung angrenzt. Ausgenommen ist jedoch der äußere, einen halben Millimeter starke Rand, der den Bereich B bildet. Bereich C umfasst die restliche Fläche der Ober- und Unterseite des Kristalls, die nicht direkt an die Wasserströmung angrenzt. Bereich D wird durch die Mantelflächen der Boh-

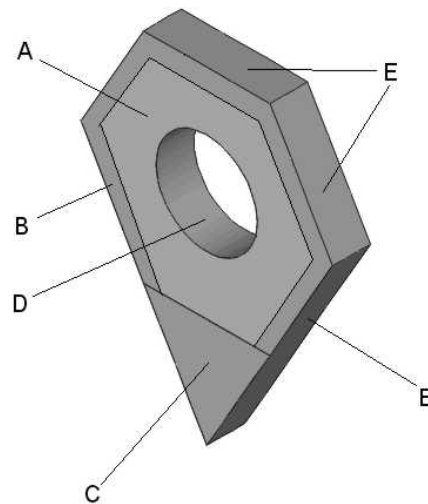


Abbildung 3.1: Modell der Wärmeübergangsbereiche des Laserkristalls

Die Erweiterung des im Rahmen der Untersuchungen des ersten Funktionsmusters verwendeten Modells, genauer die Unterteilung der hexagonalen Substruktur, erlaubt weitergehende Untersuchungen des Kühlkonzepts. So ist die Betrachtung einer Halterung mit direktem Wasserkontakt, sowie einer Halterung für die aktive Güteschaltung möglich. Im ersteren Fall liegt nur ein schmaler Kristallrand auf der Kupferhalterung auf, während die übrige Ober- und Unterfläche des Kristalls sich in direktem Wasserkontakt befindet. Im zweiten Fall ist die Wasser führende Fräsung weiter nach innen versetzt, was ebenfalls zu einer Zweiteilung der hexagonalen Substruktur führt.

Bereich E stellt bei allen untersuchten Kühthalterungen einen Übergang zu Luft dar und wird somit lediglich durch Konvektion gekühlt ($h_E = 5,6 \text{ W/m}^2\text{K}$). Die anderen vier Bereiche sind durch die verschiedenen Kühlkonzepte bestimmt. Bei allen diesen Kühlkonzepten tritt eine turbulente Strömung (Reynolds Zahl $N_{Re} > 2300$) durch die Fräsung in der Halterung (siehe Kapitel 2). Für turbulente Strömungen gilt nach [Hsu 63] der

empirisch ermittelte Zusammenhang:

$$(3.5) \quad h_{H_2O} = 0,023 \frac{\zeta}{D^*} N_{Re}^{0,8} N_{Pr}^{0,33}$$

mit :

$$\begin{array}{ll} \zeta \dots \text{H}_2\text{O Wärmeleitfähigkeit} & D^* \dots \text{äquivalent Durchmesser} \\ N_{Re} \dots \text{Reynolds-Zahl} & N_{Pr} \dots \text{Prandtl-Zahl} \end{array}$$

Aus diesem Wärmeübergangskoeffizienten für das die Fräsung durchströmende Wasser lassen sich nun die h-Parameter der einzelnen Bereiche bestimmen. Für Mehrschichtsysteme gilt dabei, dass neben den einzelnen Wärmeübergangsparametern, deren Kehrwerte sich einfach addieren, auch noch der Wärmewiderstand der einzelnen Schichten berücksichtigt werden muss [Hsu 63].

Tabelle 3.1: Wärmeübergangskoeffizienten $[W/cm^2K]$ der fünf Bereiche bei verschiedenen Kühlkonzepten

	Bereich				
	A	B	C	D	E
1.Funktionsmuster	0,94	0,94	0,81	2,0	$5,6 \cdot 10^{-4}$
100 μm Saphirplättchen	0,93	0,93	0,80	2,0	$5,6 \cdot 10^{-4}$
250 μm Saphirplättchen	0,90	0,90	0,78	2,0	$5,6 \cdot 10^{-4}$
254 μm Indiumfolie	0,73	0,73	0,65	2,0	$5,6 \cdot 10^{-4}$
Wasserkontakt	0,81	2,0	0,81	2,0	$5,6 \cdot 10^{-4}$
Aktive Güteschaltung	0,81	0,94	0,81	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$

So ergibt sich beispielsweise bei einem zwischen dem Wasserstrom und dem Kristall platziertem Kupferplättchen der Stärke L_{Cu} und mit der Wärmeleitfähigkeit ζ_{Cu} der h-Parameter wie folgt:

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_{H_2O}} + \frac{L_{Cu}}{\zeta_{Cu}} + \frac{1}{h_{Cu}}$$

Die derart berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der fünf Bereiche für die verschiedenen Kühlkonzepte sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Da der Wärmekontakt zwischen Kristall und jeweiliger Halterung als ideal vorausgesetzt wird, sind die entsprechenden Terme dieser Wärmeübergangskoeffizienten vernachlässigbar.

Räumliche Quellterme

Der räumliche Quellterm $q(\vec{r})$ entspricht der räumlich aufgelösten thermischen Last des Kristalls, genauer der thermischen Leistungsdichte. Diese ist über den Heizwirkungsgrad η direkt mit der im 50 at.% Er:YAG Kristall absorbierten räumlichen Pumpleistungsdichte $\sigma_P(\vec{r})$ verknüpft.

$$q(\vec{r}) = \eta \cdot \sigma_P(\vec{r})$$

Der Heizwirkungsgrad entspricht dabei dem Anteil der absorbierten Pumpenergie, der nicht in elektromagnetische Strahlung umgewandelt wird und somit als Wärme im Kristall verbleibt. Die Fluoreszenzprozesse sind bei 50 at.% Er:YAG deutlich gegenüber den phononischen Relaxationen zu vernachlässigen. Tritt des Weiteren keine Laseremission auf, so kann wie im aufgestellten Modell von einem *worst case*-Heizwirkungsgrad ($\eta = 1$) ausgegangen werden.

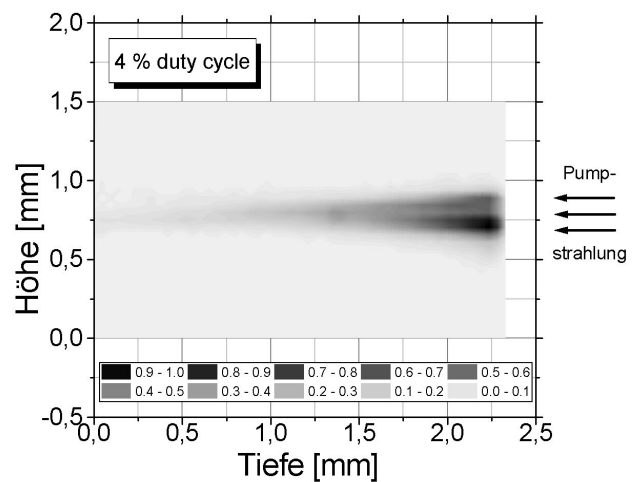


Abbildung 3.2: Normiertes Profil der Fluoreszenz des 50 at.% Er:YAG Kristalls zwischen 1,0 und 1,1 μm Wellenlänge.

Die Pumpenergie, die im Kristall zur Verfügung steht, ist einfach aus der Ausgangsenergie der Pumpmodule abzüglich der Verluste durch Transferoptik und Fresnel-Reflektion an der Kristalloberfläche gegeben. Um zu ermitteln, wie stark die Pumpenergie bei gegebenen Parametern der Pumpdioden (Stromstärke, Temperatur, Tastverhältnis) absorbiert wird, muss eine Faltung des entsprechenden Diodenspektrums mit dem Absorptionsspektrum von 50 at.% Er:YAG durchgeführt werden. Das Ergebnis ist der spektrale Überlapp der beiden Spektren, der ein Maß für den Absorptionsgrad darstellt.

Für drei der Pumplasermodule ist dies bereits im Rahmen der Untersuchungen zum ersten Funktionsmuster des diodengepumpten Lasersystems berechnet worden [Ern 00]. Die Integration des vierten Diodenlasermoduls in das Gesamtsystem ist in Abschnitt 4.1.1 zu finden. Somit ist die absorbierte Pumpenergie bekannt. Die räumliche Auflösung kann erreicht werden, in dem ein geeignetes räumliches Fluoreszenzprofil vermessen wird. Voraussetzung ist, dass die Fluoreszenz proportional zur Absorption im Kristall ist. Normiert man dieses räumliche Profil (siehe Abbildung 3.2) und wichtet es mit der absorbierten Pumpenergie, so erhält man die räumlich aufgelöste absorbierte Pumpenergie. Die Zuordnung der so ermittelten thermischen Last $q(\vec{r})$ auf die entsprechenden Knoten des FEM-Modell erfolgt mittels eines selbstentwickelten C-Programms.

FEM Ergebnisse

Ergebnisse der ANSYS Berechnungen sind dreidimensionale Temperaturprofile sowie aus diesen ermittelte Spannungsprofile.

In Abbildung 3.3 ist ein Schnitt durch die Temperaturverteilung in der Ausbreitungsebene der Lasermode im Kristall in 0,75 mm Höhe dargestellt. Die Berechnung des Gesamtkristalls zeigt, dass eine Beeinflussung der Pumpregionen durch benachbarte Pumpregionen zu vernachlässigen ist und sich deutliche Temperaturerhöhungen räumlich auf die unmittelbare Nähe des gepumpten Kristallvolumens beschränken. Dies ist ein erster Hinweis, dass die mit dem TIR-Resonator Konzept angestrebte einfache Skalierbarkeit des Systems zu höheren Leistungen mittels weiterer Pumpmodule möglich ist. Des Weiteren reicht es im Folgenden aus, einzelne Pumpsegmente zu berechnen (siehe Abbildung 3.4 und 3.5). Dies spart deutlich Rechenzeit bzw. ermöglicht eine höhere Knotendichte bei

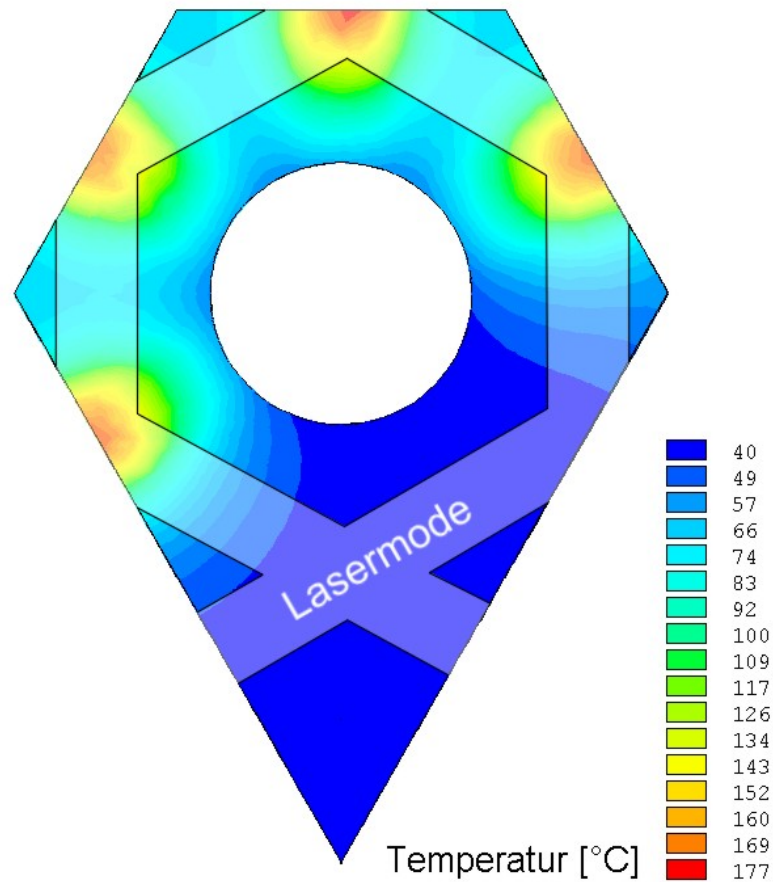


Abbildung 3.3: Horizontaler Schnitt in 0,75 mm Höhe durch die berechnete Temperaturverteilung des gesamten 50 at.% Er:YAG Kristalls bei 4 % Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

vergleichbarer Rechenzeit zu modellieren. Die Lösung dieses Verfahren konvergiert ab einer Knotendichte über 2500 Knoten pro mm^3 deutlich zu einem Grenzwert [Zio 00].

3.1.2 Der Einfluss der Veränderung der Kontaktfläche

Die Ergebnisse des ersten Funktionsters der gefalteten TIR-Resonator Erbiumlasersystems zeigen, dass die Begrenzung der Ausgangsparameter des Systems durch die thermischen Effekte, genauer dem thermischen induzierten Erreichen der mechanischen Zerstörschwelle, gegeben ist. Somit ist eine Verbesserung des Kühlkonzeptes von zentraler Bedeutung für die Skalierbarkeit des Systems zu höheren Leistungen. Darüber hinaus ist das im ersten Funktionsmuster verwendete Kühlkonzept insofern problematisch, dass

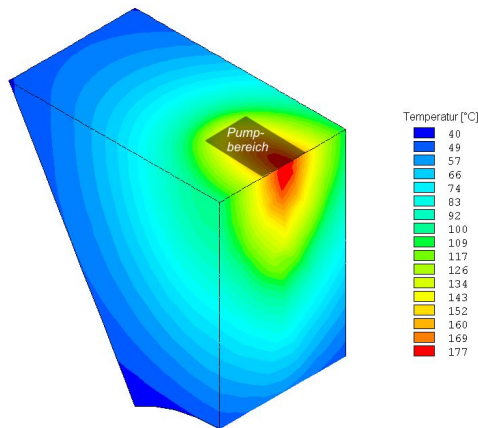


Abbildung 3.4: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das berechnete Temperaturprofil eines Pumpbereichs. Der Pumpbereich auf der externen Facette ist markiert. 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

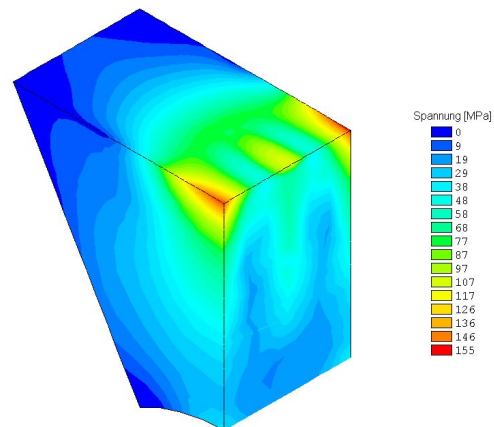


Abbildung 3.5: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das berechnete Spannungsprofil eines Pumpbereichs. 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

ein Kristalleinbau zwischen einem Tag und zwei Wochen dauert. Grund hierfür ist zum einen, dass bei diesem Konzept die Abdichtung des Wasserstroms ebenso über die polierten Kupferplättchen zum Kristall realisiert wird, wie die Kühlung des Kristalls. Zum anderen wird das Polieren der Kupferplättchen auf 1 μm Genauigkeit und die Einpassung eines Kristalls von Hand durchgeführt. Dies ist sowohl in Hinblick auf einen späteren Prototypen, als auch für ein effizientes Arbeiten im Labor nicht akzeptabel und daher bei der Neukonzeptionierung der Kühlkonzepte mit berücksichtigt.

Die Anforderungen des Lasersystems lassen nur mehr oder weniger starke Variationen des bereits verwendeten Kühlkonzeptes zu. So muss die Kühlung über die Ober- und Unterseite des Laserkristalls erfolgen, da die Seitenfacetten sowohl dem optischen Pumpen des Kristalls, als auch der Totalreflektion der Lasermode dient. Eine direkte Kühlung der Kristallfacetten, die aufgrund der dort eingebrachten thermischen Last sinnvoll erscheint, ist bisher nicht möglich. Dies erfordert ein Medium, dass zum einen möglichst transparent für die Pumpstrahlung um 965 nm ist, des Weiteren keine Absorption bei 2,94 μm Wellenlänge aufweist und vom Brechungsindex niedrig genug ist, um die Totalreflektion unter 60° im 50 at. % Er:YAG nicht zu verhindern. Unter diesen Randbedingungen werden im Folgenden Variationen des im ersten Funktionsmuster verwendeten Kühlkonzeptes unter-

sucht, bei denen in der Hauptsache die Kontaktfläche zwischen der Wasserströmung und dem Laserkristall verändert wird.

Saphirplättchen vs. Indiumfolie als Kontaktmedium

Zwei Ansätze, die genauer betrachtet werden, sind zum einen der Ersatz der 1mm Kupferplättchen durch Saphirplättchen mit 100 μm oder 250 μm Dicke, zum anderen das Verwenden einer zusätzlichen, 254 μm dicken Indiumfolie. Neben einer grob gleichwertigen Kühlleistung wird durch diese eine Vereinfachung der Abdichtung erwartet.

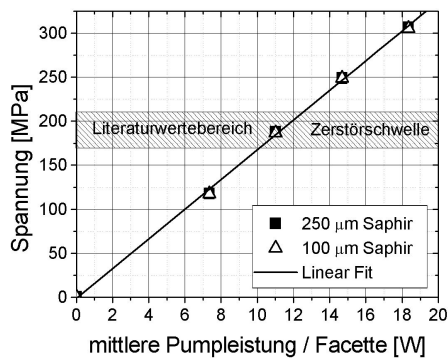


Abbildung 3.6: Berechnete maximale thermisch induzierte Mitten-Spannung bei Verwendung von 100 bzw. 250 μm Saphirplättchen anstelle der Kupferplättchen.

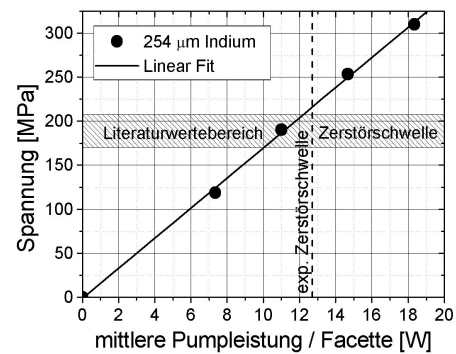


Abbildung 3.7: Berechnete maximale thermisch induzierte Mitten-Spannung bei Verwendung einer 254 μm Indiumfolie zwischen Kupferplättchen und Kristall.

Bei den in Abbildung 3.6 und 3.7 dargestellten Spannungen handelt es sich um die auftretenden thermisch induzierten Mitten-Spannungen (siehe beispielsweise Abbildung 3.5), während die höheren Randspannungen vernachlässigt werden können [Zio 00]. Die in den betrachteten Fällen auftretenden thermisch induzierten Spannungen erreichen für geringere mittlere Pumpleistungen pro Facette die Zerstörschwelle des Laserkristalls. Liefert die Untersuchungen für die 1 mm Kupferplättchen noch 16 W mittlere Pumpleistung pro Facette als Zerstörschwelle [Zio 00], so sind die Ergebnisse mit den Saphirplättchen als Ersatz mit 10,4 bis 12,7 W mittlere Pumpleistung pro Facette deutlich geringer (siehe Abbildung 3.6). Auch ist kein signifikanter Unterschied zwischen den beiden gewählten Dicken der Saphirplättchen auszumachen. Die Ergebnisse der ANSYS Berechnungen für

ein Kühlkonzept mit 1mm Kupferplättchen und einer zusätzlichen 254 μm Indiumfolie sind mit den Ergebnissen für die Saphirplättchen vergleichbar (siehe Abbildung 3.7). Die Betrachtung des Zerstörschwellenbereichs anhand der Literaturwerte liefert mit 10,2 bis 12,5 W mittlere Pumpleistung pro Facette nahezu identische Werte. Experimentelle Ergebnisse zur Untersuchung der Zerstörschwelle liegen hier mit 12,7 W mittlere Pumpleistung pro Facette bei der oberen Grenze der Literaturwerte und zeugen von einer relativ guten Übereinstimmung von Experiment und Modell im Bereich der Berechnung der thermisch induzierten Spannungen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass diese beiden Kühlkonzepte nicht die erhoffte Vergleichbarkeit der Kühlleistung mit dem 1mm Kupferplättchen Konzept erreichen und auch hinter den experimentellen Erwartungen bezüglich der Vereinfachung der Abdichtung zurückbleiben. Daher wurden diese beiden Ansätze nicht weiterverfolgt.

Direkter Wasserkontakt

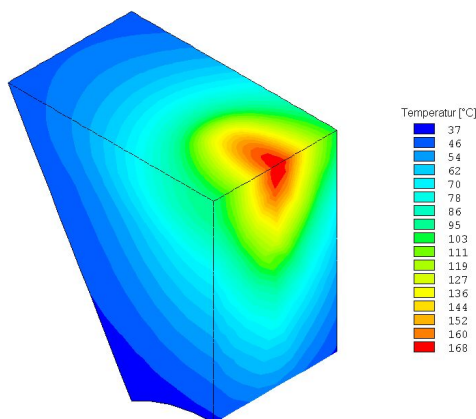


Abbildung 3.8: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das berechnete Temperaturprofil. Halterung mit direktem Wasserkontakt, 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

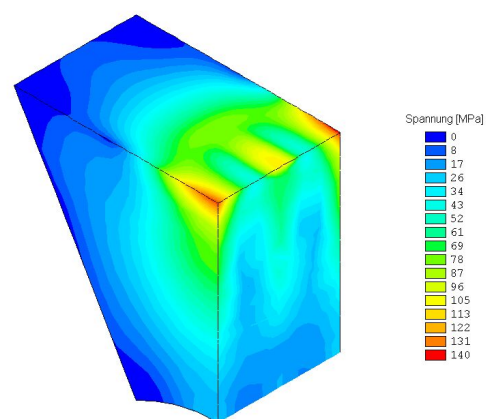


Abbildung 3.9: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das resultierende Spannungsprofil. Halterung mit direktem Wasserkontakt, 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

Um Abschätzen zu können, welche Größenordnung an Verbesserung durch Veränderungen des Kühlkonzeptes unter den zu beachtenden Randbedingungen erreichbar sind, wird nun die optimale Kühlung durch einen direkten Wasserkontakt betrachtet. Die vielfälti-

gen praktischen Herausforderungen, die einem solchen Konzept entgegenstehen seien erst einmal vernachlässigt.

Die Berechnung mit dem bewährten FEM-Modell liefert gegen über dem Aufbau mit 1 mm Kupferplättchen bei ansonsten identischen Systemparametern einen unerwartet geringen Unterschied. Die maximale Temperatur ist gegenüber 177°C (siehe Abbildung 3.4) nur auf 168°C (siehe Abbildung 3.8) abgesenkt, also um 5 % verringert. Bei den maximal auftretenden Mitten-Spannungen ist mit etwa 3,5 % der Unterschied noch geringer. Hier ergeben sich anstelle der 117 MPa von-Mises Spannung in der Mitte des Kristalls (siehe Abbildung 3.5) 113 MPa Mitten-Spannung beim direkten Wasserkontakt (siehe Abbildung 3.9).

Diese geringen Verbesserungen stehen in keinem Verhältnis zu den sich ergebenden technischen Herausforderungen bei einer angestrebten Realisierung eines derartigen Kühlkonzepts. Darüber hinaus zeigt diese Betrachtung deutlich, dass das verwendete Kühlkonzept bereits eine nahezu optimale Lösung unter den zu beachtenden Randbedingungen darstellt. Weitere Verbesserungen des Kühlkonzeptes zielen daher nicht mehr auf eine Änderung der Kontaktfläche zwischen Wasserstrom und Laserkristall. Vielmehr werden nun eine weiteren Verbesserung des Kontaktes zwischen Kupferplättchen und Laserkristall, die Verbesserung der Kühlleistung der Wasserströmung und eine Verkürzung der Einbauzeit eines Laserkristalls angestrebt.

3.1.3 Anpassung des Kühlkonzeptes

Ein Wechsel von zwei Strömungskanälen in der Kristallhalterung (siehe Abbildung 2.12) auf einen (siehe Abbildung 3.10) bei ansonsten identischen Kühlparametern verdoppelt die Strömungsgeschwindigkeit und erhöht somit die Turbulenz der Strömung. Eine Verdoppelung der Strömungsgeschwindigkeit führt hierbei zu einer Erhöhung des Wärmeübergangsparameters h der Strömung um 74 %. Daher sind im Folgenden Kristallhalterungen mit nur einer Wasser führenden Fräsung verwendet worden.

Zwei Veränderungen ermöglichen darüberhinaus die Verbesserung des Wärmekontaktes zwischen Kühlhalterung und Laserkristall, sowie eine deutliche Verkürzung der Einbauzeit. Zum einen sind das maschinell mit hoher Güte polierten Kupferplättchen. Hier

stehen auf 1 nm polierten Plättchen kostengünstig zur Verfügung. Bei dem Einbau dieser Kupferplättchen sind insbesondere deren Verkippungen gegenüber dem Laserkristall zu vermeiden. Ist dieses im ausreichenden Maße berücksichtigt, so ist durch die höhere Genauigkeit der Oberfläche eine deutliche Verbesserung des Wärmekontakts zu erwarten.

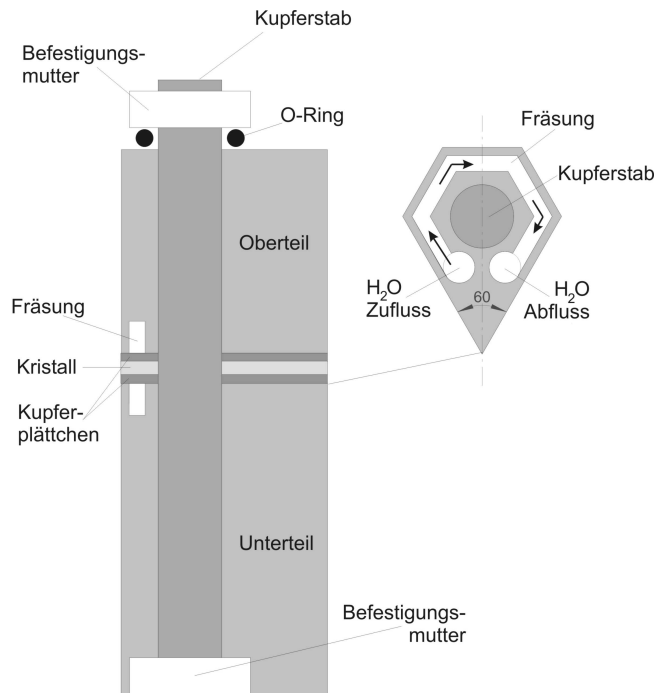


Abbildung 3.10: Kühlkonzept mit externem Wasserübergang vom Unterteil zur Halterung.

Zum anderen erhöht eine Entkopplung von Kühl- und Abdichtfunktion, die bisher von derselben Fläche gewährleistet werden müssen, deutlich die Praktikabilität des Einbaus eines Laserkristalls. Zu diesem Zweck dient nicht mehr das Loch in der Mitte des Laserkristalls als Übertritt der Wasserströmung von der unteren Kristallhalterung in den oberen Teil. Bei der Neukonstruktion der Kühlhalterung sind Ober- und Unterteil jeweils mit zwei Wasseranschlüssen versehen, so dass der Wasserstrom über eine externe Leitung von unten nach oben geführt werden kann (siehe Abbildung 3.10). Die Kühlleistung der Kühlhalterung wird somit um die direkte Wasserkühlung an der Kristallbohrung verringert. Da die Bohrung jedoch relativ weit von den Kristallfacetten, den Ort des Wärmeeintrags, entfernt ist, wirkt sich diese Verringerung nur minimal aus. Eine entsprechende ANSYS Modellierung liefert bei einem nur marginal veränderten Profil einen 1 % Anstieg der maximalen Temperatur bei gleich bleibenden von-Mises Mitten-Spannungen.

3.1.4 Kristallhalterung für die aktive Güteschaltung

Neben dem Ziel einer Verbesserung des Kühkonzeptes sind im Rahmen dieser Arbeit auch durch veränderte Anforderungen Variationen der Kristallhalterung notwendig. So macht das Ziel einer integrierten aktiven Güteschaltung nach dem Prinzip der *unterdrückten Totalreflektion* (FTIR¹) es nötig die Kühhalterung mit dem Laserkristall abschließen zu lassen (siehe Abschnitt 4.2.2). Die Kühhalterung weist daher in diesem Fall eine Fräsung auf, die nicht mehr exakt unterhalb des Strahlenverlaufs der Lasermode angeordnet ist, sondern um einen halben Millimeter nach innen versetzt ist. Kombiniert mit den maschinell auf 1 nm Genauigkeit polierten Kupferplättchen und dem entkoppelten Kühkonzept (siehe Abschnitt 3.1.3) ergeben sich somit neue Wärmeübergangparameter h , die in Tabelle 3.1 unter dem Punkt „Aktive Güteschaltung“ zu finden sind.

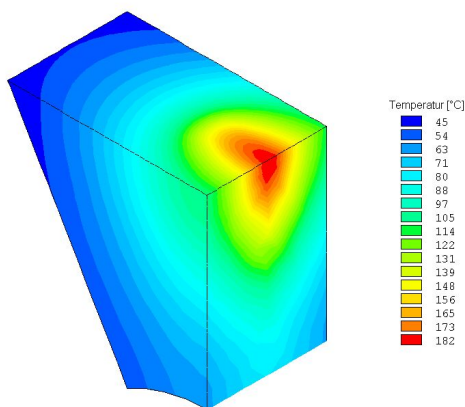


Abbildung 3.11: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das berechnete Temperaturprofil. Halterung für die aktive Güteschaltung, 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

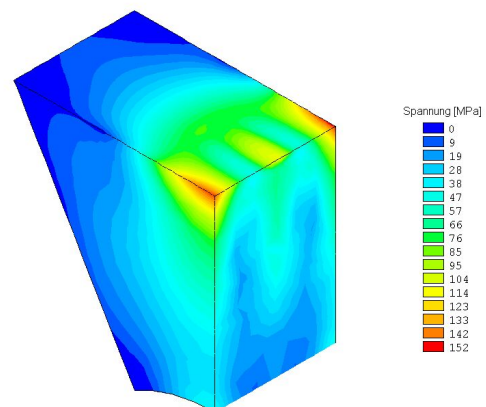


Abbildung 3.12: Vertikaler Schnitt bei 2,5 mm Breite durch das resultierende Spannungsprofil. Halterung für die aktive Güteschaltung, 4 %Tastverhältnis, 35°C Kühlwassertemperatur und 100 A Stromstärke

Im Vergleich zu der Kühhalterung des ersten Funktionsmusters mit einer maximalen Temperatur von 177°C (siehe Abbildung 3.4) ist die Temperatur der Kristallhalterung für die aktive Güteschaltung mit 182°C (siehe Abbildung 3.11) nur 3 % höher bei gleichen Pumpparametern. Die von-Mises Spannung in der Mitte des Kristalls liegt mit einem Wert von 119 MPa (siehe Abbildung 3.12) ebenfalls sehr dicht bei dem Wert der ursprünglichen

¹Englisch: frustrated total internal reflektion

Kristallhalterung von 117 MPa Mittenspannung (siehe Abbildung 3.5). Dieses Kühlkonzept kann daher für die aktive Güteschaltung unter den für das erste Funktionsmuster ermittelten Bedingungen des freilaufenden Betrieb des gefalteten TIR-Resonator Er:YAG Laser verwendet werden.

3.2 Modellierung und Verifizierung der thermischen Linse

In diesem Abschnitt wird der zweite wichtige thermische Aspekt des gefalteten TIR-Resonator Lasers genauer theoretisch untersucht und die Ergebnisse experimentell verifiziert. Es handelt sich dabei um die bei hohen Pumpenergie meist stärker ausgeprägte und damit zur Instabilität des Resonators führende thermische Linse (siehe auch Abschnitt 2.1.3). Die thermische Linse ist daher neben der auftretenden thermisch oder mechanisch induzierten Spannung im Laserkristall bei Festkörperlasern generell eine zentrale Einschränkung der Skalierbarkeit dieser Lasersysteme.

3.2.1 Modellierung der thermischen Linse

Durch die bei der FEM-Modellierung (Abschnitt 3.1) gewonnene dreidimensionale Temperaturverteilung im Laserkristall lässt sich nicht nur - wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt - die mechanische Verspannung berechnen, sondern vielmehr auch die thermische Linse bestimmen.

In Abschnitt 2.1.3 konnte gezeigt werden, dass durch zweifache Differenzierung der optischen Weglängendifferenz (OWD) die Brechkraft einer Linse innerhalb eines Resonators gegeben ist (Gleichung 2.11). Die optische Weglängendifferenz ergibt sich ihrerseits durch den bei einem Durchlauf der Strahlung durch den gepumpten Laserkristall aufgesammelten Brechungsindexunterschied gegenüber einem Durchlauf durch den nicht gepumpten Kristall. Dies entspricht nach Gleichung 2.7 gerade der Integration aller Temperaturunterschiede über den geometrischen Weg der Laserstrahlung innerhalb des Kristalls (siehe Abbildung 3.3). Die Information über die Temperaturunterschiede liefert die dreidimensionale FEM-Modellierung des gesamten Laserkristalls. Mit Hilfe eines im Vorfeld

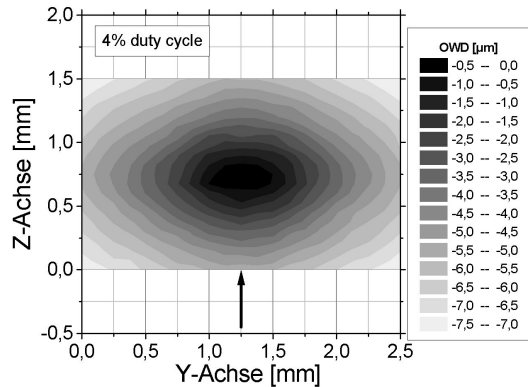


Abbildung 3.13: OWD der nutzbaren Apertur (2,5x1,5 mm) des Laserkristalls

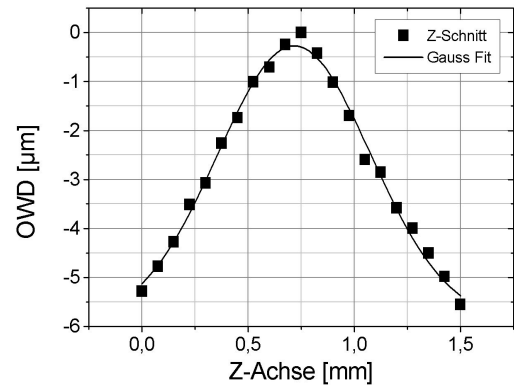


Abbildung 3.14: Schnitt durch die OWD der nutzbaren Apertur längs der Z-Achse (Pfeil)

entwickelten C-Programms [Ern 00], welches die Temperaturdifferenzen des gepumpten Laserkristalls gegenüber des ungepumpten Laserkristalls numerisch integriert, ergeben sich über die nutzbare Apertur des Laserkristalls die in Abbildung 3.13 dargestellten optischen Weglängendifferenzen. Ein Schnitt durch die OWD längs der Z-Achse (Pfeil in Abbildung 3.13) ist in Abbildung 3.14 dargestellt.

Bestimmt man diese für verschiedene Pumpparameter, so liefert Gleichung 2.11 die Brechkraft der für diese Parameter auftretenden thermischen Linsen. Durch das verwendete Konzept, über die großen Ober- und Unterflächen den Laserkristall zu kühlen, bilden sich längs der Z-Achse (vertikal) stärkere Gradienten der Temperatur, größere optische Weglängendifferenzen und somit auch thermische Linsen mit stärkerer Brechkraft in dieser Ebene aus. Die generierten thermischen Linsen sind daher generell Asphären.

In Abbildung 3.15 ist die berechnete Brechkraft der thermischen Linse in der z-Ebene und der y-Ebene für verschiedene Pump-

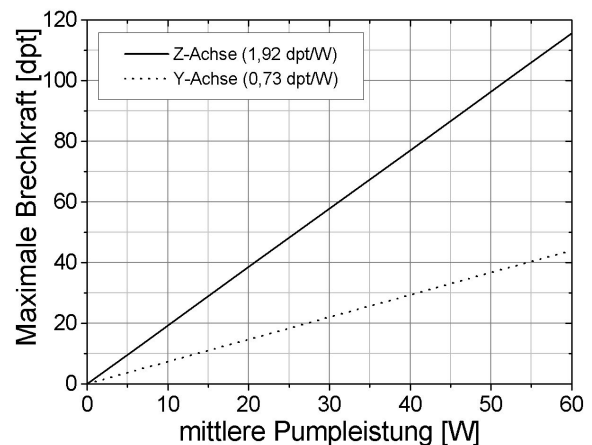


Abbildung 3.15: Maximale Brechkraft bei optimaler Pumplichtabsorption längs der Z-Achse (vertikal) und längs der Y-Achse (horizontal) in Abhängigkeit der mittleren Gesamtpumpleistung.

leistungen bei optimaler Pumplichtabsorption dargestellt. Es bildet sich demnach eine thermische Linse der Brechkraft 1,92 Dpt/W längs der Z-Achse und 0,73 Dpt/W längs der Y-Achse. Die hier dargestellten Ergebnisse gelten für einen mit drei Diodenlasermodule gepumpten TIR-Resonator Laser, das vierte Diodenlasermodule wurde nicht mit einbezogen. Diese Wahl ist darauf zurückzuführen, dass der Aufbau zur Verifizierung der Modellierung der thermischen Linse nur das Pumpen mit drei Diodenlasermodule ermöglichte. Dennoch sind durch die mit Hilfe der Modellierung gewonnen Zusammenhänge zwischen Pumpleistung und Brechkraft, Vorhersagen über die thermische Linse beim Einsatz von bis zu sechs potenziellen Pumpmodule (fünf bei den TIR-Bereichen und eines an der HR-Facette) möglich.

Die Aussagekraft der thermischen Modellierungen wird im folgenden Abschnitt über die Korrelation der experimentellen und theoretischen Zerstörschwellen des Er:YAG Kristalls hinaus untersucht.

3.2.2 Messung der thermischen Linse und Vergleich mit der Simulation

Eine direkte Messung des Temperaturprofils erweist sich aufgrund der kleinen Dimensionen und der Eigenschaft des verwendeten Er:YAG-Materials als technisch schwierig und im Rahmen dieser Arbeit nicht realisierbar. Die Verifizierung der Aussagekraft der thermischen Modellierung ist daher nur mit Hilfe eines indirekten Nachweises über die resultierenden thermischen Effekte möglich. Die Korrelation der Kristallzerstörschwellen zwischen dem aufgestellten FEM-Modell und den Experimenten zur Verifizierung am ersten Funktionsmuster des gefalteten TIR Erbiumlasersystems [Ern 00] zeigen bereits eine relativ gute Übereinstimmung. Problematisch ist bei diesen Experimenten zum einen jedoch, dass jeder Er:YAG Laserkristall leicht verschiedene Materialbelastungsgrenzen aufweist. Dies zeigt sich auch in den Literaturwerten, die einen relativ weiten Wertebereich (170 bis 205 MPa nach [Bic 00]) abdecken und somit einen prinzipiellen Fehler dieses Verfahrens darstellen. Zum anderen hat dieses Verfahren den Nachteil, dass für die Verifizierung die Zerstörung eines Laserkristalls bzw., um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten, mehrerer Laserkristalle notwendig ist. Die Vermessung der thermischen Lin-

se ist daher eine sinnvolle Alternative, deren genauere Ergebnisse ohne systembedingte Zerstörung der Laserkristalle ermittelt werden können.

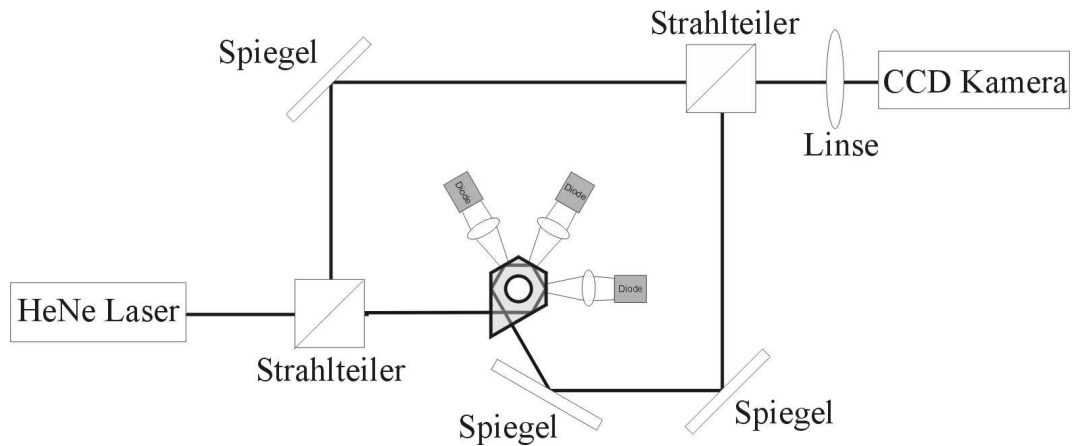


Abbildung 3.16: Aufbau zur Messung der thermischen Linse

Der Aufbau zur Messung der thermischen Linse des gefalteten TIR-Resonator Laser ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Es handelt sich dabei prinzipiell um ein Mach-Zehnder-Interferometer. Der Er:YAG Kristall des gefalteten TIR-Resonator Lasersystems ist dabei derart im Messarm des Interferometers platziert, dass das Laserlicht des HeNe-Lasers analog dem Strahlengang der $3\ \mu\text{m}$ Lasermode im Kristall geführt wird. Die potenzielle Apertur des Strahlengangs im Laserkristall von $1,5 \times 2,5\ \text{mm}$ wird dabei vollständig ausgenutzt. Der Laserkristall kann innerhalb dieses Aufbaus mit drei der Diodenlasermodule gepumpt werden.

Eine Linse am Ausgang des Interferometers bildet eine Stelle unmittelbar hinter dem Kristallausgang im Messarm und dessen äquivalente Position im Referenzarm bzw. deren Interferenzbild auf den Detektor ab. Dies ist notwendig, da die beiden Teilstrahlen aus Mess- und Referenzarm sich aufgrund der signifikanten thermischen Linse sonst räumlich nicht überlagern und somit kein Interferenzbild liefern.

Der Ausgang des Interferometers ist im Fall des ungepumpten Kristalls auf vertikale Interferenzlinien einjustiert. Diese Einstellung erleichtert die Vermessung der stärker ausgeprägten Brechkraft der thermischen Linse in der vertikalen z -Ebene des Kristalls (senkrecht zur Ebene des Lasermodeumlaufs im Kristall). In Abbildung 3.17 sind die Ergebnisse der Interferometer-Messung für verschiedene Stromstärken und damit Ausgangsleistungen der Pumpdioden dargestellt. Die Stärke der auftretenden thermischen Linse in der

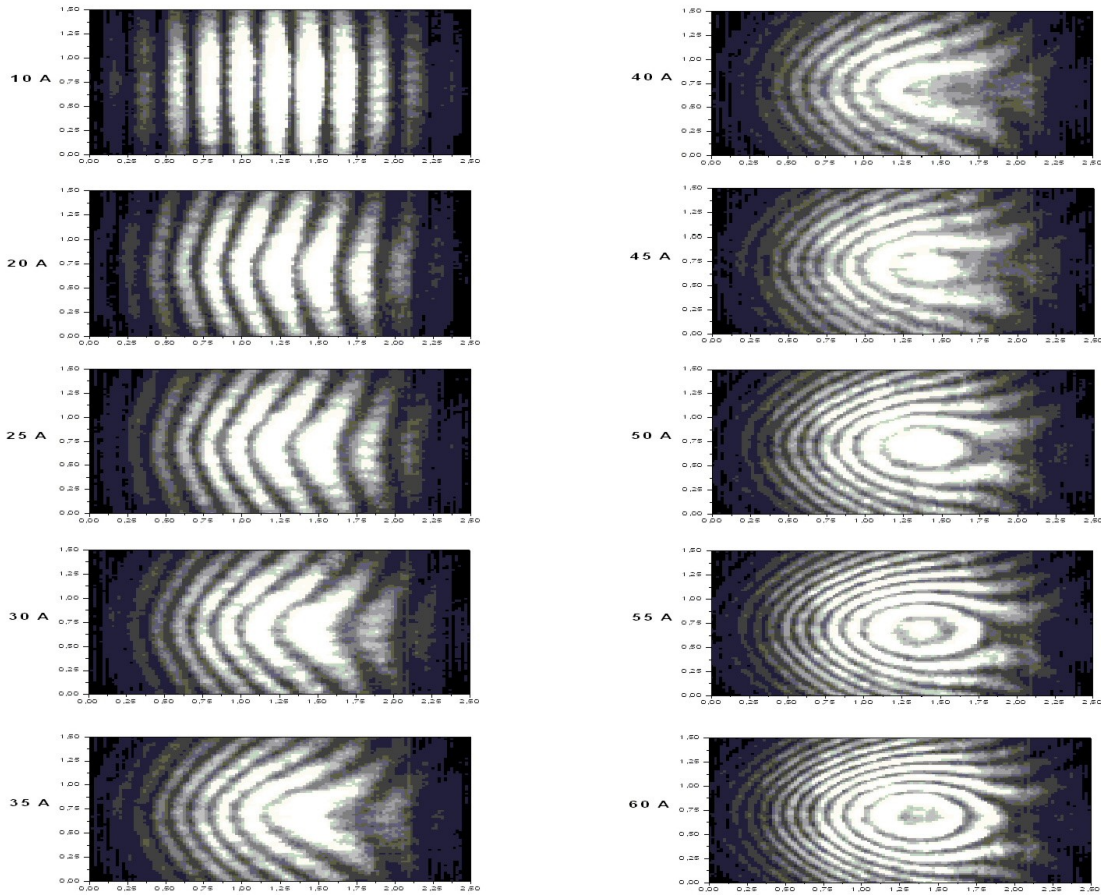


Abbildung 3.17: Ergebnisse der Messungen der thermischen Linse für verschiedene Stromstärken der Pumpdiodenlaser

z -Ebene lässt sich durch einfaches Auszählen der Interferenzlinien zwischen ungepumpten und gepumpten Zustand ermitteln.

Das Ergebnis der maximal gemessenen thermische Linse in der vertikalen Ebene ist zusammen mit den um einen Faktor von 1,03 korrigierten, aus der thermischen Modellierung berechneten Brechkraften in Abbildung 3.18 dargestellt.

Die Abweichung von einem linearen Anstieg ist auf die bei niedrigen Leistungen der Pumpmodule nicht auf die Kristallabsorption optimierte Wellenlänge der Diodenlasermodule zurückzuführen. Diese ist derart gewählt, dass erst zu hohen Pumpleistungen über die Pumpwellenlänge eine optimale Absorption innerhalb des Laserkristalls erfolgt. Die Berücksichtigung dieser Abhängigkeit ist in den FEM-Modellierungen über die ther-

mische Last geleistet (vergleiche Abschnitt 3.1) und somit über die modellierten Temperaturprofile in der Brechkraft der thermischen Linse wieder zu finden.

Es zeigt sich mit diesem Korrekturfaktor eine sehr gute Übereinstimmung von Experiment und Modell. Die Notwendigkeit diesen Korrekturfaktor einzuführen, ist dabei auf die idealisierten Annahmen in der FEM-Simulation zurückzuführen. Einerseits ist das der nicht ideale Wärmekontakt zwischen Laserkristall und Kühlung und andererseits ein Heizwirkungsgrad der absorbierten Pumpenergie kleiner als 1. Aus diesen beiden komplementären, in der Modellierung des Lasersystems idealisierten Prozessen resultiert der Korrekturfaktor.

Bei den in diesem Kapitel behandelten Ergebnissen der FEM-Modellierung ist bereits die entsprechende Korrektur der Werte impliziert. Einzig ausgenommen sind die dargestellten Temperatur- und Spannungsprofile, die die unkorrigierten Ergebnisse der FEM-Rechnungen zeigen.

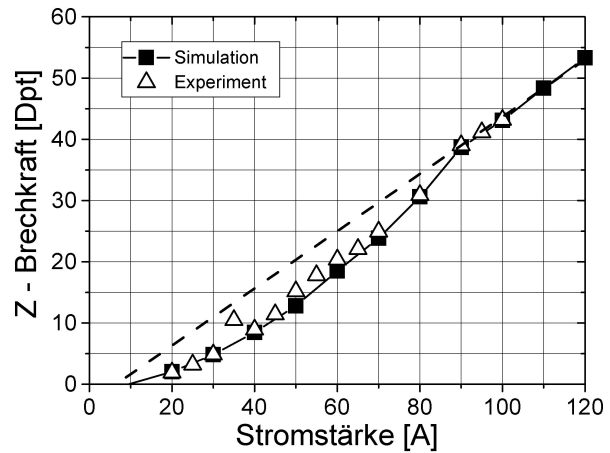


Abbildung 3.18: Maximale thermische Linse in z -Richtung: Vergleich der Simulation mit dem Experiment

4 Erweiterung und Optimierung des Lasersystems

Dieses Kapitel behandelt eingangs die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Optimierung des Erbiumsystems im freilaufenden Laserbetrieb. Dabei wird detailliert auf die experimentellen Veränderungen gegenüber dem ersten Funktionsmuster des TIR Erbiumlasers eingegangen und die damit erzielten Ergebnisse und neue Herausforderungen dargestellt. Im darauf folgenden Abschnitt werden die durchgeführten Experimente für die Erweiterung des Lasersystems um einen gütegeschalteten Betrieb demonstriert. Sowohl passive als auch aktive Güteschaltungsverfahren sind in diesem Zusammenhang untersucht worden.

4.1 Optimierung des freilaufenden Laserbetriebs

Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt worden ist, sind die Pumpbereiche des gefalteten TIR Erbiumlasers thermisch unabhängig voneinander. Des Weiteren hat die auftretende thermische Linse bei dem neuen gefalteten TIR-Erbiumlaser mit bis zu sechs Diodenlasermodulen keinen Einfluss auf die Stabilität des Lasersystems. Eine Erhöhung der Laserleistung ist somit durch Integration eines weiteren vierten Diodenlasers möglich. Diese wird im Folgenden vorgestellt.

4.1.1 Integrierung der vierten Pumpdiode

Um einen optimalen Einsatz des zusätzlichen vierten Diodenlasermoduls zu gewährleisten, muss dieses genau charakterisiert werden. In diesem Zusammenhang sind neben der

Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Diodenparameter insbesondere die Zentralwellenlänge und die spektrale Breite des Diodenlasermoduls von Interesse. Die Kenntnis dieser Daten erlaubt es, die Absorption der Pumpstrahlung im Er:YAG Laserkristall sehr genau abzuschätzen und Vorhersagen über die optimalen Pumpparameter des Gesamtsystems aus vier Diodenlasermodulen zu machen (siehe auch Abschnitt 3.1.1). Das vierte Diodenlasermodul (Nr. 6462) weist grundsätzlich eine etwa 3 nm höhere Zentralwellenlänge auf und ist mit bis zu 8 nm spektraler Breite (FWHM) deutlich breiter als die drei anderen Pumpmodule mit 6 nm FWHM. Die genauen Abhängigkeiten der Zentralwellenlänge und die spektrale Breite des Diodenlasermoduls sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Eine mit den drei Diodenlasermodulen des ersten Funktionsmusters vergleichbare Divergenz des vierten Diodenlasers, auch nach der Vorkollimation der einzelnen Diodenbarren, führt zu einer vergleichbaren Transmission um 85 % durch die Transferoptik.

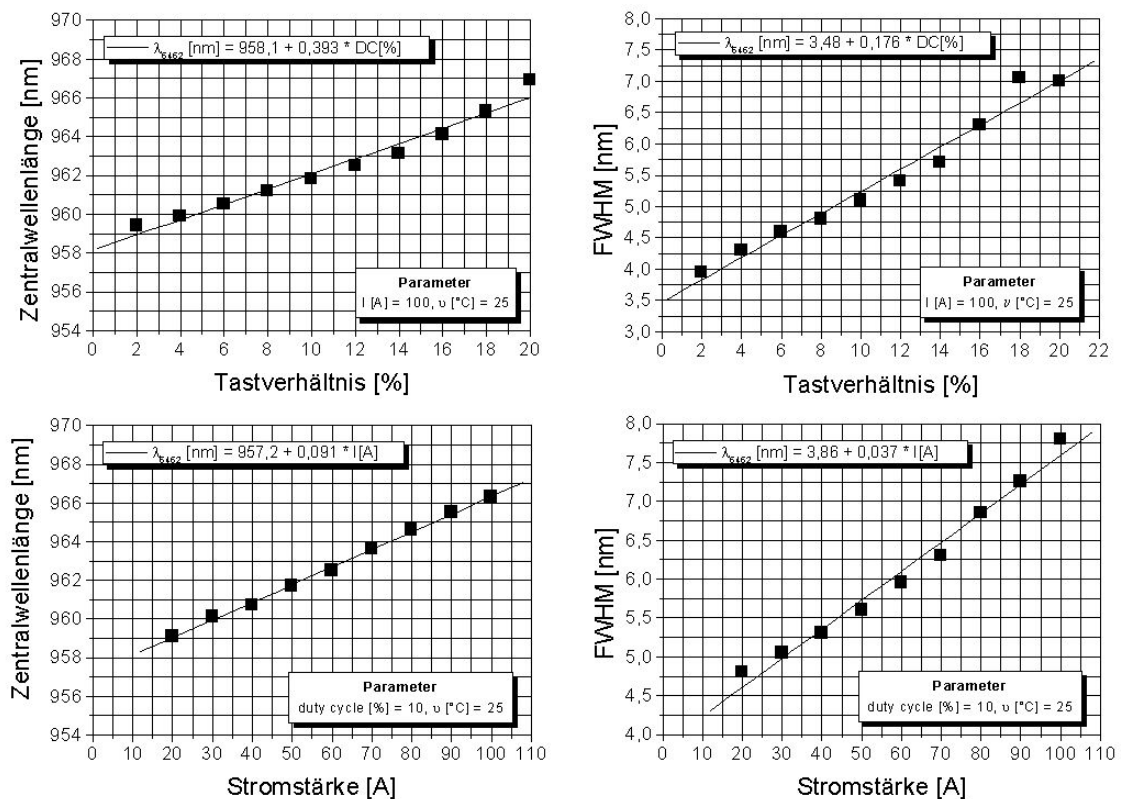


Abbildung 4.1: Charakterisierung der Zentralwellenlängen (links) und der Halbwertsbreiten (FWHM) (rechts) in Abhängigkeit von dem Tastverhältnis (oben) und der Stromstärke (unten) des 4. Diodenlasers.

Zusammen mit den bereits bekannten Abhängigkeiten der drei anderen Pumpmodule

[Ern 00] und dem ebenfalls bekannten Absorptionsspektrum des 50 at.% Er:YAG Kristalls (siehe Abschnitt 2.1.1, Abbildung 2.1) lässt sich über eine Faltung nun für den gesamten Parameterraum der Diodenlaser die Absorption der Pumpstrahlung im Laserkristall bestimmen. In Abbildung 4.2 ist dies zum einen für das einzelne neue Laserdiodenmodul (links) und zum anderen für das Gesamtsystem der vier Pumpmodule (rechts) dargestellt. Die Berechnung ist dabei mit Hilfe eines selbstentwickelten C-Programms durchgeführt worden.

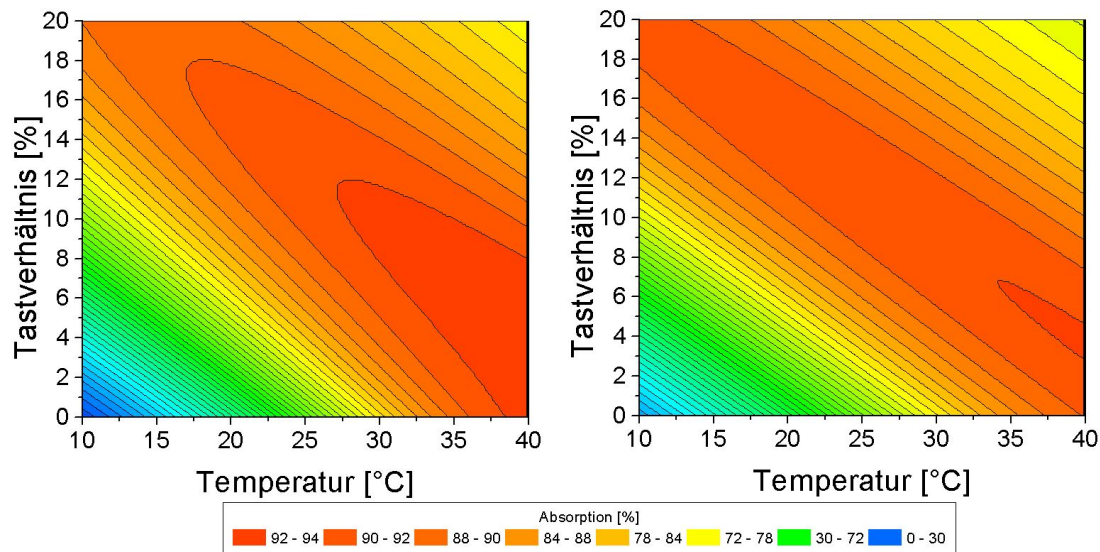


Abbildung 4.2: Absorption der vierten Diode (6462) (links) und des resultierenden Gesamtsystems (rechts) in 2,33 mm 50 at.% Er:YAG bei einer Stromstärke von 100 A

Die Berechnung ermöglicht die Wahl eines Parametersatzes der Diodenlasermodule mit optimalen Pumpbedingungen. Die maximale Absorption des Gesamtsystems ist dabei mit etwa 92 % bei entsprechender Parameterwahl vergleichbar mit der erzielten maximalen Absorption des ersten Funktionsmusters [Ern 00]. Das vierte Pumpmodul ist somit sowohl von seiner Ausgangsleistung und Divergenz, als auch von seinen spektralen Eigenschaften her für den Einsatz im gefalteten TIR-Erbiumlaser geeignet.

Die Integration des vierten Diodenlasers in den experimentellen Aufbau des gefalteten TIR-Erbiumlasers erfolgt idealerweise im Zusammenhang mit der Verwendung eines mindestens halbseitig direkt auf der Austrittsfacette beschichteten Laserkristalls. Auf diese Art steht der Raumbedarf eines externen Spiegels samt Halterung für den Aufbau des zusätzlichen Pumpmoduls zur Verfügung. In den im Folgenden durchgeführten Experi-

menten wird daher vorzugsweise ein mit einer hoch reflektierenden und einer Antireflex-Beschichtung versehener Laserkristall verwendet. Der resultierende Aufbau ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

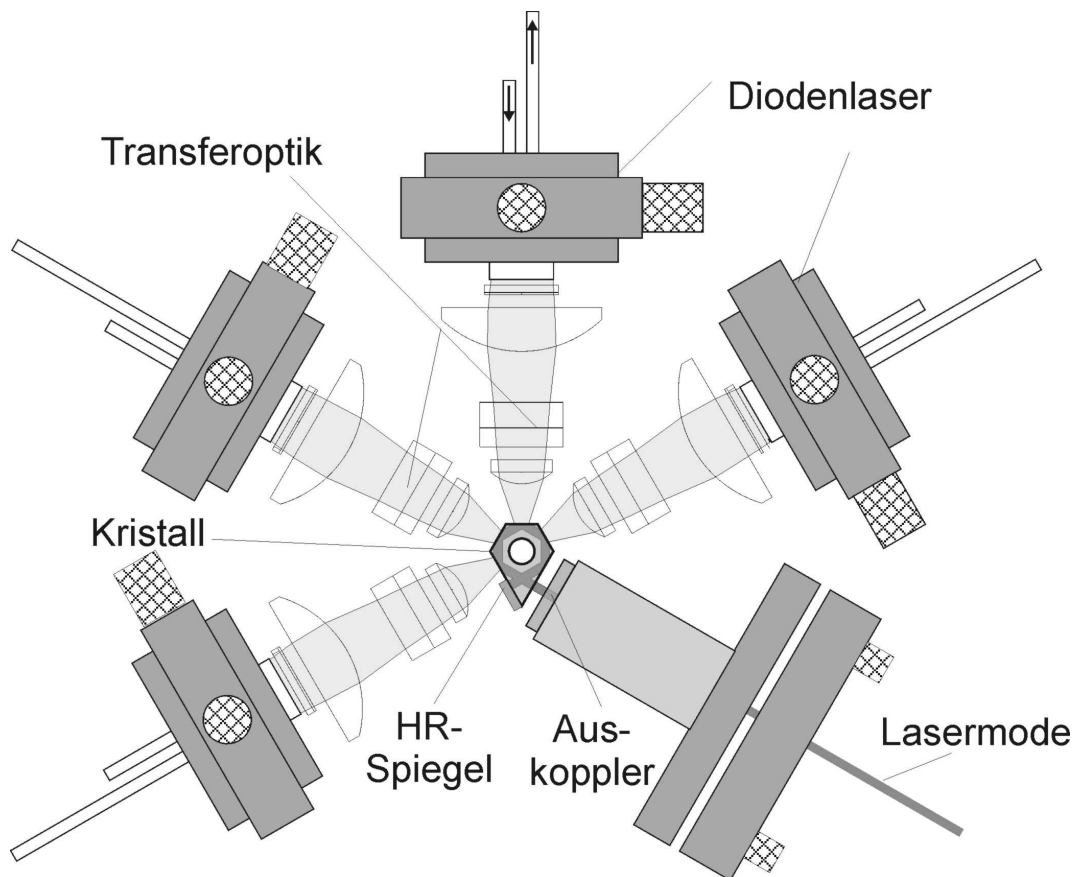


Abbildung 4.3: Realisierter Aufbau des diodengepumpten, gefalteten TIR-Erbiumlasers mit vier Pumpmodulen

Die Beibehaltung eines externen Auskoppelspiegels dient dabei der Ermittlung der optimalen Auskoppelparameter (Spiegelkrümmung, Auskoppelgrad). In Fällen, in denen im Folgenden unbeschichtete Laserkristalle zum Einsatz kommen, wird weiterhin ein externer hoch reflektierender Spiegel verwendet. Im Unterschied zu dem bisherigen Aufbau des ersten Funktionsmusters ist dieser externe Spiegel in einem seitlichen Spiegelarm gehalten.

4.1.2 Experimentelle Ergebnisse des neuen TIR-Lasersystems

Die im Experiment erzielten Ergebnisse des neuen Aufbaus des gefalteten TIR-Erbiumlasers mit integriertem vierten Pumpmodul und der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Änderung des Kühlkonzepts werden im Folgenden dargestellt.

Direkter Vergleich zwischen drei und vier Pumpmodulen

Für eine experimentelle Verifizierung des Skalierungspotenzials des gefalteten TIR-Lasersystems ist ein direkter Vergleich des mit drei und mit vier Diodenlasermodulen gepumpten Erbiumlasers durchgeführt worden. Hierzu wurde ein halbseitig direkt auf der Austrittsfläche hoch reflektierend beschichteter Laserkristall (Reflektivität 99,7 %) verwendet, der mit wahlweise drei oder vier Pumpmodulen gepumpt worden ist. Die Justage auf optimale Ausgangsenergie erfolgte jeweils bei höchster Pumpenergie.

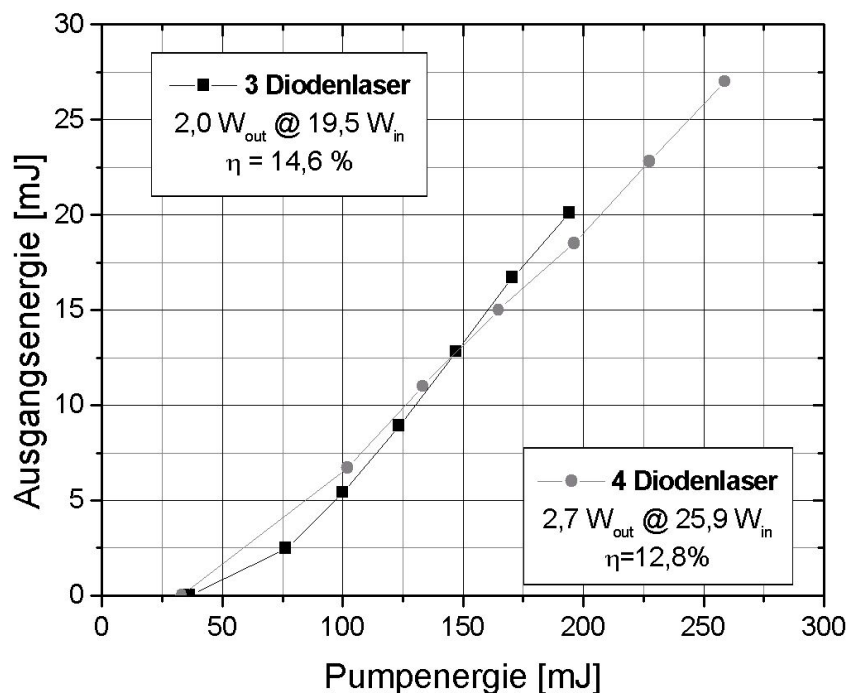


Abbildung 4.4: Vergleich der Ausgangsenergie des mit drei oder vier Diodenlaser gepumpten Lasersystems

In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse der Messungen dargestellt. Der differentielle Wir-

kungsgrad (slope) der Messung des mit vier Diodenlasern gepumpten Systems ist etwas geringer, als der des mit drei Diodenlasern gepumpten. Dies weist auf eine nicht optimale Justierung hin. Es zeigt sich jedoch deutlich, dass eine Erhöhung der Pumpleistung um $4/3$ ($19,5 \text{ W} \rightarrow 25,9 \text{ W}$) sich direkt in eine Erhöhung der Ausgangsleistung um $4/3$ ($2,0 \text{ W} \rightarrow 2,7 \text{ W}$) umsetzen lässt. Die Skalierbarkeit durch den Einsatz weitere Pumpmodule, die in Kapitel 3 bereits theoretisch postuliert wurde, ist somit auch experimentell belegbar.

Auswirkungen mechanischer Verspannungen

Die theoretischen Berechnungen der thermisch induzierten Verspannungen zeigen die kritischen Pumpparameter auf, die zu einer Zerstörung des Laserkristalls führen (siehe Abschnitt ??). Tatsächlich werden diese Werte nur selten in den experimentellen Untersuchungen erreicht. Häufig kommt es zu einem Kristallbruch unterhalb der berechneten Werte. Dies ist auf bereits im Vorfeld durch die Kristallhalterung induzierte mechanische Verspannungen des Kristalls zurückzuführen. Neben größter Sorgfalt beim Einbau des Laserkristalls in der Halterung ist dabei auch das Anzugsmoment, mit der die Fixierungsschraube bzw. -Mutter die Kristallhalterung gegen den Laserkristall drückt, entscheidend. Um einen Richtwert zu erhalten, ist daher eine Messung der Zerstörschwellen bei verschiedenen Drehmomenten der Fixierung durchgeführt worden.

Da eine solche Messung sehr materialintensiv ist, sind nur drei Werte erfasst (siehe Abbildung ??). Diese Untersuchung liefert daher nur einen groben Richtwert zwischen $0,2$ und $0,4 \text{ Nm}$ für das optimale Anzug-Drehmoment. Dass sich ein Optimum bildet, ist dabei auf die Tatsache zurückzuführen, dass ein stärkeres Anzug-Drehmoment einerseits die mechanischen Spannungen erhöht, andererseits aber auch bis zu einem gewissen Wert den Wärmekontakt zwischen Halterung und Kristall verbessern kann.

Optimale Temperatur des Lasersystems

Durch die Verwendung eines einzelnen Kühlkreislaufs für die Laserdiodenmodule und den Laserkristall ergibt sich für das Gesamtsystem eine optimale Kühlwassertemperatur. Diese ist im Wesentlichen durch die Abhängigkeit der spektralen Eigenschaften der Diodenlasermodule von der Temperatur bestimmt.

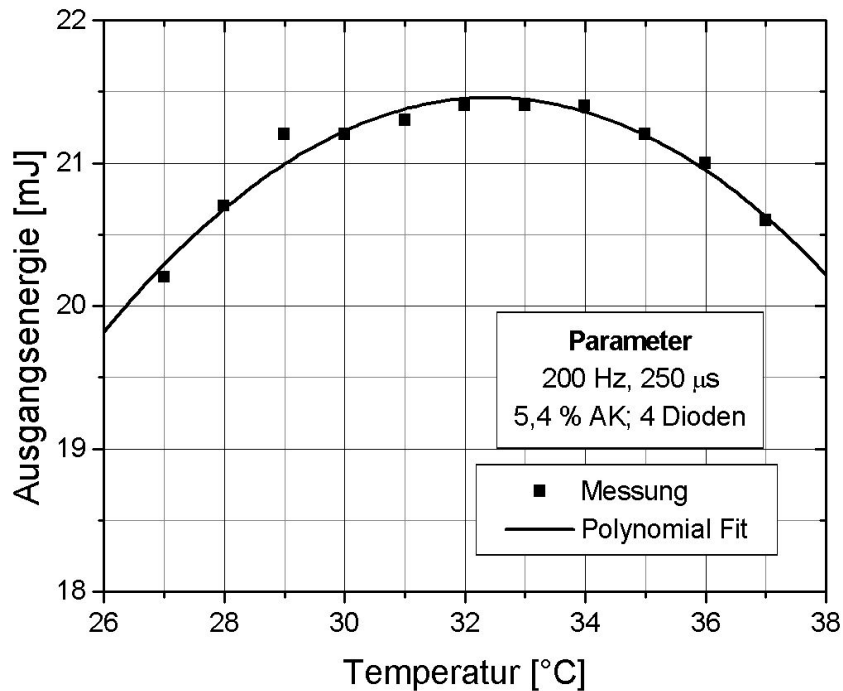


Abbildung 4.6: Bestimmung der optimalen Temperatur bei 200 Hz, 250 μ s, 4 Diodenlasern und 5,4 % Auskoppelgrad

In Abbildung 4.6 ist für den gewählten Parametersatz ein etwa sechs Grad Celsius breites Maximum um 32°C zu erkennen. In diesem Bereich ist daher in den Folgenden Untersuchungen die Temperatur des Kühlwassers gewählt. Die Breite des Maximums ermöglicht darüber hinaus den Einsatz von Kühlsystemen mit relativ geringen Temperaturstabilitäten.

Optimale Pulsdauer des Lasersystems

Im Rahmen der Untersuchungen des ersten Funktionsmusters zeigte sich, dass für den mit drei Diodenlasern gepumpten TIR Erbiumlaser eine Pulsdauer von 200 bis 300 μ s optimal ist. Um diese auch für das entwickelte Lasersystem mit vier Diodenlasern zu ermitteln, ist die mittlere Ausgangsleistung bei verschiedenen Pulsdauern und jeweils identischen Tastverhältnis und Stromstärke der Diodenlaser und somit identischer Pumpleistung untersucht worden (siehe Abbildung 4.7).

Es zeigt sich, dass eine Pulsdauer von 200 μ s eine maximale mittlere Laserleistung liefert.

Gegenüber dem ersten Funktionsmuster hat sich die optimale Pulsdauer also um $50 \mu\text{s}$ verringert. Dies ist auf die durch die Integration des vierten Pumpmoduls um ein Drittel höhere Spitzenleistung zurückzuführen. Die Upconversion-Prozesse erreichen durch die höhere Spitzenleistung etwas früher innerhalb eines Pulses ihre maximale Effizienz. Eine Pulsdauer von $200 \mu\text{s}$ sollte daher bei dem bestehenden System für optimale Ergebnisse gewählt werden.

Die Motivation für die Entwicklung des gefalteten TIR-Erbiumlasers ist die Realisierung eines möglichst hoch repetierenden Lasersystems. Untersuchungen der Laserparameter bei sehr hohen Repetitionsraten (bis zu 1 kHz) sind daher von besonderem Interesse. Die thermischen Modellierung des Lasersystem, sowie die experimentell ermittelten Zerstörschwellen zeigen jedoch deutlich, dass mit Wahl der optimalen Pulsdauer von $200 \mu\text{s}$ und maximaler Stromstärke der Diodenlaser von 100 A nur Repetitionsraten von 300 bis 400 Hz zu realisieren sind (siehe auch Kapitel 3).

Um in Bereiche höherer Repetitionsraten mit diesem Lasersystem vordringen zu können, ist eine Verringerung der thermischen Last notwendig. Diese kann auf zwei Arten erreicht werden. Zum einen kann durch eine entsprechende Verringerung der Pulsdauer die Erhöhung der Repetitionsrate kompensiert werden. Durch den Diodenlasertreiber ist in diesem Fall die untere Grenze vom $90 \mu\text{s}$ vorgegeben. Zum anderen führt eine Verringerung der Stromstärke, mit der die Diodenlaser betrieben werden, zu einer Verringerung der Pumpleistung und damit der thermischen Last. Die untere Grenze in diesem Fall ist der Start des Laserprozesses der Diodenlaser bei 8 A .

Welcher der beiden Wege bessere Ergebnisse liefert, lässt sich in Abbildung 4.8 ablesen. Bei dieser Messung der Ausgangsenergie des Lasersystems ist die Stromstärke der Diodenlaser variiert worden. Die Pulsdauer wurde parallel dazu derart angepasst, dass sich

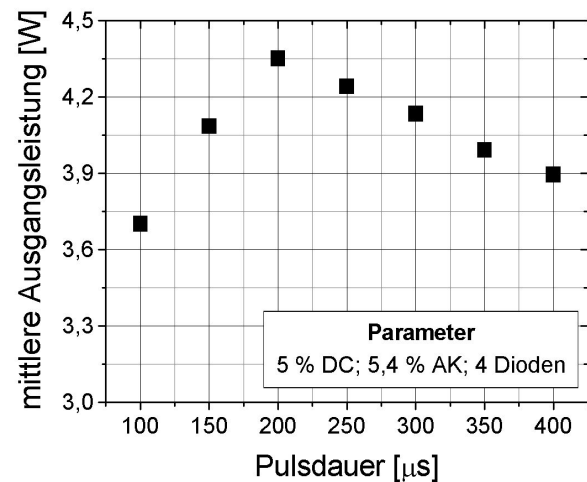


Abbildung 4.7: Bestimmung der optimalen Pulsdauer bei einem Tastverhältnis von 5% , $5,4 \%$ Auskoppelgrad und 4 Diodenlasern

immer eine konstante Pumpenergie ergab. Die Repetitionsrate des Lasersystems blieb konstant. Es zeigt sich, dass kurzes, „hartes“ Pumpen optimal ist. Die Pulsdauer wird daher in den folgenden Experimenten mit hohen Repetitionsraten erst bis $90 \mu\text{s}$ abgesenkt und erst dann die Stromstärke der Diodenlaser verringert.

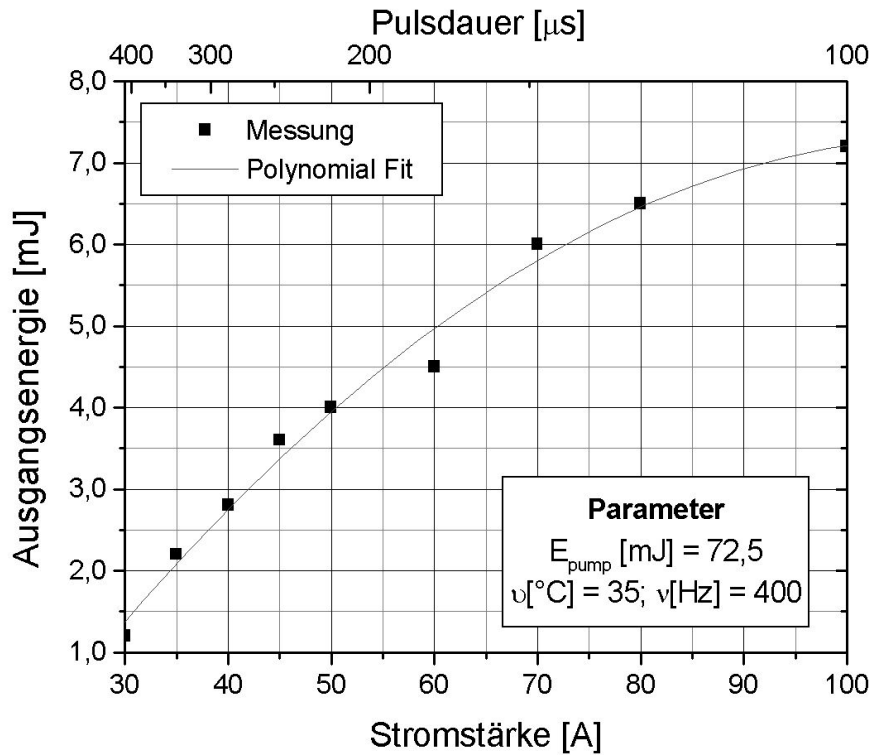


Abbildung 4.8: Variation der Pulsdauer und reziprok der Stromstärke der Diodenlaser unter Beibehaltung konstanter Pumpenergie, Temperatur und Repetitionsrate.

Optimaler Auskoppelgrad des Lasersystems

Für die Bestimmung des optimalen Auskoppelspiegels standen Spiegel mit den Transmissionsgraden 2,8 %, 5,4 %, 8 % und 10 % zur Verfügung. Des Weiteren erlaubte ein Spiegelsatz mit identischem Transmissionsgrad und verschiedenen Krümmungsradien (plan, -250 m^{-1} und -500 m^{-1}) eine Abschätzung der optimalen Resonatorparameter.

Abbildung 4.9 stellt exemplarisch die Ergebnisse einer Messung dar, die bei bis auf die Resonatorspiegel jeweils identischen Laserparametern durchgeführt wurden. Die Spiegel mit 8 und 10 % Transmissionsgrad realisieren dabei noch deutlich weniger Ausgangsenergie als die in der Abbildung dargestellten 2,8 %-Spiegel. Sie erzielen weniger als $3/4$ der

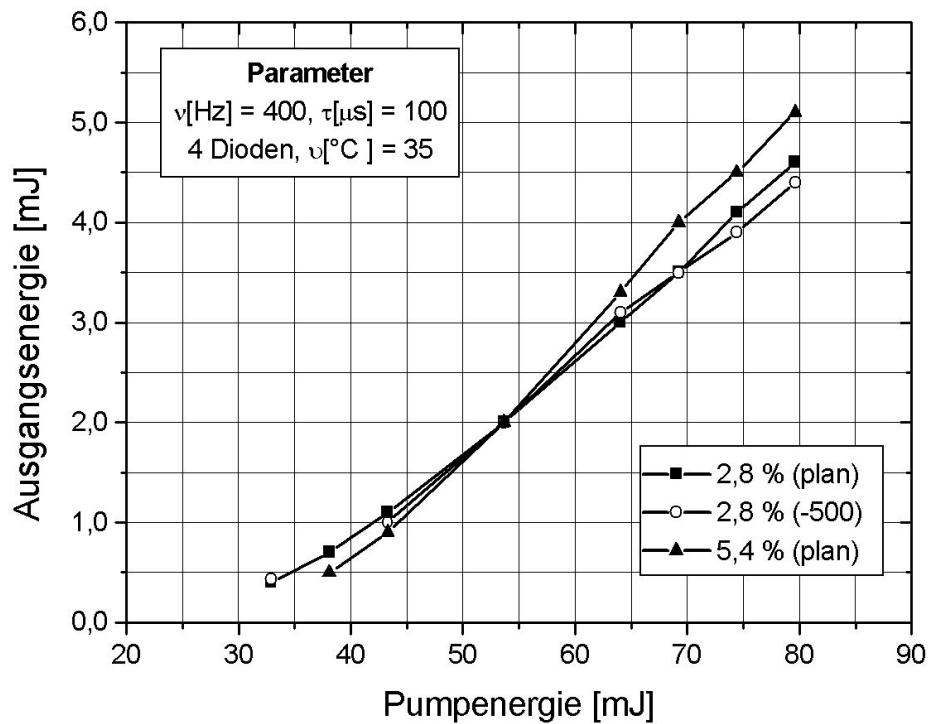


Abbildung 4.9: Laserausgangsenergie bei verschiedenen Transmissionsgraden und Krümmungsradien des Auskoppelspiegels

mit dem planen 5,4 %-Spiegel als Auskoppler generierten Ausgangsenergie. Es zeigt sich, dass optimale Bedingungen bei einem Transmissionsgrad von 5,4 % und einem plan-plan Resonator vorliegen.

Ausgangsparameter des Lasersystems

Die bisher in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen zur Optimierung des freilaufenden Laserbetriebs bilden die Grundlage für den experimentellen Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit realisierten gefalteten TIR-Erbiumlasersystems.

Bei dem verwendeten 50 at.% Er:YAG Lasermedium handelt es sich um einen auf den Austrittsfacetten einerseits hoch reflektierend beschichteten (Reflektivität 99,7 %) und andererseits Antireflex beschichteten, 0,9 mm hohen Laserkristall. Dieser ist mit einem Anzug-Drehmoment von 0,25 Nm in der Kühlhalterung mit getrennter Wasserführung und auf 1 nm Genauigkeit polierten Kupferplättchen eingebaut. Dies erlaubt eine gesicherte Belastung des Kristalls bis zu einem Tastverhältnis von 6 % (600 Hz bei 100 μs ,

siehe auch Abbildung ??). Der Laserkristall wird mit den vier charakterisierten Diodenlasermodulen mit Hilfe der beschriebenen Transferoptik optisch gepumpt. Die Kühltemperatur liegt je nach verwendetem Tastverhältnis bei 32 bis 35°C. Der Resonator wird durch die hoch reflektierende Beschichtung direkt auf dem Kristall und auskoppelseitig durch einen planen, externen Resonatorspiegel mit einem Transmissiongrad von 5,4 % gebildet. Da sich zeigt, dass kurzes, „hartes“ Pumpen optimal ist, wird in den Untersuchungen mit hohen Repetitionsraten, insofern dies notwendig ist, erst die Pulsdauer bis 90 μs abgesenkt und dann die Stromstärke der Diodenlaser verringert. Die Pulsdauerangabe bezieht sich auf die Pumpimpulsdauer. Der 2,94 μm Laserübergang schwingt je nach Justage etwa 10 μs nach dem Beginn des Pumpimpulses an. Die Laserpulsdauer ist dem entsprechend kürzer als die Pumpimpulsdauer.

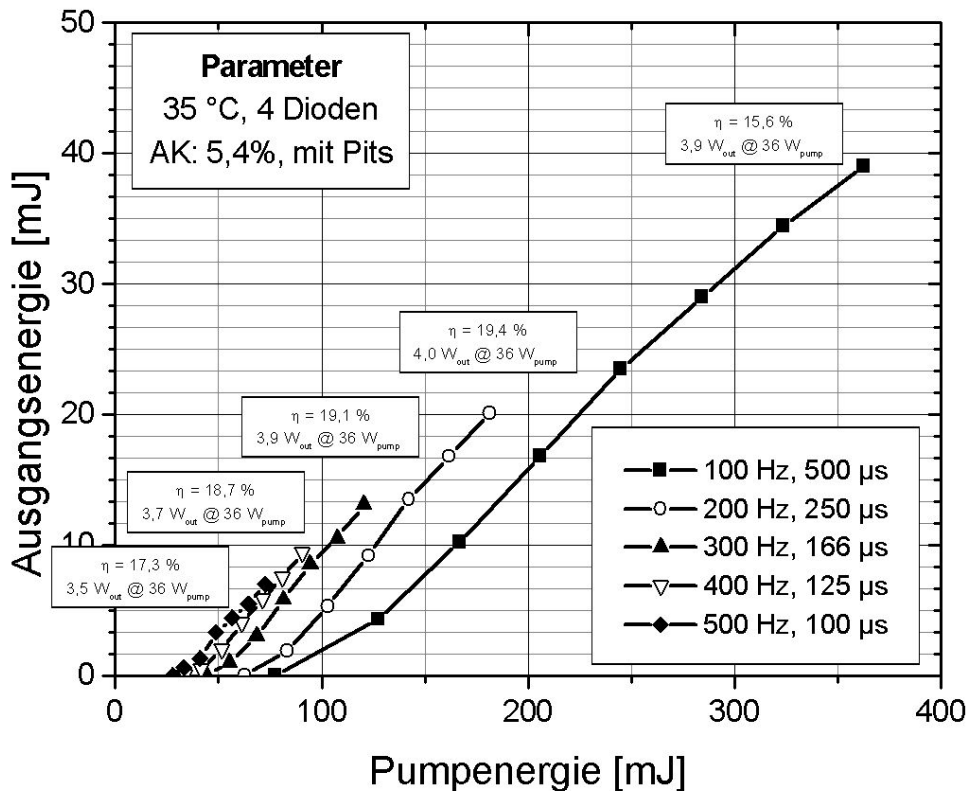


Abbildung 4.10: Laserausgangsgraphen bei einem Tastverhältnis von 5 %

In Abbildung 4.10 sind typische Graphen der Ausgangsenergie des realisierten Lasersystems in Abhängigkeit von der Pumpenergie dargestellt. Wie bereits durch die theo-

retischen Betrachtungen in Kapitel 3 postuliert, zeigt sich keine Beeinflussung durch thermische Linsen. Thermische Linsen können generell zu einer Instabilität des Lasersystems bei hoher Pumpenergie und damit zu einem deutlich Abfall der Ausgangsenergie führen. Der in Abbildung 4.10 dargestellte Graph für eine Repetitionsrate von 200 Hz und eine Pulsdauer von 250 μs verfügt mit 19,4 % über den besten im Rahmen dieser Arbeit gemessene differentiellen Wirkungsgrad (slope) des Lasersystems.

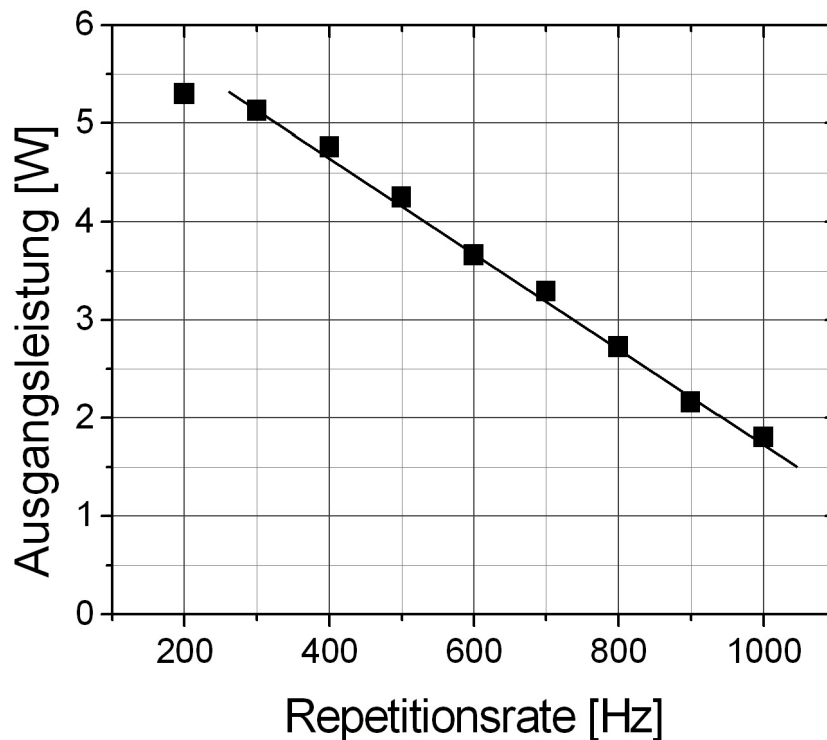


Abbildung 4.11: Maximale Ausgangsleistung des gefalteten TIR-Resonator Lasers über Repetitionsraten von 200 Hz bis 1 kHz

Es konnten mit dem realisierten gefalteten TIR-Erbiumlaser mittlere Ausgangsleistung von über 5 W bis Repetitionsraten von 300 Hz, über 4 W bis 500 Hz und über 1,5 W bis 1 kHz demonstriert werden. Die erzielten, maximalen mittleren Ausgangsleistungen bei verschiedenen Repetitionsraten des realisierten Erbiumlasersystems sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Der Abfall der Ausgangsleistung für Repetitionsraten höher als 300 Hz ist auf die Notwendigkeit, eine mittlere Pumpleistung von 44 W nicht zu überschreiten, zurückzuführen. Oberhalb dieser thermischen Last ist im Rahmen dieser Arbeit keine positive, experimentell gesicherte Aussage über zerstörungsfreien Betrieb möglich. 44 W

mittlere Pumpleistung entsprechen einem Tastverhältnis von 6 % beim Pumpen mit vier Diodenlaser, die jeweils 183 W Pumpspitzenleistung liefern. Bei Repetitionsraten über 300 Hz ist es daher notwendig, die Pulsdauer unter die optimale Pulsdauer von 200 μs abzusenken. Diese Tatsache führt zu dem beobachteten Abfall der mittleren Ausgangsleistung.

4.1.3 Defektentstehung an den Kristallfacetten bei hohen Ausgangsleistungen

Bei den Untersuchungen der für Erbiumlaser erstmalig erreichten hohen mittleren Ausgangsleistungen bei hohen Repetitionsraten, traten Defekte an den gepumpten Kristallfacetten auf. Diese Defekte minderten die optische Qualität der betroffenen Kristalloberflächen und verringerten somit die Ausgangsleistung. Ein derartiger Prozess ist für Erbiumlaser in der Literatur bisher nicht beschrieben worden.



Abbildung 4.12: Lichtmikroskopische Aufnahme einer typischen Defektstelle an der Oberfläche der Kristallfacette. Der Durchmesser der Defektstelle beträgt 60 μm .

Die auftretenden Defekte sind in der Regel kreisrunde, einige Mikrometer tiefe und einige zehn Mikrometer durchmessende Absprengungen des Kristallmaterials an der Facettenoberfläche mit einer kleinen Erhebung in der Mitte (siehe Abbildung 4.12). Die nahe liegende Vermutung, diese Defekte würden durch lokale Absorptionen von Schmutzpartikel oder Rückstände von der Politur auf den Kristallfacetten verursacht, ist durch sorgfältiges Achten auf Sauberkeit und das gleichzeitige Auftreten

der Defektstellen auf allen gepumpten Oberflächen ausgeschlossen. Die Möglichkeit von unerwünschten Verunreinigungen im Laserkristall als Ursache ist nach intensiver Diskussion mit dem Hersteller ebenfalls ausgeschlossen.

Zum besseren Verständnis der Ursache des Prozesses der Defektenstehung, die eine zusätzliche Einschränkung der maximalen Laserleistung darstellen, sind daher verschiedene Untersuchungen durchgeführt worden. Zum einen ist die Fluoreszenz des 50 at. % Er:YAG Kristall beim optischen Pumpen um 965 nm genauer betrachtet worden, um den Ultraviolettanteil, der die Schäden möglicherweise verursachen könnten, zu bestimmen (vergleiche Abbildung 4.13). Es zeigt sich das der Ultraviolettanteil nicht relevant ist.

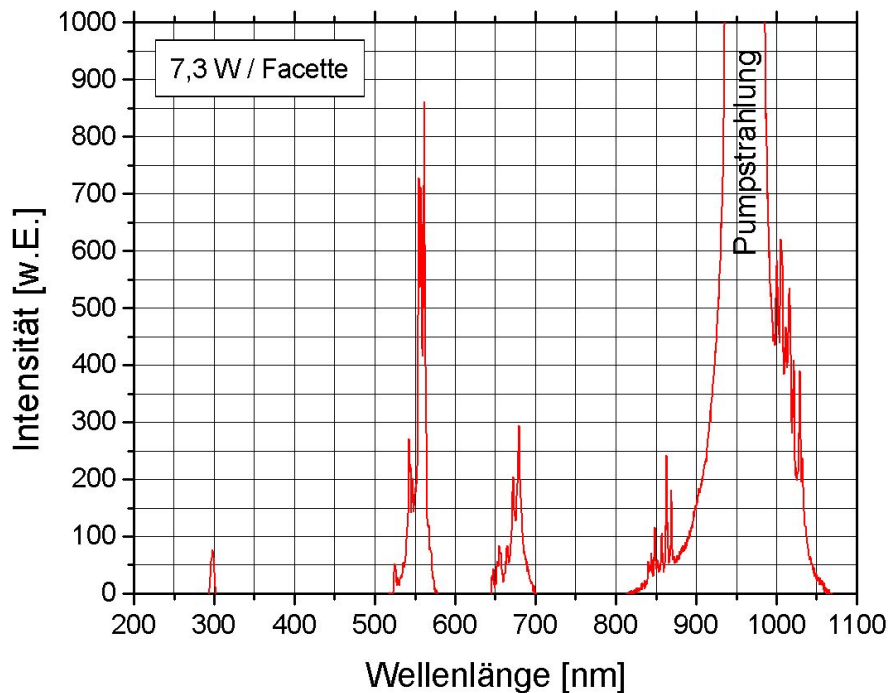


Abbildung 4.13: Fluoreszenz von 50 at.% Er:YAG beim optischen Pumpen (965 nm) mit 7,3 W/Facette

Zum anderen ist der Laserkristall in seiner Kühllhalterung eingebaut und, ohne einen Resonator aufzubauen, mit identischen Parametern von den Diodenlasermodulen längere Zeit (>15 min) gepumpt worden. Hierbei traten keine Defekte auf. Auch das gleichmäßige Erhitzen des Laserkristalls auf 290°C verursachte keine Defektstellen. Eine alleinige Wirkung der Pumpstrahlung bzw. deren thermischen Last kann somit ausgeschlossen werden. Die Tatsache, dass die Defektstellen nur auf den gepumpten Facetten auftreten, schließt darüber hinaus die Laserstrahlung als einzige Ursache ebenfalls aus. Es muss sich daher um einen Effekt handeln, der durch die Kombination von Laserstrahlung und

Pumpstrahlung verursacht wird.

Um diesen Ansatz genauer zu untersuchen, sind Experimente mit einem zusätzlichen externen blitzlampengepumpten Erbiumlaser durchgeführt worden. Die Laserstrahlung des externen Erbiumlasers ist dabei auf eine der Oberflächen des Kristalls des gefalteten TIR-Erbiumlasers fokussiert worden. Der Kristall befand sich in der auch im normalen Laserbetrieb verwendeten Kristallhalterung und wurde mit einem der Diodenlasermodule über diese Oberfläche gepumpt. Die verwendeten Parameter des externen Erbiumlasers, sowie die typischen Parameter des gefalteten TIR-Erbiumlasers innerhalb des Resonators, bei denen die Defektstellen aufgetreten, sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Es traten bei dieser Untersuchung keine Defektstellen auf.

Tabelle 4.1: **Vergleich der Parameter des TIR-Lasers mit denen des externen Lasers**

	TIR	extern
Energie [mJ]	900	40
Spitzenleistung [kW]	2,3	0,4
mittlere Leistung [W]	91	0,08
Fläche [mm ²]	1	0,008
Energiedichte [J/cm ²]	91	500
Leistungsdichte (Spitze) [kW/cm ²]	227	5000
Leistungsdichte (mittlere) [kW/cm ²]	9	1

Wie anhand der Werte zu sehen ist, sind die Untersuchung mit Energie- und Spitzenleistungsdichten durchgeführt worden, die um etwa eine Größenordnung höher liegen als die Bedingungen innerhalb des TIR-Resonators bei Auftreten der Defektstellen. Diese Tatsache zusammen mit den Erfahrungen bei gütegeschalteten Erbiumlasern, bei denen ebenfalls bei höheren Spitzenleistungsdichten als innerhalb des TIR-Resonators derartige Defekte nicht beobachtet worden sind, zeigt, dass Energie- und Spitzenleistungsdichten nicht relevant für die Defektentstehung sind. Einzig die mittlere Leistungsdichte liegt in dem Experiment etwa eine Größenordnung unterhalb der im TIR-Resonator auftretenden. Untersuchungen mit höheren mittleren Leistungsdichten lassen sich jedoch nicht realisieren, da diese gerade die entscheidende Neuerung des entwickelten TIR-Lasersystems

darstellen.

Die Möglichkeit des Zusammenhangs der Defektentstehung mit der mittleren Laserleistungsdichte legt die Vermutung eines thermisch induzierten Prozesses nahe. Bei diesem würde die Laserstrahlung an der Oberfläche des Kristalls absorbiert und in thermische Energie umgewandelt werden. Diese auf den Ort der Lasermode begrenzte thermische Last könnte zusammen mit der bereits vorhandenen thermischen Last durch die Pumpstrahlung zu den beobachteten Defekten führen.

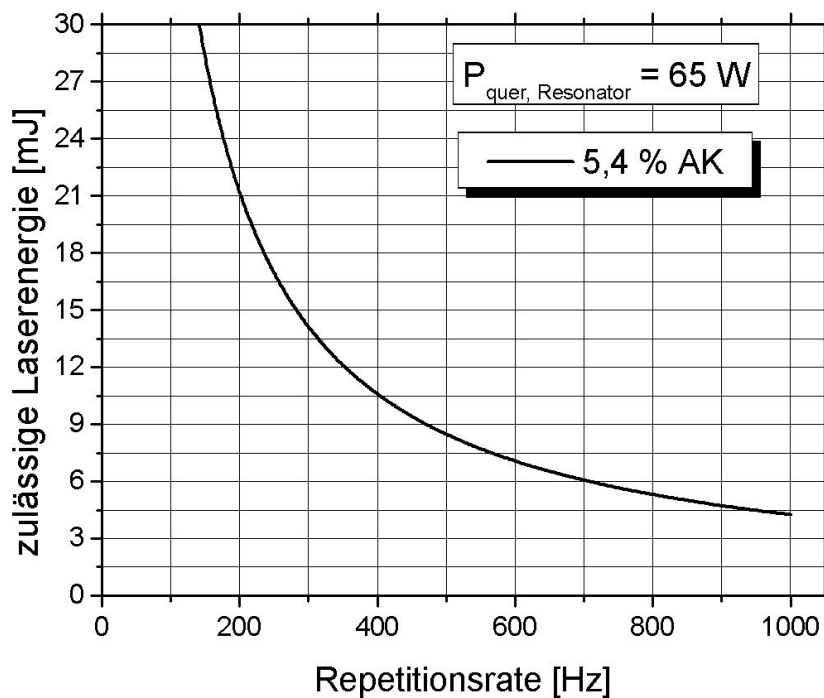


Abbildung 4.14: Maximale Laserausgangsenergie zur Vermeidung der Defektstellen

Welche Prozesse zu der beobachteten Defektentstehung führen können und Vorschläge zu deren Untersuchung werden in dem Kapitel 6 „Diskussion und Ausblick“ genauer betrachtet. Weitere Untersuchungen der verbleibenden, potenziellen Ursachen der Defektentstehung sind jedoch grundsätzlich mit dem gezielten Überschreiten des Schwellwerts und somit mit der Beschädigung des Laserkristalls verbunden. Derartige Untersuchungen sind im Rahmen dieser Arbeit nicht durchführbar. Die weiteren Experimente sind daher unter Berücksichtigung der maximalen Laserparameter bei denen keine Defekte auftreten

(siehe Abbildung 4.14) realisiert worden.

4.2 Erweiterung um den gütegeschalteten Laserbetrieb

Modellierungen der Infrarot-Photoablation von biologischem Weichgewebe im $3\ \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich zeigen, dass Energiedichten nahe der Ablationsschwelle und Pulsdauern um $1\ \mu\text{s}$ für medizinische Anwendungen optimale Laserparameter darstellen [Olm 97]. Bei diesen Parametern ist ein präziser Abtrag mit minimalen Schäden und vernachlässigbarer Druckgenerierung verbunden.

Nachdem die Erweiterung und Optimierung des freilaufenden Laserbetriebs erfolgreich durchgeführt werden konnte, ist daher die Idee, den gefalteten TIR-Erbiumlaser in Richtung dieses optimalen Parameterbereichs zu erweitern, nahe liegend. Energiedichten nahe der Ablationsschwelle sind dabei unproblematisch. Die geforderten Pulsdauern um $1\ \mu\text{s}$ sind jedoch im freilaufenden Betrieb mit einigen $100\ \mu\text{s}$ um zwei Größenordnungen überschritten. Eine Verkürzung der Pulsdauer des gefalteten TIR-Erbiumlasers ist mit Hilfe der Erweiterung des Lasersystems um den gütegeschalteten Laserbetrieb erreichbar.

Die Güteschaltung ist eine etablierte Lasertechnik, mit der relativ einfach kurze Laserpulse mit hohen Spitzenleistungen, so genannte *Güteschaltungs - oder Riesenpulse*, generiert werden können. Das Grundprinzip ist dabei, durch Verhinderung der Oszillationen im Laserresonator bei ständigem Pumpen des Lasers die Besetzungsinversion über das im freilaufenden Betrieb erreichte Maß hinaus zu erhöhen. Nachdem sich eine große Besetzungsinversion aufgebaut hat, wird die Güte des Resonators erhöht, dadurch die Laseroszillation wieder erlaubt und so ein relativ kurzer, sehr intensiver Laserpuls generiert. Eine simple Methode zu Schaltung der Güte ist hierbei den Aufbau des Resonators derart zu verändern, dass er zeitweise kein Resonator darstellt (sehr geringe Resonatorgüte) und zum gewünschten Zeitpunkt den Resonator wieder herzustellen (sehr hohe Resonatorgüte). Für eine detaillierte Betrachtung der Güteschaltung sei hier die gängige Lasertechnikliteratur empfohlen, siehe z.B. [Sie 86].

Für den gefalteten TIR-Erbiumlaser bieten sich verschiedene Methoden der Güteschal-

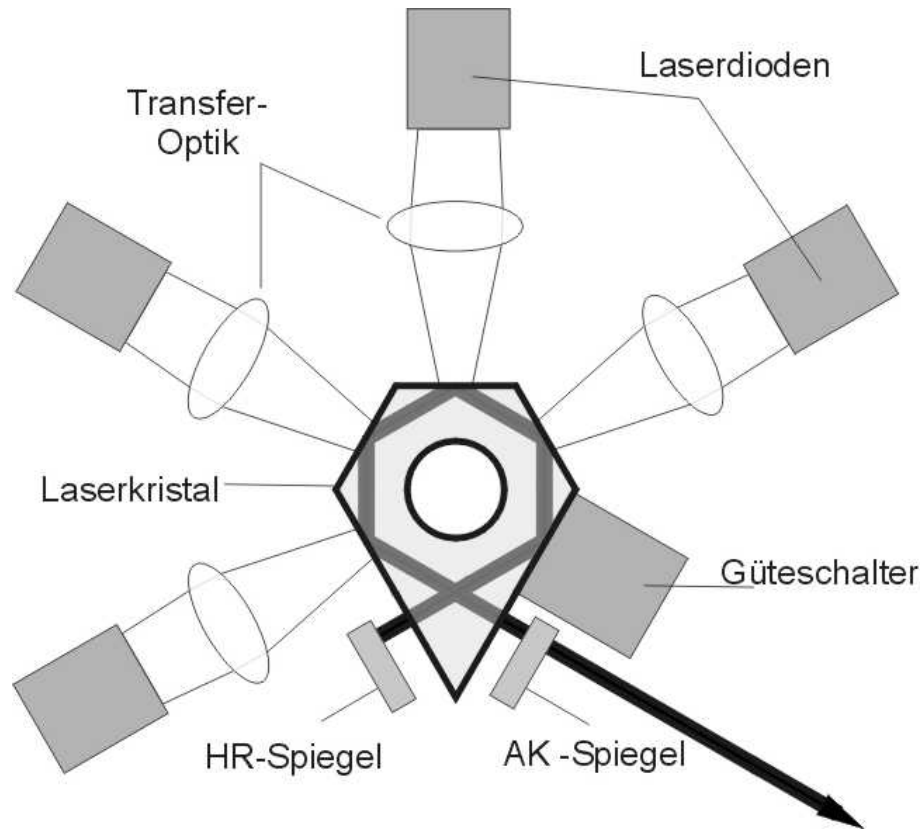


Abbildung 4.15: Konzept der integrierten Güteschaltung

tung an. Das beste Konzept realisiert dabei die Schaltung der Resonatorgüte über einen der Bereiche der internen Totalreflektion des Laserkristalls (siehe Abbildung 4.15). Auch wenn in diesem Fall auf den Einsatz eines der bis zu sechs Pumpmodule verzichtet werden muss, überwiegen hier die Vorteile deutlich. Im Gegensatz zur Verwendung zusätzlicher Komponenten innerhalb des Resonators treten hierbei keine massiven Probleme mit thermischen Linsen, die mit einem längeren Resonator einhergehen, auf. Der potenziell monolithische Aufbau des Lasersystems ist weiterhin realisierbar. Auch der angestrebte kompakte Aufbau des neuen Erbiumlasersystems bleibt erhalten.

Neben der Nutzung eines der TIR-Bereiche für den Güteschalter ist in dem in Abbildung 4.15 dargestellte Aufbau ein weiterer Unterschied zum freilaufenden Betrieb auszumachen. Es werden externe Resonatorspiegel verwendet. Die Rückkehr zu externen Resonatorspiegeln ist durch die von den Beschichtungs-Herstellern spezifizierten Zerstörschwellen in Bezug auf die $3 \mu\text{m}$ Laserstrahlung begründet. Externen Spiegelsubstrate aus CaF_2 werden mit Leistungsfestigkeiten bis zu $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ spezifiziert, Beschichtungen direkt auf

Er:YAG mit $1,25 \text{ MW/cm}^2$. Bei voraussichtlichen Laserpulsdauern von 100 ns und Modenflächen um 1 mm^2 bedeutet dies zulässige Laserpulsenergien von 1 J bzw. 1,25 mJ. Letzteres ist geringer als der angestrebte Energiebereich und somit sind ausschließlich externe Resonatorspiegel für den gütegeschalteten Betrieb zum Einsatz gekommen.

In der Vergangenheit sind von vielen Gruppen die unterschiedlichsten Methoden zur Güteschaltung von Erbiumlasern im $3 \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich untersucht worden. Sowohl aktive Methoden mit von außen gesteuerten Güteschaltern, als auch passive Methoden, die ohne weitere Vorgaben von außen auf der Basis von sättigbaren Absorbern funktionieren, konnten realisiert werden. Es wird von aktiver Güteschaltung mit rotierendem Spiegel [Mro 96], elektro- und akusto-optische Schalter [Sko 03, All 97, Kön 93, Bre 91, Bag 80] und unterdrückter Totalreflektion (FTIR¹) [Hög 97, Eic 96, Hög 96, Kön 93] berichtet. Passive Güteschaltung konnte mit Hilfe dünner Wasser- oder Ethanol-schichten sowie Seifenfilmen [Vod 98, Bre 91] InAs-Epitaxiebeschichtung [Vod 92, Phi 91] und Graphitfolie [Pol 86] erreicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit sind dabei insbesondere die Arbeiten von Högele et al. [Hög 97] mit einem aktiven Piezo-gesteuerten FTIR-Güteschalter und die Untersuchungen von Vodopyanov et al. [Vod 98] mit einem YAG-Prisma, dessen reflektierende Oberfläche mit Ethanol in Kontakt gebracht wird, weiterverfolgt worden. Beginnend mit der passiven Güteschaltung werden die beiden verwendeten Konzepte im Folgenden genauer vorgestellt und deren Ergebnisse präsentiert.

4.2.1 Passive Güteschaltung

Ebenso wie flüssiges Wasser weisen Flüssigkeiten der Hydroxyl-Gruppe, auf Grund der Resonanz der OH-Moleküle in diesem Wellenlängenbereich, bei $3 \mu\text{m}$ Wellenlänge eine starke Absorption ($\alpha > 10^3 \text{ cm}^{-1}$) auf (siehe exemplarisch Ethanol in Abbildung 4.16). Dass Flüssigkeiten der Hydroxyl-Gruppe den Effekt des Ausbleichens, also der starken Verringerung der Absorption, bei Bestrahlung mit intensiver $3 \mu\text{m}$ Strahlung aufweisen, erlaubt deren Einsatz als sättigbare Absorber. Zu dieser Gruppe gehören unter anderem Methanol (CH_3OH) und Ethanol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$).

¹engl.: frustrated total internal reflektion

Graener et al. haben die Ursache des auftretenden Ausbleicheffekts genauer analysiert [Gra 91]. Die starke Absorption in Flüssigkeiten der Hydroxyl-Gruppe oder in Wasser bedingt eine sehr geringe Eindringtiefe der Strahlung ($\leq 1 \mu\text{m}$). Somit wird die Energie der Strahlung in einem sehr kleinen Volumen deponiert und führt zu sehr starker Erhitzung. Diese Erhitzung resultiert über eine Schwächung der Wasserstoff-Brückenbindungen in einer Blauverschiebung des Absorptionsspektrums. Derselbe Effekt ist auch bei Wasser zu beobachten und ist im Detail von J.T. Walsh und J.P. Cummings in Bezug auf seinen Einfluss auf die Laser-Gewebe-Wechselwirkung untersucht worden [Wal 94, Cum 93].

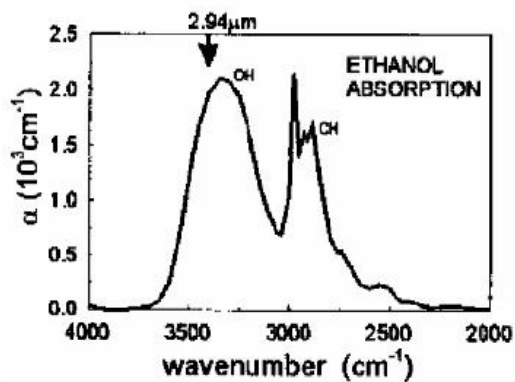


Abbildung 4.16: Absorption des Ethanol im Bereich um $2,94 \mu\text{m}$, nach [Vod 98]

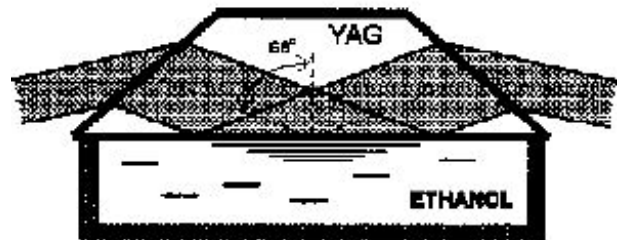


Abbildung 4.17: Passiver Güteschalter auf Basis eines TIR-Prisma mit Ethanol, nach [Vod 98]

Einen entsprechenden Güteschalter bestehend aus einem TIR-Prisma aus YAG, dessen reflektierende Oberfläche mit Methanol, Ethanol oder Wasser in Kontakt gebracht wurde, haben Vodopyanov et al. bei einem blitzlampengepumpten $3 \mu\text{m}$ Er:YAG Laser eingesetzt (siehe Abbildung 4.17). Das an der Stelle der Totalreflektion aus dem Prisma herausreichende *evaneszente Feld* der Laserstrahlung wechselwirkt mit dem sättigbaren Absorber und schaltet damit die Güte des Resonators. Es konnte bei diesem Aufbau mit Ethanol ein gütegeschalteter Betrieb bei 2 Hz Repetitionsrate mit 140 ns Pulsdauer und 85 mJ Pulsenergie realisiert werden [Vod 98]. Dieser viel versprechende Ansatz wurde im Folgenden aufgegriffen.

Die durch das Konzept des gefalteten TIR-Erbiumlasers bereits bedingten TIR-Bereich des Laserkristalls machen den Einsatz eines zusätzlich YAG-Prismas nicht notwendig. Es wird stattdessen einer der TIR-Bereiche durch das Anbringen eines Flüssigkeitsbehältni-

ses für den sättigbaren Absorber genutzt (siehe Abbildung 4.15). Im Gegensatz zu der Darstellung in der Abbildung des Konzepts der Güteschaltung sind nur drei Diodenlasermodule bei den folgenden Untersuchungen verwendet worden, da zwei der drei Barren des vierten Diodenlasermoduls bei vorangegangenen Experimenten ausgefallen sind. Mit diesem Aufbau sind sowohl Wasser als auch Ethanol als sättigbarer Absorber untersucht worden.

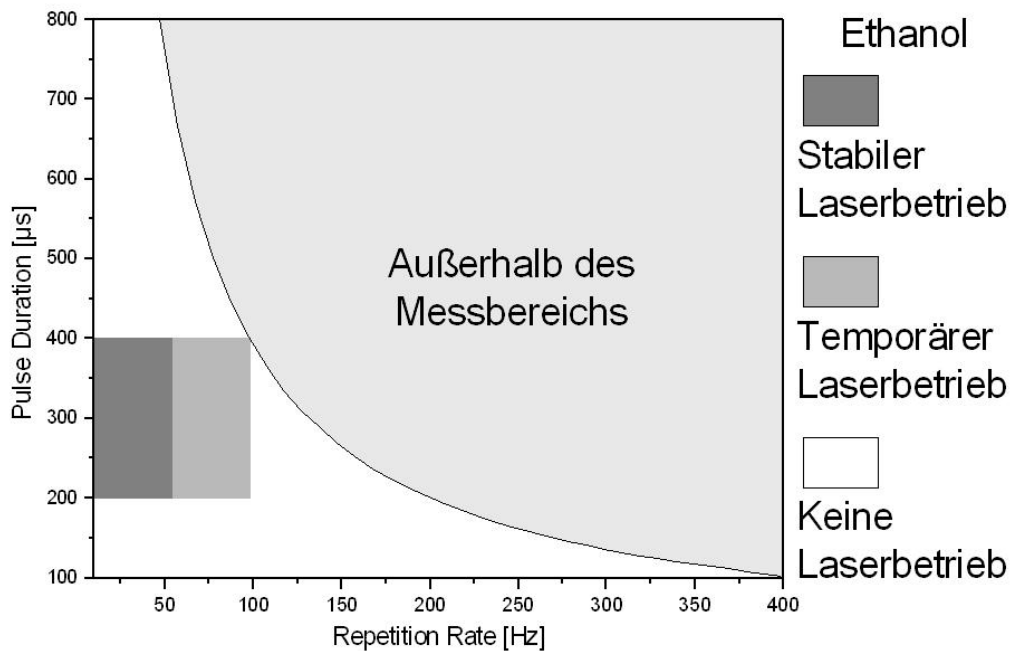


Abbildung 4.18: Ergebnisse der passiven Güteschaltung mit Ethanol

Mit Wasser in Kontakt mit der reflektierenden Kristallfacette konnte innerhalb des untersuchten Parameterraums kein gütegeschalteter Laserbetrieb erreicht werden. Dies ist vermutlich auf die spektral zu breite, starke Absorption von Wasser im $3\ \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich zurückzuführen, die auch bei entsprechender Blauverschiebung des Spektrums keine Güteschaltung ermöglicht.

Mit Ethanol in Kontakt mit der reflektierenden Kristallfacette konnte bei bestimmten Parametern des Lasersystems ein stabiler gütegeschalteter Betrieb erreicht werden. In Abbildung 4.18 ist dargestellt, bei welchen Werten des untersuchten Parameterraums

ein stabiler bzw. ein temporär gütegeschalteter Laserbetrieb realisiert werden konnte. Der verfügbare Parameterraum wird dabei durch die Zerstörschwelle des Laserkristalls eingeschränkt. Der realisierte gütegeschaltete Laserbetrieb beschränkt sich generell auf eine Pumpimpulsdauer von 200 bis 400 μs . Bis zu einer Repetitionsrate von 60 Hz ist mit Ethanol bei dem verwendeten Aufbau stabiler Laserbetrieb demonstriert worden. Bei Repetitionsraten von 60 bis 100 Hz können zeitweise ebenfalls gütegeschaltete Pulse generiert werden, nach etwa drei Minuten bricht der gütegeschaltete Laserbetrieb jedoch zusammen. Es findet nur noch freilaufender Laserbetrieb statt. Grund hierfür ist die in diesem Fall auftretende Blasenbildung im Ethanol, die dessen Funktion als sättigbarer Absorber stört. Repetitionsraten über 100 Hz führen zu derart massiver sofortiger Blasenbildung im Ethanol und dessen Übergang in die Gasphase, dass keine gütegeschalteten Pulse registriert werden konnten.

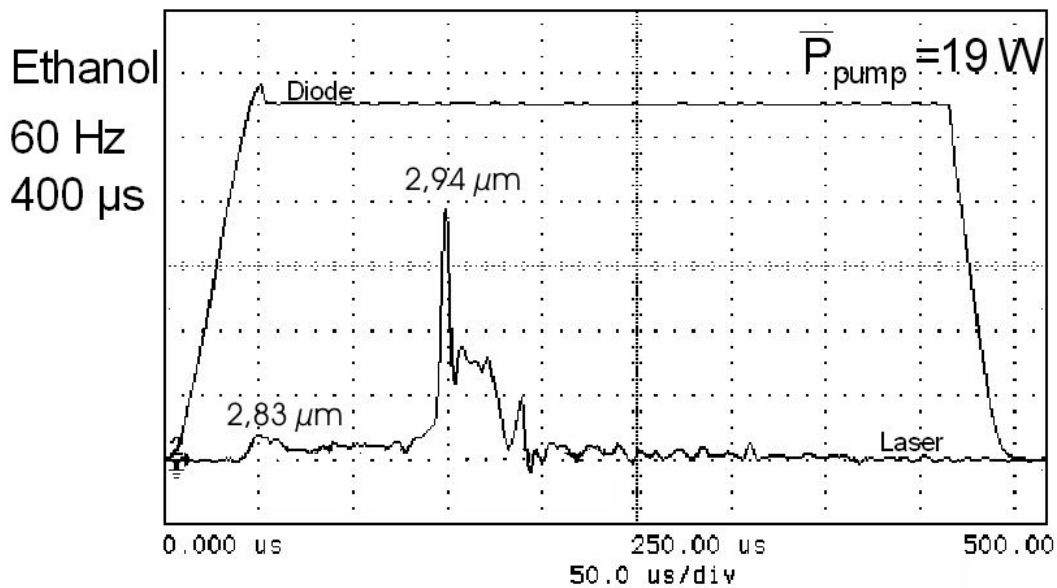


Abbildung 4.19: Messergebnis passiver Güteschaltung mit Ethanol bei 60 Hz, 400 μs

In Abbildung 4.19 ist exemplarisch ein Ergebnis gütegeschalteter Pulse dargestellt. Es konnte mit Ethanol bei einer Repetitionsrate von 60 Hz und einer Pumpimpulsdauer von 400 μs realisiert werden. Unter dem 400 μs langen Pumpimpuls der Diodenlaser, die in diesem Fall eine mittlere Pumpleistung von 19 W liefern, ist das eigentliche Lasersignal zu erkennen. Die ausgeprägte Flanke des Absorptionsspektrums von Ethanol führt zu dem Effekt, dass der kürzerwellige 2,83 μm Laserübergang des Er:YAG (vergleiche Abschnitt

2.1.1) nach $50 \mu\text{s}$ anschwingen kann und ein freilaufendes Untergrundsignal mit einem Energieinhalt von $0,5 \text{ mJ}$ liefert. Der eigentliche gütegeschaltete Laserpuls des $2,94 \mu\text{m}$ Übergangs startet $150 \mu\text{s}$ nach dem Beginn des Pumpulses und verfügt über eine Pulsenergie von $1,2 \text{ mJ}$ bei einer Pulsdauer von $1,7 \mu\text{s}$ (FWHM).

Die realisierten Pulsdauern liegen im Bereich der für die Ablation von biologischen Weichgewebe optimalen Pulsdauer von $1 \mu\text{s}$. Die mit Ethanol demonstrierten Repetitionsraten sind jedoch mit bis zu 60 Hz weit von den angestrebten Werten entfernt. Somit ist Ethanol ohne größeren Aufwand nicht als sättigbarer Absorber für hochrepetierende $3 \mu\text{m}$ Erbiumlaser geeignet. Der Fokus der weiteren Experimente im Rahmen dieser Arbeit liegt daher auf der Realisierung einer Alternativen aktiven Güteschaltung des gefalteten TIR-Lasersystems.

4.2.2 Aktive Güteschaltung

Die aktive Güteschaltung des gefalteten TIR-Erbiumlasers soll wie die vorgestellte passive Güteschaltung (siehe Abschnitt 4.2.1) einen der TIR-Bereiche des Laserkristalls nutzen (siehe Abbildung 4.15). In diesem Zusammenhang bietet sich eine Güteschaltung nach dem Prinzip der *unterdrückten Totalreflektion* (FTIR) an. Neben der Tatsache der eleganten Nutzung eines bereits vorhandenen TIR-Bereichs weist die FTIR-Güteschaltung im Gegensatz zur Methode mit rotierendem Spiegel längere zu erreichende Standzeiten auf. Des Weiteren sind die zur Ansteuerung nötigen elektrischen Spannungen des FTIR-Schalters deutlich geringer als die Steuerspannungen elektrooptischer Güteschalter. Und letztlich konnten mit FTIR-Güteschaltern bereits mit Blitzlampen gepumpten $3 \mu\text{m}$ Erbiumsystem hervorragende Ergebnisse erzielt werden [Hög 97].

Das Prinzip der FTIR-Güteschaltung

Das Prinzip der unterdrückten Totalreflektion ist in den beiden Abbildungen 4.20 und 4.21 dargestellt. An einem Übergang vom optisch dichterem zum optisch dünnerem Medium ($n_0 < n_1$) erfährt eine einfallende Welle ab einem Grenzwinkel α_{tot} eine Totalreflektion an der Grenzfläche I (siehe Abbildungen 4.20). Es bildet sich im Bereich der Totalreflektion ein so genanntes *evaneszentes Feld* aus, welches in das optisch dünnere Medium

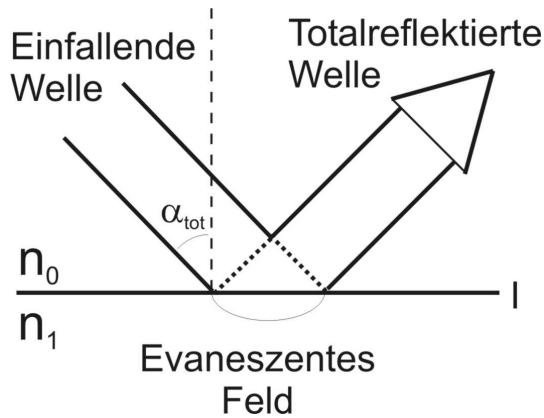


Abbildung 4.20: FTIRPrinzip1

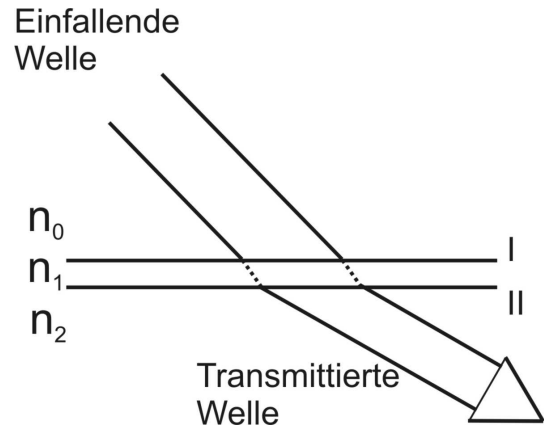


Abbildung 4.21: FTIRPrinzip2

hineinragt. Die Intensität des Evaneszenten Feldes nimmt dabei exponentiell in Richtung der Normale der Grenzfläche ab. Wird nun eine weiteres optisch dichtes Medium ($n_2 > n_1$) in die Nähe der Grenzschicht I positioniert ($d < \lambda$) so koppelt das Evaneszente Feld in das zweite Medium ein. Es findet ein Energietransport durch die Grenzschicht II statt und eine transmittierte Welle bildet sich aus. Die Totalreflexion wird unterdrückt (siehe Abbildungen 4.21).

Für den Spezialfall $n_0 = n_2$ gilt dabei für den Transmissionskoeffizienten $T_{s,p}$ je nach s- bzw. p-Polarisation der einfallenden Welle [Hög 97, Cou 64]:

$$(4.1) \quad T_{s,p} = \frac{1}{\phi_{s,p} \sinh^2 y + 1}$$

wobei

$$(4.2) \quad y = 2\pi \frac{n_1 d}{\lambda} \sqrt{N^2 \sin^2 \alpha - 1}$$

$$(4.3) \quad \phi_s = \frac{(N^2 - 1)^2}{4N^2} \frac{1}{\cos^2 \alpha (N^2 \sin^2 \alpha - 1)}$$

$$(4.4) \quad \phi_p = \phi_s \left((N^2 + 1) \sin^2 \alpha - 1 \right)^2$$

$$(4.5) \quad N = \frac{n_0}{n_1}$$

ist, mit :

- d ... Abstand der beiden Grenzflächen
 λ ... Wellenlänge im Vakuum
 α ... Einfallswinkel auf die Grenzfläche I

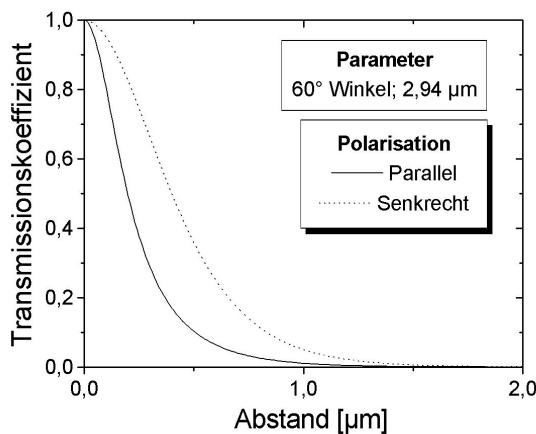


Abbildung 4.22: *Kopplung der 2,94 µm Laserstrahlung in Abhängigkeit vom Abstand der Kristalle und der Polarisation*

Der sich für den vorliegenden Fall von zwei 50 at.% Er:YAG Kristallen ($n_0 = n_2 = 1,81$; $n_1 = 1$) bei einer Wellenlänge von $2,94 \mu\text{m}$ und einem Einfallswinkel von 60° ergebene Transmissionkoeffizient ist in Abbildung 4.22 für verschiedene Abstände der Kristalle aufgetragen. Es zeigt sich, dass der FTIR-Güteschalter bei den Vorgaben durch das Lasersystems polarisationsselektiv wirkt. Die s-Polarisation koppelt bereits bei größeren Abständen stärker in den zweiten Kristall ein und wird somit im transmittierten gütegeschalteten Signal voraussichtlich dominieren.

Systembedingte experimentelle Randbedingungen

Für die praktische Umsetzung der FTIR-Güteschaltung des diodengepumpten TIR-Lasersystems ist es notwendig, die Kristall-/Kühlhalterung des Lasersystems an die entsprechenden Anforderungen der aktiven Güteschaltung anzupassen. Zum einen muss die reflektierende Facette des Laserkristalls gut zugänglich und zum zweiten der Laserkristall in der Halterung fest fixiert sein.

In Abbildung 4.23 sind die durchgeführten Veränderungen dargestellt. Auf der linken Seite ist dabei die dargestellte Schnittebene durch die Kühlhalterung als gestrichelte Linie

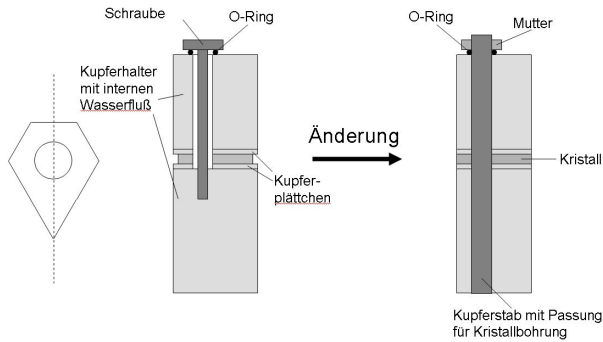


Abbildung 4.23: Änderungen an der Güteschaltung-Halterung. Links ist die dargestellte Schnittebene markiert.

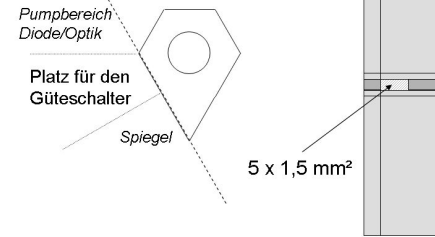


Abbildung 4.24: Verfügbarer Platz für die Güteschaltung. Links ist die dargestellte Schnittebene markiert.

veranschaulicht. Die Kühllhalterung schließt nun mit dem Laserkristall ab, der damit von außen gut zugänglich ist. Die Kühllhalterung weist daher in diesem Fall eine Fräsung auf, die nicht mehr exakt unterhalb des Strahlenverlaufs der Lasermode angeordnet ist, sondern um einen halben Millimeter nach innen versetzt ist. Des Weiteren dient ein Kupferstab mit Passung für die Bohrung im Laserkristall zur Fixierung desselben. Die Konsequenzen dieser Variation der Kristallhalterung bezüglich der Laserkühlung sind bereits in Abschnitt 3.1.4 behandelt worden. Die Ergebnisse der Modellierung der gütegeschalteten Halterung zeigen die Vergleichbarkeit mit der Kristallhalterung des freilaufenden Lasersystems.

Der für die Güteschaltung zur Verfügung stehende Platz ist relativ gering (siehe Abbildung 4.24). Einerseits wird der für die Güteschaltung eingeplante TIR-Bereich von den Pumpmodulen und den externen Resonatorspiegeln eingegrenzt. Andererseits nimmt der TIR-Bereich selbst nur eine Fläche von $5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ ein. Dies sind die durch den Aufbau des gefalteten TIR-Erbiumlasers vorgegebene Randbedingungen.

Experimentelle Umsetzung des FTIR-Güteschalter

Auch wenn die experimentellen Randbedingungen eine Herausforderung darstellen, ist die Umsetzung eines auf unterdrückter Totalreflektion basierenden Güteschalters prinzipiell einfach. Die Modulation der Totalreflektion wird durch die Veränderung des Abstandes zwischen Laserkristall und externem Kristall, in den folgenden Untersuchungen handelt es sich dabei um 50 at.% Er:YAG, erreicht.

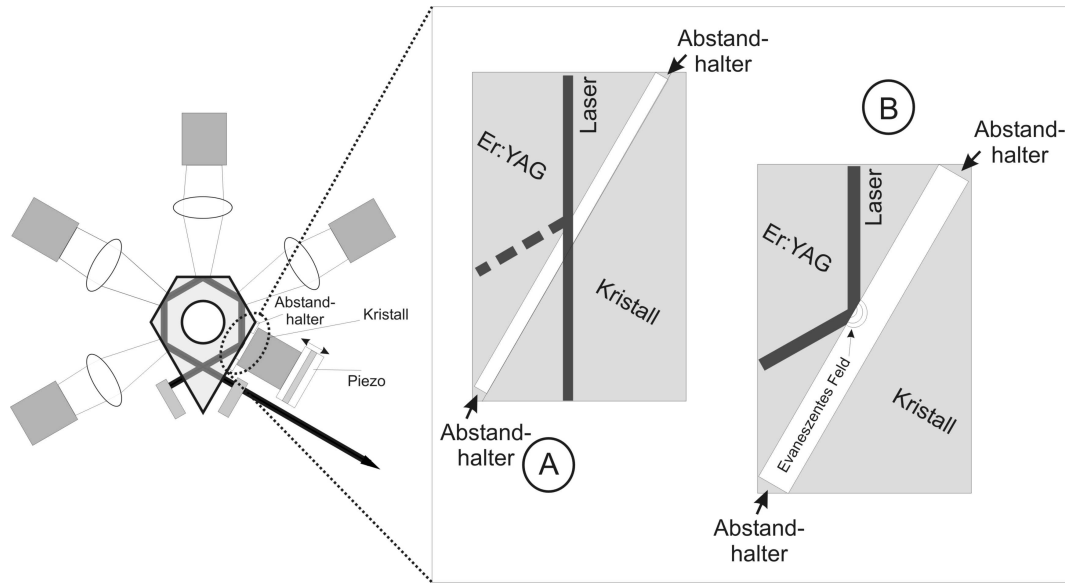


Abbildung 4.25: Konzept der FTIR-Güteschaltung des gefalteten TIR-Erbiumlasers. A: geringe Güte, B: hohe Güte

Diese Variation des Abstandes wird dabei mit Hilfe eines piezo-elektrischen Aktors (Piezo) realisiert, der bei schneller Ansteuerung (200 ns) mit einem etwa 1000 V starken Spannungspuls eine akustische Transiente in den externen Kristall einkoppelt. Die akustische Transiente durchläuft den externen Kristall und führt je nach Aufbau bzw. Ansteuerung zu einem geringeren oder höheren Abstand zwischen der TIR-Facette des Laserkristalls und dem externen Kristall. Ein Annäherung des externen Kristalls resultiert in einer Unterdrückung der Totalreflektion und verhindert somit bei diesem Aufbau den Laserbetrieb (siehe Abbildung 4.25 A). Die Güte des Laserresonators ist in diesem Fall sehr gering. Ein größerer Abstand des externen Kristalls beeinträchtigt nicht die Totalreflektion (siehe Abbildung 4.25 B). Der Laserbetrieb ist nicht gestört und die Güte des Resonators sehr hoch. Bei dem zu realisierenden FTIR-Güteschalter muss somit der externe Kristall im Normalfall einen geringen Abstand (Fall A) zum Laserkristall einnehmen und sich nur kurzzeitig der Abstand vergrößern (Fall B).

Prinzipiell stehen zwei Methoden zur Verfügung um Fall A als Normalzustand zu etablieren und Fall B durch Ansteuerung des Piezos zu erzwingen. Zum einen kann die Steuerung des Piezos derart gestaltet werden, dass im Normalzustand die Hochspannung am Piezo anliegt und durch kurzzeitiges Ausschalten sich der Piezo zusammenzieht und den direkt angekoppelten externen Kristall von dem Laserkristall entfernt (siehe Abbildung 4.26).

Zum anderen kann die durch die kurzzeitig angelegte Hochspannung generierte akustische Drucktransiente des Piezos über einen Umlenker den externen Kristall von dem Laserkristall entfernen (siehe Abbildung 4.27). Die Abstandsfolie ist bei dieser Version nicht zwingend erforderlich.

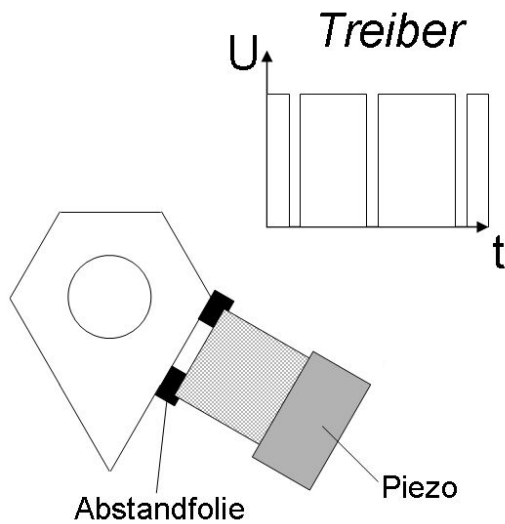


Abbildung 4.26: *Prinzipskizze des aktiven Güteschalters bei Ansteuerung durch Abschalten der Hochspannung*

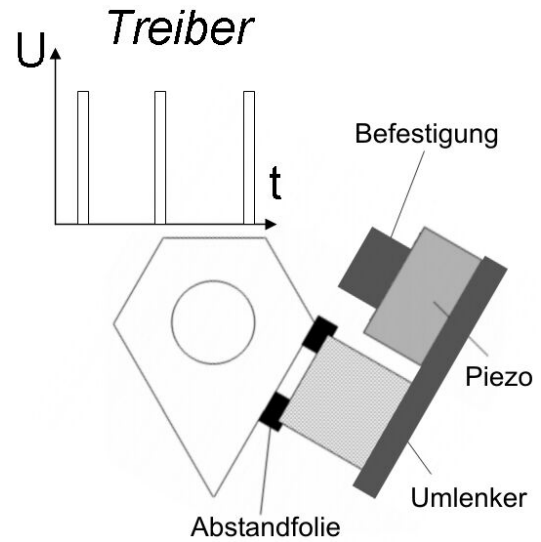


Abbildung 4.27: *Prinzipskizze des aktiven Güteschalters bei Ansteuerung durch Einschalten der Hochspannung*

Das Verhalten des Piezos ist bei der kurzzeitig angelegten Hochspannung deutlich besser, als bei ständig angelegter Hochspannung mit kurzzeitigem Abschalten derselben. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache wurde der FTIR-Güteschalter nach dem zweiten Konzept mit einem Umlenker und ohne Abstandsfolie realisiert. Die gesammelten experimentellen Erfahrungen bezüglich des technischen Aufbaus zeigen, dass eine exakt planparallele, starre Positionierung des externen Kristalls und des Laserkristall zueinander notwendig ist. Ist dies nicht der Fall, bereitet bereits die Unterdrückung des freilaufenden Laserbetriebs starke Probleme.

Der realisierte FTIR-Güteschalter ist direkt an der Kristallhalterung befestigt (siehe Abbildung 4.28). Zwei Schrauben ermöglichen eine vertikale Verkippung des externen Kristalls gegenüber dem Laserkristall. Diese Auslegung des Güteschalters beruht auf der Erfahrung, dass die geringe Höhe von nur 1,5 mm den kritischen Parameter bei der Positionierung des externen Kristalls darstellt. Für die 5 mm lange Fläche wird von einer ausreichenden Selbstpositionierung durch den Kontakt mit dem Laserkristall ausgegan-

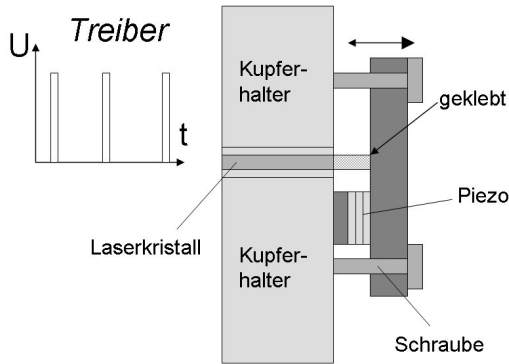


Abbildung 4.28: Aufbau des FTIR-Güteschalters

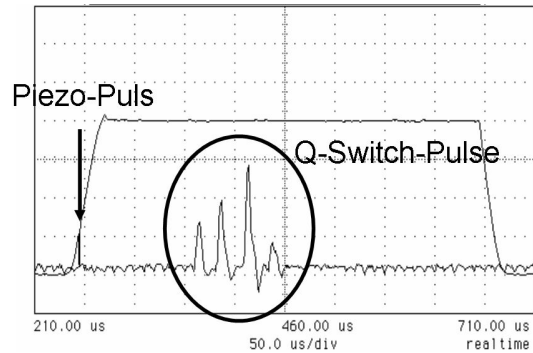


Abbildung 4.29: Realisierte Güteschaltungspulse des FTIR-Güteschalters

gen.

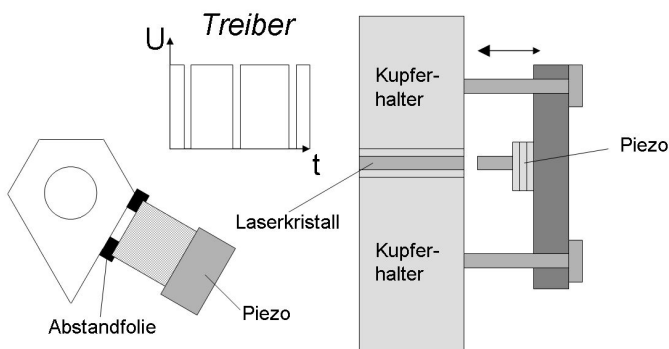


Abbildung 4.30: Vorschlag für den weiterentwickelten Aufbau des FTIR-Güteschalters

Tatsächlich gelang es mit diesem Aufbau den freilaufenden Laserbetrieb bei Positionierung mit ausreichend Vorspannung auf den externen Kristall zu unterdrücken und gütegeschalteten Laserbetrieb zu realisieren (siehe Abbildung 4.29). Dargestellt ist unter dem Strompuls des Diodenlasers das mit einem Energiemesskopf gemessene Lasersignal. Die Position des Mehrfachpulses ist dabei von der eingestellten Verzögerungszeit (Delay) des Güteschalters abhängig. Die prinzipielle Funktionstauglichkeit dieses Konzepts der aktiven FTIR-Güteschaltung des gefalteten TIR-Erbiumlasers konnte somit demonstriert werden.

Für den Einsatz in einem zur serienreife entwickelten Lasersystem sind Modifikationen des Güteschalteaufbaus erforderlich. Bedingt durch die notwendige Vorspannung wirken bei dem vorgestellten Aufbau relativ hohe Rückstellkräfte auf den externen Kristall. Diese führten nach einigen Minuten Güteschaltungsbetrieb zu einer Beschädigung des Laserkristalls.

Ein Vorschlag für einen modifizierten Aufbau des FTIR-Güteschalters, mit dem Ziel

einen stabilen aktiv gütegeschalteten Laserbetrieb zu realisieren, ist in Abbildung 4.30 dargestellt. Dieser Aufbau ist an die externen FTIR-Güteschalter angelehnt, mit denen am Laser Zentrum Hannover e.V. bereits viele Erfahrungen gesammelt werden konnten (siehe z.B. [Hög 97]). Um die bei der ursprünglichen Version durch die Schrauben bedingten relativ hohen Rückstellkräfte zu vermeiden, wird bei diesem Güteschalter die alternative Ansteuerung des Piezos mit im Normalfall anliegender Hochspannung und deren kurzzeitigen Ausschalten genutzt. Des Weiteren werden zur Dämpfung der Schwingung Abstandsfolien zwischen Laser- und externen Kristall eingebracht. Eine entsprechende Präparation der Halterung ermöglichte bei diesem Aufbau eine optische Messung der Lage der rückseitigen Fläche des externen Kristalls. Die Justage des externen Kristalls wird dadurch bei gleichzeitiger Messung der Lage der Laserkristallfacette deutlich vereinfacht.

5 Applikatoren und Applikationen

Der Einsatz des gefalteten TIR-Erbiumlasers als medizinisches Lasersystem erfordert neben dem eigentlichen Festkörperlaser auch einen aus Lichtleitfaser und Handstück bestehenden Applikator. Die Aufgabe des Applikators ist es, die Laserstrahlung möglichst verlustarm, mit ausreichender Strahlqualität und ohne negative gesundheitliche Folgen für den Patienten an dem eigentlichen Einsatzort zur Verfügung zu stellen. Bei der Kataraktchirurgie ist daher von dem Applikator ein Strahlungstransport vom Erbiumlaser zur Augenlinse zu leisten. Die bei der Kataraktchirurgie notwendigen Pulsenergien von 5 bis 10 mJ müssen dem entsprechend nach dem Applikator gewährleistet sein.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels ist daher der Schwerpunkt der Untersuchungen auf den möglichst verlustarmen Strahlungstransport durch verschiedene Applikatorsysteme gelegt worden. Der zweite Abschnitt in diesem Kapitel behandelt die an Gewebephantomen durchgeführten Untersuchungen zur Laser-Gewebe-Wechselwirkung. Dabei sind die mit dem Erbiumlasersystem generierte Kavitationsblasen bzw. deren Dynamik in Wasser und die Abtragungsgeschwindigkeit des Lasersystems anhand von Agarose-Gel betrachtet worden.

5.1 Untersuchung des Applikatorsystems

Es gibt verschiedene Methoden die Strahlung des Lasersystems zum Anwendungsort zu führen. Eine gängige Methode ist die Verwendung von Lichtleitfasern aus Quarz, die mechanisch relativ flexibel und sehr kostengünstig sind. Im Wellenlängenbereich um $3\ \mu\text{m}$, der Erbiumlaser gerade für die Medizin interessant macht, ist der Einsatz von herkömmlichen Quarzfasern nicht effizient möglich. Die in diesen Fasern enthaltenden OH-Gruppen absorbieren sehr stark bei diesen Wellenlängen, so dass Quarzfasern für $3\ \mu\text{m}$ Strahlung

eine Unterdrückung von 75 dB/m aufweisen. Ein sehr kurzes, 4 cm langes Quarzfaserstück weist somit eine Transmission von lediglich 50 % auf. Bei 3 μm Erbiumlasern kommen daher vor allem Spiegelarmsysteme und spezielle Lichtleitfasern zum Einsatz. Durch die vielseitigen Einsatzmöglichkeiten der Erbiumlaser in der Medizin motiviert werden auch weiterhin alternative Strahlführungssysteme für 3 μm untersucht, so zum Beispiel Flüssigkeitshohlleiter und small-bore hollow waveguides [Mei 98, Koz 96]. Deren Einsatz in der Praxis erfordert jedoch weitergehende Prüfungen.

Da ein Spiegelarmsystem sich nicht für den Einsatz in der Kataraktchirurgie eignet, kommen hier üblicherweise Spezialfasern mit relativ hohen Transmissionsgraden bei 3 μm Wellenlänge zum Einsatz. Diese unter Anderem aus Zirkoniumfluorid bestehenden Fasern haben den Nachteil, hydrokroskopisch und toxisch zu sein, so dass der direkte Einsatz am Patienten nicht vertretbar ist. Bei kommerziellen Systemen wird daher am Ende der Faser, im Applikationshandstück, die Strahlung in kurze Quarzfaserstücke eingekoppelt. Diese sind weder toxisch noch hydrokroskopisch und somit für den direkten Einsatz am Patienten geeignet.

Die Anforderungen an die Laserparameter werden durch einen solchen Applikator mit Quarzendstück deutlich erhöht. Daher ist in dieser Arbeit nicht alleine eine Betrachtung des Erbiumlaser und die Bewältigung dieser Herausforderung durch Einsatz von Lasertechnik und -wissen durchgeführt, sondern es sind darüber hinaus alternative Fasersysteme untersucht worden (siehe Abbildung 5.1).

Zu Beginn der Untersuchungen ist ein kommerziell erhältliches Zirkoniumfluorid/Quarz - Applikationssystem eingesetzt worden (siehe Abbildung 5.1(1)). Die Strahlung wird vom Erbiumlasersystem mittels einer Einkoppeloptik in eine 800 μm durchmessende ZrF-Faser eingekoppelt. Eine Kugellinse sorgt an deren Ende für den verlustarmen Transfer der Strahlung in ein kurzes, typischerweise 4 cm langes Quarzfaserstück. Durch die hohen Verluste auf den letzten Zentimetern liegt die Gesamttransmission dieses Applikatorsystems bei 36 %. Um die für die Kataraktchirurgie erforderlichen Pulsenergien von 5 bis 10 mJ am Ende des Fasersystems zu erhalten sind in diesem Fall 15 bis 30 mJ vom Lasersystem notwendig.

Eine Betrachtung der maximal erzielten mittleren Ausgangsleistung aufgetragen gegen die Repetitionsrate zeigt, dass durch höhere Anforderungen an die Pulsenergie die ver-

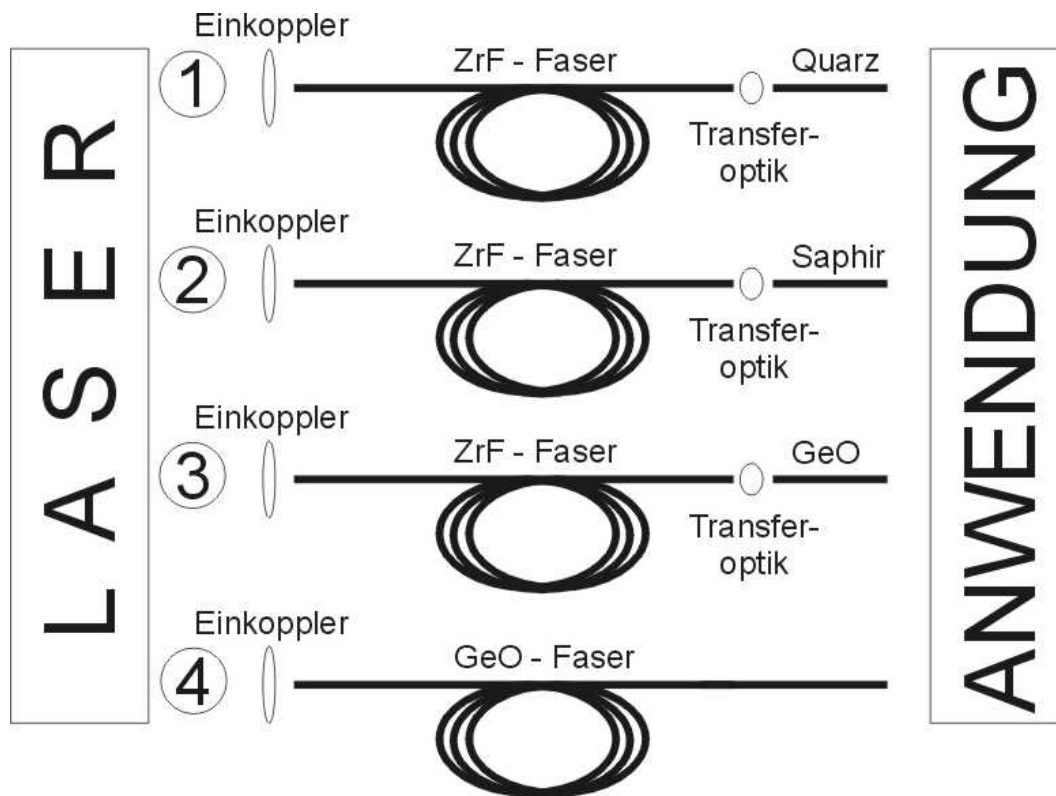


Abbildung 5.1: Überblick über die vier untersuchten Applikatorvarianten

wendbare Repetitionsrate sinkt (siehe Abbildung 4.11). Da jedoch möglichst hohe Repetitionsraten für den Einsatz von Erbiumlasern in der Kataraktchirurgie notwendig sind, sind die Anforderungen an die Pulsenergie möglichst gering zu halten. Eine Reduktion der Verluste des Applikationssystems lässt sich durch Einsatz alternativer Faserendstücke relativ einfach und auch kostengünstig realisieren. Zu beachten ist, dass diese alternativen Endstücke ebenfalls nicht hydroskopisch oder toxisch sein dürfen.

Bei der ersten untersuchten Alternative ist das Quarzstück durch ein Stück Saphirfaser (Durchmesser: $425 \mu\text{m}$) ersetzt worden (siehe Abbildung 5.1(2)). Der restliche Aufbau des Applikator wurde beibehalten. Saphir weist den Vorteil auf, eine deutlich geringere Dämpfung als Quarzglas im $3 \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich zu besitzen (1,2 bis 3,3 dB/m). Der Vergleich der Gesamttransmission dieser beiden Varianten ((1) + (2)) ist in Abbildung 5.2 für verschiedene Pumpenergien dargestellt. Die Abhängigkeit von der Pumpenergie ist von Bedeutung, da durch die verwendete Pumpenergie die generierten thermischen Linsen beeinflusst werden. Unterschiedliche Strahlqualitäten, aufgrund der auftretenden thermischen Linsen, könnten bei dem geringeren Faserdurchmesser des Saphirendstücks

zu Problemen führen. Dies ist jedoch bei diesem Aufbau nicht beobachtet worden. Es zeigt sich darüber hinaus, dass es mit der Saphir-Variante gelingt, die Transmission um etwa ein Drittel auf 46 % zu steigern.

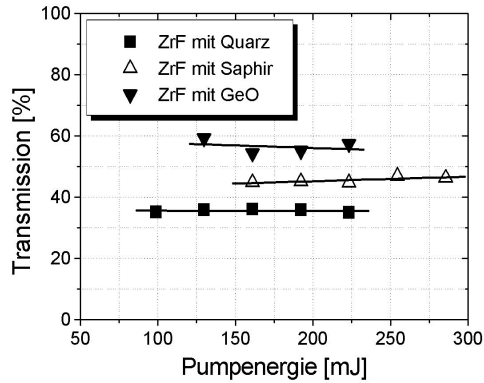


Abbildung 5.2: Transmission des herkömmlichen Applikators (Quarz) und der Saphir-Variante für die 3 μm Laserstrahlung

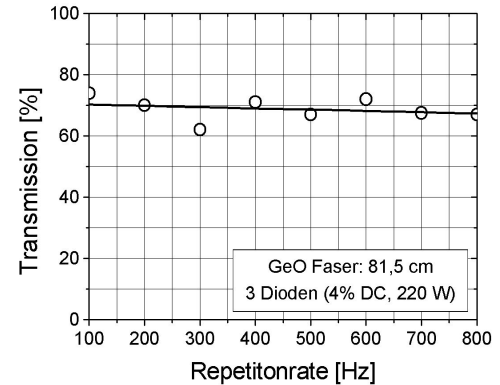


Abbildung 5.3: Transmission des GeO Applikators für die 3 μm Laserstrahlung

Das zweite alternative Applikationssystem besteht aus einem GeO-Faserendstück anstelle der Quarzfaser. Germaniumoxid ist nicht toxisch oder hydroskopisch und weist mit 0,75 dB/m laut Faserhersteller eine geringere Strahlungsdämpfung als Saphir bei 3 μm auf. Die mechanische Belastbarkeit ist vergleichbar mit Saphirfasern (minimaler Biegeradius um 40 mm). Die erzielten Ergebnisse des Transmissionsgrads dieser Variante (3) ist zusammen mit den beiden Vorangegangenen ebenfalls in Abbildung 5.2 dargestellt. Es konnte mit einem 700 μm durchmessenden GeO-Endstück eine Erhöhung der Transmission um mehr als die Hälfte gegenüber dem Applikator mit Quarzendstück auf 56 % erzielt werden.

Die relativ guten optischen Eigenschaften von Germaniumoxid bei 3 μm zeigen sich auch in der Untersuchung der Transmission einer 81,5 cm langen und 700 μm durchmessenden GeO-Faser. In Abbildung 5.3 ist deren Transmissionseigenschaft für unterschiedliche Repetitionsraten getestet worden, da der Hersteller für diesen hohen Wertebereich keine Angaben machen konnte. Mit 1,8 dB/m lag zum einen der gemessene Wert bei der verwendeten Faser mehr als doppelt so hoch, wie vom Hersteller spezifiziert. Ist damit aber immer noch der optischen Qualität von Saphir vergleichbar. Zum anderen zeigt sich

keine signifikante Änderung zu höheren Repetitionsraten hin.

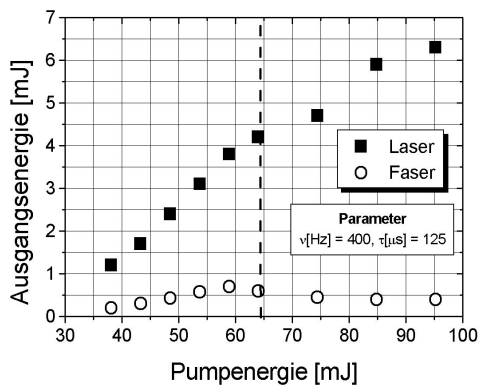


Abbildung 5.4: Direkter Vergleich der Ausgangsenergie vor und nach dem GeO-Faserapplikator

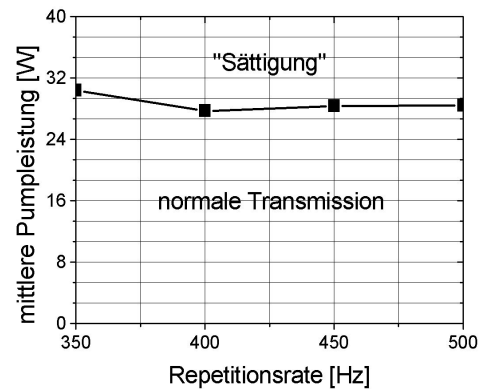


Abbildung 5.5: Repetitionsratenabhängigkeit der kritischen Leistung für die normale Transmission

Weitere Untersuchung mit einer nur 425 μm durchmessenden GeO-Faser zeigen, dass in diesem Fall die thermischen Linsen eine Einkoppelung der Strahlung ab einem gewissen Punkt nicht vollständig ermöglichen. Wie in Abbildung 5.4 dargestellt tritt ab einer bestimmten Pumpenergie eine Art „Sättigung“ auf. Die durch die Faser transmittierte Energie folgt nicht weiter der Erhöhung der Laserenergie, sondern bleibt grob konstant. Der Punkt, ab dem dieser Effekt auftritt, ist abhängig von der mittleren Pumpleistung und liegt bei etwa 28 W (siehe Abbildung 5.5). Dies entspricht einer thermischen Linse von 54 Dioptrien.

Nach diesen Untersuchungen verlustarmer Lichtleitfasersysteme wird im folgenden Abschnitt ein kurzer Blick auf die Übereinstimmung zwischen den erreichten Parametern des Lasersystems und den erwarteten Effekten bei der Laser-Gewebe-Wechselwirkung geworfen.

5.2 Untersuchung der Laserstrahlwechselwirkung mit Gewebephantomen

In diesem den experimentellen Teil dieser Arbeit abschließenden Abschnitt wird auf die Laser-Gewebe-Wechselwirkung etwas detaillierter eingegangen. Ziel ist es anhand einiger

Experimente kurz aufzuzeigen, dass mit den erreichten Laserparametern auch in der Anwendung die erwarteten Ergebnisse realisiert werden können.

Zu diesem Zweck ist im ersten Unterabschnitt die Kavitationsblasendynamik bei freilaufendem Laserbetrieb genauer untersucht worden. Stark wasserhaltiges Gewebe, wie zum Beispiel das der Augenlinse, wird durch die Wechselwirkung mit der Laserstrahlung verdampft. Es bildet sich im weiteren zeitlichen Verlauf am distalen Ende der Lichtleitfaser eine Kavitationsblase aus. Diese ist für die Emulsifikation/Verflüssigung des Linsengewebes bei der Kataraktlaserchirurgie verantwortlich. Die Betrachtung der Dynamik der Kavitationsblasen liefert also eine Aussage über den Phakoemulsifikationsprozess.

Der zweite Unterabschnitt vertieft diese Betrachtung durch die Untersuchung der Abtragsgeschwindigkeit anhand von Gewebephantomen. Der kritische Wert für den Einsatz eines Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie ist die Geschwindigkeit, mit welcher der Eingriff durchgeführt werden kann (siehe Abschnitt 1.2). Hier zeigt sich, ob die erzielten Laserparameter ausreichend für die Phakoemulsifikation sind.

Kavitationsblasendynamik

Für einen allgemeinen Überblick über Kavitationsblasen bzw. generell das Verhalten von Blasen sei ein Artikel von Detlef Lohse [Loh 03] empfohlen. Um darüber hinaus ein besseres Verständnis des Phakoemulsifikationsprozess zu erreichen, sind die folgenden Untersuchungen der für diesen Prozess wichtigen lasergenerierten Kavitationsblasendynamik durchgeführt worden.

Zur Messung der Dynamik der Kavitationsblasen wurde das distale Ende des Faserapplikators in ein transparentes Behältnis mit Wasser eingetaucht. Das Wasser dient in diesem Fall als Gewebemodell. Die Dynamik der Kavitationsblasen ist mittels Schattenfotografie beobachtet worden.

In Abbildung 5.6 ist der verwendete Schattenfotografie-Aufbau dargestellt. Das Licht einer Kaltlicht-Quelle wird mittels Optik zu parallelen Lichtstrahlen geformt. Diese beleuchten das transparente Wasserbehältnis mit dem Faserende. Entsteht nun eine Kavitationsblase im Wasser, so wirft diese einen äquivalenten Schatten ihrer Ausmaße. Dieser Schatten wird mittels Kurzzeitfotografie, die mit den Laserpulsen synchronisiert ist, auf-

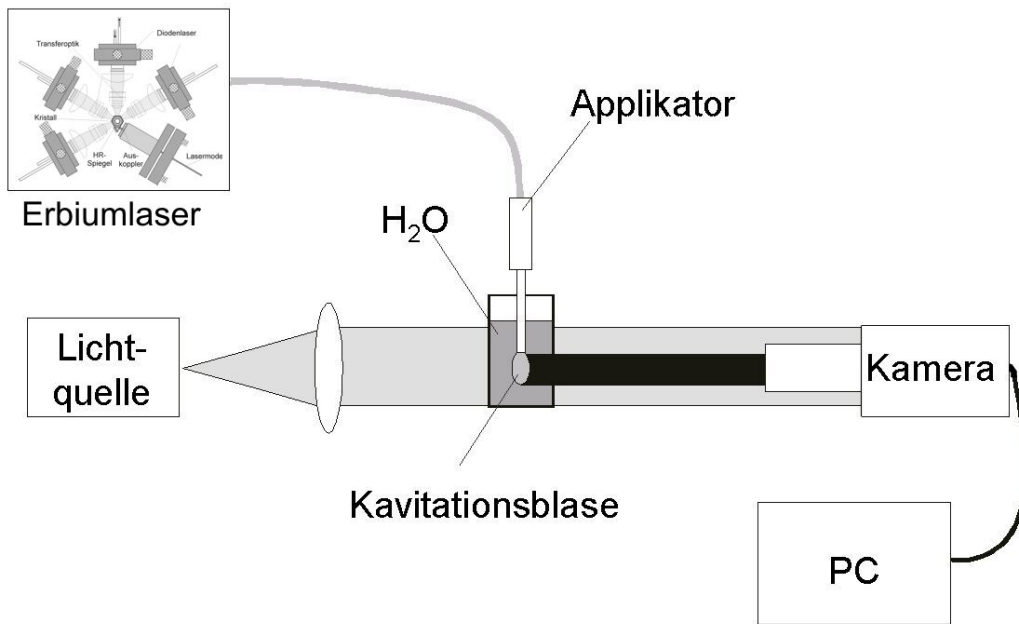


Abbildung 5.6: Schattenfotografie-Aufbau zur Untersuchung der Kavitationsblasendynamik

genommen und stehen digital zur Verfügung.

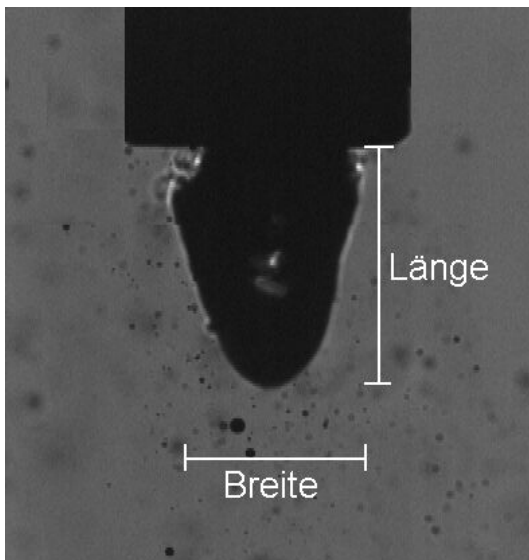


Abbildung 5.7: Darstellung der Messgrößen anhand einer Kavitationsblase: 100 Hz; 400 μ s; 19,7 mJ; 430 μ s nach Pulsbeginn

Im Gegensatz zur Hochgeschwindigkeitsfotografie wird bei dieser Methode nicht der Dynamikzyklus einer und derselben Kavitationsblase abgebildet, sondern es handelt sich bei den Aufnahmen um verschiedene Kavitationsblasen, die zu festen Zeitpunkt betrachtet werden. Bei den nachfolgenden Messungen der Kavitationsblasen sind daher für jeden beobachteten Zeitpunkt des Zyklus fünf Kavitationsblasen gemessen und das geometrische Mittel über diese gebildet worden. Ermittelt wurden jeweils die Länge und Breite der Kavitationsblase. Die Länge ist dabei als die Ausdehnung in Strahlrichtung definiert worden und die Breite senkrecht dazu (siehe Abbildung 5.7).

Eine durch das explosionsartige Verdampfen des Wassers generierte Kavitationblase durch-

läuft verschiedene Schwingungsphasen. Zu Beginn ist der Druck innerhalb der Blase höher als der des umgebenden Wassers und die Kavitationsblase dehnt sich aus. Ab einem gewissen Volumen fällt jedoch der Druck innerhalb der Blase unter den des umgebenden Mediums. Die Ausdehnung der Blase verlangsamt sich, kommt zum Stillstand und kehrt sich schließlich um. Die Kavitationsblase fällt wieder in sich zusammen. Ist die in die Kavitationsblase eingebrachte Energie ausreichend hoch, so kann diese nach einem solchen Kollaps noch weitere Schwingungszyklen durchführen. Bei den in diesen Experimenten verwandten Energien konnte immer nur ein Schwingungszyklus beobachtet werden.

Der typische zeitliche Verlauf einer gemessenen Kavitationsblase ist anhand deren Länge und Breite in Abbildung 5.8 dargestellt. Während die maximale Breite der Kavitationsblase sich im Bereich des Faserdurchmessers befindet, ist die Länge proportional zur der in das Wasser eingebrachten Energie bzw. Energiedichte. Dies gilt aus den oben genannten Gründen ebenso für die Zeit in der die Kavitationsblase besteht (siehe Abbildung 5.9). Die Experimente zeigen darüber hinaus, dass die Schwingungsdauer der Kavitationsblase unabhängig von der Pulsdauer und der Repetitionsrate ist.

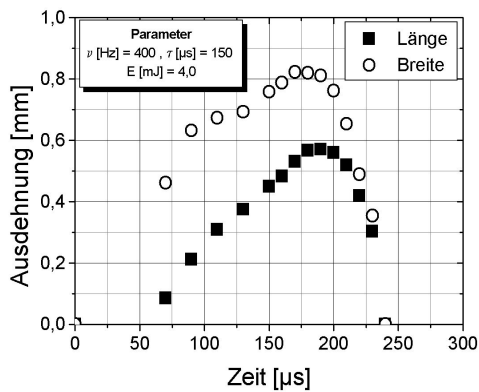


Abbildung 5.8: Zeitliche Dynamik einer Kavitationsblase bei einem Laserpuls mit 4 mJ Pulsenergie, 150 μ s Pulsdauer und 400 Hz Repetitionsrate.

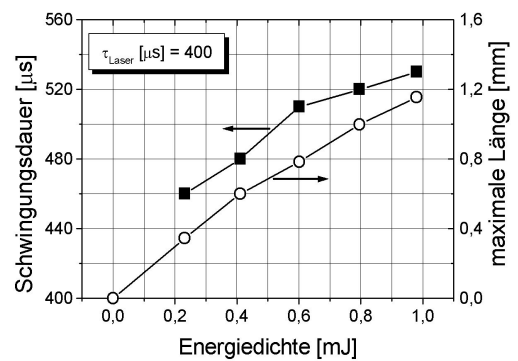


Abbildung 5.9: Energiedichte-Abhängigkeit der Schwingungsdauer und der maximalen Länge einer Kavitationsblase

Über eine Erhöhung der Repetitionsrate soll die für die Kataraktchirurgie notwendige Geschwindigkeit des Lasersystems erzielt werden (siehe Abschnitt 1.2). Die Dynamik der Kavitationsblasen in Abhängigkeit von der Repetitionsrate ist daher von besonderem Interesse. Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, sind die Kavitationsblasen bei ver-

schiedene Repetitionsraten zwischen 200 und 400 Hz bei einer konstanten Pulsdauer von $150 \mu\text{s}$ und einer konstanten Pulsenergie von 4 mJ untersucht worden. Wie in Abbildung 5.10 für die maximale Längenausdehnung dargestellt, ändert sich mit der Repetitionsrate die Ausdehnung der Kavitationsblase nicht signifikant. Auch zeitlich bleibt das Verhalten identisch.

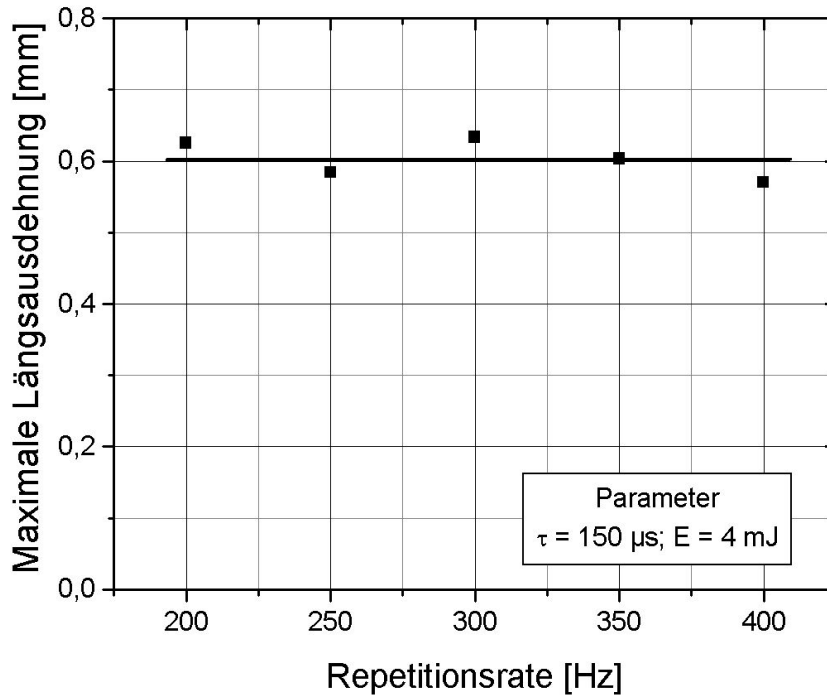


Abbildung 5.10: Maximale Länge der Kavitationsblasen im Bereich 200 Hz bis 400 Hz Repetitionsrate bei einer konstanten Energie von 4 mJ.

Nach dieser kurzen Betrachtung der für diese Arbeit relevanten Abhängigkeiten der Kavitationsblasendynamik wird im folgenden Unterabschnitt deren Auswirkung auf das Abtragsverhalten untersucht.

Abtragsmessung an Gewebephantomen

Um eine Aussage über das Abtragsverhalten des Lasersystems treffen zu können, ist ein Aufbau zur Messung der Zeit, mit der der Faserapplikator eine Gel-Probe bestimmter Dicke durchdringt, realisiert worden (siehe Abbildung 5.11). Der Applikator wird über der in einem transparenten Wasserbehältnis deponierten Probe positioniert. Diese wird

über eine Waage mit leichtem Druck gegen den Applikator gepresst, so dass der Applikator auch beim Abtrag des Probenmaterials sich immer mit der Materialoberfläche in Kontakt befindet. Dies entspricht dem typischen Vorgehen bei der Kataraktoperation, bei der der Chirurg ebenfalls mit leichtem Druck gegen die Augenlinse arbeitet. Der verwendete Anpressdruck ist dabei derart eingestellt worden, dass bei jeder Position der Probe diese ohne Laserstrahlung nicht durchdrungen wird. Analog zur Beobachtung der Kavitationsblasendynamik wird der Versuchablauf mittels Schattenfotografie analysiert und insbesondere der Zeitpunkt der Durchdringung der Probe auf diese Weise bestimmt.

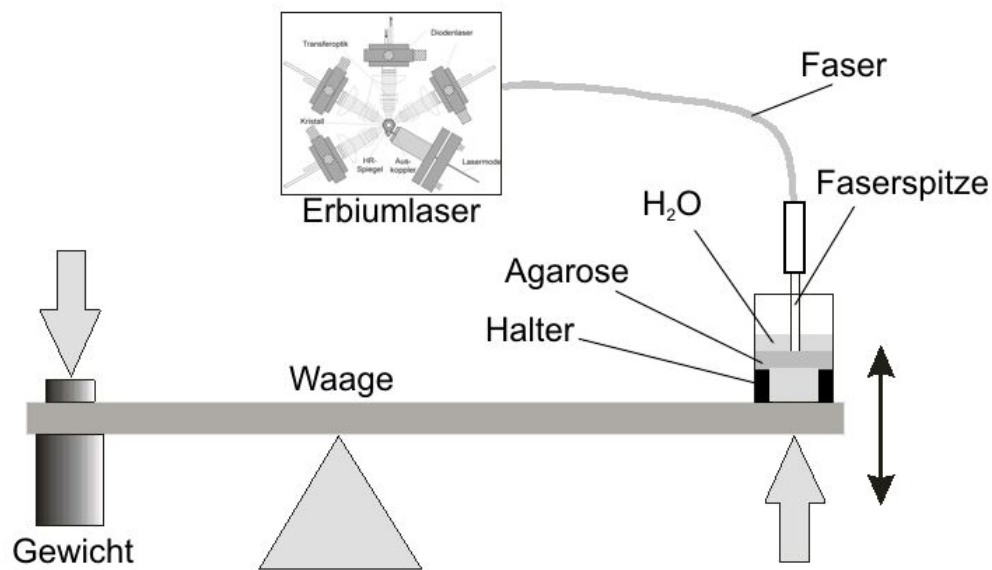


Abbildung 5.11: Aufbau zur Messung der Durchdringungsgeschwindigkeit

Als Gewebephantome kommen verschiedene Materialien in Frage. In dieser Arbeit ist Agarose-Gel verwendet worden. Die Materialeigenschaften dieses Gels sind über das Mischungsverhältnis mit Wasser bei der Herstellung (siehe Anhang B) variabel einstellbar. Bei zehn Prozent Agarose-Gehalt stimmen diese relativ gut mit denen von Augenlinsen überein, so dass in den folgenden Untersuchungen dieses Verhältnis gewählt wurde. Es ist jedoch anzumerken, dass durch die Herstellung und eine eventuelle Lagerung des Gels dessen Eigenschaften von Probe zu Probe variieren. Eine Vergleichbarkeit von Messung an verschiedenen Proben ist daher nur bedingt gegeben. Um dennoch eine qualitative Aussage über die Abhängigkeiten des Abtragsverhaltens zu erhalten, sind die Messungen an jeweils derselben Probe durchgeführt worden.

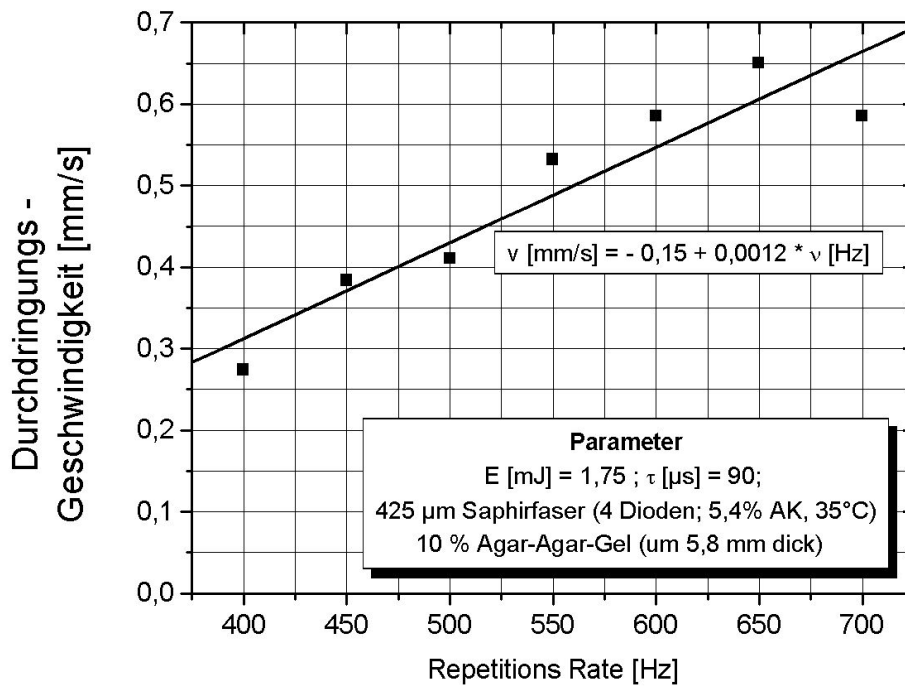


Abbildung 5.12: Abhängigkeit der Durchdringungsgeschwindigkeit von der Repetitionsrate

Wie in Abbildung 5.12 dargestellt steigt die Geschwindigkeit, mit der die Agarprobe durchdrungen wird, linear mit der Repetitionsrate an. Die Schwankungen der Messpunkte sind dabei auf die relativ geringe verwendete Energie zurückzuführen, die nahe der Abtragsschwelle lag. Die qualitativen Ergebnisse dieses Experiments reichen aus, um eine erste Aussage über die Einsatzfähigkeit des Lasersystems in der Kataraktchirurgie zu treffen.

Eine Bewertung dieses Ergebnisses wird zusammen mit der Diskussion der anderen im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse im Folgenden und abschließenden Kapitel vorgenommen.

6 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein diodengepumptes Erbiumlasersystem für den medizinischen Einsatz entwickelt. Das Ziel war es mit diesem Lasersystem eine zur etablierten Ultraschallmethode konkurrenzfähige und prinzipiell schonendere Alternative für die Kataraktchirurgie zur Verfügung zu stellen. Kritische Parameter sind dabei Repetitionsraten des Lasersystems von über 250 Hz mit Pulsenergien zwischen 5 mJ und 10 mJ.

Es ist in dieser Arbeit gelungen mit dem neuartigen Konzept eines gefalteten TIR-Erbiumlasers mittlere Ausgangsleistung von über 5 W bis Repetitionsraten von 300 Hz, über 4 W bis 500 Hz und über 1,5 W bis 1 kHz zu realisieren (siehe Abbildung 4.11). Der maximal erreichte differentielle Wirkungsgrad (slope) des Lasersystems lag bei 19,4 %. Optisch zu optisch konnte ein Wirkungsgrad von 11 % demonstriert werden. Mit diesen Ergebnissen werden die durch die Untersuchungen an einem ersten Funktionsmusters dieses Lasersystems geweckten Erwartungen mehr als erfüllt [Zio 00]. Des Weiteren stellen sie eine deutliche Verbesserung der bisher mit diodengepumpten Erbiumlasern erzielten Ergebnisse dar, bei denen 3 W bei bis zu 140 Hz [Jen 96] bzw. 1,3 W bei 275 Hz [Ham 94] mit verschiedenen Konzepten realisiert wurden.

Ursache für diese sehr guten Ergebnisse ist unter anderem das neuartige Konzept. Dieses weist deutliche thermische Vorteile auf und ermöglicht die relativ einfache Integration eines weiteren vierten Pumpmoduls (siehe Abschnitt 4.1.1). Wie die thermische Modellierung des Konzepts zeigt, sind die einzelnen Pumpbereiche des Laserkristalls thermisch unabhängig voneinander (siehe Abbildung 3.3). Die Integration weitere Pumpmodule führt daher zu keinen erhöhten thermisch induzierten mechanischen Spannungen im Laserkristall. Ein selbstentwickeltes C-Programm, welches die parameterabhängige Absorption der Pumpstrahlung im Laserkristall berechnet, hilft hierbei, die neuen optimalen Betriebsparameter des Gesamtsystems zu ermitteln. Darüber hinaus sind die Ergebnisse

auf die Verwendung eines halbmonolithischen Laserkristalls zurückzuführen. Bei diesem handelt es sich um einen einseitig mit einer hochreflektierenden Beschichtung direkt auf der Austrittsfläche versehenem Kristall. Dies reduziert die Beugungsverluste gegenüber einem unbeschichteten Kristall deutlich.

Von entscheidender Bedeutung für die realisierten Ausgangsparameter ist das Kühlkonzept des Lasersystems. Die auftretenden thermischen Linsen und die thermisch induzierte Spannung begrenzen dessen Ausgangsleistung. Daher ist der Optimierung der Laserkühlung des ersten Funktionsmodells besondere Beachtung geschenkt worden. Dies führt zum Wechsel von zwei Strömungskanälen in der Halterung (siehe Abbildung 2.12) auf einen (siehe Abbildung 3.10), womit bei ansonsten identischen Kühlparametern die Strömungsgeschwindigkeit und die Turbulenz der Strömung erhöht wird. Eine Verdoppelung der Strömungsgeschwindigkeit führt hierbei zu einer Erhöhung des Wärmeübergangsparameters h der Strömung um 74 % (siehe Abschnitt 3.1.1). Darüber hinaus ist es gelungen, das Kühlkonzept an den gütegeschalteten Laserbetrieb anzupassen und die Einbauzeit eines Laserkristalls von Tagen auf wenige Stunden zu verringern.

Ein für die Untersuchungen der Kühlkonzepte wichtiges Instrument war dabei das entwickelte thermische FEM-Modell des Aufbaus. Dieses liefert neben den bereits erwähnten Abschätzungen zu den thermisch induzierten Spannungen im Laserkristall auch die Werte der auftretenden thermischen Linse. Während ersteres wichtige Voraussagen über das Vermeiden der mechanischen Zerstörschwelle des Laserkristalls liefert, ist die thermische Linse bei Festkörperlaseren grundsätzlich eine Einschränkung der Skalierbarkeit (siehe Abschnitt 3.2). Mit Hilfe der experimentellen Verifizierung der auftretenden thermischen Linse konnte gezeigt werden, dass die Vorhersagen des aufgestellten thermischen Modells um nur 3 % von den gemessenen Werten abweichen (siehe Abschnitt 3.2.2). Dies ist zum Einen eine Bestätigung der durch das Modell erzielten Aussagen über die Optimierung des Kühlkonzepts. Zum Anderen sind nun Vorhersagen über die Einschränkung der maximalen möglichen Pumpmodulzahl durch die generierte thermische Linse möglich (siehe unten).

Diese Abweichung zwischen Modell und Experiment ist auf die in dem Modell idealisierten Werte für den Heizwirkungsgrad und den Wärmekontakt zurückzuführen. Diese beiden Parameter beschreiben in Bezug auf die thermische Modellierung zwei konkurrie-

rende Prozesse. Ein niedrigerer Heizwirkungsgrad führt zu niedrigeren Temperaturen im Laserkristall, während ein niedrigerer (schlechterer) Wärmekontakt diese erhöht. Neuere Untersuchungen am Er:LiYF₄ System haben gezeigt, dass der Heizwirkungsgrad sich deutlich verändert, je nachdem ob Laserbetrieb auftritt ($\eta = 0,40$) oder nicht ($\eta = 0,72$) [Pol 03]. Eine vergleichbare Untersuchung bei Er:YAG und die Implementation dieser Erkenntnisse in das Modell ist daher eine Option für weitere Untersuchungen, um die Aussagekraft dieses bewährten Modells noch zu erweitern. So würde dies beispielsweise eine Quantifizierung der vermutete Verbesserung des Wärmekontakts durch den Einsatz von präziser polierten Kontaktplättchen ($1 \mu\text{m} \rightarrow 1 \text{nm}$) zwischen Kristall und Halterung ermöglichen (siehe Abschnitt 3.1.2).

Die Zerstörschwelle von 50 at.% Er:YAG liegt im Bereich von 170 bis 205 MPa. Damit ist bei maximaler Pulsenergie mit einem Tastverhältnis (duty cycle) von 8,5 % die Grenze der thermischen Belastbarkeit des Laserkristalls erreicht (siehe Abschnitt 3.1). Die verwendeten Pumpdiodenlaser stellen somit keine Beschränkung der maximalen Ausgangsleistung dar. Vielmehr können bei weiteren Untersuchungen bzw. der Erweiterung des Lasersystems um weitere Pumpmodule Diodenlaser mit geringeren maximalen Tastverhältnissen als bisher verwendet werden.

Die auftretenden thermischen Linsen des gefalteten TIR-Erbiumlasers liegen mit 1,92 Dioptrie pro Watt senkrecht zur Laserumlaufebene und mit 0,73 Dioptrie pro Watt in dieser Ebene (siehe Abbildung 3.15) vergleichbar mit den Ergebnissen anderer Konzepte. Bessere Ergebnisse mit 0,81 Dpt/W bzw. 0,68 Dpt/W erzielten Page et al. mit einem Saphir *gebondeten* Er:YAG Slabblaser [Pag 97], der sich jedoch an dem Saphir/Er:YAG Übergang deutlich anfälliger für thermisch induzierte Spannungen zeigte. Im Fall von reinen Slablasern wird dagegen von deutlich stärkeren thermischen Linsen mit 4,9 Dpt/W vertikal zur Strahlungsebene und 3,5 Dpt/W in dieser Ebene berichtet.

Aus den korrigierten FEM-Ergebnissen ergibt sich für den Einsatz von sechs Pumpdiodenlasern mit einer mittleren Leistung von je 16 W eine thermische Linse der Brechkraft 165 Dpt. In Abschnitt 2.1.3 ist das Stabilitätskriterium für einen Resonator mit einer internen dicken Linse dargestellt. Zusammen mit der ermittelten Brechkraft von 165 Dpt ergibt sich ein stabiler Resonator bis zu einer Resonatorlänge von 38 mm. Der gefaltete TIR-Resonator Er:YAG Laser weist als monolithischer Aufbau, bei dem der hochreflektie-

rende Spiegel und der Auskoppelspiegel als Beschichtungen direkt auf den Kristallfacetten ausgeführt sind, eine Resonatorlänge von 30 mm auf. Somit stellt das System auch beim Einsatz der maximal möglichen sechs Pumpmodule einen stabilen Resonator dar. Dies zusammen mit der Unabhängigkeit der einzelnen Pumpbereiche zeigt die weitere Skalierbarkeit des gefalteten TIR-Resonator Er:YAG Lasers zu höheren Leistungen durch den Einsatz von zwei weiteren Pumpmodulen auf.

Eine weitere Skalierung des Lasersystems über die sechs Pumpmodule hinaus ist auch denkbar. Ist dieses angestrebt, so können beispielsweise mit einem weiterer Laserkristall zusätzliche Pumpbereiche zur Verfügung gestellt werden. Den dann auftretenden Problemen mit der thermischen Linse muss jedoch durch zusätzliche Maßnahmen begegnet werden. Hier bietet sich das von Graf et al. demonstrierte Konzept an, dass das Einbringen eines als Streulinse fungierenden Kompensationsmediums vorschlägt [Gra 01].

Ein Punkt, der weiterer Untersuchungen bedarf, ist der im Rahmen dieser Arbeit erstmals bei Erbiumlasern berichtete Effekt der Schädigungen der Laserkristalloberfläche durch das Zusammenwirken von Pump- und mittlerer Laserleistung (siehe Abschnitt 4.1.3). Neben den durch die durchgeführten Untersuchungen ausgeschlossenen Prozessen gibt es weitere, die zu der Absorption der Laserstrahlung an der Oberfläche des Kristalls führen können. Einerseits kann es sich um unmittelbar an der Oberfläche adsorbierte Wassermoleküle handeln. Die starke Absorption von Wasser im $3\ \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich könnte somit für den zusätzlich auftretenden Spannungsgradienten verantwortlich sein. Dies ließe sich durch eine Experiment, bei dem der Laserkristall unter einer entsprechend kontrollierten Atmosphäre betrieben und der Schwellwert der Defekentstehung (siehe Abbildung 4.14) überschritten wird, nachweisen. Andererseits könnte ein so genannter *catastrophic optical damage* (COD) auftreten. Dieser bisher hauptsächlich bei Halbleiterlasern beobachtete Prozess führt durch die Verschiebung der Absorptionsbänder beim Übergang vom kontinuierlichen Lasermedium zu Luft zur Absorption der Laserstrahlung im Bereich der Oberfläche des Lasermediums und zu entsprechenden thermischen Schäden. Die große Bandlücke bei Er:YAG (siehe Abbildung 2.2) lässt diesen Vorgang jedoch wenig wahrscheinlich erscheinen. Weitere Untersuchungen in diese Richtung sind zwar relativ materialintensiv, da das Risiko der Beschädigung des Laserkristalls bewusst in Kauf genommen werden muss. Dies ist jedoch unumgänglich sollte zukünftig eine Erhöhung

der Ausgangsleistungen über die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse hinaus angestrebt werden.

Bei der Erweiterung des gefalteten TIR-Erbiumlasers um einen gütegeschalteten Betrieb konnten erste Erfolge erzielt und Erkenntnisse gesammelt werden. Zum einen konnten mit Ethanol als sättigbarer Absorber bei einer Repetitionsrate von 60 Hz passiv gütegeschaltete Pulse mit Pulsenergie von 1,2 mJ und einer Pulsdauer von 1,7 μ s (FWHM) realisiert werden. Über 60 Hz verhinderte die auftretende Blasenbildung im Ethanol einen Güteschaltungsbetrieb. Ohne aufwendige Zirkulation des Ethanols ist Ethanol somit als sättigbarer Absorber für hohe Repetitionsraten bei Lasern im 3 μ m Wellenlängenbereich nicht geeignet. Des Weiteren lassen die experimentellen Ergebnisse die Vermutung zu, dass selbst mit Zirkulation der Bereich der Güteschaltung vermutlich nur bis etwa 100 Hz erhöht werden kann. Wasser konnte als sättigbarer Absorber vollständig ausgeschlossen werden. Grund hierfür ist das spektral zu Breite Absorptionsmaximum um 3 μ m.

Zum anderen ist es gelungen, unter Ausnutzung eines der TIR-Bereiche des Laserkristalls aktiven Güteschaltungsbetrieb mit einem sehr kompakten FTIR-Güteschalter zu demonstrieren. Auf dem Weg zu einem Prototypen des gefalteten TIR-Erbiumlasers ist somit die Integration eines aktiv gütegeschalteten Betriebs durchführbar. Dies ermöglicht eine deutlich Erweiterung der Einsatzmöglichkeiten des Lasersystems über die Kataraktchirurgie hinaus.

Im Rahmen der Untersuchungen des Applikationssystems ist es durch den Einsatz neuer GeO-Fasern gelungen, dessen Gesamttransmission von 36 % um mehr als die Hälfte auf 56 % zu erhöhen (siehe Abschnitt 5.1). Nimmt man diese Transmission zur Grundlage und betrachtet die maximal erzielten Ausgangsleistungen des Lasersystems, so ergibt sich das in Abbildung 6.1 dargestellte Ergebnis.

In der Abbildung ist neben den bereits bekanntem Graphen der Ausgangsleistung die 5 mJ Untergrenze der Phakoemulsifikation für die verschiedenen Repetitionsraten bei einer Gesamttransmission des Applikationssystems von 56 % dargestellt. Aus dem Schnittpunkt der beiden Graphen ergibt sich die maximale Repetitionsrate bei der mit dem Lasersystem am Faserende des Applikator noch die für die Kataraktchirurgie geforderten 5 mJ Pulsenergie erreicht werden. Der Arbeitsbereich des gefalteten TIR-Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie liegt mit einer maximalen Repetitionsrate von etwas unterhalb 500 Hz

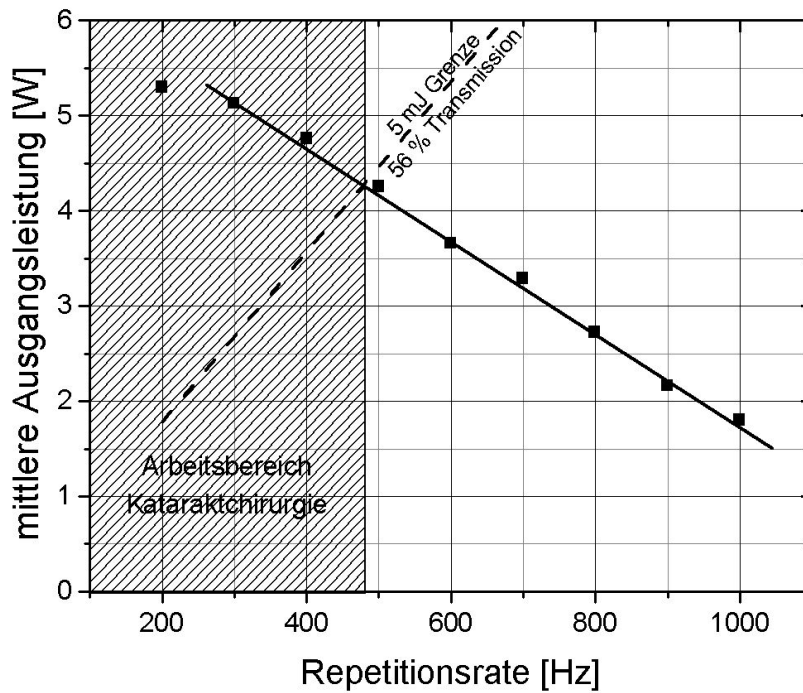


Abbildung 6.1: Arbeitsbereich des gefalteten TIR-Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie

deutlich über den geforderten 250 Hz.

Die Untersuchungen der Kavitationsblasendynamik und die Ermittlung der Durchdringungsgeschwindigkeit anhand von Gewebephantomen zeigen darüber hinaus einen linearen Zusammenhang zwischen der Repetitionsrate und dem Abtrag des Lasersystems in dem betrachteten Wertebereich (siehe Abschnitt 5.2). Eine Verdopplung der eingesetzten Repetitionsrate führt mindestens zu einer Verdoppelung der Geschwindigkeit mit der eine definierte Probe durchdrungen wird.

Das entwickelte Lasersystem erfüllt, wie demonstriert werden konnte, deutlich die Anforderungen, die an ein Laserphakosystem gestellt werden, und es ist zur gängigen Methode der Ultraschallphakoemulsifikation konkurrenzfähig. Es steht damit erstmals eine prinzipiell schonendere Alternative für die Kataraktchirurgie zur Verfügung. Ob es letztlich zum Einsatz des gefalteten TIR-Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie kommt hängt neben dem realisierbaren Schritt zu einem ersten Prototyp insbesondere von der Kostenentwicklung der Diodenlaser ab. Diese sind aufgrund ihrer speziellen Anforderungen bisher noch

nicht als Serienprodukt erhältlich. Die allgemeine Tendenz stetig fallender Kosten auf dem Markt der Laserdioden lässt den Einsatz des diodengepumpten Erbiumlasers in der Kataraktchirurgie in Zukunft wahrscheinlicher werden.

Literaturverzeichnis

- [All 97] T.H. ALLIK, S. CHANDRA, D.M. RINES, P.G. SCHUNEMANN, J.A. HUTCHINSON AND R. UTANO
Tunable 7 12- m m optical parametric oscillator using a Cr,ErYSGG laser to pump CdSe and ZnGeP 2 crystals
Opt.Lett. **22**, 597 (1997)
- [Bag 80] KH.S. BAGDASAROV, V.I. ZHEKOV, L.A. KULEVSKII, V.A. LOBACHEV, T.M. MURINA, A.M. PROKHOROV
Giant laser radiation pulses from erbium-doped yttrium aluminum garnet crystals
Sov.J.Quantum Electron. **10**(9), 1127 (1980)
- [Bic 00] BICRON CRYSTAL PRODUCTS
Erbium-Doped YAG Laser Crystals
Datenblatt (2000)
- [Bou 86] J.L. BOULNOIS
Photophysical processes in recent medical laser developments: a review
Las.Med.Sci. **1**, 47 (1986)
- [Bre 91] J. BREGUET, W. LÜTHY AND H.P. WEBER
Q-switching of YAG:Er laser with a soap film
Opt.Comm. **82**, 488 (1991)

- [Bro 95] I.N. BRONSTEIN, K.A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL AND H. MÜHLIG
Taschenbuch der Mathematik
Verlag Harri Deutsch, 2.Auflage, Frankfurt am Main (1995)
- [Car 59] H.S. CARSLAW AND J.C. JAEGER
Conduction of heat in solids
Oxford University Press, Oxford (1959)
- [Cha 89] A. CHARLTON, M.R. DICKINSON AND T.A. KING
High repetition rate, high average power Er:YAG laser at 2.94 μm
J.Mod.Opt. **36**, 1393 (1989)
- [Che 99] D.W. CHEN, C.L. FINCHER, T.S. ROSE, F.L. VERNON AND R.A. FIELDS
Diode-pumped 1-W continuous-wave Er:YAG 3- μm laser
Opt.Lett. **24**, 385 (1999)
- [Cou 64] I.N. COURT AND F.K. VON WILLISEN
Frustrated Total Internal Reflection and Applications of Its Principle to Laser Cavity Design
Appl.Opt **3**, 719 (1964)
- [Cum 93] J.P. CUMMINGS AND J.T. WALSH
Erbium laser ablation: The effect of dynamic optical properties
Appl. Phys. Lett. **62**, 1988 (1993)
- [Der 00] A.Y. DERGACHEV, J.H. FLINT AND P.F. MOULTON
1.8 W CW Er:YLF diode-pumped laser
Techn.Digest CLEO'00 **CFA2**, 564 (2000)
- [Ern 00] H. ERNST
Realisierung eines neuartigen diodengepumpten Erbiumlasers
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Laser Zentrum Hannover e.V. (September 2000)
- [Eic 96] H.J. EICHLER, B. LIU, M.KAYSER AND S.I. KHOMENKO
Er:YAG-laser at 2.94 μm Q-switched by a FTIR-shutter with silicon coupler

and polarizer

Opt. Mater. **5**, 259 (1996)

- [Eic 97] H.J. EICHLER, J. FINDEISEN, B. LIU, A.A. KAMINSKII, A.V. BUTACHIN
AND P. PEUSER

Highly efficient Diode-Pumped 3- μm Er³⁺:BaY₂F₈ Laser

IEEE J.Sel.Top. Quantum Electron. **3**, 90 (1997)

- [Gra 91] H. GRAENER, G. SEIFERT AND A. LAUBEREAU

New spectroscopy of water using tunable picosecond pulses in the infrared

Phys. Rev. Lett. **66**, 2092 (1991)

- [Gra 01] T. GRAF, E. WYSS, M. SCHMID AND H.P. WEBER

Exploiting thermal effects in high-power lasers

Proc. SPIE **4270**, 12 (2001)

- [Gro 92] R. GROSS

*Besetzungsdynamik und Wechselwirkungsprozesse in blitzlampengepumpten
3 μm Er³⁺-Lasern*

Dissertation, Universität Hamburg (1992)

- [Hal 73] G.M. HALE AND M.R. QUERRY

Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region

Appl.Opt. **12**, 555 (1973)

- [Ham 94] C.E. HAMILTON, R.J. BEACH, S.B. SUTTON, L.H. FURU AND W.F. KRUP-
KE

*1-W average power levels and tunability from a diode pumped 2.94- μm Er:YAG
oscillator*

Opt.Lett. **19**, 1627 (1994)

- [Hei 98] A. HEISTERKAMP

*Untersuchungen zum thermischen Verhalten hochrepetierender Erbium-
Festkörperlaser Systeme*

Diplomarbeit (unveröffentlicht), Laser Zentrum Hannover e.V. (August 1998)

- [Hod 97] N. HODGSON AND H. WEBER
Optical Resonators
Springer Verlag, 1.Auflage, London (1997)
- [Hög 96] A. HÖGELE, G. HÖRBE, H. LUBATSCHOWSKI, H. WELLING AND W. ERTMER
2,70 μm CrEr:YSGG with high output energy and FTIR-Q-switch
Opt. Commun. **125**, 90 (1996)
- [Hög 97] A. HÖGELE
Entwicklung gepulster Erbium-Festkörperlaser bei 2,70 - 2,94 μm für Anwendungen in der Lasermedizin
Dissertation, Universität Hannover (1997)
- [Hsu 63] S.T. HSU
Engineering Heat Transfer
Van Nostrand, Princeton, N.J. (1963)
- [Jen 96] T. JENSEN
Upconversion-Prozesse und Wirkungsquerschnitte in Er-dotierten 3 μm Fluorid- und Granat-Lasern, gepumpt mit cw und qcw Dioden Arrays
Dissertation, Universität Hamburg (1996)
- [Kin 87] G.J. KINTZ, R. ALLEN AND L. ESTEROWITZ
CW an pulsed 2.8 μm laser emission from diode-pumped $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ at room temperature
Appl.Phys.Lett. **50**, 1553 (1987)
- [Koe 96] W. KOECHNER
Solid State Laser Engineering
Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, 4th Edition (1996)
- [Kön 93] F. KÖNZ, M. FRENZ, V. ROMANO, M. FÖRRER, H.P. WEBER, A.V. KHAR-KOVSKIY AND S.I. KHOMENKO
Active and passive Q-switching of a 2.79 μm Er:Cr:YSGG laser
Opt. Commun. **103**, 398 (1993)

- [Koe 95] J. KOETKE AND G. HUBER
Infrared excited-state absorption and stimulated-emission cross section of Er^{3+} -doped crystals
Appl.Phys. B **61**, 151 (1995)
- [Koz 96] R.L. KOZODOY, A.T. PAGKALINAWAN AND J. A. HARRINGTON
Small-bore hollow waveguides for delivery of 3-mm laser radiation
Appl.Opt. **35**, 1077 (1996)
- [Kno 91] K. KNOTHE UND W. WESSELS
Finite Elemente
Springer Verlag, Berlin (1991)
- [Loh 03] D. LOHSE
Bubble Puzzles
Phys.Today **56**, 36 (2003)
- [Lub 94] H. LUBATSCHOWSKI
Untersuchungen zur Photoablation biologischer Gewebe
Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [Lup 93] L. LUPEI, S. GEORGESCU AND V. FLOREA
On the Dynamics of Population Inversion for 3 μm Er^{3+} Lasers
IEEE J.Quantum Electron. **29**, 426 (1993)
- [Lup 96] L. LUPEI AND S. GEORGESCU
Erbium 3- μm laser as an upconversion system
Opt.Eng. **35**, 1265 (1996)
- [McG 63] P.E. MCGUFF, R.A. DETERLING AND L.S. GOTTLIEB
Surgical applications of lasers
Ann.Surg. **160**, 765 (1963)
- [Mei 98] J. MEISTER
Flüssigkeitslichtleiter für gepulste Hochleistungslasersysteme im infraroten

Spektralbereich

Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (Februar 1998)

- [Mro 96] M. MROCHEN, K. VOGLER AND N. GLAESKE
Experimente zur Güteschaltung von Festkörperlasern im Spektralbereich von 2 μm bis 3 μm
Laser & Optoelektronik **28**, 42 (1996)
- [Olm 97] A. OLMES
Modellierung der Infrarot-Photoablation
Dissertation, Universität Hannover (1997)
- [Pag 97] R.H. PAGE, R.A. BARTELS, S.B. SUTTON, L.H. FURU AND J.E. LASALA
1 Watt composite-slab Er:YAG laser
OSA Tops. ASSL **10**, 214 (1997)
- [Peu 95] P. PEUSER AND N. SCHMITT
Diodengepumpte Festkörperlaser
Laser in Technik und Forschung, Springer Verlag, 1.Auflage (1995)
- [Phi 91] C.C. PHILLIPS, Y.B. LI, R.A. STRADLING AND K.L. VODOPYANOV
Picosecond saturable absorption measurements on thin film single-crystal InAs layer grown by MBE
J. Phys. D **24**, 437 (1991)
- [Pol 86] S.A. POLLACK, D.B. CHANG AND N.L. MOISE
Continuous wave and Q-switched infrared erbium laser
Appl.Phys.Lett **49**, 1578 (1986)
- [Pol 97] M. POLLNAU, R. SPRING, S.WITTWER, W. LÜTHY AND H.P. WEBER
Investigations on the slope efficiency of a pulsed 2.8- μm Er³⁺:LiYF₄
J.Opt.Soc.Am. B **14**,(4) 974 (1997)
- [Pol 03] M. POLLNAU
Analysis of Heat Generation and Thermal Lensing in Erbium 3- μm Lasers
J. Quant. Electr. **39**,(2) 350 (2003)

- [Sch 91] H.R. SCHWARZ
Methode der Finiten Elemente
Teubner, 3.Auflage, Stuttgart (1991)
- [Sie 86] A.E. SIEGMAN
Lasers
University Science Books, 1st Edition (1986)
- [Sko 03] M. SKORCZAKOWSKI, P. NYGA, A. ZAJAC AND W. ZENDZIAN
2.94 μm Er:YAG laser Q-switched with RTP-Pockels cell
Conf.Digest CLEO'03, **CA4W**, (2003)
- [Ste 64] R.H. STERN AND R.F. SOGNAES
Laser beam effects on dental hard tissues
J.Dent.Res. **43**, 873 (1964)
- [Sto 92] R.C. STONEMAN, J.G. LYNN AND L. ESTEROWITZ
Direct Upper-State Pumping of the 2.8 μm Er³⁺:YLF Laser
IEEE J.Quantum Electron. **28**, 1041 (1992)
- [Vod 92] K.L. VODOPYANOV, A.V. LUKASHEV AND C.C. PHILLIPS
Nano- and picosecond 3 μm Er:YSGG laser using InAs as passive Q-switchers and mode-lockers
Optics Communications **95**, 87 (1992)
- [Vod 98] K.L. VODOPYANOV, R. SHORI AND O.M. STAFSUDD
Generation of Q-switched Er:YAG laser pulses using evanescent wave absorption in ethanol
Appl.Phys.Lett. **72**, 2211 (1998)
- [Vog 95] H. VOGEL
Gerthsen Physik
Springer Verlag, 18.Auflage, Berlin (1995)

- [Wal 94] J.T. WALSH AND J.P. CUMMINGS
Effect of the dynamic optical properties of water on midinfrared laser ablation
Lasers Surg. Med. **15**, 295 (1994)
- [Wil 99] G.F. WILL
Realisierung der Einkoppeloptik eines neuartigen diodengepumpten Erbiumlasers
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Laser Zentrum Hannover e.V.(Dezember 1999)
- [Wys 97] C. WYSS, W. LÜTHY, H.P. WEBER, P. ROGIN AND J. HULLIGER
Emission properties of an optimised 2.8 μm Er^{3+} :YLF Laser
Opt.Comm. **139**, 215 (1997)
- [Zha 75] E.V. ZHARIKOV, V.I. ZHEKOV, L.A. KULEVSKII, T.M. MURINA, V.V. OSIKO, A.M. PROKHOROV, A.D. SAVEL'EV, V.V. SMIRNOV, B.P. STARIKOV, M.I. TIMOSHECHKIN
Stimulated emission from Er^{3+} ions in yttrium aluminium garnet crystals at $\lambda = 2.94 \mu\text{m}$
Sov.J.Quantum Electron. **4**, 1039 (1975)
- [Zha 77] E.V. ZHARIKOV, V.I. ZHEKOV, T.M. MURINA, V.V. OSIKO, M.I. TIMOSHECHKIN AND I.A.SHCHERBAKOV
Cross section of the ${}^4I_{11/2}$ - ${}^4I_{13/2}$ laser transition in Er^{3+} ions in Yttrium-Erbium-Aluminium garnet crystals
Sov.J.Quantum Electron. **7**, 117 (1977)
- [Zhe 80] V.I. ZHEKOV, B.V. ZUBOV, V.A. LOBACHEV, T.M. MURINA, A.M. PROKHOROV AND A.F. SHEVEL
Mechanism of a population inversion between the ${}^4I_{11/2}$ and ${}^4I_{13/2}$ levels of Er^{3+} ion in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ crystals
Sov.J.Quantum Electron. **10**, 428 (1980)
- [Zio 00] C. ZIOLEK
Entwicklung hoch repetierender Erbium-Festkörperlaser bei 3 μm Wellenlänge

basierend auf Granatkristallen

Dissertation, Universität Hannover (2000)

- [Zio 01] C. ZIOLEK, H. ERNST, G.F. WILL, H. LUBATSCHOWSKI AND H. WELLING
High-repetition-rate, high-average-power, diode-pumped 2.94- μ m Er:YAG laser
Opt.Lett. **26**, 599 (2001)

A Konstruktionszeichnungen der Kristallhalterung

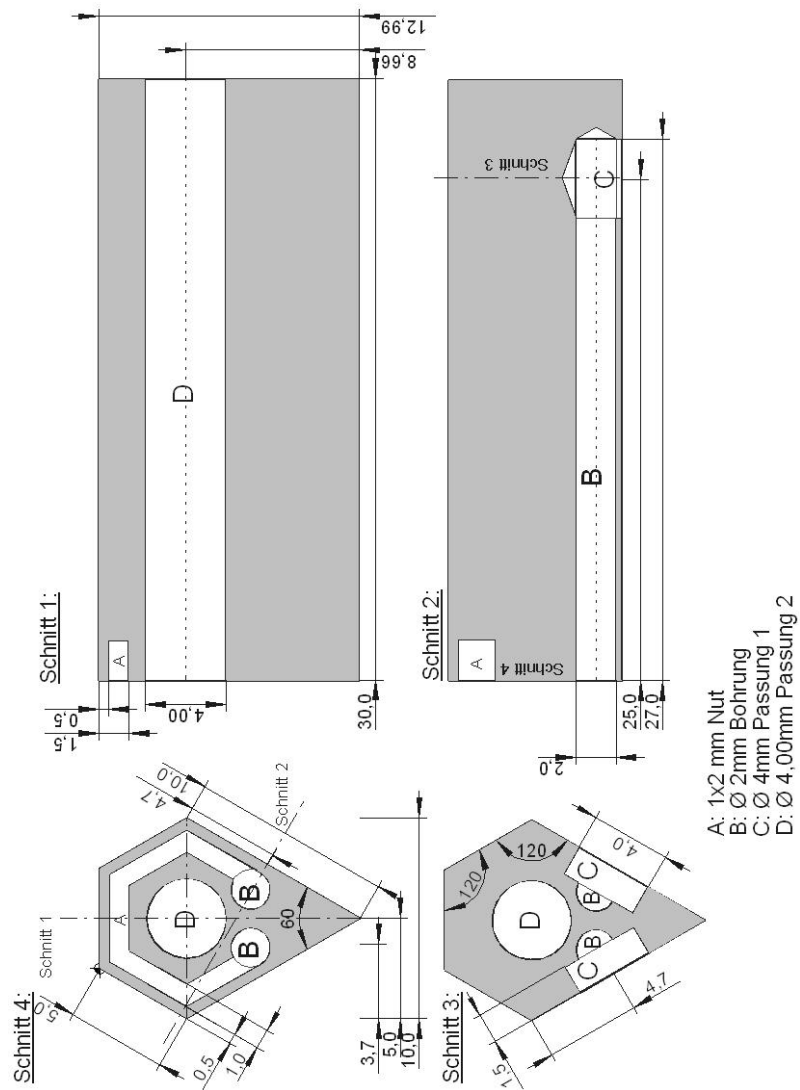


Abbildung A.1: Konstruktionszeichnung des Oberteils der Kristallhalterung

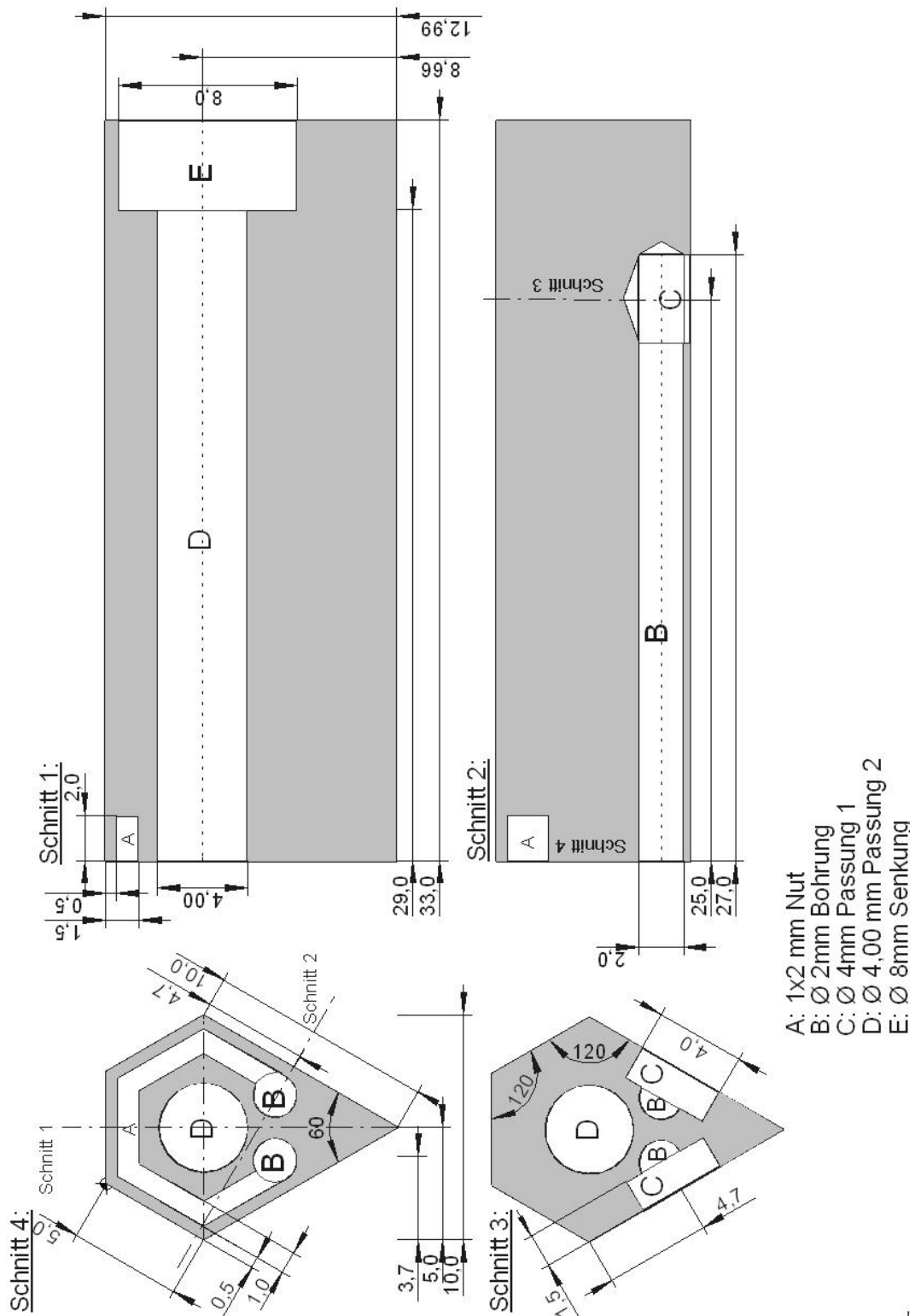


Abbildung A.2: Konstruktionszeichnung des Unterteils der Kristallhalterung

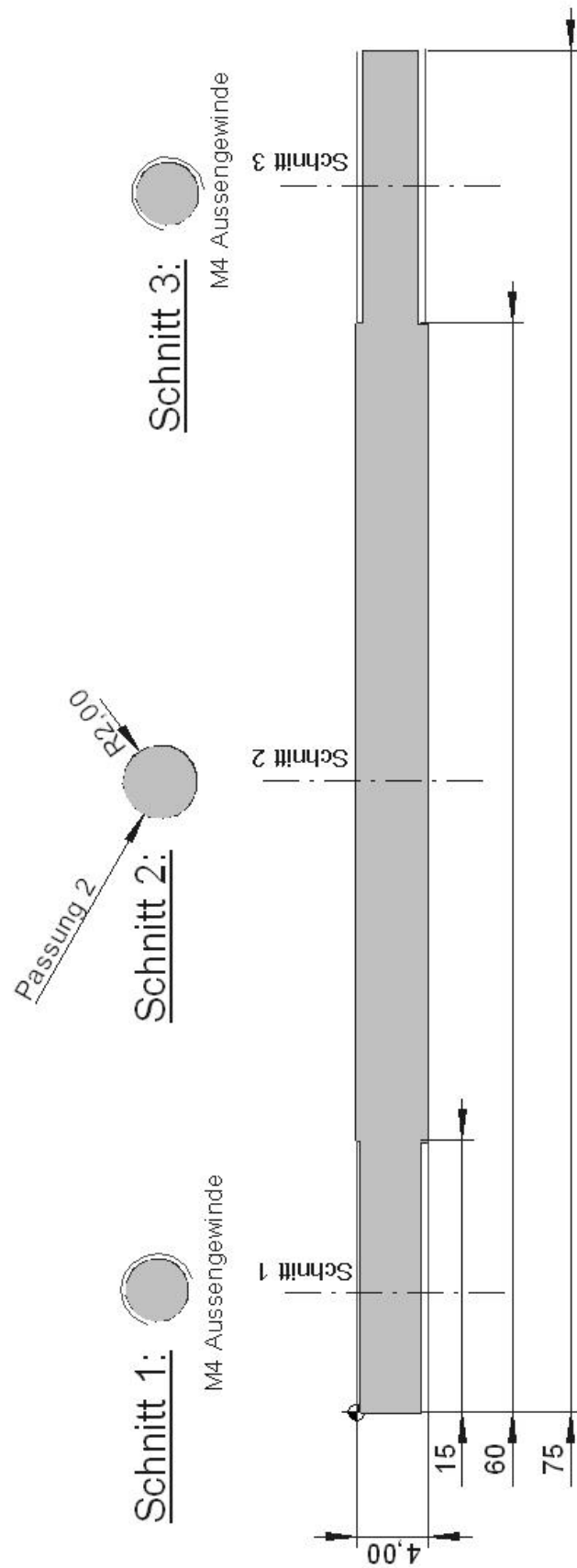


Abbildung A.3: Konstruktionszeichnung des Fixierungsstabs der Kristallhalterung

B Agarose-Gel Herstellung

Notwendige Materialien:

Agarose Pulver (reinst.), destilliertes Wasser, Waage (Genauigkeit 1g), Becherglas, Rührgerät (Löffel, Stab etc.), Heizplatte, Wärmebeständiges Behältnis, Wasser, Gießform

Herstellungsvorgang:

Das Agarose Pulver entsprechend der gewünschten Konzentration (in dieser Arbeit 10 Massenprozent) mit der Waage abwiegen und zu der zugehörigen Menge destilliertem Wasser in das Becherglas geben. In dem wärmebeständigen Behältnis wird nun das Becherglas in einem Wasserbad auf der Heizplatte erhitzt. Unter ständigem Rühren solange kochen lassen bis das Pulver sich vollständig aufgelöst hat und eine klare, gelartige Masse entstanden ist (ca.15 Minuten). Das Agarose-Gel in die vorbereitete Gießform geben und etwa eine halbe Stunde abkühlen lassen. Nun ist das Agarose-Gel einsatzbereit. Eine Lagerung der Agarose ist im Kühlschrank in einem mit Wasser gefüllten Behältnis für etwa eine Woche möglich.

C Liste der Veröffentlichungen

C. ZIOLEK, H. ERNST, G.F. WILL, H. LUBATSCHOWSKI, H. WELLING, W. ERTMER
High-repetition-rate, high-average-power, diode-pumped 2.94- μ m Er:YAG laser
Opt.Lett. **26**, 599 (2001)

C. ZIOLEK, H. ERNST, G.F. WILL, H. LUBATSCHOWSKI, H. WELLING, W. ERTMER
Diode-pumped high average-power, high repetition-rate 2.94- μ m Er:YAG laser
Proc. ASSL, **MC6** (2001)

H. ERNST, C.ZIOLEK, H. LUBATSCHOWSKI, H.WELLING, W.ERTMER
High repetition-rate, diode-pumped Er:YAG laser for medical applications
CLEO/Europe Conf. Digest, 149 (2001)

H. ERNST, H. LUBATSCHOWSKI, W.ERTMER
3 μ m diode-pumped solid state erbium laser for cataract surgery
Proc. LASE, 4968-13 (2003)

H. ERNST, H. LUBATSCHOWSKI, W.ERTMER
Q-Switching a high-repetition-rate, diode-pumped 2.94 μ m erbium laser
CLEO/Europe Conf. Digest, **27E**, CA4-3-TUE (2003)

Anmerkung: Ein Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurde aus Prioritätsgründen bereits vorveröffentlicht und ist in der Liste der Veröffentlichungen enthalten.

D Lebenslauf

Zur Person

Name: Holger Ernst
Geburtsdatum: 17. Oktober 1974
Geburtsort: Neustadt am Rbg.
Eltern: Martin Ernst
Hildegard Ernst geb. Sauermann
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Ausbildung und beruflicher Werdegang

Beruflicher Werdegang

06/2001 bis 06/2004 Gesellschafter der LASERFORUM Hannover GbR
02/2001 bis 06/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter des Laser Zentrum Hannover e.V.

Ausbildung

02/2001 bis 06/2004 Promotionsstudiengang, Universität Hannover
10/1995 bis 11/2000 Studium Physik-Diplom, Universität Hannover
1994 bis 1995 Wehrdienst
1987 bis 1994 Gymnasium Berenbostel
1985 bis 1987 Orientierungsstufe Berenbostel
1981 bis 1985 Grundschule Horst