Diplomarbeit

Aufbau und Charakterisierung eines abstimmbaren Thulium-Faserlasers

Wilde, Christian

geb. am 13.10.1985 in Leipzig

Studiengang Physikalische Technik, Studienrichtung Physikalische Technologien

Westsächsische Hochschule Zwickau Fachbereich Physikalische Technik/Informatik Fachgruppe Physikalische Technik

Betreuer, Einrichtung:	Prof. Dr. rer. nat. habil. P. Hartmann, Westsächsische Hochschule Zwickau		
	Dr. rer. nat. T. Schreiber, Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik (IOF), Jena		
Abgabetermin:	08.10.2008		

Autorenreferat

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Konzeption und Charakterisierung eines abstimmbaren Thulium-Faserlasers. Nach eingehenden Betrachtungen zum Verständnis der Funktionsweise von Faserlasern und verschiedenen Abstimmmechanismen werden insbesondere die Eigenschaften des Seltene-Erde-Ions Tm³⁺ in Quarzglas als Lasermedium untersucht. Dabei sollen außerdem die Vorteile herausgearbeitet werden, die sich aus der Verwendung einer Pumpwellenlänge von 790 nm ergeben. Im Verlauf einer systematischen Faserkürzung werden 14 verschiedene Längen der mit Thulium dotierten Faser LMA-TDF-25/250 hinsichtlich Laserleistung und Laserspektrum ausführlich vermessen. Dies soll dazu dienen, die optimale Faserlänge für die maximale Laserleistung zu ermitteln. Gleichzeitig wird der Einfluss eines Liniengitters in Littrow-Anordnung auf die Lasereigenschaften analysiert, wobei die Bandbreite und der Abstimmbereich von besonderem Interesse sind. Die Resultate werden ausführlich dargestellt und diskutiert sowie Fehlereinflüsse aufgezeigt. Der konzipierte Thuliumlaser besitzt im breitbandigen Laserbetrieb mit Spiegelresonator eine maximale Ausgangsleistung von 4,2 W bei einem differentiellen Wirkungsgrad von 37 %. Des Weiteren wird demonstriert, dass sich das schmalbandige Laserspektrum des Gitterresonators mit einer Linienbreite von 0,16 nm im Wellenlängenbereich bei 2 µm über 143 nm kontinuierlich abstimmen lässt.

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik (IOF), Jena. Aus diesem Grund möchte ich mich ganz besonders bei der Institutsleitung, vor allem bei Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann, bedanken, dass mir diese großartige Möglichkeit gegeben wurde.

Nicht weniger gilt mein Dank Herrn Dr. T. Schreiber, unter dessen Anleitung und Betreuung die Untersuchungen für diese Arbeit durchgeführt wurden. Danke für die zahlreichen Erklärungen, Ratschläge und Hinweise, die wesentlich zum Gelingen beigetragen haben.

Ebenso bedanke ich mich bei meinem Dozenten der Westsächsischen Hochschule in Zwickau, Prof. Dr. P. Hartmann, der mich über mehrere Jahre intensiven Studiums begleitete und erheblich dazu beigetragen hat, dass ich diese Arbeit überhaupt durchführen konnte.

Die Anfertigung dieser Diplomarbeit wäre außerdem nicht möglich gewesen ohne die vielen Diskussionen und Denkanstöße über unterschiedlichste Problemstellungen. Danken möchte ich in diesem Zusammenhang insbesondere Miroslaw Rekas, Christian Wirth, Stephan Rhein und Igor Tsybin.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. T. Peschel bedanken für die Unterstützung bei dem Linsendesign der Resonatorlinse. Danke auch für die Beantwortung vieler fachlicher Fragen, die während der Konzeptionierung des Lasersystems immer wieder aufgetreten sind.

Ein großer Dank soll auch an dieser Stelle der Firma Yokogawa gelten, die mir freundlicherweise zur Durchführung meiner Messungen das hochauflösende Spektrometer AQ 6375 kostenlos zur Verfügung gestellt hat. Ohne dieses Gerät wären die spektralen Messungen und Analysen in dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank natürlich auch meiner Frau und meiner Familie für die Ermutigung und Unterstützung in der Zeit des Studiums sowie während der Entstehung dieser Diplomarbeit.

Inhaltsverzeichnis

Abkür	Abkürzungen3						
Kurzze	eichenverzeichnis	4					
1	Einleitung und Aufgabenstellung	6					
2	Grundlagen von Lichtwellenleitern und Faserlasern	9					
2.1	Allgemeine Eigenschaften von Lichtwellenleitern	9					
2.1.1	Prinzip der Totalreflexion	9					
2.1.2	Ausbildung von Transversalmoden	11					
2.2	Lichtwellenleiter als Faserlaser	13					
2.2.1	Bedingungen für den Laserbetrieb	13					
2.2.2	Effektives Pumpen mittels Doppelmantel-Fasern	15					
2.3	Verluste in optischen Medien im mittleren Infrarotbereich	16					
2.4	Realisierung von abstimmbaren Lasern	20					
2.4.1	Technische Methoden der spektralen Filterung	20					
2.4.2	Funktionsweise eines drehbaren Liniengitters	24					
3	Eigenschaften eines Thulium-Faserlasers	29					
3.1	Energieniveauschema und Anregungsprozesse	29					
3.2	Stand der Technik	34					
4	Aufbau und Komponenten	37					
4.1	Konzeption und Funktionsweise des Lasersystems	37					
4.2	Eigenschaften der aktiven Thuliumfaser	40					
4.3	Eigenschaften der verwendeten Optiken	43					
4.3.1	Einkopplung und Linsenauswahl	43					
4.3.2	Eigenschaften des verwendeten Gitters	45					
4.3.3	Funktionalität der dichroitischen Spiegel	49					
4.3.4	Charakterisierung der Pumpquelle	50					

5	Experimentelle Untersuchungen	53				
5.1	Erläuterungen zur experimentellen Durchführung	53				
5.2	Leistungsfähigkeit des Systems	54				
5.2.1	Einkoppeleffizienz und Messwertkorrekturen	54				
5.2.2	Ausgangsleistung und Wirkungsgrad des Spiegelresonators	55				
5.3	Spektrales Verhalten des Thuliumlasers	60				
5.3.1	ASE-Spektrum der verwendeten Thuliumfaser	60				
5.3.2	Breitbandiger Laserbetrieb mit Spiegelresonator	61				
5.3.3	Einfluss des Gitters und Abstimmbereich	64				
6	Zusammenfassung und Ausblick	70				
Abbilo	dungsverzeichnis	I				
Tabel	lenverzeichnis	v				
Litera	turverzeichnis	VI				
Anhar	ng	XI				
Anhar	ng 1: Gaußstrahl-Berechnung zur Einkopplung	XI				
Anhar	ng 2: Linsendesign der verwendeten Resonatorlinse	XIII				
Anhar	Anhang 3: Gitter-Effizienzkurven der höheren Ordnungen XIV					
Anhar	ng 4: Weitere Kenndaten der Pumpdiode	XVI				
Anhar	ng 5: Leistungskennlinien des Thuliumlasers	XVII				
Anhar	nhang 6: Abstimmbereiche des ThuliumlasersXIX					
Selbst	tändigkeitserklärung	xxı				

Abkürzungen

Abkürzung	Erläuterung				
AR	Anti-Reflex				
ASE	Amplified Spontaneous Emission (Verstärkte Spontanemission)				
ВК7	Borosilikatglas				
CR	cross relaxation (Kreuzrelaxation)				
cw	continuous wave (Dauerstrich, konstante Leistung)				
DFB-Laser	Distributed Feedback Laser				
DFG	difference-frequency generation				
ETU	energy transfer upconversion (Hochkonvertierung)				
FBG	Fiber Bragg Grating				
FWHM	Full Width Half Maximum (Volle Breite des halben Maximums)				
IR	Infrarotbereich				
LIDAR	Light Detection and Ranging				
LMA	Large Mode Area				
LP _{xy}	linear polarisierte Mode				
NA	Numerische Apertur				
NIR	Naher Infrarotbereich				
OH	Hydroxyl-Gruppe				
ΟΡΟ	Optischer Parametrischer Oszillator				
Tm	Thulium				
UV	Ultravioletter Lichtbereich				
VECSEL	Vertical External Cavity Surface Emitting Laser				
VIS	Visueller Lichtbereich				

Kurzzeichenverzeichnis

Kurzzeichen	Maßeinheit	Erläuterung				
а	μm, mm	Faser-Kernradius				
A, B, C, a, c		Konstanten nach Gleichung (2.13)				
В	μm	Bildgröße				
b	m	Basislänge eines Prismas				
<i>C</i> ₀	m/s	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum				
D	dB; °/nm	Dämpfung; Winkeldispersion				
d	mm	geometrischer Weg bzw. Dicke				
Ε	J	Energie				
e		Eulersche Zahl				
F		Finesse (Güte) eines Resonators				
f	mm	Brennweite				
f(v)	nm	frequenzabhängige Linienverbreiterung				
³ F ₄ , ³ H ₆ , ³ H ₄		Bezeichnung der Stark-Multipletts im Energieniveausystem				
G	μm	Objektgröße				
g	μm , m	Gitterperiode bzw. Linienabstand				
L	А	Stromstärke				
۱ _L , ۱ ₀	W/m,	gedämpfte Leistung, Ausgangsleistung				
L	m, km	Resonatorlänge				
М		Anzahl propagierender Moden				
m		Beugungsordnung				
M ²		Beugungsmaßzahl bzw. Strahlqualität eines Laserstrahls				
Ν		Anzahl ausgeleuchteter Gitterlinien				
n		Brechzahl				
N _X		Anzahl von Teilchen im Energiezustand X				
Р	W, mW	Leistung				
q		Ordnung der Oberwelle				
q		Quantendefekt				
R	mm; -	Radius; Reflexionsgrad				
Т		Transmissionsgrad				
т	к, °С	Temperatur				

V		V-Parameter einer Faser
X, Y, Z		Raumkoordinaten
Z_0	mm	Abstand der objektseitigen Strahltaille zur Linse
Z _R	μm, mm	Rayleigh-Länge eines Laserstrahls
α	dB/km, dB/m	logarithmischer Dämpfungskoeffizient
α		Verluste im Lasermedium
$\alpha_1; \alpha_2$	rad, °	Einfallswinkel; Ausfallswinkel
γ_B	rad, °	Blaze-Winkel
γ_L	rad, °	Littrow-Winkel
$\Delta lpha_2$	rad, °	Raumwinkel der Beugung am Gitter
Δeta	rad, °	mechanische Winkel-Einstellempfindlichkeit
$\Delta\lambda$	nm	Bandbreite; freier spektraler Bereich eines Etalons
$\Delta \lambda_{q,q+1}$	nm	Frequenzabstand der axialen Moden
$\Delta v_{q,q+1}$	Hz	Wellenlängenabstand axialer Moden
Δx	μm	Kerndurchmesser
δλ	nm	Linienbreite eines Etalons
η		differentieller Wirkungsgrad
θ_{c}	rad, °	kritischer Einfallswinkel für Totalreflexion
θ	rad, °	Verkippungswinkel
Θ	rad, mrad	Fernfelddivergenz
λ	nm, μm	Wellenlänge
μ	m ⁻¹ , km ⁻¹	linearer Schwächungskoeffizient
V	Hz	Frequenz der elektromagnetischen Welle
v_{XY}	s ⁻¹	Frequenz des Laserübergangs von Niveau X nach Niveau Y
π		Pi
$ au_{\scriptscriptstyle XY}$	S	Lebensdauer eines Energieniveaus
ϕ	rad	Phasenlage
W ₀	μm	Strahltaillenradius
w_0^f	μm	bildseitiger Strahltaillenradius

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Die ersten Untersuchungen an Thulium-dotierten Kristallen als Lasermedium wurden bereits 1967 durchgeführt, nur wenige Jahre nach Erfindung des Lasers [23]. Obwohl Thuliumlaser im Wellenlängenbereich bei 2 µm emittieren und damit einen wichtigen spektralen Bereich abdecken, dauerte es noch weitere 20 Jahre, bis sich die Wissenschaft intensiv mit der Erforschung von Thuliumlasern beschäftigte. Im Zuge der erfolgreichen Materialforschung und Entwicklung von Glasfasern, vor allem begünstigt durch den enorm wachsenden Sektor der Telekommunikation, wurde 1988 der erste mit Thuliumionen dotierte Faserlaser realisiert [23]. In den darauffolgenden Jahren führten immer mehr Wissenschaftler theoretische und experimentelle Studien zur Modellierung und Optimierung von Thulium-dotierten Laserresonatoren in verschiedensten Wirtsmaterialien durch. Insbesondere in den letzten Jahren sind bezüglich spektraler Abstimmbarkeit, Lasereffizienz und emittierter Leistung bahnbrechende Resultate zu verzeichnen deren stetige Optimierung auch weiterhin fortgesetzt wird [10; 5].

Mit der gleichzeitigen Entwicklung von Messgeräten und optischen Komponenten für den mittleren Infrarotbereich ab 2 µm erschließt das Seltene-Erde-Ion Tm³⁺ völlig neue Anwendungsgebiete für hocheffiziente Laserquellen in diesem Spektralbereich. Werden Thulium-dotierte Quarzglasfasern bei 790 nm gepumpt, so ist dank der äußerst effizient ablaufenden Kreuzrelaxation eine Quanteneffizienz von bis zu 200 % möglich. Neben dem daraus resultierenden differentiellen Wirkungsgrad von theoretisch bis zu 80 % besteht ein weiterer Vorteil darin, günstige – kommerziell verfügbare – Pumpdioden für die direkte Pumplichteinkopplung einzusetzen. Überdies weist Thulium auf Grund der stark verbreiterten Energie-Niveaus im Wirtsmaterial ein extrem breites Fluoreszenzspektrum auf, was beste Voraussetzungen für einen abstimmbaren Laser bietet. Derzeit gibt es im Bereich des mittleren Infrarots bei 2 µm keinen vergleichbaren Festkörperlaser, der einen so breiten Spektralbereich größer 200 nm Bandbreite mit nur annähernd hohen Leistungswerten abdecken könnte, wie es mit einem Thulium-dotierten Quarzglas-Faserlaser möglich ist [41].

Durch die Erschließung dieses Wellenlängenbereiches ergeben sich zahlreiche potentielle Anwendungsgebiete, da hier starke Absorptionen durch Rotationsschwingungen verschiedener Moleküle auftreten. Insbesondere trifft dies auf umweltrelevante Gase in der Atmosphäre zu, wie zum Beispiel H_2O , CO_2 und NO_2 , weshalb Thuliumlaser ihre Bedeutung unter anderem in der LIDAR-Technik und der Fernerkundung finden [33; 46; 22]. Aber auch chemische Untersuchungen sowie nichtlineare Spektroskopie sind mit einer solchen kohärenten Lichtquelle des Infrarots möglich. In der Mikrochirurgie lassen sich auf Grund der starken Wasserabsorption (bei Wellenlängen zwischen 1,92 μ m und 1,94 μ m) lokal sehr fein definierte Gewebeabtragungen realisieren, wodurch die Koagulationszone klein und der umliegende Gewebebereich unversehrt bleibt [31; 41; 22]. Erst kürzlich wurde beispielsweise über eine erfolgreiche Ablation von Harnleitergewebe berichtet, die mit einem 40 W-Thuliumlaser auf der Wellenlänge 1,94 µm durchgeführt wurde [17]. Weitere Anwendungen, wie zum Beispiel die Materialbearbeitung (insbesondere Kunststofffügen [6]), stellen nur einen Ausschnitt aus dem riesigen Einsatzgebiet dar, welche sich aus der Realisierung von leistungsstarken und abstimmbaren Thuliumlasern ergeben. Darüberhinaus bietet Thulium mit seinem breiten Fluoreszenzspektrum optimale Bedingungen für Kurzpuls-Laser und ist auch als Pumpquelle für Laser und Optische Parametrische Oszillatoren (OPO) im mittleren Infrarot bestens geeignet.

Der im Rahmen dieser Diplomarbeit zu konzipierende Thulium-Faserlaser soll in erster Linie zur Charakterisierung von fasergeschriebenen Bragg-Gittern (FBG) dienen, die im Wellenlängenbereich bei 2 µm funktionieren. Diese Anwendung stellt an das Konzept des Lasers höchste Anforderungen, wonach eine gute Stabilität des Spektrums und der Ausgangsleistung gewährleistet sein muss. Die notwendigen Laserparameter erfordern eine konstante Laserleistung zwischen 1 W und 10 W, eine gute Strahlqualität sowie einen größtmöglichen Abstimmbereich, wobei die Bandbreite des Laser-spektrums klein gehalten werden soll (Richtwert 0,1 nm).

Ziel dieser Arbeit ist folglich die Konzeption, Realisierung und Charakterisierung eines abstimmbaren Thulium-Faserlasers, der den soeben genannten Anforderungen genügt. Um dazu die Funktionsweise des Lasers besser zu verstehen, erfolgt zunächst in Kapitel 2 eine allgemeine Betrachtung der Grundlagen von Faserlasern sowie von verschiedenen Möglichkeiten zur Realisierung einer wellenlängenselektiven Abstimmung. Dabei soll herausgearbeitet werden, warum das Konzept einer Littrow-Anordnung für dieses Faserlaser-System am ehesten geeignet ist und welche Anforderungen an das verwendete Liniengitter bezüglich Auflösung zu stellen sind.

Daran anschließend werden in Kapitel 3 die Anregungsprozesse und speziellen Eigenschaften von Thulium in Quarzglas als aktives Lasermedium hinsichtlich Spektrum und Lasereffizienz näher betrachtet. Aus den gewonnen Erkenntnissen sollen wiederum Aussagen über die benötigten optischen Komponenten und die Pumpquelle getroffen werden. Um in diesem Zusammenhang die zu erwartende Leistungsfähigkeit des Systems beurteilen zu können, wird im Vergleich dazu auch der Stand der Technik erarbeitet und dabei aufgezeigt, welche Leistungsgrenzen und Abstimmbereiche derzeit erreicht wurden.

Während Kapitel 4 die Konzeption des Lasersystems und der einzelnen Komponenten ausführlich erläutert, sollen mit Hilfe der Messungen in Kapitel 5 sowohl das Leistungsverhalten als auch das Laserspektrum evaluiert werden. Hierzu werden einerseits Messungen im breitbandigen Laserbetrieb mit Spiegelresonator durchgeführt. Ebenso wird das Abstimmverhalten des Lasers mit Gitter-Resonator in Littrow-Anordnung untersucht. Für eine Optimierung der Laserleistung wird überdies herausgearbeitet, welche Faserlänge am besten für den Laserbetrieb geeignet ist und wie sich das Spektrum in Abhängigkeit von der Faserlänge verhält. Ferner geben der differentielle Wirkungsgrad und die Pumpschwellenleistung Auskunft darüber, mit welchen Verlusten der Resonator behaftet ist.

Abschließend werden in Kapitel 6 noch einmal die wichtigsten Ergebnisse dargestellt. Dabei soll gleichzeitig ein Ausblick gegeben werden, wie sich das System zukünftig optimieren lässt und welche weiteren Untersuchungen mit diesem Laser möglich sind.

2 Grundlagen von Lichtwellenleitern und Faserlasern

Viele verschiedenste Laseranwendungen werden heutzutage mit Faserlasern realisiert. Die Gründe dafür liegen unter anderem in deren großen Flexibilität und dem verhältnismäßig robusten Aufbau. Darüber hinaus weisen Faserlaser relativ hohe Effizienzen und sehr gute Strahlqualitäten auf, was diese Laser wiederum zu unverzichtbaren Strahlungsquellen macht.

Im Rahmen dieses Kapitels soll ein kurzer Abriss über Eigenschaften von Lichtwellenleitern und Faserlasern gegeben werden, um das Funktionsprinzip des vorliegenden Thulium-Faserlasers besser verstehen zu können.

2.1 Allgemeine Eigenschaften von Lichtwellenleitern

2.1.1 Prinzip der Totalreflexion

Um die Prozesse bei der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in optischen Wellenleitern vereinfacht zu beschreiben, dient hier an dieser Stelle die sogenannte Stufenindex-Faser als Beispiel. Diese besteht aus einem inneren Kern ("Core") mit einer höheren Brechzahl n₁ (meistens aus Quarzglas), außen herum befindet sich der Mantel, auch "Cladding" genannt, mit einer etwas geringeren Brechzahl n₂. Der Brechzahlunterschied kann entweder durch die Wahl eines anderen Mantelmaterials herbeigeführt werden, oder es wird ebenfalls Quarzglas verwendet in Kombination mit einer Fluor- oder Bor-Dotierung, was eine effektive Brechzahlabsenkung im Mantel hervorruft. Alternativ dazu besteht die Möglichkeit, den Kern mit Germanium oder Phosphor zu dotieren, um wiederum die Brechzahl des Kerns zu erhöhen [35]. Begrenzend wirkt sich dies allerdings auf die spektralen Eigenschaften von Fasern aus, da Dotanden atomspezifische Absorptionsbanden besitzen. Aus diesem Grund wird häufig die erstere Variante bevorzugt. Weit verbreitet sind inzwischen auch sogenannte "photonische Kristall-Fasern", die im Mantel feinste Luftkapillaren besitzen und auf diese Weise die effektive Mantelbrechzahl herabsetzen.

Die äußere Hülle, auch als "Coating" oder "Jacket" bezeichnet, umgibt den Mantel als Schutzschicht und erhöht gleichzeitig die mechanische Gesamtstabilität der Faser. Oft wird diese Schicht aus Polymeren gefertigt, kann aber auch aus Glas oder anderen Materialien bestehen. Die Brechzahl der Hülle bestimmt wiederum maßgeblich die Wellenleitungseigenschaften des Mantels.





Abb. 2.2: Wellenleitung durch Totalreflexion [1]

Abb. 2.1: Aufbau einer Doppelmantelfaser und radialer Verlauf des Brechungsindex' über den Faserquerschnitt [45/S.6]

Die Propagation des Lichtes im Kern kann mithilfe der Totalreflexion beschrieben werden. Trifft Licht in einem Winkel θ größer des Akzeptanzwinkels θ_c auf eine Grenzfläche zwischen optisch dichtem Medium (n₁ groß) und optisch dünnerem Medium (n₂ klein), so wird nahezu das gesamte Licht reflektiert. Es gilt folgender Zusammenhang, hergeleitet aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz:

$$\sin \theta_C \ge \frac{n_2}{n_1} \tag{2.1}$$

Für den aus dem Umgebungsmedium (Brechzahl n_0) in die Faser einfallenden Strahl ergibt sich unter Beachtung der Brechung an der Eingangsfacette der Faser und nach weiteren mathematischen Umformungen ein maximal zulässiger Einfallswinkel α , damit der Strahl noch unter Totalreflexion in der Faser geführt werden kann:

$$n_0 \cdot \sin \alpha \le \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} = NA$$
 (2.2)

Der Sinus des Einfallswinkels wird auch als Numerische Apertur (NA) der Faser bezeichnet. Alle Strahlen mit größerer NA können nicht im Kern der Faser propagieren und verlassen den Kern. Auffällig ist dabei die ausschließliche Abhängigkeit des kritischen Einfallswinkels α_c vom Brechzahlunterschied zwischen Mantel und Kern der Faser. Da hier das Modell der geometrischen Optik verwendet wird, gilt obige Gleichung (2.2) vorzugsweise für Multimode-Fasern. Bei Singlemodefasern mit Gaußscher Strahlführung besitzt auch der Kernradius einen geringfügigen Einfluss auf die Numerische Apertur.

2.1.2 Ausbildung von Transversalmoden

Wie bereits angedeutet, stellt die geometrische Strahlenoptik nur eine Näherung für die Beschreibung der Lichtausbreitung in einem Lichtwellenleiter dar. Allerdings können damit bestimmte Phänomene nicht ausreichend erklärt werden, wie zum Beispiel die Entstehung von sogenannten "Transversalmoden" in der Faser. Mit Hilfe des Wellenmodels existiert jedoch (hergeleitet aus den Maxwellschen Gleichungen) eine Lösung dieses Problems. Für die Darstellung der Modeneigenschaften genügt hier die Definition eines Faserparameters V, welcher die wichtigsten Kenngrößen einer optischen Faser zusammenfasst [51/S.62]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \sqrt{\left(n_1^2 - n_2^2\right)} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA$$
(2.3)

In dieser Gleichung bezeichnet λ die Wellenlänge des geführten Lichtes, a beschreibt den Kernradius. In guter Näherung trifft diese Beziehung aber nur unter der Bedingung der "schwachen Führung" (kleine Brechzahlunterschiede Δ) auf einen radialsymmetrischen, zylinderförmigen Wellenleiter zu, wobei gilt:

$$\Delta = \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right) << 1$$
 (2.4)

In der Praxis genügt die Strahlführung meist dieser Voraussetzung, was die Beschreibung wesentlich vereinfacht. In diesem Fall existieren nahezu vollständig linear polarisierte elektromagnetische Felder, die man auch als LP-Moden bezeichnet [51]. Aus der Herleitung ergibt sich für jede Mode ein bestimmter V-Wert, unterhalb dessen die jeweilige Mode nicht existieren kann. Demzufolge darf auch eine spezifische Wellenlänge ("cut off wavelength") nicht überschritten werden, damit diese Mode überhaupt noch in der Faser ausbreitungsfähig ist.

Im Allgemeinen regt ein in die Faser unpolarisiert einfallendes elektromagnetisches Feld immer das gesamte Spektrum der geführten Moden an. Die Anzahl M dieser Moden lässt sich für multimodige Stufenindexfasern (V>2,4) näherungsweise wie folgt berechnen [51/S.62]:

$$M \approx \frac{V^2}{2} \tag{2.5}$$

Besitzt eine Faser einen V-Parameter, für den gilt:

$$0 < V < 2,4$$
, (2.6)

so kann nur eine einzige Mode, die Grundmode LP₀₁, innerhalb des Kerns propagieren. Man spricht hierbei von einer Singlemodefaser, welche auftretende Modendispersion unterdrückt und daher bevorzugt in der Nachrichtentechnik eingesetzt wird.



Abb. 2.3: Strahlenoptische Darstellung einer Multimodefaser (links) und Singlemode-Faser (rechts) [2]

Für den zu konzipierenden Thuliumlaser ist in erster Linie eine hohe Strahlqualität maßgeblich, weshalb die Faser in diesem Fall als Singlemode-Faser ausgelegt werden soll. Höhere Moden bedeuten auf Grund größerer Divergenz (bei gleichem Strahltaillenradius) immer eine schlechtere Strahlqualität, da sie vom allein beugungsbegrenzten Gaußstrahl abweichen. Will man einerseits hohe Leistungen durch die Faser führen und gleichzeitig gute Strahlqualitäten erreichen, gibt es dafür sogenannte LMA-Fasern. Die Abkürzung steht für "large mode area" und bezeichnet meist Singlemode-Faser mit großem Kerndurchmesser. Während Standard-Singlemode-Fasern in der Regel kleine Kerndurchmesser besitzen (oft kleiner als 10 μm), können LMA-Fasern Kerndurchmesser von bis zu 80 μm aufweisen. Da auf Grund der geringen Kern-NA nur die Grundmode geführt wird, verfügt der Strahl quasi über Gauß-Qualität. Darüberhinaus können hohe Leistungen in der Faser propagieren, ohne dass unerwünschte nichtlineare Effekte auftreten, wie zum Beispiel Kerr-Effekt, Raman- und Brillouin-streuung (nähere Erläuterungen dazu siehe [51]).

Während Fasern mit großen Kernradien normalerweise höhere Moden führen, kann dies nach (2.3) nur durch Anpassung und Verkleinerung der NA verhindert werden. Der heutige Stand der Technik macht es möglich, geringste Brechzahldifferenzen zwischen Kern und Mantel zu erzeugen, sodass die NA kleiner wird und der V-Parameter bei gleichzeitiger Vergrößerung des Kernradius a – und bei gegebener Wellenlänge – unterhalb von 2,4 bleibt, die Faser also im Singlemode-Betrieb arbeitet.

2.2 Lichtwellenleiter als Faserlaser

2.2.1 Bedingungen für den Laserbetrieb

Soll ein Lichtwellenleiter als Laser fungieren, muss in der Faser ein besetzungsinvertierbares Medium vorhanden sein, man spricht dann von einer aktiven Faser. Dazu wird die Faser beim Herstellungsprozess im Kern mit Ionen, zum Beispiel Erbium (Er), Ytterbium (Yb), Holmium (Ho), Thulium (Tm) oder anderen Ionen dotiert. Um einen Laserprozess auszulösen, müssen auch bei Faserlasern die erste und zweite Laserbedingung erfüllt sein. Zum einen müssen sich mehr Teilchen (Anzahl N₂) in einem angeregten Zustand befinden, als N₁ Teilchen in einem energetisch niedrigeren Niveau. Es muss gelten:

$$N_2 > N_1 \tag{2.7}$$

Allerdings ist das im thermischen Gleichgewicht eines Festkörpers nicht der Fall. Die dazu notwendige Pumpleistung wird, meist von einer Pump-Laserdiode kommend, in den Signalpfad der Faser eingekoppelt und sorgt dort mittels Absorption für höhere Anregungszustände der Ionen. Damit diese Besetzungsinversion aufrecht erhalten bleibt, muss die Lebensdauer eines solchen angeregten Zustandes (oberes Laserniveau) höher sein, als die Lebensdauer des unteren Laserniveaus. Für einen erfolgreichen Laserprozess bedarf es deshalb mindestens eines 3-Niveau-Systems. Die Einsteinschen Ratengleichungen, die für jedes Energieniveau-System aufgestellt werden können, beschreiben diese Zusammenhänge.

Für einen erfolgreichen Laserprozess müssen mehr Photonen durch stimulierte Emission erzeugt werden, als im Resonator durch jegliche Verluste (zum Beispiel spontane Emission, Dämpfung, Reabsorption, Streuung etc.) verloren gehen. Damit beschreibt die zweite Laserbedingung das Verhältnis zwischen Gewinn und Verlust, welches für einen Resonatorumlauf größer 1 sein muss. Die Inversion besitzt einen bestimmten Schwellenwert, der für den Laserprozess auf Grund der Verluste mindestens erforderlich ist [24]:

$$[N_{2} - N_{1}]_{s} \geq \frac{8\pi v_{21}^{2} \cdot \tau_{21}}{c^{2} \cdot f(v)} \cdot \left(\alpha - \frac{1}{2L} \cdot \ln(R_{1}R_{2})\right)$$
(2.8)

 τ_{21} bezeichnet die Verweildauer eines Elektrons auf dem oberen Laserniveau, ν_{21} gibt die Frequenz des Laserübergangs an und $f(\nu)$ beinhaltet die frequenzabhängige Linienverbreiterung des Übergangs. Mit R₁ und R₂ werden die Reflektivitäten der Faserendflächen bzw. des Resonator-Spiegels ausgedrückt, wobei L die Länge des Resonators und α alle Verluste im Lasermedium beschreibt. Als Folge der Schwelleninversion existiert bei jedem Faserlaser eine Laserschwelle mit einer bestimmten Pumpleistung, die nötig ist, damit der Laser überhaupt anschwingen kann. Wie in (2.8) deutlich wird, ist diese Schwellenleistung in erster Linie über die Faserlänge und die Reflektivitäten beeinflussbar.

Um die aus der Faser ausgekoppelte Leistung zu optimieren, muss die richtige Kombination zwischen Verspiegelung der Faserendflächen und Länge des Resonators gewählt werden. Eine hohe Reflektivität des Auskoppelspiegels führt zu einer großen Anzahl von Umläufen eines Photons im Resonator und folglich zu vielen weiteren stimulierten Emissionen, koppelt aber nur einen kleineren Leistungsanteil aus. Die Länge des Resonators wirkt sich sowohl auf den Photonenzugewinn bei einem Resonatorumlauf eines Photons aus, als auch auf die Absorption des Pumplichts. Ist die Faser zu kurz, wird ein Großteil der Pumpstrahlung ungenutzt wieder ausgekoppelt. Wählt man die Faser zu lang, wird der hintere Teil der Faser nicht mehr gepumpt, befindet sich also im nichtinvertierten Zustand. Emittierte Photonen können hier Ionen aus dem Grundzustand anregen und es kommt zu Reabsorptionsverlusten. Die optimale Länge hängt von zahlreichen Faktoren ab und muss für jedes System in Abhängigkeit von Dotierungszahl, Pumplichtabsorption, Inversionsverteilung, Reabsorption, Verlusten im Medium, Spiegelreflektivitäten und vielen anderen Einflüssen ermittelt werden. Für konventionelle Fasern existieren verschiedene Softwareprodukte, mit der solche Simulationen durchgeführt werden können. Manchmal genügt es bei Faserlasern, auf Grund der ohnehin hohen Verstärkung entlang des Resonators, die blanken Faserendflächen als Planspiegel (ca. 4 % Reflexion) zu benutzen. In allen Lasern, die als stabile rückgekoppelte Verstärker mit Reflektivitäten an den Endflächen des Laserresonators betrieben werden, existieren stehende Wellen, auch longitudinale oder axiale Moden genannt. Diese Eigenfrequenzen besitzen auf Grund der erfüllten Interferenzbedingungen im Resonator höchste Stabilität und damit auch die höchste Verstärkung im Lasermedium. Doch können von diesen axialen Moden nur jene anschwingen, deren Verstärkung größer ist als der Verlust. In Abhängigkeit von der Resonatorlänge L ergeben sich innerhalb des spektralen Emissionsquerschnittes des Lasermediums konstante Frequenzabstände zwischen den einzelnen Moden. Dieser Abstand, auch als freier spektraler Bereich bezeichnet, ist wie folgt berechenbar [24]:

$$\Delta V_{q,q+1} = \frac{c_0}{2 \cdot L \cdot n} \tag{2.9}$$

n bezeichnet in dieser Gleichung die Brechzahl des Lasermediums. Der Index q steht für die Ordnung der Oberwelle und lässt sich ermitteln aus:

$$q = \frac{2L}{\lambda_q} \tag{2.10}$$

Die Frequenz der jeweiligen Mode folgt demnach zu

$$v_q = q \frac{c_0}{2 \cdot L \cdot n} \tag{2.11}$$

Wie aus Gleichung (2.9) ersichtlich ist, wird der Moden-Frequenzabstand bei großen Resonatorlängen sehr klein. Dieser Aspekt bedeutet für Faserlaser mit relativ langen Fasern, wie es auch bei dem vorliegenden Thuliumlaser der Fall ist, dass die einzelnen Moden in Verbindung mit einer niedrigen Finesse (siehe Gleichung (2.18), Seite 22) kaum mehr spektral auflösbar sind [24; 54].

2.2.2 Effektives Pumpen mittels Doppelmantel-Fasern

Ein weiterer außerordentlich wichtiger Aspekt für die erreichbare Leistung eines Faserlasers ist die Effizienz der Pumplichtabsorption und die Methode, mit der die Pumpstrahlung in die aktive Faser eingekoppelt wird. Als günstig haben sich dafür sogenannte Doppelmantel-Fasern erwiesen, auch als "double clad fiber" bezeichnet. Sie besitzen um den inneren Laserkern herum noch einen zweiten Kern, den Pumpkern mit der Brechzahl n₂, der die Pumpstrahlung gegen das Cladding (n₀) führt. Auch hier gilt das Gesetz für die Totalreflexion, wofür folgende Bedingung eingehalten werden muss:

$$n_1 > n_2 > n_0$$
 (2.12)

Damit das Pumplicht in der aktiven Faser möglichst effektiv absorbiert werden kann, muss der Laserkern möglichst gut von den Pumpmoden durchsetzt werden. Ist das Querschnittsprofil radial symmetrisch, wie in Abbildung 2.4 links zu sehen, kann es zur Ausbildung von sogenannten "Helixstrahlen" kommen, die sich schraubenförmig um den Kern herum ausbilden. Da diese Strahlung immer am Laserkern vorbei propagiert, kann sie nicht zum pumpen genutzt werden. Eine erhöhte Absorption wird zum einen durch asymmetrische Faserquerschnitte erreicht, wobei keine stabilen Pumpmoden entstehen können und sich das Feld gleichmäßig und in zufälliger Verteilung über den gesamten Faserquerschnitt ausbreitet. Beispiel dafür sind rechteckige Pumpkernprofile oder die häufiger angewendete D-Form, wie sie in Abbildung 2.4 rechts zu sehen ist. Die nebenstehende Abbildung 2.5 zeigt vergleichend den Absorptionsgrad von verschiedenen Faserprofilen in Abhängigkeit von der Faserlänge. Allerdings sind solche asymmetrischen Profile für die Herstellung sehr aufwendig und kostenintensiv. Alternativ, aber auch mit größeren Verlusten behaftet, lässt sich mit verkleinerten Biegeradien der Faser eine Modenmischung erreichen, sodass der Kern häufiger und effektiver von der Pumpstrahlung durchdrungen wird.





Abb. 2.4: Entstehung von Helix-Wellen bei symmetrischem Faserquerschnitt (links); bessere Pumplichtabsorption durch D-Form (rechts) [24/S.66]

Abb. 2.5: Vergleich der Pumplichtabsorption unterschiedlicher Faserquerschnitte [24/S.86]

Die Vorteile des Doppelmantel-Faserkonzeptes ergeben sich einerseits aus dem größeren Gesamtquerschnitt der Fasern und einer dadurch geringeren Leistungsdichte im Laserkern. Durch die Führung des Pumplichtes im Pumpkern wird auch die im Laserkern geführte Gesamtleistung um bis zu 50 % herabgesetzt, was das Auftreten nichtlinearer Effekte vermindert. Des Weiteren besitzen die Pumpkerne von Doppelmantel-Fasern eine hohe numerische Apertur. Somit sind kostengünstige Pumpdioden mit schlechten Strahlqualitäten einsetzbar, deren Strahlung trotzdem problemlos in den Pumpkern der aktiven Faser eingekoppelt werden kann. Über diesen Prozess wird die schlechte Strahlqualität von Hochleistungsdioden effektiv in Grundmodestrahlung umgewandelt, wobei eine Verbesserung der Brightness von bis zu 70000 möglich ist [45; 13].

2.3 Verluste in optischen Medien im mittleren Infrarotbereich

Sowohl aus wirtschaftlichen als auch aus technischen Gründen muss die Lichtabsorption in (passiven) optischen Materialien minimal sein. Dabei spielt nicht nur die Faser allein eine Rolle, die verwendeten Optiken für leistungsstarke Lasersysteme müssen ebenfalls angepasst werden. Übermäßige Absorptionen können bei höheren Leistungen zur Zerstörung oder zumindest zu ungewollten Effekten (zum Beispiel "thermal lensing") und thermischen Ausdehnungen bzw. inneren mechanischen Spannungen führen. Beispielsweise absorbiert eine einfache BK7-Linse mit 5 mm Scheiteldicke bereits 3,4 W Leistung eines 100 W-Lasers bei 1970 nm [4]. Neben der Wärmeentwicklung im Inneren mechanischen Spane der Linse bedeutet dies hohe Verluste für die Anwendung.

Da das in der vorliegenden Diplomarbeit beschriebene Lasersystem bei einer Wellenlänge von ca. 2 μm arbeitet, ist dieser Aspekt besonders zu berücksichtigen, denn in diesem Wellenlängenbereich findet man besonders große Absorptionen, wie im Nachfolgenden ausführlicher dargestellt wird. Dieses Kapitel soll einen kleinen Überblick über Transmissionseigenschaften von Gläsern, insbesondere Quarzglas, im nahen und mittleren Infrarot geben, um das Problem der bisher verwendeten Standard-Optiken des visuellen (VIS) und nahen Infrarotbereiches (NIR) bei diesen Wellenlängen zu verdeutlichen.

Nach nunmehr über 50 Jahren intensiver Forschung an verschiedenen Materialien stellt sich die weitere Minimierung von Verlusten in optischen Medien als sehr schwierig heraus, da höchste Reinheiten erforderlich sind und dies bisher nur bei siliziumbasierten Gläsern erreicht wurde [32]. Der Vorteil von zum Beispiel Schwermetalloxiden, Halogeniden und Chalkogenen liegt in deren guter Transmission besonders im mittleren Infrarot-Bereich, da Standard-Quarzglas bei Wellenlängen über 1,5 µm große Absorptionsbanden besitzt.

Heutige (passive) Monomode-Quarzglas-Fasern erreichen bei höchster Reinheit und optimaler Materialkombination eine Absorption von ca. 0,2 dB/km; bei speziellen Dotierungen können im Wellenlängenbereich bei ca. 1,5 μm sogar 0,06 dB/km erzielt werden, wobei die Rayleigh-Streuung (Untergrunddämpfung) im amorphen Material stark reduziert wird [49].

Die Gründe für optische Verluste sind vielfältig und werden grundsätzlich unterschieden in intrinsische und extrinsische Verluste. Letztere werden hervorgerufen durch handhabungs- oder herstellungsbedingte Unreinheiten und Inhomogenitäten, wie zum Beispiel Absorption durch im Glas enthaltene Übergangsmetalle und Seltene-Erde-Ionen, Absorption durch eingelagerte Hydroxyl-Gruppen, Verluste an Poren und Rauigkeiten, sowie durch unerwünschte Reflexionen, zum Beispiel an Spleißstellen. Auch zu geringe Biegeradien (Makrokrümmung) bei Glasfasern verursachen Verluste an der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel, da für einen Teil der geführten Strahlen in diesem Fall keine Totalreflexion mehr auftritt und dieser aus der Faser ungenutzt ausgekoppelt wird. Aus diesem Grund sollte man als Faustregel immer einen Biegeradius größer dem 1000fachen des Kernradius' wählen [32; 45].

Des Weiteren treten immer unerwünschte, mikroskopisch kleine Variationen in Faserdicke und Brechzahl auf, wodurch ebenfalls Teile der geführten Welle aus der Faser gestreut werden bzw. austreten können. Unregelmäßigkeiten an der Grenzfläche des Kerns, auch Mikrokrümmung genannt, führen zu ähnlichen Dämpfungseffekten wie Makrokrümmung.

Als intrinsische Verluste werden all diejenigen Verlustmechanismen bezeichnet, die allein durch die physikalischen Eigenschaften des Grundmaterials entstehen. Hierzu zählt vor allem jegliche Absorption durch Elektronenübergänge bzw. Absorptionsbanden. Aber auch Rayleigh- und Raman-Streuung sind Prozesse, durch die Teilstrahlung für die Anwendung verloren geht. Hierbei werden einfallende Photonen elastisch (Rayleighstreuung) bzw. unelastisch (Ramanstreuung) an den Atomen des Materials in verschiedene Richtungen gestreut. Auch diese Strahlung geht zum größten Teil verloren, da sie nicht mehr den Bedingungen der Totalreflexion genügt und somit nicht mehr in der Glasfaser geführt werden kann. Bei Standard-Fasern beträgt die intrinsische Dämpfung mindestens 0,2 dB/km (bei ca. 1,5 μm), wie in der folgenden Abbildung 2.6 zu erkennen [26/S.12]

Intrinsische Verluste können allgemein durch folgende Formel sehr gut beschrieben werden [55/S.471]:

$$a_{t} = A \cdot \exp(-a/\lambda) + B \cdot \lambda^{-4} + C \cdot \exp(c/\lambda)$$
(2.13)

Der erste Term beschreibt die sogenannte Multiphononenabsorption (Anregung von Molekülschwingungen) im Infrarot-Bereich, beginnend an der materialtypischen "IR-Kante". Er nimmt bei größeren Wellenlängen stark zu. Der dritte Term, auch "Urbach-Schwanz" genannt, ist nahezu symmetrisch zum ersten Term und beschreibt die Absorption im kurzwelligen (UV-) Bereich – bedingt durch Absorptionen an Elektronenübergängen. Im Infrarot-Spektrum kann dieser Anteil der Dämpfung allerdings vernachlässigt werden, da der Term hier gegen Null geht. Die Rayleigh-Streuung an mikroskopisch kleinen Dichtefluktuationen wird durch den mittleren Term beschrieben, sie nimmt zu kleineren Wellenlängen hin immer mehr zu, da diese in Dimensionen der Wellenlängenlängen liegen.





Abb. 2.6: Dämpfungskoeffizient eines Lichtwellenleiters als Funktion der Wellenlänge und typische Dämpfungseffekte [52]

Abb. 2.7: Dämpfungsspektren von Quarzglas-Fasern mit unterschiedlichem Hydroxyl-Gehalt [35]

Wie bereits angedeutet, spielt bei Quarzgläsern die Konzentration an eingelagerten OH⁻-Gruppen eine bedeutende Rolle. Die dadurch verursachte Absorption bildet dabei besonders im Infrarot-Bereich zwischen 1,3 μm und 1,5 μm sowie oberhalb von 2 μm den eigentlichen limitierenden Faktor der Transmission von Licht in Glasfasern bzw. allen optischen Elementen.

Wie in Kapitel 4.3.1 später noch näher erläutert wird, haben Quarzgläser unterschiedliche Reinheitsgrade von OH⁻- Gruppen und somit unterschiedlich gute Transmissionswerte. Es gibt spezielle Verfahren, mit denen es möglich ist, sogenanntes "trockenes" Quarzglas (OH-armes Glas) herzustellen. Der Gehalt an OH⁻-Gruppen muss dabei weniger als 1 ppm betragen [35]. Abbildung 2.7 verdeutlicht den enormen Unterschied im Absorptionsverhalten in Abhängigkeit von der OH⁻- Konzentration. Während einzelne Absorptionsbanden unter anderem bei 945 nm, 1240 nm und 1380 nm und höheren Wellenlängen vorhanden sind, setzt bei trockenem Quarzglas die Absorption erst bei ca. 2400 nm ein. Die vielen verschiedenen Absorptionsbanden entstehen durch die charakteristischen OH⁻-Streckschwingungen der OH⁻- Moleküle und deren Oberwellen [35].

Neben Quarzglas gibt es, wie anfänglich erwähnt, auch andere Gläser und Materialien mit verschiedenen Eigenschaften. Für Standard-Infrarot-Anwendungen, besonders im mittleren Infrarotbereich oberhalb von ca. 3 μm, werden häufig Silizium-, Germanium-, Saphir- oder auch Zinkselenid-Linsen verwendet. Allerdings müssen in diesem Bereich höhere Verluste in Kauf genommen werden, da hier der erste Term von Gleichung (2.13) an Bedeutung gewinnt.

Allgemein kann man alle Verluste in exponentieller oder logarithmischer Form zusammenfassen. Nach dem Lambert-Beerschen Gesetz nimmt dabei die transmittierte Intensität durch ein optisches Medium der Dicke L exponentiell ab:

$$I_L = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot L} \tag{2.14}$$

Hierbei bezeichnet μ den wellenlängenabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten. Der logarithmische Dämpfungskoeffizient berechnet sich nach der logarithmischen Form wie folgt [35]:

$$\alpha \left[dB / km \right] = \frac{D}{L} = \frac{10 \cdot \log \left(I_0 / I_L \right)}{L}$$
(2.15)

In dieser Formel beschreibt D die Dämpfung in dB, für L ist die Länge der Faser in km einzusetzen. Der Quotient aus I_0 und I_L gibt das Verhältnis von eingestrahlter Intensität am Faseranfang und gemessener Intensität am Faserende wieder.

Möchte man den linearen Schwächungskoeffizienten in den logarithmischen umwandeln, gilt folgender Zusammenhang [45/S.8]:

$$\alpha \left[dB/km \right] = 10 \cdot \log(e) \cdot \mu [km^{-1}]$$
(2.16)

2.4 Realisierung von abstimmbaren Lasern

Die Möglichkeit zur Abstimmung der Wellenlänge stellt eine grundlegende Eigenschaft des Thulium-Faserlasers dar, der in dieser Diplomarbeit konzipiert werden soll. Ziel dieses Kapitels ist es daher, einen kurzen Überblick über die wichtigsten Methoden der linearen Optik zur variablen Wellenlängenanpassung eines Lasers zu geben und dabei herauszuarbeiten, welche der verfügbaren Techniken für den Thulium-Faserlaser am besten geeignet ist.

2.4.1 Technische Methoden der spektralen Filterung

Jedes Lasermedium besitzt seine eigenen, materialtypischen Übergangswellenlängen, auf denen der Laser anschwingen kann. Je nach Art des Mediums gibt es zahlreiche Einflüsse, welche die Linienbreite eines angeregten Laserübergangs vergrößern. Während jeder Elektronenübergang auf Grund der Heißenbergschen Unschärfe beteiligter Energieniveaus bereits eine gewisse natürliche Linienbreite besitzt, wird diese bei Faserlasern noch weiter verbreitert durch die Aufspaltung der einzelnen Stark-Niveaus im elektrischen Feld der Kristall- bzw. Glasatome, wie in Kapitel 3.1 noch näher erläutert wird. Prinzipiell kann ein Laser nur innerhalb dieses Emissionsquerschnitts lasen und abgestimmt werden.

Für die variable Wellenlängenanpassung existieren im Allgemeinen drei grundlegende Mechanismen. Zum einen ist es möglich, den gesamten Emissionsquerschnitt zu höheren bzw. niedrigeren Wellenlängenbereichen hin zu verschieben, wie in der nachfolgenden Abbildung 2.8 zu sehen ist. Diese relativ einfache Methode wird vor allem bei Laserdioden häufig angewendet, um die Wellenlänge mit Hilfe der Halbleitertemperatur oder des Injektionsstroms zu verändern. Durch die bei Erwärmung auftretende Verringerung des Bandabstandes (zwischen Valenz- und Leitungsband) verschiebt sich das Maximum der Verstärkung zu höheren Wellenlängen. Diese Methode bewirkt zwar eine sehr fein einstellbare Verschiebung (beispielsweise 0,3 nm/K [43/S.34]), die Bandbreite des Abstimmbereiches ist jedoch äußerst gering. Zudem ist dieser Temperatureinfluss bei Faserlasern weitaus weniger ausgeprägt als bei der Bandstruktur von Halbleitern, weshalb diese Methode für Faserlaser eher untauglich ist.



Abb. 2.8: Wellenlängenabstimmung durch Verschiebung des gesamten Verstärkungsbereiches [43/S.98]

Die zweite grundlegende Methode für das Abstimmen eines Lasers ist die Variation der Resonatorlänge, basierend auf einem Prinzip analog zum Etalon (Interferometer). Besonders kurze Resonatoren, wie es zum Beispiel bei VECSELs (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) und Diodenlasern der Fall ist, besitzen nach Gleichung (2.9) (vergleiche Seite 14) einen verhältnismäßig großen Moden-Frequnzabstand. Wird nun die Länge des Resonators innerhalb eines Modenabstands verändert, zum Beispiel mit Hilfe eines Piezomotors oder über thermische Ausdehnung, so bilden sich andere Wellenlängen als stehende Wellen im Resonator aus. Die Abstimmung erfolgt kontinuierlich, solange die nächste axiale Mode nicht anschwingt. Diese Technik zeichnet sich zwar durch höchste Präzision und Stabilität aus, verfügt aber in Abhängigkeit von der Resonatorlänge bzw. dem Modenabstand nur über einen extrem kleinen Abstimmbereich und ist zudem lediglich für Single-Frequency-Laser geeignet. Solche Systeme werden deshalb vorwiegend zur Wellenlängenstabilisierung bzw. Feinabstimmung eingesetzt.



Abb. 2.9: Wellenlängenabstimmung durch Veränderung der Resonatorlänge innerhalb des freien spektralen Bereichs [43/S.99]

Das dritte, sehr vielseitige Prinzip der Wellenlängenabstimmung stellt die sogenannte Intra-Cavity-Methode dar. Innerhalb des Laserresonators (Cavity) befindet sich ein optisches Element, welches das vorhandene Spektrum (Emissionsquerschnitt) des Lasermediums filtert und damit den gewünschten Wellenlängenbereich selektiert, wie Abbildung 2.10 verdeutlicht. Wird das gefilterte Signal mit dem Lasermedium optisch rückgekoppelt, schwingt der Laser mit seiner gesamten Leistung nur noch innerhalb der selektierten Bandbreite an.



Abb. 2.10: Wellenlängenabstimmung mittels optischen Filters, der ein definiertes Verlustminimum besitzt. [43/S.98]

Für die Realisierung dieser Methode existieren verschiedene optische Elemente, wie beispielsweise Doppelbrechungsfilter, Prismen und Gitter, die im Allgemeinen einen vergleichsweise breiten, aber groben Abstimmbereich besitzen. Da Thulium-Laser einen großen Emissionsquerschnitt aufweisen, wie in Kapitel 3.1 noch erläutert wird, sind breitbandig selektive Optiken dafür besonders gut geeignet. Soll ein solch breites Spektrum präzise abgestimmt werden, finden häufig breitbandige Filter in Kombination mit sehr schmalbandigen Filtern (zum Beispiel kurze drehbare, Etalons) Einsatz. Damit sind Bandbreiten bis in den Picometer-Bereich erzielbar [12].

Ein Etalon besteht aus einer transparenten Platte (Brechzahl n) mit zwei planparallelen reflektierenden Flächen im Abstand d (hier werden gleiche Reflektivitäten für beide Flächen angenommen). Die Filterwirkung beruht auf dem Interferenzprinzip, wobei für eine konstruktive Interferenz selektierter Wellenlängen folgende Phasenbedingung erfüllt sein muss (*m* steht für ein ganzzahliges Vielfaches) [12/S.285]:

$$m \cdot 2\pi = \phi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d \cdot n \cdot \cos(\theta)$$
(2.17)

In Abhängigkeit vom Verkippungswinkel θ oder der Länge d ändert sich demzufolge die Wellenlänge, bei der konstruktive Interferenz auftritt. Wie bereits erwähnt, ist die abstimmbare Bandbreite eines solchen Filters innerhalb eines freien spektralen Bereichs $\Delta\lambda$ verhältnismäßig beschränkt (vergleiche Beziehung (2.9), Seite 14), die Abstimmung dafür sehr präzise. Hohe spektrale Auflösungen werden erzielt bei einer hohen Finesse des Interferometers [12/S.28]:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$
(2.18)

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die gefilterte Bandbreite $\delta\lambda$ eines Interferenzpeaks abnimmt bei steigender Reflektivität R der Etalonflächen [12; 43].

Doppelbrechende Filter nutzen zur Kontrolle der Wellenlänge die frequenzabhängige Phasenverzögerung (Dispersion der Doppelbrechung) in doppelbrechenden Kristallen. Die Wellenlängen, die beim Durchgang durch das Kristallplättchen eine Phasenverzögerung ϕ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl von

$$m \cdot 2\pi = \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (n_o - n_e)$$
(2.19)

erfahren [12/S.285], können hinter dem Kristall und dem folgenden Polarisator mit denselben Polarisationsanteilen konstruktiv interferieren (n_o und n_e bezeichnen die Brechzahlen der beiden orthogonal polarisierten Strahlen im Kristall, d die Kristalldicke). Sogenannte Lyot-Filter kombinieren viele doppelbrechende Kristallplättchen, wobei das nachfolgende Plättchen immer genau halb so groß ist, wie das vorherige. Die hochpräzise Abstimmung dieser Filter erfolgt durch eine Verkippung des Kristalls oder durch die gezielte Variation des Brechungsindex n_e mittels Anlegen einer Hochspannung, wie es zum Beispiel bei Pockelszellen der Fall ist [12; 43].

Zuweilen finden auch Prismenpaare ihre Anwendung in Laserresonatoren, um die gewünschte Wellenlänge einzugrenzen. Diese Methode beruht auf der chromatischen Dispersion von optischen Gläsern, wobei unterschiedliche Wellenlängen auf Grund voneinander abweichender Brechzahlen beim Durchgang durch ein Prisma räumlich getrennt werden. Mit Hilfe einer beweglichen Apertur (zum Beispiel Blende) kann anschließend jede beliebige Wellenlänge selektiert werden. Dabei bestimmt neben der Basislänge *b* maßgeblich auch die Dispersion des Prismenmaterials $dn/d\lambda$ die Auflösung des Filters [40/S.260]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \cdot \frac{dn}{d\lambda} \tag{2.20}$$

Diese Gleichung gilt für ein einzelnes Prisma im Winkel der geringsten Ablenkung. Mit einem solchen Filter ist es zwar möglich, einen sehr breiten Abstimmbereich mit geringsten Verlusten abzudecken, doch ist die Auflösung angesichts der geringen Dispersion relativ beschränkt. [12; 43].

Eine letzte wichtige Kategorie von spektralen Intra-Cavity-Filtern, die hier erwähnt werden soll, ist die der Reflexionsgitter (bzw. Transmissionsgitter).

Vorwiegend für Faserlaser hat sich das sogenannte Bragg-Gitter bewährt, bei dem in bestimmte Bereiche der aktiven Faser periodische Variationen des Brechungsindexes eingraviert wurden. Diese regelmäßigen Strukturen liegen in Dimensionen des verwendeten Wellenlängenbereichs und führen nach Gleichung (2.17) analog zum Etalon nur für eine definierte Wellenlänge λ_B zu einer starken konstruktiven Interferenz (Reflexion) mit der Halbwertsbreite $\delta\lambda$, alle anderen Wellenlängen werden transmittiert. Die schmalbandigen Hin- und Rückreflexe durchlaufen die Faser mehrfach in beide Richtungen und lassen den Laser nur noch auf der selektierten Wellenlänge anschwingen. Durch thermische, mechanische oder elektro- bzw. optoakustische Variation der Gitterperioden lassen sich solche DFB-Faserlaser (distributed feedback laser) relativ präzise über größere Bereiche abstimmen, sind jedoch in ihrer Herstellung sehr anspruchsvoll und aufwendig [51; 43; 38].

2.4.2 Funktionsweise eines drehbaren Liniengitters

Eine sehr günstige, unkomplizierte – und deshalb häufig angewandte – Methode zur Abstimmung eines Lasers ist die Verwendung eines drehbaren Beugungsgitters. Dieses Verfahren der spektralen Filterung gehört ebenso zu den in Kapitel 2.4.1 erläuterten Intra-Cavity-Filtern und soll hier anlässlich seiner grundlegenden Bedeutung in dieser Diplomarbeit in einem eigenen Kapitel ausführlicher diskutiert werden.

Die Klassifizierung von Beugungsgittern erfolgt einerseits in Transmissions- und Reflexionsgitter, diese können wiederum jeweils entweder als Phasen- oder Amplitudengitter ausgeführt werden. Allen Gittertypen gemein ist eine periodische Strukturanordnung – sei es ein alternierender Brechzahlunterschied zwischen benachbarten Segmenten bei Phasengittern oder eine räumlich regelmäßige Ausblendung von Teilen der einfallenden elektromagnetischen Welle bei Amplitudengittern. Am wohl gebräuchlichsten ist, zumindest im kommerziellen Bereich, der Einsatz von Reflexionsphasengittern (meist mit metallisch beschichtetem Oberflächenrelief), da sie die gesamte eingestrahlte Leistung reflektieren und folglich geringste Verluste aufweisen [51].

Der Effekt der spektralen Zerlegung beruht auch hier auf konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz. Wie allgemein bekannt, entsteht hinter einem Liniengitter mit kleiner Gitterperiode (in Größenordnung der eingestrahlten Wellenlänge λ) überall dort ein Strahlungsmaximum, wo die Phasendifferenz zwischen Strahlenzügen aus benachbarten Gittersegmenten genau

$$\phi = m \cdot 2\pi \tag{2.21}$$

beträgt. Die Variable $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3...$ gibt das Vielfache der Phasendifferenz und damit die richtungsbezogene Beugungsordnung an. Aus geometrischen Überlegungen (vergleiche Abbildung 2.11) resultiert mit dem Linienabstand g des Gitters, dem Einfallswinkel α_1 und dem Beugungswinkel α_2 folgende *Gittergleichung* [40/S.71]:

$$\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2 = m \cdot \frac{\lambda}{g} \tag{2.22}$$

Das positive Signum gilt im Falle eines Reflexionsgitters, für Transmissionsgitter ist die Subtraktion zu wählen. Auf Grund der spektralen Bandbreite der einfallenden Strahlung füllt jede Beugungsordnung einen Raumwinkel $\Delta \alpha_2$, in der jede spektrale Komponente λ einen eigenen Winkel α_2 besitzt. Generell gilt, dass vor allem niedrige Beugungsordnungen den größten Anteil der Gesamtintensität

tragen, hingegen nimmt die Intensität mit dem Betrag der Ordnung *m* sehr stark ab. Durch eine geschickte Wahl und Kombination von Einfallswinkel und Gitterperiode kann für eine bestimmte Wellenlänge ein Minimum an vorhandenen Beugungsordnungen erzielt werden. So ist es zum Beispiel auch möglich, nur positive *m* zu erhalten, wobei die (+1). Beugungsordnung bis zu 99 % der Gesamtintensität enthalten kann und alle anderen einschließlich der nullten Ordnung weitestgehend unterdrückt werden. Hierbei soll erwähnt werden, dass die Effizienz eines Gitters unter anderem auch von dem Facettenprofil (zum Beispiel rechteck- oder sinusförmig) und dem damit verbundenen Interferenzbild eines Einzelspaltes abhängt [51; 12; 40].



Abb. 2.11: Schematische Darstellung und Funktionsweise eines Geblazten Gitters

Durch eine leichte Variation des Einfallswinkels α_1 (zum Beispiel durch Drehung des Gitters) ändert sich nach Gleichung (2.22) auch der Reflexionswinkel einer jeden spektralen Komponente, wodurch eine beliebige Wellenlänge selektiert werden kann. Erfolgt nun eine Rückkopplung dieses gefilterten schmalbandigen Signals in das Lasermedium, emittiert der Laser seine gesamte Leistung nur noch im gefilterten Spektralbereich. Das Gitter ersetzt damit den zweiten Cavity-Spiegel des Lasers und ist darüber hinaus sehr präzise abstimmbar.

In der Gruppe der Metallgitter haben sich dafür sogenannte "geblazte Gitter" als besonders effizient erwiesen, wie in Abbildung 2.11 illustriert. Sie besitzen schräge Facetten in einem festen Winkel, auch Blaze-Winkel γ_B genannt, und haben die besondere Eigenschaft, eine bevorzugte Ordnung m_B (in der Regel die erste) nahezu vollständig in Richtung des einfallenden Strahles zu reflektieren, sodass gilt:

$$|\alpha_1| = |\alpha_2| = \gamma_L \tag{2.23}$$

Dieser Winkel zur Gitternormalen heißt Littrow-Winkel γ_L und ist nur für die bevorzugte Wellenlänge λ_B mit dem Blaze-Winkel γ_B identisch. γ_L lässt sich aus Gleichung (2.22) für ein beliebiges Gitter und eine bestimmte Spektralkomponente λ wie folgt ermitteln:

$$\sin \gamma_L = \frac{\lambda \cdot m}{2g} \tag{2.24}$$

Die hervorragende Effizienz bei der bevorzugten Wellenlänge λ_B verdankt das geblazte Gitter seiner gefurchten Oberflächenstruktur aus periodisch angeordneten asymmetrischen Dreiecken. Dabei wurde das Gitter so designt, dass die Normale jeder Einzelfacette um genau γ_B zur Gitternormalen verkippt ist.

Die spektrale Auflösung von Beugungsgittern lässt sich mit Hilfe des Rayleigh-Kriteriums berechnen [39/S.31]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = N \cdot m \tag{2.25}$$

Daraus ergibt sich die theoretisch kleinste Linienbreite eines Beugungsmaximums (Auflösung) in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser $2w_0$ (Querschnitt der ausgeleuchteten Gitterfläche), dem Gitterabstand g und dem verwendeten Littrowwinkel γ_L :

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{m} \cdot \frac{g \cdot \cos \gamma_L}{2w_0}$$
(2.26)

Es ist zu erkennen, dass diese Linienbreite mit der Wellenlänge zunimmt, das heißt besonders im Infrarotbereich wird die erreichbare absolute Auflösung (bei ansonsten gleichen Gitterparametern) schlechter. Zwar erzielt man mit hohen Ordnungen m auch sehr geringe Auflösungen, allerdings sinkt dabei der Beugungs-Wirkungsgrad erheblich. Für eine hohe Gitterauflösung ist es ferner notwendig, den Laserstrahl innerhalb des Resonators mit einer Linse auf das Gitter zu kollimieren, da in diesem Fall der Einfallswinkel α_1 und damit die Auflösung an jeder Stelle des Gitters nahezu konstant bleibt. Je größer die Apertur der verwendeten Linse und Größe w_0 der generierten Strahltaille gewählt wird, desto mehr Gitterperioden (Anzahl N) werden ausgeleuchtet und umso höhere Auflösungen sind erreichbar.

Ebenfalls interessant für das Abstimmen eines Lasers mittels mechanischer Gitter-Drehvorrichtungen ist die Winkeldispersion. Durch Differentiation der Gittergleichung (2.22) nach λ ergibt sich für die Winkeldispersion folgende Beziehung: [39/S.28]:

$$D = \frac{d\alpha_2}{d\lambda} = \frac{\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2}{\lambda \cdot \cos \alpha_2}$$
(2.27)

Für den Littrow-Winkel vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$\frac{d\alpha_2}{d\lambda} = \frac{2 \cdot \tan \gamma_L}{\lambda}$$
(2.28)

Mit einer Gitterdrehung ändert sich der Littrow-Winkel, wodurch sich auch die im Littrow-Winkel reflektierte Wellenlänge ändert. Aus der mechanischen Einstellempfindlichkeit $\Delta\beta$ der Drehvorrichtung und der Differenz der beiden Littrow-Wellenlängen lässt sich nun aus Gleichung (2.24) die mechanische Abstimm-Empfindlichkeit herleiten:

$$\Delta\lambda_{mech} = \lambda_1 - \lambda_2 = 2gm \cdot (\sin\gamma_{L1} - \sin\gamma_{L2}) = 2gm \cdot (\sin\gamma_{L1} - \sin(\gamma_{L1} + \Delta\beta))$$
(2.29)

Geblazte Gitter können in zwei verschiedenen Konfigurationen verwendet werden. Die Littrow-Anordnung nutzt entweder nur die erste Beugungsordnung des Gitters und reflektiert diese im Littrowwinkel zurück in das Lasermedium (siehe Abbildung 2.12), oder aber das Gitter selbst dient als Auskoppelspiegel und reflektiert neben der ersten Ordnung zum Lasermedium die nullte Ordnung als Auskoppelstrahl (rechte Darstellung in Abbildung 2.12). In diesem Fall ändert sich allerdings bei Gitterdrehung (Abstimmung) der Abstrahlwinkel des Lasers. Die sogenannte Littman-Metcalf-Konfiguration besitzt dagegen den Vorteil, dass das eigentliche Beugungsgitter nicht selbst gedreht werden muss. Wie Abbildung 2.13 erkennen lässt, reflektiert ein zusätzlicher Spiegel oder ein zweites Gitter je nach Winkelstellung einen ganz bestimmten Raumwinkel der gebeugten Strahlung zum Gitter (und damit zum Lasermedium) zurück, wodurch die gefilterte Wellenlänge festgelegt wird. Daraus resultieren eine höhere Abstimmpräszision, größere Stabilität und durch wiederholte Beugung eine schmalere Bandbreite. Zudem ist die Richtung des in den Laser zurück reflektierten Strahls unabhängig vom Einstell-Winkel des drehbaren Gitters. Ein Laserresonator mit einer Littman-Metcalf-Anordnung besitzt jedoch generell weniger Leistung als ein vergleichbarer Littrow-Aufbau, da sich das Gitter nicht im Littrowwinkel befindet und somit die intensitätsreichere nullte Ordnung des Gitters ungenutzt verloren geht [37; 43].



Abb. 2.12: Schematische Darstellung der Littrow-Anordnung; rechts als "Grazing Incidence"-Anordnung mit Auskopplung der nullten Ordnung



Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Littman-Metcalf-Anordnung

Generell wirken Beugungsgitter polarisierend auf die einfallende Strahlung. Daher ist bei der Verwendung eines Gitters zu beachten, dass verschiedene Polarisationen auch unterschiedlich effizient gebeugt werden. Weitere Verluste resultieren aus ungenutzten Intensitäten eventuell existierender höherer Ordnungen, Absorption im Gittermaterial und Streuung an mikroskopischen Gitterdefekten. Besonders metallbeschichtete Reflexionsgitter besitzen eine geringe Zerstörschwelle und sind sehr anfällig bei hohen Leistungen. Dank günstiger Herstellungsverfahren und eines einfachen und flexiblen Aufbaus finden metallische Beugungsgitter dennoch in zahlreichen Anwendungen mit hoher Präzision und Auflösung ihren Einsatz [12; 39].

3 Eigenschaften eines Thulium-Faserlasers

Um die Funktionsweise und Eigenschaften von thuliumdotierten Glasfasern als Lasermedium besser zu verstehen, sollen in diesem Kapitel die Besonderheiten von Thuliumionen näher betrachtet werden. Ferner wird dargestellt, welche Leistungs-und Abstimmbereiche bisher durch Thuliumlaser erreicht wurden.

3.1 Energieniveauschema und Anregungsprozesse

Wie auch die häufig in Lasermedien verwendeten Ionen Erbium (Er³⁺) und Ytterbium (Yb³⁺) gehört das Element Thulium mit der Ordnungszahl 69 zu den Lanthanoiden in der 3. Nebengruppe bzw. 6. Periode im Periodensystem der Elemente.

Das Emissionsspektrum von Thulium ist im Vergleich zu dem anderer Ionen relativ breit und reicht von ca. 1700 nm bis 2000 nm (FWHM). Abbildung 3.1 zeigt das Fluoreszenzspektrum, das bei dem Elektronenübergang ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ entsteht¹.



Abb. 3.1: Fluoreszenzspektrum des Elektronenübergangs ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ von Thulium in Quarzglas [30]

Der Grund für ein solch breites Spektrum liegt in der großen Aufspaltung der einzelnen Energieniveaus in viele Stark-Multipletts der Thuliumionen, was durch interatomare elektrische Felder im

¹ In der Literatur werden unterschiedliche Bezeichnungen für die Multipletts verwendet. Als Referenz wurde daher in dieser Diplomarbeit die Notation des National Institute of Standards and Technology (NIST) verwendet, wie auch in [33]

umgebenden Wirtsmaterial (Kristall oder Glas) hervorgerufen wird. Für einen breitbandig abstimmbaren Laser bietet Thulium diesbezüglich ideale Voraussetzungen.

Betrachtet man das Absorptionsspektrum von Thulium in Quarzglas in der folgenden Abbildung, so erkennt man mehrere Absorptionspeaks unterschiedlicher Bandbreite und Höhe. Generell ist es möglich, Thulium mit unterschiedlichen Wellenlängen zu pumpen, allerdings differiert dabei die Effizienz des Pumpprozesses sehr stark.



Abb. 3.2: Spektrum Grundzustands-Absorption von Thulium in Quarzglas [30] Man beachte allerdings die abweichenden Bezeichnungen für die Stark-Multipletts in dieser Quelle. Die Bezeichnungen ³H₄ und ³F₄ werden hier invers verwendet.

Werden Thuliumionen mit ca. 790 nm gepumpt, ist eine extrem hohe Quanteneffizienz von theoretisch ca. 200 % möglich. Wie Abbildung 3.3 verdeutlicht, kann es mit hoher Wahrscheinlichkeit zu einer Kreuzrelaxation kommen. Relaxiert ein angeregtes Tm^{3+} Ion vom Pumpniveau ${}^{3}H_{4}$ auf das metastabile obere Laserniveau ${}^{3}F_{4}$, überträgt es diese Energiedifferenz strahlungslos auf ein benachbartes Tm^{3+} Ion. Aufgrund des großen Überlapps der Energiedifferenzen von Übergang ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ und ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}F_{4}$, wie in Abbildung 3.4 zu sehen, kann dabei das benachbarte Tm^{3+} -Ion ebenfalls auf das obere Laserniveau ${}^{3}F_{4}$ angeregt werden. Somit vermag ein Pumpphoton sehr effizient zwei Laserphotonen für die stimulierte Emission bereitzustellen. Die Kreuzrelaxation wirkt sich in Lasermedien im Allgemeinen oft störend aus, steigert aber dank des günstigen Energie-Niveausystems die Lasereffizienz bei Thulium.



Abb. 3.3: Energieniveau-Schema von Tm³⁺, hier in Fluoridglas. Die Kreuzrelaxation ist angedeutet und geschieht ebenso in Quarzglas [13/S.41].



Abb. 3.4: Überlapp von Fluoreszenz- und Absorptionsspektrum von Tm³⁺ in Quarzglas [29]

Die theoretische Energieausbeute von Thulium kann anhand des Quantendefekts über die Gleichung

$$q = 1 - \frac{2 \cdot E_{Laserphoton}}{E_{Pumpphoton}} = 1 - \frac{2 \cdot \lambda_{Pumpphoton}}{\lambda_{Laserphoton}}$$
(3.30)

errechnet werden. Bei einer Pumpwellenlänge von 793 nm und einer Laserwellenlänge von ca. 2000 nm sowie unter der Annahme von 200 % Quantenausbeute ergibt sich daraus eine maximale Energieeffizienz von ca. 80 %. Demzufolge entsteht beim Laserprozess ein recht hoher Wärmeeintrag von mindestens 20 %, da der größte Teil der nicht in Laserleistung umgesetzten Energie in Wärme umgewandelt wird. Dies ist mehr als doppelt so viel als vergleichsweise bei Ytterbium mit ca. 8 %. Gerade bei Hochleistungsanwendungen kann das zu einem großen Problem werden.

Infolge des großen spektralen Überlapps zwischen den Übergängen ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ und ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ wird jedoch neben der Kreuzrelaxation (CR, cross relaxation) auch ein anderer Prozess in Gang gebracht, die sogenannte Hochkonvertierung, auch als *energy transfer upconversion* (ETU) bezeichnet. Sie bewirkt eine Leerung und damit eine Verringerung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus ${}^{3}F_{4}$, indem ein in den Grundzustand ${}^{3}H_{6}$ zurückkehrendes Elektron die freiwerdende Energie auf ein Nachbar-Ion überträgt und dieses auf das Pumpniveau ${}^{3}H_{4}$ anregt (vergleiche Abbildung 3.5). Dieser Prozess läuft konkurrierend zur Kreuzrelaxation ab und senkt die Quantenausbeute stark ab, das heißt der Laserprozess verliert an Effizienz [29].



Abb. 3.5: Energieniveau-Schema von Tm^{3+} : ETU-Prozesse konkurrieren mit der Kreuzrelaxation und leeren das obere Laserniveau ${}^{3}F_{4}$ [29]

CR und ETU besitzen unterschiedliche Mechanismen und folglich verschiedene Wahrscheinlichkeiten für Ihr Auftreten. Während CR vorrangig durch hohe Tm³⁺-Konzentrationen gefördert wird, tritt ETU besonders bei geringem Ionen-Abstand und hoher Clusterbildung (Aneinanderlagerung von Ionen) auf. Wie in einer Publikation von S. D. Jackson [29] berichtet wird, senkt eine Kodotierung mit Al³⁺ deutlich das Auftreten von ETU-Prozessen, da es das Clustering der Thuliumionen im Wirtsmaterial reduziert. Tabelle 3.1 verdeutlicht, wie stark sich dieser Einfluss auf das Laserverhalten und den differentiellen Wirkungsgrad (*slope efficiency*) auswirkt.

Darüber hinaus muss berücksichtigt werden, dass eine zu hohe Thulium-Konzentration eine höhere Reabsorption am nichtinvertierten Faserende zur Folge hat und damit die abgestrahlte Laserleistung verringert [29; 15; 31]. Eher geringere Thulium-Konzentrationen (je nach Wirtsmaterial unterschiedlich) in Kombination mit hohen Al³⁺-Konzentrationen haben sich daher als günstig erwiesen. In den meisten Publikationen und Anwendungen wurde bisher jedoch ohne Al³⁺- Zugabe gearbeitet.

Tm ³⁺ (wt%)	Al ³⁺ :Tm ³⁺	η _s (%)
2.6	1:1	No laser
1.2	2:1	9
0.7	5:1	24
1.3	9:1	47

Tab. 3.1: Variation des differentiellen Wirkungsgrades verschiedener Thulium-Faserlaser in Abhängigkeit von der Tm³⁺-Konzentration und Al³⁺ Konzentration [29]

Bei Anregung von Thulium mit 793 nm und einer Emissionswellenlänge bis ca. 2020 nm kann das Energieniveausystem von Thulium als Quasi-3-Niveausystem betrachtet werden. Bei höheren Wellenlängen erhält der Thuliumlaser immer mehr den Charakter eines 4-Niveau-Systems, da sich die Niveau-Lebensdauern verkürzen [14]. In der Literatur werden die Ratengleichungen für das 3-Niveau-System ausführlich beschrieben [13; 30]. Sie sind für die Simulation der Strahlausbreitung in der Faser sowie für die Berechnung der optimalen Länge und Endflächenreflexion wichtig. Da für Thulium eine solche computergestützte Simulation allerdings noch nicht existiert, muss in dieser Diplomarbeit darauf verzichtet werden.

Dem Wirtsmaterial, das mit den Tm³⁺-Ionen dotiert wird, kommt ein entscheidender Einfluss auf das Leistungs- und Spektralverhalten eines Thulium-Faserlasers zu. Beispielsweise existiert schon zwischen Quarz- und Fluoridglas ein markanter Unterschied bezüglich der Lebensdauern des oberen Laserniveaus, wie Tabelle 3.2 veranschaulicht. Für den Laserprozess bedeutet eine höhere Übergangs-Lebensdauer bei Fluoridglas neben einer verringerten Spontanemission auch eine stärkere Besetzungsinversion, wodurch wiederum mehr Energie im Resonator vorhanden ist.

Übergang	$\tau_{sp} [\mathrm{ms}]$	β	$\tau_r [\mathrm{ms}]$	$\tau [ms]$	Ubergang	$\tau_{sp} [\mathrm{ms}]$	β	$\tau_r [\mathrm{ms}]$
$^{3}H_{4} \rightarrow ~^{3}H_{5}$	85.8	0.0385	30.1		${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}H_{5}$	52.0	0.013	$14.85 \cdot 10$
${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$	18.9	0.0953			${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$	8.25	0.084	
${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	1.69	0.901		1.32	${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	0.772	0.902	
${}^{3}H_{5} \rightarrow {}^{3}F_{4}$	159	0.043	1.88		${}^{3}H_{5} \rightarrow {}^{3}F_{4}$	97.8	0.040	$5.15 \cdot 10^{\circ}$
${}^{3}H_{5} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	7.17	0.957		1.46	${}^{3}H_{5} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	4.06	0.960	
${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	11.22	1.000	461	10.95	${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$	4.56	1.000	0.376

Tab. 3.2: Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Übergänge von Tm³⁺ in Fluoridglas (links) und Quarzglas (rechts).Die Gesamtlebensdauern in der letzten Spalte beziehen sich auf das Ausgangsniveau [13/S.49]

An dieser Stelle soll aber nicht weiter auf die Unterschiede zwischen den einzelnen Wirtsmaterialien eingegangen werden. Weitere Informationen dazu gibt es in zahlreichen Veröffentlichungen und Untersuchungen zu verschiedensten Gläsern und Kristallen als Wirt, unter anderem Tm³⁺ in Fluoridglas [13; 29], Quarzglas [13], CAS (Ca₂Al₂SiO₇), YSO (Y₂SiO₅) und SYS (SrY₄(SiO₄)₃O) [16], YAG [15]. Auch andere Materialien wurden bereits untersucht, wie zum Beispiel YAP (YAlO₃), YLF (LiYF₄) [47], YVO₄ [25], GLS-Glas (Gallium-Lanthan-Sulfit) [46], Germaniumoxid (GeO₂) [53] und Kaliumwolframat [41].

· 10

 $\tau \, [ms]$

 $14.54 \cdot 10^{-3}$

 $5.15 \cdot 10^{-4}$

0.347
3.2 Stand der Technik

Die jüngsten Veröffentlichungen im Hinblick auf die Abstimmbarkeit von Thulium-Faserlasern findet man im Jahre 2002 [10] und 2008 [14]. Die Wissenschaftler Clarkson, Barnes, Turner, Nilsson und Hanna entwickelten einen mit Al_2O_3 dotierten Thuliumlaser, der eine Leistung von 7 W besaß und mit 40 W bei 787 nm gepumpt wurde [10]. Das abstimmbare Spektrum erstreckte sich über 230 nm von 1860 nm bis 2090 nm, wobei die mit einem Liniengitter (600 Linien pro mm) erzeugte Bandbreite ca. 2 nm betrug. Die nachstehenden Abbildungen dokumentieren die Charakteristik des Lasers, der mit einem M² von ca. 1,3 eine recht gute Strahlqualität besaß.



Abb. 3.6: Links oben: Aufbau des abstimmbaren Thulium-Lasersystems. Der Graph rechts oben beschreibt die Laserleistung und die Laserschwelle in Abhängigkeit von der Faserlänge. In den beiden unteren Abbildungen ist der Abstimmbereich zu sehen (links) sowie die spektrale Lage des Maximums über der Faserlänge aufgetragen (rechts) [10]

Engelbrecht, Haxsen, Wandt und Kracht konzipierten einen nahezu ebenso weit abstimmbaren Faserlaser mit einer Linienbreite von nur 0,3 nm [14]. Dieser wurde als unidirektionaler Ringresonator ausgelegt (siehe Abbildung 3.7) und konnte ebenfalls mithilfe eines Beugungsgitters (600 Linien pro mm) von 1864 nm bis 2075 nm abgestimmt werden. Die Wissenschaftler erzielten damit eine maximale Laserleistung von 3,8 W bei einem differentiellen Wirkungsgrad von über 33 %.



Abb. 3.7: Aufbau des unidirektionalen Ring-Resonators. HWP/QWP: Lambda-Halbe-Platte/Lambda-Viertel-Platte; TDF: Thulium-dotierte Faser [14]

An der möglichen Leistungsgrenze von Thulium-Faserlasern wurde zwar bereits seit längerer Zeit geforscht, allerdings gelang es erst in den letzten Jahren auch die Hochleistungsbereiche zu erschließen. Die ersten Ergebnisse nahe 100 W erbrachten die Wissenschaftler Frith, Lancaster, und Jackson 2005 [18]. Sie pumpten die thuliumdotierte Quarzglasfaser bei 793 nm (mit ca. 165W) und erzielten dabei eine Laserleistung von 85 W mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 56 %. Der Laser war allerdings nicht abstimmbar, die Wellenlänge lag bei 2040 nm (Bandbreite 2,5 nm). Die Faser war auch hier mit Al₂O₃ dotiert worden, um die in Kapitel 3.1 bereits beschriebenen unerwünschten ETU-Effekte zu minimieren.



Abb. 3.8: Aufbau des ersten Hochleistungs-Thulium-Lasers 2005. Rechts im Bild: Darstellung der Laserleistung über die eingekoppelte Pumpleistung [18]

Im Jahr 2007 verbesserte der Wissenschaftler Frith in Zusammenarbeit mit Samson, Carter, Farroni und Tankala die Leistung mit Hilfe einer Faser von Nufern, wobei sie erstmals die Ausgangsleistung von 100 W (55% differentieller Wirkungsgrad) überschritten, wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist [19]. Dieser Laser wurde mit Hilfe eines Bragg-Gitters bei 2050 nm stabilisiert. Die Pumpwellenlänge lag, wie auch bei den vorherigen Forschungsarbeiten, bei 793 nm. Bis zur gemessenen Grenze von 110 W blieb die Laserkennlinie konstant, dabei waren thermische Einflüsse innerhalb der Faser nicht zu verzeichnen.



Abb. 3.9: Aufbau und Leistungskennlinie des stabilisierten Thuliumlasers, mit dem 2007 erstmals die Grenze von 100 W überschritten wurde [19]

Die Tendenz der Leistungssteigerung setzt sich fort und scheint in Kürze den Kilowatt-Level zu erreichen. Denn Frith, Samson und Christensen haben erst kürzlich mit einem Thuliumlaser bei 2000 nm die 800 W-Marke überschritten [5]. Werden die ETU-Prozesse weiter minimiert, die CR optimiert und die Wärmeprobleme besser gelöst, werden Thuliumfasern im Hochleistungs-Sektor bald ganz neue Anwendungsgebiete erschließen.

4 Aufbau und Komponenten

Für das Verständnis der Funktionsweise des Thulium-Faserlasers soll in den folgenden Kapiteln zunächst der Gesamtaufbau sowie die einzelnen Komponenten, mit denen der abstimmbare Thuliumlaser realisiert wurde, detailliert betrachtet werden.

4.1 Konzeption und Funktionsweise des Lasersystems

Abb. 4.1: Konzept des abstimmbaren Thuliumlasers; Linsen werden mit L, dichroitische Spiegel mit DC und Detektoren mit D abgekürzt. Das Koordinatensystem rechts oben dient zur Definition der Raumrichtungen

Die obenstehende Darstellung skizziert das Funktionsprinzip, nach dem der Laser arbeitet. Das Pumplicht (793 nm) wird mit Linse L1 kollimiert und über Linse L2 sowie den dichroitischen Spiegel DC1 im 90°-Winkel in die Faser eingekoppelt. Diese Anordnung hat den Vorteil, dass die Linsen L1 und L2 nur vom Pumplicht durchsetzt werden und somit auch nur eine Standard-AR-Beschichtung für den nahen Infrarotbereich benötigen. Würde sich zudem Linse L1 vor und Linse L2 nach dem Dichroiten DC1 befinden, besäße Linse L2 auf Grund der Dispersion von Laser- und Pumplicht jeweils eine andere Brennweite, was wiederum eine Kollimation des Laserlichtes erschwert. Da das Pumplicht überdies eine wesentlich höhere Divergenz als das Laserlicht besitzt, würde ein Durchsetzen des gekippten Dichroiten DC1 in einer axialen Anordnung eine starke Wellenfront-Deformation des Pumplichtes zur Folge haben und damit höhere Einkoppelverluste verursachen. Die 90°-Anordnung bewirkt für die Pumpstrahlung folglich nur eine Reflexion auf der Vorderseite und daher bessere Einkoppelbedingungen. Die Beeinflussung des Laserlichtes beim Durchsatz des Dichroiten DC1 ist hingegen auf Grund der geringen Strahldivergenz vernachlässigbar und ohne weitere Bedeutung.

Der Resonator selbst besteht zum einen Teil aus der aktiven, mit Tm³⁺-Ionen dotierten Faser, wobei die rechte Faserendfläche auf der Einkoppelseite plan poliert wurde. Mit ihrer natürlichen Reflektivität von ca. 3 % bildet diese Faserseite den Auskoppelspiegel des Resonators (Cavity). Das Pumplicht propagiert entlang der Faser zur linken Faserfacette und wird zum Großteil absorbiert, im Lasermedium wird dadurch eine Inversion aufgebaut. Das nichtabsorbierte Pumplicht verlässt die Faser und wird über den Dichroiten DC3 aus dem Resonator ausgekoppelt und im Detektor D3 registriert. Ist die Pumpleistung hoch genug und die Laserschwelle überschritten (Verluste im Medium und an den Resonatorspiegeln sind kleiner als der Zugewinn), beginnt die Thuliumfaser mit der Laseraktivität. Die linke schräg polierte Faserendfläche soll jeglichen Reflex in den Faserkern zurück unterdrücken und koppelt das Laserlicht mit leichtem Strahlversatz aus der Faser aus. Linse L3 kollimiert die Laserstrahlung durch den Dichroiten DC3 hindurch auf den Spiegel bzw. auf das drehbare Gitter am Ende des Resonators, wo schließlich das Lasersignal durch Reflexion in den Faserkern zurückgekoppelt wird. Die Funktionsweise und Wellenlängenselektion des verwendeten drehbaren Blaze-Gitters in Littrow-Anordnung wurde in Kapitel 2.4.2 ausführlich erklärt. Nach erneuter Verstärkung beim Faser-Rücklauf und teilweiser Reflexion an der rechten Faserfacette verlässt das Laserlicht den Resonator über die Dichroiten DC1 und DC2 und wird nach Kollimation an Linse L4 im Detektor D1 vermessen. Der dichroitische Spiegel DC2 besitzt wie alle anderen Dichroiten eine Antireflex-Beschichtung für das Laserlicht. Die Rest-Reflexion von ca. 0,5 % reicht hingegen vollständig aus, um mit Detektor D2 das Laserspektrum aufzunehmen.

Die Fassung der Faserenden erfolgt jeweils in zwei halbierten Glasferrulen (Glaszylinder mit Innenloch), damit die eventuell austretende Reststrahlung aus dem Pumpkern abgeführt werden kann und keine lokale Fasererhitzung verursacht. Eine Kühlung der Faser hat sich trotz Erwärmung auf der Einkoppelseite bei den verwendeten Laser- und Pumpleistungen als nicht nötig erwiesen.

Für alle Linsen- und Faserhalterungen werden präzise Zwei-Achsen-Feingewinde-Versteller für die Xund Y-Richtung verwendet, wobei sich die Justage der Linse L3 als besonders kritisch erwiesen hat, wie in Kapitel 5.1 genauer erläutert werden wird. Da das Gitter nicht verkippt sondern nur gedreht werden kann, dient Linse L3 zur Y-und Z-Justage (bzw. X-, Y- und Z- Justage mit Spiegel) für die Rück-Einkopplung in den Faserkern, was allerdings auf Grund der extrem hohen Empfindlichkeit und der mechanisch bedingten Genauigkeit sehr problembehaftet ist. Erschwerend kommt hinzu, dass derzeit auf dem Markt keine passenden Infrarotkonverter für den Wellenlängenbereich bei 2000 nm verfügbar sind. Die Einjustage muss deshalb stets ohne Sichtkontrolle erfolgen.

Für die Pumplichteinkopplung dient ein hochpräziser Drei-Achsen-Versteller (für X-, Y-.und Z-Richtung), um maximale Einkoppeleffizienz zu gewährleisten. Da die Einkopplung, wie bereits beschrieben, im 90°-Winkel erfolgt und die Linse L2 mit der relativ kurzen Brennweite von f=30 mm vor dem Dichroiten steht, ist jedoch nur sehr wenig Platz vorhanden. Auf Grund der breiten Halterdimensionen muss die Faser mit ca. 25 mm Länge überstehend befestigt werden, wie in Abbildung 4.3 unten rechts zu sehen. Neben der schwach sichtbaren blau-violetten Fluoreszenz wird das Maximum der Pumplichteinkopplung mit dem Messgerät Fieldmaxx (Coherent) auf Messposition D4 ermittelt. Dieses Messgerät registriert kleinste Leistungen der seitlich aus der Faser austretenden Fluoreszenz im Nanowatt-Bereich, die ihren höchsten Wert bei optimaler Einkopplung des Pumplichtes in den Laserkern erreicht. Eine Kontrolle der Pumplichteinkopplung mit Hilfe des transmittierten Pumplichtes ist nicht möglich, weil eine optimale Einkopplung auch gleichzeitig eine größere Pumplichtabsorption im Laserkern mit sich bringt. Erfährt der einzukoppelnde Pumpstrahl dagegen einen leichten Lateralversatz durch Dejustage, können durchaus höhere transmittierte Pumpleistungen registriert werden. Das Pumplicht propagiert in diesem Fall größtenteils nur im Pumpkern, ohne im Laserkern absorbiert zu werden. Präzise Messungen zur optimalen Pumplichteinkopplung sind folglich auf diese Weise kaum durchführbar.

Als Detektoren D1 und D3 werden Leistungsmessgeräte der Firma Gentec verwendet. Das hochauflösende Spektrometer AQ 6375 (Detektor D2) ermöglichte Spektralanalysen mit einer Auflösung von bis zu 0,05 nm über einen Spektralbereich von 1200 nm bis 2400 nm.



Abb. 4.2: Messanordnung und Aufbau des Thuliumlasers, wie er im Labor realisiert wurde



Abb. 4.3: Nahaufnahmen der Abstimm-Einheit mit Gitter (links) und der Pumplichteinkopplung (rechts)

4.2 Eigenschaften der aktiven Thuliumfaser

Das Kernstück des Thulium-Lasersystems bildete die von der Firma NUFERN hergestellte Thuliumfaser LMA-TDF-25/250. In Kapitel 2.1.2 wurde bereits angesprochen, dass solche Large-Mode-Area-Fasern (LMA) im Singlemodebetrieb große Leistungen (bei minimierten nichtlinearen Effekten) mit guter Strahlqualität führen können. Durch hohe Thuliumkonzentrationen ist es mit dieser Faser möglich, relativ kurze Resonatorlängen bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad zu konzipieren, wie auch später in Kapitel 5.2.2 noch gezeigt wird. Die in Abbildung 4.5 (Seite 41) abgebildete Form dieses Fasermodells ist gekennzeichnet durch eine abgerundete 8-Eck-Form, auch als 3fach-D-Shape bekannt. Die flachen Kanten im Querschnittsprofil der Faser unterdrücken hier sehr effizient eventuell auftretende Helix-Moden im Pumpkern. Dadurch wird eine gute Pumplichtabsorption erzielt, wie der Absorptionsquerschnitt in Abbildung 4.4 zeigt. In dieser Abbildung ist außerdem die hohe Absorptionsline von (nominal) 5 dB/m auf der Wellenlänge von ca. 790 nm zu erkennen, bei der diese Faser gepumpt wird.



Abb. 4.4: Absorptionsspektrum der verwendeten Thulium-Faser [42]

Die Faserhülle (Coating) mit einem Durchmesser von 400 µm besteht aus einem niedrigbrechenden Polymer, während die Faser selbst aus Quarzglas gefertigt ist. Ob es sich dabei um trockenes (hydroxylarmes) Quarzglas mit geringen Absorptionen oberhalb 2100 nm handelt, ist jedoch nicht bekannt. Die Abbildung 4.5 zeigt zwei Mikroskop-Aufnahmen der Faserendfläche ohne Coating im Hell- und Dunkelfeld mit den Vermessungen der Faserdimensionen. Der äußere Bereich mit einem Durchmesser von ca. 253 µm bildet den Pumpkern. Besonders gut im Hellfeld zu sehen ist ein sogenannter Sockel mit einem Durchmesser von ca. 48 µm, der den Kern umschließt. Er besitzt vermutlich eine zusätzliche Dotierung, womit die effektive Brechzahl der Kernumgebung geringfügig verringert wird. Diese Methode wird häufig bei LMA-Fasern angewendet und erlaubt die Konzeption besonders breiter Single-Mode-Kerne bei gleichzeitig niedriger NA. Darunter kann allerdings die Strahlqualität leiden, weil sich mit großer Wahrscheinlich höhere Moden im Sockel ausbilden. Informationen darüber sind jedoch von Seiten des Faserherstellers nicht verfügbar. Ebenfalls in der Hellfeld-Aufnahme schwach zu sehen ist der LMA-Laserkern, er befindet sich im Inneren des Sockels und misst 25 µm Durchmesser.



Abb. 4.5: Links: Hellfeldaufnahme der Faserendfläche; Rechts: Dunkelfeldaufnahme

Unter den gegebenen Faserparametern mit einem Kerndurchmesser von 25 μ m und einer NA von 0,1 bei der Wellenlänge 2000 nm ergibt sich nach Gleichung (2.3) auf Seite 11 ein V-Parameter von 3,9. Nach dem Strahlparameterprodukt (siehe Anhang 1, Gleichung (A.37)) entspricht dies einer Strahlqualität von M² \approx 2.

In diesem Fall liegt zwar kein Singlemodebetrieb mehr vor, diese Rechnung stellt jedoch nur eine Abschätzung dar und gibt die Obergrenze der Beugungsmaßzahl an. In der Praxis können sowohl der Modenfelddurchmesser als auch die Numerische Apertur der Lasermode durchaus etwas geringer ausfallen, wodurch sich die Strahlqualität deutlich verbessert. Dies ist beispielsweise durch Diskriminierung von Biegeverlusten oder höheren Moden erreichbar. Die Präparation der Faser erfolgte zunächst durch Cleaven. Aber auf Grund der dabei entstehenden schlechten Winkel-Reproduzierbarkeit und mangelnden Vergleichbarkeit der Messwerte werden die Fasern im Verlauf der Messungen stets mit Hilfe eines Poliergerätes präpariert. In der Dunkelfeldaufnahme in Bild 4.5 rechts sind Schleifspuren der kleinsten Politurscheibe mit 1 µm Körnung erkennbar, die aber für die Funktionalität der Faser und Streuungsverluste keine relevante Bedeutung besitzen. Zwar sind in der Abbildung auch kleine Staubpartikel zu sehen, diese haben sich aber erst nachträglich bei der Untersuchung auf der Facette abgelagert. Nach jeder Politur erfolgt unter dem Mikroskop eine Reinigung mit Isopropanol, um letzte Wasser- und PartikelReste von der Faserendfläche zu entfernen. Die linke Faserfacette vor Linse L3 wird mit einem Winkel von 10° schräg poliert. Dies verfolgt den Zweck, jegliche Fresnel-Rückreflexe in den Faserkern zu unterbinden. Vor allem bei Laserbetrieb mit Beugungsgitter im Resonator würde ein Rückreflex zu einem unkontrolliert breitbandigen und selbständigen Anschwingen des Lasers führen, wobei mit dem Gitter – wenn überhaupt – nur noch eine sehr eingeschränkte Wellenlängenabstimmung durchführbar ist. Eine Aufnahme vergleichbarer Messwerte wäre ansonsten nicht möglich.

Die Faserseite der Pumplichteinkopplung besitzt einen Politurwinkel von 0°. Auftretende Fresnel-Reflexionen von ca. 3 % des Laserlichtes in den Laserkern reichen dabei erfahrungsgemäß völlig aus, um einen zweiten Resonatorspiegel zu ersetzen und daher eine effiziente Laseraktivität zu gewährleisten. Die folgende Gleichung zeigt, dass eine Grenzfläche der Quarzglasfaser gegen Luft (n₂=1) mit einer Brechzahl von 1,438 (bei 2000 nm Wellenlänge) ² eine Reflexion von ca. 3,2 % verursacht, sofern ein senkrechter Lichteinfall erfolgt [51/S.44]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 \approx 3,2\%$$
(4.31)

Für die anfängliche Dimensionierung der Faserlänge dient der Richtwert einer Pumplichtabsorption von ca. 15 dB als Maßstab. Aus der Erfahrung gilt eine solche Faserlänge als guter Kompromiss zwischen zu hohen Reabsorptionsverlusten bei langen Fasern und zu geringer Verstärkung bei kurzen Längen. Mit einer spezifischen Absorption von 5 dB/m entsprechen 15 dB demnach einer Länge von 3 m. Da aber durch die Messungen in dieser Diplomarbeit die optimale Faserlänge erst herausgearbeitet werden soll, wurde die Gesamtlänge der Faser (inklusive einer Reservelänge) auf 5 m Meter festgelegt. Bei einer solchen Faserlänge ist davon auszugehen, dass nach Gleichung (2.15) (Seite 19) bereits über 99 % des Pumplichtes absorbiert werden, das heißt ein Zugewinn an Laserleistung bei noch längeren Fasern ist nicht zu erwarten.

Im Normalfall wird mittels Software auch eine Simulation durchführt, um eine Abschätzung von optimaler Faserlänge und Resonator-Reflektivitäten zu erhalten. Da aber eine solche Software für

² Angaben von Heraeus [51]

Thuliumfasern bisher nicht zugänglich war und dies außerdem spezifische (an dieser Stelle nicht vorliegende) Faserdaten abverlangt, muss an dieser Stelle auf die Simulation verzichtet werden. Die Publikationen [14; 10; 19; 5] bieten überdies eine Orientierungshilfe für die Auswahl der Faserlänge, wenngleich es sich dabei teilweise um andere Thuliumfasern handelt.

4.3 Eigenschaften der verwendeten Optiken

4.3.1 Einkopplung und Linsenauswahl

Die im Aufbau verwendeten Linsen beeinflussen wesentlich die Verluste und Einkoppeleffizienzen in die Faser. Um die Leistungsverluste so gering wie möglich zu halten, soll an dieser Stelle eine genauere Betrachtung der Linseneigenschaften erfolgen, woraus letztendlich auch die Auswahl der geeigneten Linsen resultiert.

Die Linsen L1 und L2 sind von der Materialwahl unkritisch, da die Pumpwellenlänge mit 793 nm im nahen Infrarot – nur wenig oberhalb des sichtbaren Wellenlängenbereiches (VIS) – liegt. Für diese Wellenlängen sind nahezu alle Standard-Materialien sehr gut transparent, weshalb hierfür Linsen aus Quarzglas ("UV Fused Silica") ausgewählt wurden. Dieses Material, auch Kieselglas genannt, besitzt sehr gute optische und mechanische Eigenschaften und ist zudem auf Grund der guten Bearbeitbarkeit und Verfügbarkeit verhältnismäßig kostengünstig. Als Antireflexbeschichtung sind Standardbeschichtungen mit einer Reflexion kleiner 1,5 %³ verfügbar. Um eine quasi aberrationsfreie Abbildung zu erhalten, eignet sich am besten ein Linsensystem aus zwei spiegelsymmetrisch angeordneten Plan-Konvex-Asphären, die jeweils für Kollimierung optimiert sind. Darüberhinaus vereinfacht ein solches Linsensystem wesentlich die Justage bei der Einkopplung, da die Abbildungsgröße nicht durch die Linsenposition, sondern allein durch die Brennweiten-Kombination festgelegt wird.

Für den passenden Abbildungsmaßstab wurde ein Verhältnis der Brennweiten von 1,2:1 gewählt. Der Faserdurchmesser der Pumpdiode von 200 μm mit 0,22 NA und der Durchmesser des Pumpkerns der Thuliumfaser (250 μm) mit einer NA von 0,46 rechtfertigen eine Entscheidung für die Brennweiten 25 mm (L1) und 30 mm (L2). Infolge der hochgradig multimodigen Strahlqualität der Pumpquelle ist eine geometrisch-optische Betrachtung der Abbildung bzw. Pumpeinkopplung wie folgt zulässig. Aus einfachen Überlegungen der geometrischen Strahlenoptik gilt die Beziehung:

$$\frac{B_2}{G_1} = \frac{f_2}{f_1} \tag{4.32}$$

³ Angabe des Herstellers Edmund Optics

Die Faserendfläche der Pumpquelle (Gegenstandshöhe G₁) wird auf die Querschnittsfläche des Pumpkerns (Bildhöhe B₂, Durchmesser der Thulium-Faser) abgebildet. Nach Gleichung (4.32) wird auf der Eingangsfacette der Thuliumfaser ein Flächendurchmesser von 240 µm ausgeleuchtet, dies entspricht ca. 92 % der Pumpkernfläche. Ebenso muss bei der Auswahl der Brennweiten die Einhaltung der Faser-NA gewährleistet sein. Die maximale Numerische Apertur einer Linse kann dabei als Richtwert dienen, um die NA der Faser nicht zu überschreiten. Aus der Brennweite f und dem nutzbaren Linsenradius R_L berechnet sich die Linsen-NA zu

$$NA = \sin\left(\arctan\left(\frac{R_L}{f}\right)\right) \tag{4.33}$$

Mit einer NA von 0,41 (Linse L1) und 0,35 bei Linse L2 (jeweils R_L =11,25 mm) wird die Faser-NA in jedem Fall eingehalten.

Größere Probleme ergeben sich indessen bei der Materialauswahl für die Linsen L3 und L4. Da das Spektrum der Laserstrahlung von Thulium bis über 2100 nm reicht, muss auch das Linsenmaterial bei diesen Wellenlängen transparent sein. Wie in Kapitel 2.3 bereits ausführlich besprochen, gibt es aber bei Standard-Quarzglas starke Absorptionskanten von OH⁻Gruppen in diesem Bereich, die sich negativ auf die Effizienz des Lasers sowie die Erwärmung der Linsen durch Absorption auswirken und die Messungen verfälschen können. Aus diesem Grund wurde als Linsenmaterial hochreines, sogenanntes trockenes Quarzglas "Suprasil 300" gewählt, was die Herstellung jedoch sehr kostenintensiv macht. Die Darstellung des Glas-Herstellers Heraeus (siehe Abbildung 4.6) zeigt die großen Unterschiede zwischen den verfügbaren Quarzglassorten bei 1400 nm bzw. besonders oberhalb von 2000 nm. Während die 4 mm dicke Linse aus Suprasil 300 bei 2200 nm weniger als 0,02 % des einfallenden Laserlichtes absorbiert, sind es bei den anderen Quarzgläsern bereits fast 10 %.



Abb. 4.6: Abhängigkeit der internen Transmission (links) bzw. der Absorption (rechts) von der Wellenlänge in unterschiedlichen Quarzgläsern [27]

Das Linsendesign wurde als "Linse bester Form" ausgelegt, dabei handelt es sich um eine Bikonvex-Linse mit minimierter sphärischer Aberration. Da der Laserstrahl eine geringe Divergenz und nahezu Gaußstrahl-Qualität besitzt, bleiben auch die Abbildungsfehler sehr gering. Wie in Kapitel 2.4.2 diskutiert, muss der Laserstrahl nach Gleichung (2.26) für eine optimale Wellenlängenauflösung möglichst breit und gut kollimiert sein, damit eine große Anzahl von Gitterperioden ausgeleuchtet wird. Bei gegebener Kern-NA der Thuliumfaser kann dies nur durch eine große Kollimationslinse mit hoher Brennweite erreicht werden (vergleiche Seite 26).

Gemäß der allgemein bekannten Linsenmacherformel [51/S.390] besitzt die sonderangefertigte Linse mit einer Brechzahl von 1,438 bei 2000 nm eine Brennweite von 97 mm (das Linsendesgin befindet sich in Anhang 2). Bei dieser Brennweite und einer NA=0,1 des Laserlichtes werden über 70 % der nutzbaren Linsenfläche ausgeleuchtet, der kollimierte Laserstrahl besitzt dann entsprechend Gleichung (A.38) einen Taillendurchmesser von etwa 19 mm (vergleiche dazu Anhang 1).

Hinsichtlich der breitbandigen Anitreflexbeschichtung sind keine Standardbeschichtungen für 2000 nm verfügbar, zumal diese Linse ohnehin eine Sonderanfertigung darstellt. Laut Angaben des Herstellers LaserComponents reflektiert jede entspiegelte Linsenfläche zwischen 1800 nm und 2200 nm weniger als 0,5 %, was die Verluste im Laserresonator nach Möglichkeit klein halten soll.

Da das Laserlicht im Resonator über die gleiche Linse zum Gitter bzw. Spiegel kollimiert und wieder zurück in die Faser reflektiert wird, geschieht hier eine 1:1-Abbildung. Voraussetzung dafür ist allerdings eine fehlerfreie Abbildung sowie eine präzise Linsenpositionierung in Z-Richtung.

Die langbrennweitige Linse erzeugt einen sehr gering restdivergenten Strahl und wird so einjustiert, dass sie die generierte Strahltaille auf den Resonatorspiegel projiziert. In diesem Fall kehrt der Spiegel den Strahlengang symmetrisch um und sorgt so für eine identische Überlagerung von Faserendfläche des Laserkerns und Reflex; der Abstand zwischen Spiegel und Linse ist dabei infolge der geringen Restdivergenz von 0,1 mrad weniger kritisch, als der Abstand zwischen Linse und Faser.

4.3.2 Eigenschaften des verwendeten Gitters

Der linke Teil des Resonators besteht für eine Hälfte der Messungen in Kapitel 5 aus einem Silberspiegel, der für die Laserwellenlängen einen Reflexionsgrad von ca. 98 % aufweist. Bei allen anderen Messungen wird für die Abstimmung des Lasers ein Gitter verwendet, dessen Eigenschaften an dieser Stelle näher betrachtet werden sollen.

In allen vorliegenden Publikationen aus Kapitel 3.2 wurde ausnahmslos ein drehbares Beugungsgitter mit einem Linienabstand von 600 Linien pro Millimeter verwendet. Die darin erreichten positiven Ergebnisse sowie die äußerst günstige Realisierungsmöglichkeit dieses Konzeptes führen auch an dieser Stelle zu der Verwendung eines solchen Gitters. Des Weiteren sind die unkomplizierte Justage sowie die hohe erreichbare Auflösung bei gleichzeitig großem Abstimmbereich hervorzuheben, die diese Methode der Wellenlängenselektion vor anderen hervorhebt und für den vorliegenden Thuliumlaser so unverzichtbar machen (wie bereits in Kapitel 2.4.2 gezeigt wurde).

Die Anordnung des Gitterresonators erfolgte, wie in Abbildung 4.1 (Seite 37) zu sehen, nach dem Prinzip der Littrow-Konfiguration. Da die spektrale Linienbreite bereits in diesem Aufbau ausreichend klein ist (vergleiche Kapitel 5.3.3), soll mit der Littrow-Konfiguration der höchst mögliche differentielle Wirkungsgrad erzielt werden. Das in diesem Aufbau verwendete 50 mm mal 50 mm große Gitter besitzt nach Herstellerangaben⁴ einen Blaze-Winkel von 34° bei der Blaze-Wellenlänge 1850 nm. Durch Einsetzen des Linienabstandes $g = \frac{1}{600}$ mm in Gleichung (2.24) (Seite 26) liegt der genaue Littrowwinkel für die Wellenlängen 1850 nm bis 2050 nm zwischen 33,7° und 38,0°. In diesem Fall wird mit m = 1 die erste Ordnung verwendet, weil niedrige Ordnungen bei Blaze-Gittern auf Grund ihres Designs höchste Beugungseffizienzen aufweisen. Höhere Ordnungen als m = 1 sind in diesem Wellenlängenbereich auch gar nicht möglich, da nach Gleichung (2.22) (vergleiche Seite 24) im Intervall $\lambda/2 \le g \le 3\lambda/2$ allein die erste Beugungsordnung existiert. Die Effizienzkurven für die höheren Ordnungen in Anhang 3 belegen dies deutlich. Hierin wird auch die hervorragende Wirkungsweise des Blaze-Designs offensichtlich. Die Wahl eines geblazten Gitters mit 600 Linien pro Millimeter scheint also in dem verwendeten Wellenlängenbereich ideal für eine vollständige Unterd-

Abbildung 4.7 verdeutlicht die Effizienzabhängigkeit von der Wellenlänge und der Polarisation. Während das Effizienzmaximum des Gitters für P-polarisiertes Licht bei knapp 1400 nm liegt und darüber stark abnimmt, wird S-polarisiertes Licht bei ca. 1800 nm am effizientesten in die erste Ordnung gebeugt. Die maximale Beugungseffizienz von ca. 97 % reduziert sich dann bei Wellenlängen oberhalb 2000 nm allmählich bis auf 90 % bei 2500 nm. Man beachte jedoch, dass sich das Gitter innerhalb des Resonators befindet und daher die Rückkopplung in das Lasermedium bewirkt. Demzufolge wird der Thuliumlaser höchstwahrscheinlich vollständig linear S-polarisiert anschwingen, da hier die geringsten Resonatorverluste zu verzeichnen sind. Polarisationsfilter für die verwendeten Laser-Wellenlängen waren allerdings bis jetzt nicht verfügbar, weshalb dieser Zusammenhang im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit leider nicht nachgewiesen werden kann.

rückung höherer Ordnungen bei gleichzeitig hoher Beugungseffizienz in der ersten Ordnung.

Nach der Effizienzkurve zu urteilen wird die Gittereffizienz der ersten Ordnung für den gesamten Abstimmbereich von 1850 nm bis 2050 nm bei durchschnittlich ca. 95 % liegen. Die weiteren Verluste

⁴ Newport/Richardson Gratings

von 5 % werden zum Teil durch Absorption im Gittermaterial Aluminium verursacht, andererseits spielt auch Streuung zum Beispiel an Gitterdefekten eine Rolle.



Abb. 4.7: Effizienzkurve der 1. Ordnung für das verwendete Liniengitter und unterschiedliche Polarisationen [3]

Die dem Blazewinkel entsprechende Gitterdrehung erfolgt durch einen manuell steuerbaren Winkelverstelltisch mittels Mikrometerschraube. Die kleinste ablesbare Einheit der Schraube (5 μm) entspricht einer Gitterdrehung von 25,15 Bogensekunden⁵. In Gleichung (2.29) (Seite 27) eingesetzt, ergibt sich daraus eine minimal einstellbare Wellenlängendifferenz von 0,3 nm im gesamten Abstimmbereich. Kleinere Justage-Abstände sind möglich, können aber nicht mit Sicherheit reproduziert werden.

Desweiteren lässt sich nun mit Hilfe von Beziehung (2.26) von Seite 26 die eigentliche spektrale Auflösung berechnen, die mit diesem Gitter erreichbar ist. Sie beträgt (innerhalb des Abstimmbereiches) bei einem Strahldurchmesser von 19 mm und mit oben genannten Gitterparametern als Absolut-Wert 0,14 nm; das relative Auflösungsvermögen ergibt demzufolge nach (2.25) einen Wert zwischen 13703 und 14467, was hier mit m = 1 gleichzeitig der Anzahl N der ausgeleuchteten Gitterlinien entspricht (vergleiche dazu Seite 26).

Das verwendete Liniengitter besitzt eine Winkeldispersion von 0,04 °/nm, wie Gleichung (2.28) zeigt (Seite 27). Auf Grund der kollimierten Strahlführung zwischen Linse und Gitter besitzt jede Wellenlänge (bei konstantem Littrowwinkel γ_L) einen eigenen festen Reflexionswinkel und wird analog einer Abbildung aus dem Unendlichen unter einem spezifischen Lateralversatz von der optischen

⁵ Herstellerangaben der Firma OWIS

Achse nach der Linse abgebildet. Da der Laserkern eine endliche Ausdehnung besitzt und somit nicht nur Strahlung des Littrowwinkels sondern eines ganzen Raumwinkelbereiches aufnimmt, soll nun die folgende Überlegung überprüfen, welche vom Gitter reflektierte Bandbreite in den Laserkern eingekoppelt wird und ob es zu einer spektralen Überlappung eines größeren Wellenlängenbereiches als der Auflösung des Gitters kommen kann. Die nachstehende Abbildung 4.8 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen dem Reflexionswinkel am Gitter und dem Lateralversatz der optischen Abbildung (hier geometrisch vereinfacht dargestellt).



Abb. 4.8: Wellenlängenabhängige Beugung am Gitter und Rückeinkopplung in den Faserkern

Daraus lässt sich die Beziehung herleiten:

$$\tan\left(\frac{\Delta\alpha_2}{2}\right) = \frac{\Delta x}{2f} \tag{4.34}$$

Mit einem Kerndurchmesser von 25 μ m wird nach (4.34) ein Raumwinkel der Gitterreflexion von 0,015° eingefangen, sofern sich im Aufbau eine Linse der Brennweite f = 97 mm befindet. Dementsprechend beträgt die in den Laserkern rückgekoppelte Bandbreite nach (2.28) im Abstimmbereich des Faserlasers 0,36 nm bis 0,34 nm; das im Laser anschwingende Spektrum kann sich also verbreitern. Ungeachtet dessen wird die Verbreiterung trotzdem nicht so stark ausfallen, da Wellenlängen mit größeren Reflexionswinkeln die Linse teilweise überstrahlen können bzw. auf Grund größerer Numerischer Apertur nicht mit der Laserkern-NA übereinstimmen. Infolgedessen nimmt die Intensität ab und die Resonatorverluste auf diesen Wellenlängen erhöhen sich.

4.3.3 Funktionalität der dichroitischen Spiegel

Eine weitere Herausforderung für den Aufbau stellen die dichroitischen Spiegel (Dichroiten) dar. Wie bereits angedeutet, müssen diese für die ordnungsgemäße Funktionalität des Thuliumlasers mehreren Rahmenbedingungen gleichzeitig genügen. Während das Pumplicht bei 793 nm mit höchstmöglicher Intensität reflektiert werden soll, wird für das Laserlicht eine Transmission mit geringsten Verlusten vorausgesetzt. Die dafür erforderliche Breitband-Entspiegelung muss einerseits mindestens den vollen Abstimmbereich von 1850 nm bis 2050 nm kontinuierlich abdecken, zum anderen müssen die Beschichtungen einen Betrieb im 45°-Winkel gewährleisten. Durch den geringen Abstand zwischen Faser und Dichroit auf der Einkoppelseite bedarf es einer hohen Zerstörschwelle der dielektrischen Schichten. Unter der vereinfachten Annahme eines Pumpstrahl-Durchmessers von ca. 250µm und einem Laserkern mit 25 µm Durchmesser sowie einer maximalen Pumpleistung von 30 W, zuzüglich maximal 10 W Laserleistung, ergibt sich eine nötige Zerstörschwelle von ungefähr 2,1 MW/cm² für den cw-Betrieb. Fernerhin darf auch die Material-Absorption des Substrates selbst nicht zu groß werden, weshalb für diesen Wellenlängenbereich das Material Infrasil ausgewählt wurde (vergleiche Abbildung 4.6 auf Seite 44).

Die Sonderanfertigung dieser Dichroiten zeigt ein hervorragendes Resultat, wie die Spektren in Abbildungen 4.9 belegen. Über den Abstimmbereich hinaus von 1820 nm bis mindestens 2200 nm beträgt die Reflexion in jedem Fall weniger als 2 % bzw. 1 % auf der Rückseite; für die P-Polarisation sinkt dieser Wert sogar auf unter 0,5 %. Parallel dazu wird das Pumplicht zu über 99,8 % reflektiert, wobei die S-Polarisation eine Reflektivität von 99,997 % besitzt. Die Anforderungen an das Lasersystem sind damit also ausreichend erfüllt. Auch wenn die Abbildungen nur simulierte Spektren darstellen, so kommen sie der Realität doch erfahrungsgemäß sehr nahe.



Abb. 4.9: Links: Spektrale Simulation der Anti-Reflexbeschichtung des dichroitischen Spiegels auf der Vorderseite (Bild oben) und der Rückseite (unteres Bild); Rechts: Gesamtes Transmissionsspektrum auf der Spiegelvorderseite (Bild oben) und Reflexionsgrad für die Pumpwellenlänge (unten) [36]

4.3.4 Charakterisierung der Pumpquelle

Sowohl die Wellenlänge als auch die Leistung bilden die grundlegenden Parameter einer Pumpquelle für die Leistungsfähigkeit des gepumpten Faserlasers. Wie in Kapitel 3 und 4.2 herausgearbeitet, lassen sich Thuliumfasern am effizientesten bei ca. 790 nm pumpen. Die in diesem Aufbau verwendete Pump-Laserdiode strahlt in Abhängigkeit von der Temperatur auf einer Wellenlänge zwischen 785 nm und 792 nm, Abbildung 4.10 beleuchtet diesen Zusammenhang.

Auf Grund der generell hohen Wärmeentwicklung bei Laserdioden muss auch diese Diode gekühlt werden, da die Betriebstemperatur laut Herstellerangaben 20 °C beträgt. Die Diode befindet sich somit auf einer Metallplatte, die mit einem Wasserkreislauf verbunden ist und durchströmt wird. Ein vollautomatischer Wasserkühler (Chiller) sorgt dabei für eine konstante Wassertemperatur.





Abb. 4.10: Wellenlänge der Pumpdiode in Abhängigkeit vom Diodenstrom bei verschiedenen Kühlungs-Temperaturen.

Abb. 4.11: Spektrum der Pumpquelle auf der Wellenlänge 791 nm mit 2 nm Bandbreite, hier bei 45 A und 24,5 °C Diodentemperatur aufgenommen

In einer separaten Messung wurde diese Abhängigkeit der Diodentemperatur von der Kühlertemperatur bei verschiedenen Laserleistungen untersucht (siehe Anhang 4). Eine Vorlauftemperatur von 18 °C hat sich aus verschiedenen Gründen als günstig erwiesen. Einerseits wird die Laserdiode auch im Ruhezustand nicht zu sehr gekühlt, wodurch eine eventuelle Wasserkondensation aus der Luft im Inneren der Diode vermieden wird. Andererseits steigt die Diodentemperatur auch unter Volllast kaum über 25 °C, was sowohl der Lebensdauer als auch der Effizienz dieser Pumpdiode zugute kommt. Die Messung in Kapitel 5.3.2 (vergleiche Abbildung 5.10 auf Seite 63) weist darauf hin, dass die Diode in Bezug auf die Pumplichtabsorption der Thuliumfaser bei höchst möglicher Wellenlänge strahlen sollte, was wiederum nur durch höhere Temperaturen erreicht werden kann. Zwar übt der Diodenstrom ebenso einen entscheidenden Einfluss auf die Wellenlänge aus, wie Abbildung 4.10 veranschaulicht, er muss aber für die Leistungsvariation bei den Untersuchungen variabel bleiben. Zusätzlich in Abbildung 4.10 erkennbar ist eine Wellenlängenänderung mit dem Diodenstrom von ca. 0,1 nm/A. Durch Auswertung dieser Abbildung im Zusammenhang mit Anhang 4 kann eine Temperaturabhängigkeit des Spektrums von ca. 0,3 nm/K ermittelt werden, dies entspricht auch den Herstellerangaben von QPC Lasers. Die folgende Abbildung zeigt ein typisches Spektrum dieser Laserdiode in logarithmischer Darstellung, aufgenommen bei einem Diodenstrom von 45 A, Kühlertemperatur 18 ° und einer entsprechenden Diodentemperatur von 24,5 °C. Wie bei den meisten Laserdioden schwingen viele axiale Moden auf einer Bandbreite von insgesamt ca. 2 nm bis 3 nm an.

Die Leistung der Pumpdiode wird über eine 200 µm-Faser mit einer NA von 0,22 abgestrahlt. Ein solcher Strahl besitzt nach Gleichung (A.37) (siehe Anhang 1) eine sehr schlechte Strahlqualität von $M^2 \approx 88$, was aber für Diodenlaser nicht ungewöhnlich ist. Für die Auswertung der in dieser Diplomarbeit vorgenommenen Messungen ist die nachstehende Abbildung 4.12 überaus wichtig. Sie beschreibt die Kennlinie der Pumpquelle und bildet die Grundlage für alle weiteren Berechnungen.

Der Leistungsbereich erstreckt sich von der Laserschwelle bei ca. 12 A (0 W) bis 50 A (31 W). Laut Herstellerangaben liefert diese Laserdiode eine maximale Ausgangsleistung von 35 W, jedoch wurde aus Gründen der Dioden-Lebensdauer eine maximale Leistung von 31 W in allen Messungen nicht überschritten. Damit die Werte zwischen den Messpunkten der Kennlinie genutzt werden können, wurde diese Kennlinie schließlich noch einmal interpoliert.



Abb. 4.12: Interpolierte Leistungskennlinie der Pumpquelle

5 Experimentelle Untersuchungen

5.1 Erläuterungen zur experimentellen Durchführung

Das Ziel der folgenden Messungen ist es, sowohl für die Laserleistung als auch für das Laserspektrum eine optimale Faserlänge herauszufinden, bei der die in Kapitel 1 gesteckten Rahmenbedingungen bestmöglich erfüllt werden können.

Um dies zu untersuchen, wird auf das Messverfahren der sogenannten "cut-back"-Methode zurückgegriffen, wonach die anfänglich ca. 5 m lange Faser in ca. 30 cm-Abständen immer wieder gekürzt und vermessen wird. Die Vermessung einer Faserlänge erfolgt jeweils in drei Schritten. Nach Präparation des linken Faserendes (vergleiche Abbildung 4.1 auf Seite 37) – bestehend aus Kürzen, Entcoaten (Entfernung der Hülle am Faserende), Schrägpolitur im Winkel von 10° und Reinigung der Endfläche – erfolgt zunächst die Einjustierung und Vermessung des Lasers mit Spiegel im Resonatoraufbau. Der zweite Teil der Messung gilt der Untersuchung des spektralen Einflusses des Gitters auf den Laserbetrieb. Dazu wird der Spiegel nur aus seiner Halterung herausgenommen, das Gitter bleibt immer unverändert auf gleicher Position. Damit wird gewährleistet, dass alle Abstände im Resonator quasi konstant bleiben, was letztlich eine bessere Vergleichbarkeit der Messwerte ermöglicht. Eine solche Messreihenfolge dient zudem einer besseren Justage-Genauigkeit. So kann bei der Vermessung mit Gitter überprüft werden, ob der vorhergehende Aufbau mit Spiegel wirklich optimal einjustiert wurde, denn die Laserleistung des Gitterresonators muss laut Gittereffizienz jeweils ca. 95% der Leistung im Spiegelbetrieb erreichen. Werden höhere Werte erzielt, war die vorhergehende Messung und Justage mit Spiegel mangelhaft und muss wiederholt werden.

Im Folgenden wird deutlich, warum eine solche referenzielle Überprüfung so überaus wichtig ist. Die Justage der Linsenposition L3 besitzt auf Grund der bereits erwähnten Empfindlichkeit und der gleichzeitigen Optimierung von drei Freiheitsgraden (X-, Y- und Z-Position) eine relativ hohe Ungenauigkeit. Mechanisch bedingt erlaubt eine Mikrometerschraube der Linsenhalterung laut Skaleneinteilung eine reproduzierbare Verstellung von 5 μ m in X- bzw. Y-Richtung. In einer Testmessung entsprach dies einem Verlust von ca. 5 % Laserleistung, eine Dejustierung von ca. 10 μ m aus dem Maximum heraus verursachte bereits einen Verlust von ca. 30 %. Die Justage in Z-Richtung verhält sich ähnlich kritisch, da die Rayleighlänge (siehe Anhang 1) nach (A.39) nur 0,12 mm beträgt und eine Bewegung in Z-Richtung sowohl den hinlaufenden als auch den rücklaufenden Strahl beeinflusst. Hinzu kommen starke, anhaltende Schwankungen der Laserleistung, die mit ca. ± 10 % (geschätzt) eine präzise Linsenpositionierung erschweren.

Der Gesamtfehler der Reproduzierbarkeit lässt sich somit nur sehr problematisch ermitteln, wobei in Einzelfällen nach erfahrungsgemäßer Schätzung Abweichungen von bis zu 30 % auftreten können. Eine sorgfältige, ausreichend lange und mehrfache Einjustierung der Linse vermag jedoch diesen Fehler zu minimieren.

Indem die Faser stets auf der linken Seite gekürzt wurde, blieb die pumpseitige Einkopplung während der gesamten Messungen unverändert. Damit verbundene zusätzliche Fehlerquellen können also ausgeschlossen werden, was der Vergleichbarkeit der Messwerte zugute kommt.

5.2 Leistungsfähigkeit des Systems

5.2.1 Einkoppeleffizienz und Messwertkorrekturen

Wie bei jedem Faserlaser wird die in die Faser eingekoppelte Pumpleistung durch Verluste verschiedenster Art reduziert. Neben den auftretenden Verlusten durch Reflexion und Absorption an den Einkoppel-Linsen L1 und L2 spielen auch eventuelle Abbildungsfehler eine Rolle. Die Rest-Transmission des Dichroiten DC1 sowie ein Verlust von ca. 3 % an der planpolierten Stirnfläche der Faser (vergleiche Berechnung (4.31) auf Seite 42) tragen ebenfalls zu einer Verringerung der eingekoppelten Leistung bei. Damit aber letztendlich eine Aussage über die absorbierte Pumpleistung und damit über den differentiellen Wirkungsgrad des Thuliumlasers getroffen werden kann, muss die Einkoppeleffizienz separat ermittelt werden, weil nur die Ausgangsleistung der Pumpdiode bekannt ist. Dafür erfolgt eine Vermessung der direkt aus einem Faserstück der Länge 6 cm austretenden Pumpleistung, wobei ein weiterer Fresnel-Reflex von ca. 3 % am Faserende berücksichtigt wird. Die hohe Thuliumdotierung und Absorption von ca. 5 dB/m macht zudem für die Länge 6 cm eine Korrektur von ca. +7 % erforderlich, hingegen ist die bei dieser Messung eventuell auftretende ASE-Strahlung äußerst gering und kann vernachlässigt werden. Mit einer auf diese Weise ermittelten Einkoppeleffizienz von 73 % zeigt sich jedoch, dass das Einkoppelsystem noch verbesserungswürdig ist. Umgerechnet auf die Anzahl der im Strahlengang befindlichen Optiken würde das einen durchschnittlichen Verlust von 8% pro Optik entsprechen, was aber auf Grund der Entspiegelungen und geringen Materialabsorptionen als kaum realistisch erscheint. Vielmehr werden hierfür Abbildungsfehler verantwortlich sein.

Für eine möglichst exakte Darstellung der Messwerte bedarf es zwei weiterer Korrekturen, die sich durch den Messaufbau ergeben. Zum einen befindet sich der Leistungs-Messkopf D1 hinter den Dichroiten DC1 und DC2. Durch diesen technisch bedingt nicht weiter reduzierbaren Abstand und auf

Grund des divergenten Laserstrahls ergibt sich im Zusammenhang mit der begrenzten Detektorfläche ein Korrekturfaktor von durchschnittlich 1,1, mit dem die Messwerte der Laserleistung an dieser Position multipliziert werden müssen. Die beiden Dichroiten DC1 und DC2 haben dabei, wie in einer Testreihe festgestellt wurde, keinen Einfluss.

Eine weitaus höhere Korrektur kommt den Messwerten auf Detektor D3 zu. Da die Pumpstrahlung eine wesentlich höhere Divergenz besitzt als die Laserstrahlung, überstrahlt das nichtabsorbierte Pumplichtlicht die Linse L3 sowie den Dichroiten DC3. Eine andere Anordnung ist aber in diesem Aufbau technisch nicht möglich. Somit unterscheiden sich die Messwerte von Detektorposition D3 und die Messwerte direkt nach der Faser um den Faktor 3,8.

Die Kenntnis über diese Korrekturen ist wichtig, um quantitative Aussagen über die tatsächliche Leistung zu erhalten. Zudem kommt hier eine weitere Fehlerquelle hinzu, da die Korrekturfaktoren lediglich Mittelwerte einer Testreihe darstellen und dadurch fehlerbehaftet sind. Mit einem zufälligen Fehler von bis zu 10 % (beobachtete Leistungsschwankungen) sowie einem systematischen Fehler von 3 % (Herstellerangaben für die Messgeräte) beträgt der ermittelte Größtfehler der Korrekturfaktoren ca. 26 %. Diese Angabe soll nur beispielhaft zeigen, mit welchem zusätzlichen Fehler die korrigierten Leistungsmesswerte behaftet sind.

5.2.2 Ausgangsleistung und Wirkungsgrad des Spiegelresonators

Das Leistungsverhalten des Lasersystems ist eine der kennzeichnenden Eigenschaften, die für die Anwendung von großer Bedeutung sind. Dabei stellt der differentielle Wirkungsgrad ein Maß für die Effizienz des Laserprozesses dar, mit der das absorbierte Pumplicht in Laserleistung umgesetzt wird. Im Rahmen dieser grundlegenden Charakterisierung des Thuliumlasers sollen nun im folgenden Kapitel die Ergebnisse der Messungen bezüglich der Leistungsfähigkeit und Effizienz ausführlich diskutiert werden.



Abb. 5.1: Absorbiertes Pumplicht in Abhängigkeit der Faserlänge

In der experimentellen Durchführung wird für insgesamt 14 Faserlängen der ursprünglich 4,90 m langen Faser je eine Laserkennlinie aufgenommen, wobei gleichzeitig auch andere Parameter (Wellenlänge, Bandbreite, Spektrum, Diodentemperatur) aufgezeichnet werden. Durch schrittweise Erhöhung des Pumpdioden-Stromes im Abstand von 5 A ergibt sich pro Kennlinie eine Anzahl von 5 bis 6 Messpunkten. Durch Subtraktion der gemessenen und korrigierten Werte der *nicht*absorbierten Pumpleistung von der effektiv in die Faser eingekoppelten Pumpleistung wird schließlich die Leistung der absorbierten Pumpstrahlung ermittelt (vergleiche Abbildung 5.1). Wird die Laserleistung über der absorbierten Pumpleistung aufgetragen, ergibt sich eine solche Laserkennlinie wie in Abbildung 5.2, die hier repräsentativ als Beispiel dienen soll. Die restlichen Kennlinien für die jeweiligen Faserlängen befinden sich aus Gründen der Übersichtlichkeit in Anhang 5. Für jede dieser Kennlinien existiert eine Regressionsgerade, die durch die Gleichung neben dem Kurvenverlauf beschrieben wird.





Abb. 5.2: Leistungskennlinie des Thuliumlasers mit Spiegelresonator für die Faserlänge 2,54 m

Abb. 5.3: Maximale Laserleistung in Abhängigkeit von der Faserlänge mit Spiegelresonator

Besonders interessant ist die Abhängigkeit der Laserleistung von der Faserlänge, wie die nebenstehende Abbildung 5.3 dokumentiert. Dazu werden hier die jeweils bei 50 A (Pumpdioden-Strom) ermittelten Werte des breitbandigen Lasersignals zusammengetragen, welche gleichzeitig die pro Faserlänge erreichten Höchstwerte des vorliegenden Thulium-Faserlasersystems repräsentieren. Dieser Kurvenverlauf weist bei einer Faserlänge von 2,54 m ein Maximum auf, dabei ist eine maximale Laserleistung von 4,2 W zu verzeichnen. Je kürzer die Faserlänge der eingangs 4,90 m langen Faser, desto mehr steigt die erreichbare Leistung an. Die Leistungszunahme ist dabei bis zum Maximum relativ gering und beträgt durchschnittlich ca. 0,3 W/m. Die Ursache dieser Steigerung ist auf Effekte der Reabsorption zurückzuführen. Bei großen Längen der Faser werden die am Faseranfang emittierten Laserphotonen in den hinteren Faserbereichen teilweise reabsorbiert. Da das Pumplicht auf Grund der hohen Pumplichtabsorption bereits am Faseranfang absorbiert wird und kaum mehr bis hierher vordringt, kann eine Inversion der Thuliumionen im hinteren Faserbereich nicht aufge-

baut werden. Innerhalb des Überlapps von Emissions- und Absorptionsspektrum (vergleiche Abbildungen 3.1 und 3.2 auf Seiten 29 und 30) kommt es zu einer Anregung der nichtinvertierten Thuliumionen aus dem Grundzustand auf das Niveau ³F₄. Da die auf diese Weise angeregten Ionen lediglich spontan relaxieren, stehen sie nicht mehr für eine stimulierte Emission zur Verfügung und tragen somit nur zur Reduzierung der Laserleistung bei.

Bei zu kurzen Faserlängen unterhalb von zweieinhalb Metern spielt die Reabsorption auf Grund höherer Inversion zwar nur noch eine untergeordnete Rolle, dafür tritt jetzt ein weiterer Effekt wesentlich in Erscheinung. Die aus dem Resonator austretende Laserleistung resultiert aus einer bestimmten Verstärkung im Lasermedium, die (einschließlich der darin enthaltenen Verluste durch das Medium) von der Länge abhängt. Wird die Faser gekürzt, ändert sich also auch die Gesamtverstärkung des Lichtes im Medium bei einem Resonatorumlauf und die ausgekoppelte Leistung verringert sich. Bei langen, einseitig gepumpten Fasern spielt dieser Einfluss allerdings noch keine Rolle, da in den nichtinvertierten Faserbereichen keine Verstärkung geschieht.

Diese beiden Einflüsse der abnehmenden Reabsorption einerseits sowie der geringeren Verstärkung andererseits stehen einander entgegen und kompensieren sich teilweise bis zu dem Punkt der maximalen Leistung. Weil man aber bei Faserlängen unter 2,5 m in hochinvertierte Bereiche vordringt und nur noch eine geringere Reabsorption auftritt, ändert sich nun die Verstärkung schlagartig, was das schnelle Absinken der maximalen Leistung in 5.3 erklärt. Die Resultierende aus beiden Einflüssen ergibt den Kurvenverlauf. Ein Optimum der Faserlänge für die höchstmögliche Laserausgangsleistung liegt also im Bereich zwischen 2,5 m und 3 m.

Um nun die Effizienz des Laserprozesses zu beurteilen, werden die mittels linearer Regression ermittelten Anstiege der Laserkennlinien ausgewertet. Sie bilden für jede Faserlänge den differentiellen Wirkungsgrad und sind in Abbildung 5.4 zusammengetragen. Wie bereits festgestellt, existiert mit kürzer werdender Faserlänge eine Zunahme der Laserleistung durch verringerte Reabsorption, wodurch wiederum der Wirkungsgrad ebenfalls geringfügig ansteigt. Während sich die Verstärkung und damit auch die Laserleistung bei sehr kurzen Faserlängen verkleinern, sinkt wiederum auch der differentielle Wirkungsgrad. Allerdings nimmt ebenfalls auch die Leistung des absorbierten Pumplichtes ab, weshalb sich der differentielle Wirkungsgrad im Allgemeinen nur wenig ändert. Erst wenn der Resonator sehr kurz wird und die Verstärkung einbricht, spiegelt sich dies auch in einer stärkeren Abnahme des Wirkungsgrades wieder. In der vorliegenden Messung beträgt der maximale differentielle Wirkungsgrad 37 %, erreicht wurde dieser bei der Faserlänge 2,54 m. Hierbei ist anzumerken, dass die auftretenden Schwankungen der Laserleistung (wie oben erwähnt bis zu ± 10 %) teilweise größer ausfallen als der Einfluss der Reabsorption. Daher resultieren auch die deutlich sichtbaren Abweichungen im Kurvenverlauf des differentiellen Wirkungsgrades. Betrachtet man ferner die einzelnen Laserkennlinien jeder Faserlänge, so fällt eine stetige Verschiebung derselben zu geringeren Pumpleistungen auf. Dies bedeutet eine stetige Abnahme der Laserschwelle, wie es Abbildung 5.5 beschreibt. Sie wird durch die Nullstelle einer jeden Kennlinie dargestellt, wobei die Ermittlung dieser Werte ebenfalls aus der jeweiligen Regressionsgleichung erfolgt. Für die hohen Laserschwellen von bis zu 13 W (bei 4,9 m Faserlänge) ist im Wesentlichen die Reabsorption verantwortlich. Der Kurvenverlauf in Abbildung 5.5 weist im Gegenteil zu den vorherbeschriebenen Abhängigkeiten keine signifikante Änderung auf und fällt mit Verkürzung der Resonatorlänge gleichmäßig um ca. 1,5 W/m bis auf 6,08 W (bei 1,01 m). Daraus ergibt sich die Schlussfolgerung, dass Thulium eine relativ starke Reabsorption besitzt und diese auch bei kurzen Faserlängen nicht zu vernachlässigen ist. Man beachte, dass die Reabsorption wellenlängenabhängig ist und damit auch die Laserschwelle sowie der Wirkungsgrad von der Wellenlänge abhängen. Die unten dargestellten Graphen gelten für den breitbandigen Laserbetrieb und damit für die jeweils anschwingenden Wellenlängen mit geringsten Verlusten (vergleiche dazu Abbildung 5.9, Seite 62).

Die Laserschwelle hat zwar in der unten dargestellten Messung noch nicht ihr Minimum erreicht, dies würde jedoch vermutlich bei noch kleineren Faserlängen sehr bald in Erscheinung treten. Spätestens sobald der Zugewinn (Gain) im Lasermedium die Resonatorverluste unterschreitet, steigt die Laserschwelle rapide an.



Abb. 5.4: Differentieller Wirkungsgrad des breitbandigenAbb. 5.5: Verlauf der Laserschwelle in Abhängig-Thuliumlasers in Abhängigkeit von der Faserlängekeit von der Faserlänge

Es gibt aber auch andere vielfältige Resonatorverluste, die auf der einen Seite für die Laserschwelle eine Rolle spielen und andererseits die erreichbare Laserleistung bzw. den differentiellen Wirkungsgrad limitieren. Dazu gehören unter anderem Spontanemission, Upconversion-Prozesse (vgl. Kapitel 3.1) sowie Abbildungsfehler der Resonatorlinse L3. Diese sind besonders kritisch, da es sich bei der Rückeinkopplung um eine 1:1-Abbildung handelt und auftretende sphärische Aberrationen die Einkoppeleffizienz negativ beeinflussen. Zudem existieren bei der Aus- und Rückeinkopplung Fresnelreflexionen an der schräg polierten Faserendfläche von jeweils 3 %, die weitere Resonatorverluste bedeuten. Überdies absorbieren und reflektieren die verschiedenen im Resonator befindlichen Optiken einen geringen Teil des Laserlichtes, das wiederum auch durch die relativ lange Faser gedämpft wird. Der Resonatorspiegel (bzw. im weiteren Aufbau das Gitter) besitzen ebenfalls eine nur begrenzte Reflektivität <1. Streuung an Materialdefekten und die Wasserabsorption des Laserlichtes in Luft auf Grund des offenen Resonators tragen zusätzlich zu einem – wenn auch nur sehr geringen – Anteil an Resonatorverlusten bei.

Als letzter Punkt sollen hier noch einmal die mechanischen Justagebegrenzungen angeführt werden, die, wie in Kapitel 5.1 ausführlich diskutiert, eine hochpräzise Positionierung der Resonatorlinse behindern. Da die Werte für die Laserkennlinien jeweils innerhalb einer Messreihe ohne Nachjustierung gemessen wurden, weisen sie nur kleine Schwankungen auf. Die über Regression ermittelten Abweichungen der Laserleistungen von der Regressionsgeraden betragen weniger als 2 %. Im Verlauf der maximalen Laserleistung (vergleiche Abbildung 5.3 auf Seite 56) wird dagegen deutlich, wie sehr das Resultat von der Optimierung der bei jeder Faserlänge erneut erforderlichen Einjustage des Systems abhängt und wie groß die dadurch bedingten auftretenden Schwankungen sind. Beispielsweise fällt jeweils der sechste Wert (bei 3,41 m Faserlänge) in Abbildung 5.3 (Seite 56) und Abbildung 5.4 deutlich heraus und scheint vom eigentlichen Kurvenverlauf abzuweichen. Eine solche Abweichung von geschätzten 10 % zeugt von der hohen Unsicherheit dieser Messungen. Weitere Unsicherheiten entstehen durch die bereits erwähnte Interpolation der Pumpleistung und die fehlerbehafteten Korrekturwerte, Leistungsschwankungen durch Modenfluktuationen des Lasers, sowie geringe Variationen der Pumpwellenlänge mit der Stromstärke, wie in Kapitel 5.3.2 näher erläutert. Es soll an dieser Stelle noch erwähnt werden, dass besonders bei kurzen Resonatorlängen eine Zunahme der Leistungsinstabilität zu beobachten ist.

5.3 Spektrales Verhalten des Thuliumlasers

5.3.1 ASE-Spektrum der verwendeten Thuliumfaser

Das Fluoreszenzspektrum von Thulium in Quarzglas (vergleiche Kapitel 3.1) kennzeichnet den gesamten Wellenlängenbereich, auf dem spontane Emission überhaupt stattfindet. Demzufolge kann auch die Verstärkung der Thuliumfaser nur innerhalb dieses Fluoreszenzspektrums erfolgen. Allerdings gibt es zahlreiche Einflüsse, durch die sich sowohl das Emissionsspektrum beim Laserprozess als auch das ASE-Spektrum unterhalb der Laserschwelle grundlegend vom Fluoreszenzspektrum unterscheidet. Hierzu zählen unter anderem die bereits erwähnte Reabsorption, die richtungs- und wellenlängenabhängige Verstärkung bzw. Resonatorverluste sowie der Inversionsverlauf entlang der Faser. Auch das Faserdesign selbst und die Stärke der Pumpleistung spielen eine Rolle für den Verlauf des jeweiligen Spektrums.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit war es auf Grund der zu geringen seitlich aus der Faser austretenden Fluoreszenz nicht möglich, ein Fluoreszenzspektrum der vorliegenden Thuliumfaser aufzunehmen.

Deshalb soll hier das ASE-Spektrum dazu dienen, um wenigstens tendenziell die spektralen Eigenschaften der Thuliumfaser aufzuzeigen und zu vervollständigen. Die ASE, aus dem Englischen von "spontaneous amplified emission", bezeichnet das Spektrum der Spontanemission in der Faser, welches auf Grund der oben genannten Einflüsse nur in einem begrenzten Wellenlängenbereich ohne Rückkopplung im Resonator verstärkt und damit skaliert wird. In 5.6 sind zwei Aufnahmen der ASE zu erkennen, die jeweils zu Beginn der Messungen (Faserlänge 4,90 m; rot dargestellt) und am Ende (Faserlänge 1,01 m; blau) erfolgt sind.



Abb. 5.6: Spektrum der verstärkten Spontanemission (ASE) bei langer Faser (rot) und kurzer Faser (blau)

Dabei ist anzumerken, dass beide Spektren mit verschiedenen Spektrometern vermessen wurden, wobei sowohl die Auflösung als auch die Empfindlichkeit stark differieren. Beide Spektren stellen die rückwärtige ASE dar, die sich in Gegenrichtung der Pumpeinkopplung ausbreitet und daher intensiver ausfällt, als in Vorwärtsrichtung. Durch die schlechte Vergleichbarkeit der Intensität werden beide Spektren auf 1 normiert und sind somit in dieser Hinsicht nicht unmittelbar vergleichbar. Vielmehr soll deutlich werden, wie breit dieses kontinuierliche Spektrum ausfällt (über 100 nm Breite des halben Maximums) und wie stark sich das ASE-Spektrum bei kurzen Faserlängen um ca. 60 nm in den kurzwelligeren Wellenlängenbereich verschiebt. Auch hierfür kann als Hauptursache die Reabsorption angeführt werden, welche die kürzeren Wellenlängen insbesondere am Ende langer Fasern absorbiert. Dies deutet darauf hin, dass sich das nächstliegende Maximum des Absorptionsspektrums ebenfalls bei kürzeren Wellenlängen befindet. Abbildung 3.2 auf Seite 30 bestätigt diese Vermutung und zeigt eine starke und breitbandige Absorption aus dem Grundzustand bei ca. 1650 nm.

An dieser Stelle soll noch darauf hingewiesen werden, dass die ASE-Leistungen maximal im unteren mW-Bereich liegen und daher keinen Einfluss auf die Messungen besitzen. Zudem tritt ASE nur unterhalb der Laserschwelle auf, solange die durch die Pumpquelle hoch invertierten Zustände der Thuliumionen nicht durch stimulierte Emission abgebaut werden.

5.3.2 Breitbandiger Laserbetrieb mit Spiegelresonator

In den nun folgenden Messungen sollen die spektralen Eigenschaften im Laserbetrieb näher betrachtet werden. Der für den ersten Teil der Messung verwendete Spiegel im Resonator lässt das Lasersignal relativ breitbandig anschwingen, wobei das Emissionsspektrum schmaler ausfällt als das zuvor beschriebene ASE-Spektrum. Die folgende Abbildung 5.7 zeigt ein solch hochaufgelöstes Emissionsspektrum des Spiegelresonators in logarithmischer Darstellung, aufgenommen bei der Faserlänge 1,96 m und 2,1 W Laserleistung. Die stochastisch verteilt anschwingenden axialen Moden besitzen jeweils eine Linienbreite von ca. 0,1 nm; Werte kleiner 0,06 nm treten dabei auch in Erscheinung. Das gesamte diskontinuierliche Modenspektrum kann sich (bei jeder der vermessenen Faserlängen) über einen Bereich von größer 100 nm erstrecken. Wird hierbei als spektrale Bandbreite die Ausdehnung des halben Maximums (FWHM) definiert, so ergibt sich für das Emissionsspektrum eine mittlere Bandbreite von ca. 10 nm. Pro Faserlänge wird dabei aus den 4 bis 5 Messwerten ein Mittelwert gebildet und dieser über der Faserlänge aufgetragen. In Abbildung 5.8 ist keine eindeutige Abhängigkeit dieser Bandbreite von der Faserlänge zu erkennen. Auch eine Abhängigkeit dieser Bandbreite von der Laserleistung ist nicht feststellbar.



Abb. 5.7: Breitbandiges Laserspektrum des Thuliumlasers mit Spiegelresonator

Die Zusammenhänge in Abbildung 5.9 entsprechen den bereits für das ASE-Spektrum erläuterten Beobachtungen. Ebenfalls durch geringer werdende Reabsorptionsverluste im Bereich kürzerer Wellenlängen verschiebt sich das Spektrum und damit die Lage der intensitätsreichsten axialen Moden (Maximum) von anfänglich 1987 nm auf 1943 nm, während die Faserlänge von 4,90 m auf 1,01 m abnimmt. Dies entspricht einer Verschiebung der Wellenlänge von durchschnittlich ca. 10 nm pro Meter Faserlänge. Die dabei auftretenden Abweichungen sind die Folge der stochastischen Modenfluktuation, die aus der Interaktion der axialen Moden resultiert.



Abb. 5.8: Mittlere Bandbreite des Laserspektrums in Abhängigkeit von der Faserlänge

Abb. 5.9: Lage des spektralen Maximums in Abhängigkeit von der Faserlänge

Die Darstellung in Abbildung 5.10 untersucht einen weiteren Einfluss auf das Laserspektrum, nämlich den Zusammenhang zwischen Pumpwellenlänge und Laserwellenlänge. Wie in den Kapiteln 4.3.4 und 5.2.2 angesprochen, besitzen sowohl der Pumpstrom als auch die Diodentemperatur eine unmittelbare Einflussnahme auf die Wellenlänge der Pumpquelle. Betrachtet man die extrem aufgefächerten Stark-Multipletts im Energieniveausystem von Thulium (vergleiche Abbildung 3.5 auf Seite 32), so wird verständlich, warum sich eine leichte Variation der Pumpwellenlänge auch auf die Laserwellenlänge auswirkt. Bei der Aufnahme der Kurven in Abbildung 5.10 wird die Temperatur der Wasserkühlung (Chiller) und dementsprechend die Diodentemperatur bei konstantem Pumpstrom langsam erhöht. Durch diese Zunahme steigt auch die Pumpwellenlänge nach Abbildung 4.10 (Seite 51) um ca. 2,5 nm. Es werden hier nur tendenzielle Abhängigkeiten dargestellt, da die Auflösung des verwendeten Spektrometers mit 8 nm sehr eingeschränkt ist und die Messung darüberhinaus resonatorbedingten Intensitätsschwankungen unterliegt. Wie sich in diesem rekonstruierbaren Vorgang zeigt, verschiebt sich die Laserwellenlänge mit zunehmender Pumpwellenlänge um ca. 4 nm in den kürzerwelligen Bereich. Das Spektrum wird gleichzeitig schmaler, dafür verteilt sich die nur geringfügig zunehmende Laserleistung auf einen kleineren Wellenlängenbereich.

Diese Auswertung verdeutlicht, welche zusätzlichen Einwirkungen die Messungen verfälschen können.



Abb. 5.10: Verschiebung des Laserspektrums mit der Pumpwellenlänge, verursacht durch Erwärmung der Pumpdiode

5.3.3 Einfluss des Gitters und Abstimmbereich

Wird der Resonatorspiegel gegen das in Kapitel 4.3.2 beschriebene Gitter ausgetauscht, so verändert sich das Emissionsspektrum des Thuliumlasers grundlegend. Die nachfolgende Abbildung 5.11 zeigt das aufgenommene Spektrum (logarithmisch skaliert) mit Gitterresonator, hier entsprechend Abbildung 5.7 (Seite 62) bei derselben Faserlänge von 1,96 m (Pumpleistung 31 W). Der Ausschnitt rechts im Bild umfasst einen Wellenlängenbereich von 2,5 nm und stellt eine solche Spektrallinie des Gitterresonators vergrößert dar.



Abb. 5.11: Schmalbandiges Laserspektrum des Gitterresonator; Rechts oben: vergrößerte Darstellung

In Bezug auf die in Kapitel 4.3.2 ermittelte spektrale Auflösung der anschwingenden Lasermode wird an dieser Stelle eine durch das Gitter bedingte Bandbreite des Spektrums von ca. 0,14 nm erwartet. Wie Abbildung 5.12 deutlich macht, beträgt die Bandbreite in der Realität – unabhängig von der Faserlänge – durchschnittlich 0,16 nm. Für diese Übersicht wurden die Messwerte einer Faserlänge jeweils gemittelt. Dies ist zulässig, da eine signifikante Abhängigkeit der Bandbreite von der Laserwellenlänge bzw. Laserleistung nicht zu verzeichnen ist. Die gemessenen Einzelwerte streuen relativ gleichmäßig in einem Gesamtbereich zwischen 0,05 nm und 0,46 nm, wobei die untere Messwertgrenze durch das Spektrometer mit einer Auflösung von 0,05 nm definiert wird. Vergleicht man die gemittelte Bandbreite mit der theoretischen Gitterauflösung, so stimmen diese Werte relativ gut miteinander überein, die Abweichung beträgt ca. +14 %. In Anbetracht der Dimensionen des Laserkerns wurde in Kapitel 4.3.2 bereits festgestellt, dass sich die Linienbreite des rückgekoppelten Lasersignals bis auf ca. 0,36 nm vergrößern kann. Dies erklärt die auftretende Linienverbreiterung von durchschnittlich +14 %, wobei sie deutlich geringer ausfällt, als mit 0,36 nm angenommen. Mögliche Gründe dafür wurden bereits diskutiert.

Für die Streuung der Messwerte ist anscheinend die oben erwähnte Modenfluktuation als Hauptursache verantwortlich, die unter allen anschwingenden axialen Moden auftritt. Die folgende Rechnung soll eine Abschätzung des Modenabstandes ermöglichen, um die Anzahl der anschwingenden axialen Moden zu bewerten. Aus dem Frequenzabstand für benachbarte axiale Moden in Gleichung (2.9) von Seite 14 und der bekannten Beziehung

$$c = \lambda \cdot \nu \tag{5.35}$$

ergibt sich für den Wellenlängenabstand:

$$\Delta\lambda_{q,q+1} = \lambda_q - \lambda_{q+1} = \lambda_q - \frac{c}{v_q + \Delta v_{q,q+1}} = \lambda_q - \frac{c}{\frac{c}{\lambda_q + c}}$$
(5.36)

In dem Wellenlängenbereich von $\lambda_q = 1850$ nm bis $\lambda_q = 2050$ nm (Brechzahl $n \approx 1,438$) und für die Resonatorlängen zwischen 1,2 m und 5,1 m wird der axiale Modenabstand zwischen 0,2 pm und 1,2 pm liegen. Aus der Division der gemessenen Linienbreite (0,16 nm) durch den Modenabstand $\Delta\lambda_{q,q+1}$ ergibt sich eine axiale Modenanzahl zwischen 134 und 800.



Abb. 5.12: Statistische Schwankung der mittleren-Bandbreite

Wie diese Abschätzung zeigt, existiert eine Vielzahl an axialen Moden innerhalb der Bandbreite der Gitterauflösung, die miteinander konkurrieren und deshalb nicht alle gleichzeitig anschwingen müssen. Eine geringere Bandbreite als die gemessenen 0,16 nm ist deshalb durchaus möglich und erklärt die Existenz schmalerer Spektrallinien, als theoretisch angenommen. Darüberhinaus gibt es weitere Ursachen, die eine Verbreiterung der anschwingenden Bandbreite erklären. Besitzt der Durchmesser des Laserstrahles einen geringeren Wert als die in Kapitel 4.3.1 angenommenen 19 mm, wird nach Gleichung (2.26) auch die Gitterauflösung herabgesetzt (siehe Seite 26). Ferner müssen die erwähnten Auflösungsgrenzen sowie die Messgenauigkeit des Spektrometers mit berücksichtigt werden, um gegebenenfalls genauere Aussagen über die tatsächliche Linienbreite treffen zu können.

Von weiterem überaus großen Interesse für die in dieser Diplomarbeit gewonnen Aussagen über die Eigenschaften des Thuliumlasers ist die Vermessung des Abstimmbereiches. Bei konstanter Pumpleistung von 31 W (50,0 A) erfolgt nach Einjustage zunächst die Ermittlung der kleinsten Wellenlänge, auf der der Laser gerade noch schmalbandig anschwingt. Der Verlauf des Abstimmbereiches wird dabei in konstanten Abständen der Gitterdrehung um 0,35° aufgenommen, was einem Abstand von je ca. 17 nm entspricht. Der Verstellung des Gitters erfolgt so lange, bis die maximale Wellenlänge der möglichen Abstimmung erreicht wurde. Abbildung 5.13 soll an dieser Stelle nur eine solche Abstimm-Kennlinie bei 2,83 m Faserlänge repräsentieren; die anderen Kurven sind wieder aus Gründen der Übersichtlichkeit in Anhang 6 nachzuvollziehen.



Abb. 5.13: Abstimmbereich des Thuliumlasers für die Faserlänge 2,83 m

Abb. 5.14: Laserleistung an den Grenzen des Abstimmbereiches in Abhängigkeit der Faserlänge

Während sich die Littrow-Wellenlänge mit der Gitterdrehung immer weiter ändert, schiebt sie sich auch aus dem Verstärkungbereich des in Kapitel 5.3.2 beschriebenen Emissionsspektrums heraus und eine Leistungsabnahme ist die Folge.

In den Kurvenverläufen der Abstimmung fällt auf, dass sich der Thuliumlaser bei den meisten Faserlängen nicht bis zur Laserschwelle abstimmen lässt, sondern der Abstimmbereich schon vorher bei wesentlich größeren Leistungswerten endet. Sowohl unterhalb der minimalen Wellenlänge (untere Grenze) als auch oberhalb der maximalen Wellenlänge (obere Grenze) verbreitert sich das Spektrum schlagartig und es kommt zum Anschwingen weiterer axialer Moden. Die auf Seite 67 folgende Abbildung 5.15 zeigt einen solchen Grenzfall für den Abstimmbereich der Faserlänge 2,83 m (vergleiche Abbildung 5.13). Es ist deutlich zu erkennen, dass die vom Gitter resultierende linke Spektralline bei 1893 nm nicht mehr die einzige ist, die anschwingt. Die anderen Moden besitzen nahezu halb so viel Intensität und unterdrücken die linke Spektrallinie bei weiterer Gitterdrehung vollkommen. Die daraus resultierenden Mindest-Leistungsschwellen der kontinuierlichen Wellenlängenabstimmung sind für jede Faserlänge in Abbildung 5.14 dargestellt.

Der Verlauf dieser Leistungsschwellen wird verständlich, wenn man sich die Ursachen näher anschaut. Da der Laser außerhalb der Grenzen des Abstimmbereiches immer noch genügend Leistung besitzt um den Laserprozess aufrecht zu erhalten, bedeutet dies ein selbstständiges (breitbandiges) Anschwingen, das nicht mehr spektral kontrollierbar ist. Dieses Verhalten ist auf parasitäre Reflexe zurückzuführen, die unabhängig von der Gitterposition in den Laserkern zurückgekoppelt werden. Es hat sich herausgestellt, dass diese breitbandigen Reflexe zusätzlich vom Gitter stammen, da ein Verdecken desselben den Laserprozess zum Erliegen bringt. Reflexe von der schräg polierten Faserendfläche oder anderen im Strahlengang befindlichen Optiken können daher ausgeschlossen werden. Wie allerdings diese Reflexe trotz Schrägstellung des Gitters (größer 34°) zustande kommen, ist nicht bekannt. Reflexe höherer Beugungsordnungen sind bei diesen Wellenlängen ebenso auszuschließen, da sie, wie in Kapitel 4.3.2 erläutert, für ein solches Gitter nicht existieren. Es steht fest, dass diese Reflexe ebenfalls in Abhängigkeit von der Reabsorption Verluste erfahren oder verstärkt werden. Der Kurvenverlauf in Abbildung 5.14 ähnelt daher dem Verlauf der maximalen Laserleistung mit Spiegelresonator in Abbildung 5.3 auf Seite 56. Wird die Verstärkung der Reflexe bei kurzen Fasern unterhalb von 2,5 m zu gering, so sinkt auch die Leistungsschwelle des Abstimmbereiches.



Abb. 5.15: Breitbandig anschwingendes Laserspektrum an der unteren Grenze des Abstimmbereiches; die linke Spektrallinie ist das schmalbandige Signal vom Gitter

Der ermittelte Abstimmbereich vergrößert sich unterdessen mit kürzer werdender Faserlänge um ca. 5 nm/m, wie Abbildung 5.16 tendenziell erkennen lässt. Grund hierfür ist wieder die Reabsorption, die, wie bereits festgestellt, vor allem den kurzwelligen Teil des Emissionsspektrums absorbiert. Nimmt also die Reabsorption ab, so vergrößert sich auch der Verstärkungsbereich des Emissionsspektrums, indem der kurzwellige Teil nun besser verstärkt wird. Der Einbruch am Ende (unterhalb von 2 m) lässt sich derweil mit der allgemein abnehmenden Verstärkung bei kurzer Resonatorlänge erklären. Wie der Kurvenverlauf der Abstimmung für die kleinste Faserlänge 1,01 m (siehe Anhang) bestätigt, ist eine weitere Abstimmung allein aus Gründen der Laserschwelle nicht möglich.

Insgesamt gesehen erstreckt sich der Abstimmbereich – unter den oben genannten Umständen, mit dieser Thuliumfaser, dem verwendeten Gitter und für die vermessenen Faserlängen – über 184 nm und liegt zwischen 1862 nm und 2046 nm. Für die Faserlänge 2,83 m beläuft sich der maximal erreichte Abstimmbereich auf 143 nm.



Abb. 5.16: Spektrale Breite des Abstimmbereiches in Abhängigkeit von der Faserlänge

Man beachte jedoch in obiger Abbildung die stark differierenden Messpunkte, die Messung besitzt augenscheinlich eine recht hohe Unsicherheit. Die Ursache hierfür sind die vorher beschrieben parasitären Gitterreflexe, die auf Grund ihres unregelmäßigen und fluktuierenden Auftretens eine präzise Ermittlung der Grenzen des Abstimmbereiches erschweren. Hinzu kommt der Umstand, dass das Gitter nur in der Y-Achse verdrehbar ist (vergleiche Abbildung 4.1 auf Seite 37). Geringste – durch die Befestigung bedingte – Verkippungen des Gitters um die X-Achse beeinflussen die hochempfindliche Einkopplung in den Laserkern und führen zu einer starken Leistungseinbuße. Aus diesem Grund muss bei jeder Gitterverdrehung zur Veränderung des Littrowwinkels die Höhe (Y) der Linse L3 nachjustiert werden, um das Maximum der jeweils erreichbaren Leistung zu erhalten.

Dies wirkt sich ferner auch auf die Messwerte in Abbildung 5.17 (siehe Seite 69) aus, wie leicht zu erkennen ist. Hier wurde das jeweilig ermittelte Leistungsmaximum über der Faserlänge aufgetragen. Durch den recht groben Messabstand von ca. 17 nm kommt hier ein weiterer Fehler zum tragen. Eine Dejustierung der Linse kann größere Leistungsschwankungen verursachen, wodurch sich die Wellenlänge maximaler Leistung gleich um einen großen Wellenlängen-Betrag verschiebt. Zum Vergleich wurden hier die Messwerte mit Spiegelresonator herangezogen, wobei der beachtliche Unterschied in der Messunsicherheit auffällt. Dennoch bestätigt sich in dieser Abbildung ebenfalls die in Kapitel 5.3.2 beobachtete Abnahme der Wellenlänge mit kürzer werdender Resonatorlänge.

Abbildung 5.18 stellt die maximale Laserleistung über der Faserlänge dar. Aus diesen Werten kann in Verbindung mit Abbildung 5.3 (Seite 56) eine allgemeine Gittereffizienz von ca. 88 % vermerkt werden. Im Vergleich mit der nominellen Effizienz von 95 % ergeben sich damit fast 7 % Verluste durch größtenteils Dejustage und fehlende Optimierungsmöglichkeiten.



Abb. 5.17: Lage des spektralen Maximums in Abhängigkeit von der Faserlänge

Abb. 5.18: Maximale Laserleistung in Abhängigkeit von der Faserlänge mit Gitterresonator
6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Konzeption und Charakterisierung eines abstimmbaren Thulium-Faserlasers. Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, bietet das Seltene-Erde-Ion Tm³⁺ optimale Voraussetzungen für einen effizienten und abstimmbaren Laser im Wellenlängenbereich bei 2 µm, dessen Fluoreszenzspektrum eine einzigartige Bandbreite besitzt. Es wurde deutlich, dass die Pumpquelle mit der Emissionswellenlänge bei 790 nm ein effizientes Pumpen unter Ausnutzung der Kreuzrelaxation ermöglicht, wobei in den durchgeführten Messungen ein differentieller Wirkungsgrad von 37 % erzielt werden konnte.

Mit Hilfe der "cut-back"-Methode erfolgte die Ermittlung der optimalen Länge der ursprünglich 4,90 m langen Thuliumfaser. Bei der Faserlänge 2,54 m betrug die mit diesem Aufbau maximal erreichbare Laserleistung 4,2 W bei einer entsprechenden Pumpleistung von 31 W. Für den Gitter-Resonator ergab sich – ebenfalls für die Faserlänge von 2,54 m – eine maximale Laserleistung von 3,7 W. Die begrenzte Gittereffizienz von ca. 88% erhöhte die Resonatorverluste und setzte damit die emittierte Laserleistung herab.

Bei diesem Thulium-Faserlaser ließ sich ein starker Einfluss der Reabsorption feststellen, der sich besonders bei langen Fasern größer als 3 m bemerkbar machte. Demnach stieg die Ausgangsleistung um ca. 0,3 W/m mit sinkender Faserlänge, gleichzeitig verringerte sich die Laserschwelle von anfänglichen 13 W (bei 5 m Faserlänge) stetig um 1,5 W/m. Auch, wenn über 10 % des eingekoppelten Pumplichtes nicht absorbiert werden, sind demnach größere Längen als ca. 2,5 m der verwendeten Thuliumfaser LMA-TDF-25/250 nicht sinnvoll. Hingegen wird bei kürzeren Fasern der Gewinn zu gering und die Leistung sinkt.

Weiterhin wurde das Spektrum des Thuliumlasers untersucht. Im Laserbetrieb des Spiegel-Resonators ergab sich ein relativ breitbandiges Lasersignal mit einer mittleren Bandbreite von ca. 10 nm, wobei die anschwingenden axialen Moden stark fluktuierten. Durch abnehmende Reabsorptionsverluste verschob sich die Lage des spektralen Maximums mit kürzer werdender Faser von 1987 nm auf 1943 nm, was einer Wellenlängenverschiebung von ca. 10 nm pro Meter Faserlänge entspricht.

Nach Ersetzen des Resonatorspiegels durch ein Liniengitter mit 600 Linien/mm in Littrow-Anordnung verringerte sich die Emissions-Bandbreite auf durchschnittlich 0,16 nm und kam damit der theoretischen Gitterauflösung von 0,14 nm sehr nahe. Der für jede Faserlänge ermittelte Abstimmbereich vergrößerte sich zudem um ca. 5 nm, während die Faser um je einen Meter gekürzt wurde. Insgesamt konnte ein Wellenlängenbereich von über 184 nm (zwischen 1862 nm und 2046 nm) abgedeckt werden; der größte erzielte Abstimmbereich für eine konstante Faserlänge betrug allerdings nur 143 nm. Parasitäre breitbandige Gitterreflexe verhinderten eine weitere Abstimmung, was aber künftig durch die Verwendung eines anderen Gitters eventuell vermieden werden kann.

Insgesamt gesehen ist es in dieser Diplomarbeit gelungen, einen abstimmbaren Thuliumlaser aufzubauen, der die in Kapitel 1 gesteckten Rahmenbedingungen gut erfüllt. Für einen erfolgreichen Einsatz dieses Lasers für die vorgesehene Anwendung muss jedoch die Stabilität des Systems noch verbessert werden. Neben der begrenzten Reproduzierbarkeit, bedingt durch mechanische Justage, sind auch die beobachteten Leistungsschwankungen von bis zu ± 10 % mit zu berücksichtigen, die insbesondere bei kurzen Fasern zunahmen.

Ferner konnte während der Messungen eine Abhängigkeit der Laserwellenlänge von der Pumpwellenlänge nachgewiesen werden. Damit sich mit Variation des Pumpstromes bzw. der Pumpdioden-Temperatur nicht gleichzeitig auch die Pumpwellenlänge ändert, ist zu überdenken, die Pumpdiode gegebenenfalls mittels Volume Bragg Grating (VBG) zu stabilisieren.

Darüberhinaus gibt es andere Fehlerquellen, deren Einfluss durch weitere Optimierung des Aufbaus minimiert werden könnte. Wird die Resonatorlinse L3 als Asphäre ausgelegt, lassen sich sphärische Abbildungsfehler vermeiden und die Einkoppeleffizienz könnte vergrößert werden.

Für eine präzisere Messung der nichtabsorbierten Pumpleistung ohne fehlerbehafteten Korrekturfaktor bietet sich eventuell eine andere Messposition an, wobei die Linse L3 vom Pumplicht nicht überstrahlt werden sollte.

Werden die Fresnelreflexionen an der schräg polierten Faserendfläche durch – allerdings technisch sehr aufwendige – Antireflex-Beschichtung oder Nanostrukturierung reduziert, könnten die Resonatorverluste ebenfalls herabgesetzt werden. Weiterhin ist zu überprüfen, ob ein höherer Reflexionsgrad der planpolierten Faserendfläche Vorteile bezüglich der ausgekoppelten Laserleistung und dem differentiellen Wirkunsgrad mit sich bringt.

Die beschränkte Justage-Genauigkeit der Linse L3 und damit die Reproduzierbarkeit ließe sich mit Hilfe präziserer Halterungen und Ansteuerungen verbessern, beispielsweise durch piezo-elektrische Positionierung des Spiegels oder der Linsenposition.

Die mit 73 % relativ schlechte Effizienz der Pumplichteinkopplung könnte durch eine andere Brennweitenkombination der Einkoppellinsen optimiert werden. Eine 1:1-Abbildung würde hier ebenso gut mit der NA des Pumpkerns übereinstimmen, wobei die Strahltaille etwas geringer ausfällt und dadurch mehr Spielraum für etwaige Abbildungsfehler entsteht.

Da im Rahmen dieser Diplomarbeit eine Vermessung der Strahlqualität leider nicht durchgeführt werden konnte, soll dies in zukünftigen Experimenten erfolgen, sofern die technischen Möglichkeiten dazu existieren. Des Weiteren kann mit Hilfe eines zusätzlichen Etalons im Gitterresonator ein SingleFrequency-Laser realisiert werden, wobei nur eine der ca. 100 bis 800 anschwingenden axialen Moden innerhalb der 0,16 nm breiten Spektrallinie ausgewählt und verstärkt wird. Dieser Single-Frequency-Laser kann wiederum dazu genutzt werden, um mittels nichtlinearer Frequenzkonvertierung kohärente Lichtquellen im mittleren Infrarot zu entwickeln. Vasilyev et al. [50] haben dies bereits demonstriert, indem stabilisierte Single-Frequency-Laser des nahen bzw. mittleren Infrarots dazu genutzt wurden, um über die Methode der Differenz-Frequenz-Erzeugung (DFG)⁶ eine schmalbandige, von 7,6 µm bis 8,2 µm abstimmbare Lichtquelle zu erzeugen. Die Vorteile, die sich daraus ergeben, liegen auf der Hand: Mit schnell und sehr breit abstimmbaren Lichtquellen kann damit der gesamte mittlere Infrarotbereich abgedeckt werden.

Im Zusammenhang mit den eingangs erwähnten Anwendungsfeldern wird deutlich, welches Potential in der Entwicklung und dem Einsatz von abstimmbaren Thulium-Faserlasern steckt.

⁶ Engl.: nonlinear downconversion of near-IR laser radiation using difference-frequency generation.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1: Aufbau einer Doppelmantelfaser und radialer Verlauf des Brechungsindex' über den	
Faserquerschnitt [45/S.6]	10
Abb. 2.2: Wellenleitung durch Totalreflexion [1]	10
Abb. 2.2: Strahlenontische Darstellung einer Multimodefaser (links) und Singlemode-Easer	
(reshts) [2]	10
(recnts) [2]	12
Abb. 2.4: Entstehung von Helix-Wellen bei symmetrischem Faserquerschnitt (links); bessere	
Pumplichtabsorption durch D-Form (rechts) [24/S.66]	16
Abb. 2.5: Vergleich der Pumplichtabsorption unterschiedlicher Faserquerschnitte [24/S.86]	16
Abb. 2.6: Dämpfungskoeffizient eines Lichtwellenleiters als Funktion der Wellenlänge und	
typische Dämpfungseffekte [52]	18
Abb. 2.7. Dämefungen elter and Organization Franzenite unterschiedlich and Underschiedlich	
Abb. 2.7: Dampfungsspektren von Quarzglas-Fasern mit unterschledlichem Hydroxyl-Genalt	
[35]	18
Abb. 2.8: Wellenlängenabstimmung durch Verschiebung des gesamten Verstärkungsbereiches	
[43/5 98]	21
[10,0.00]	
Abb. 2.9: Wellenlängenabstimmung durch Veränderung der Resonatorlänge innerhalb des	
freien spektralen Bereichs [43/S.99]	21
Abb. 2.10: Wellenlängenabstimmung mittels optischen Filters, der ein definiertes	
Verlustminimum besitzt. [43/S.98]	22
Abb. 2.11: Schematische Darstellung und Funktionsweise eines Geblazten Gitters	25
Abb. 2.12: Schematische Darstellung der Littrow-Anordnung- rechts als Grazing Incidence"-	
Anordnung mit Auskonnlung der pullten Ordnung	27
Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Littman-Metcalf-Anordnung	28
Abb. 3.1: Fluoreszenzspektrum des Elektronenübergangs ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ von Thulium in Quarzglas	
[30]	29

Abb. 3.2: Spektrum Grundzustands-Absorption von Thulium in Quarzglas [30]	0
Abb. 3.3: Energieniveau-Schema von Tm ³⁺ , hier in Fluoridglas. Die Kreuzrelaxation ist	
angedeutet und geschieht ebenso in Quarzglas [13/S.41]3	1
Abb. 3.4: Überlapp von Fluoreszenz- und Absorptionsspektrum von Tm ³⁺ in Quarzglas [29]	1
Abb. 3.5: Energieniveau-Schema von Tm ³⁺ : ETU-Prozesse konkurrieren mit der Kreuzrelaxation und leeren das obere Laserniveau ³ F ₄ [29]	2
Abb. 3.6: Links oben: Aufbau des abstimmbaren Thulium-Lasersystems. Der Graph rechts oben	
beschreibt die Laserleistung und die Laserschwelle in Abhängigkeit von der	
Faserlänge. In den beiden unteren Abbildungen ist der Abstimmbereich zu sehen	
(links) sowie die spektrale Lage des Maximums über der Faserlänge aufgetragen	
(rechts) [10]	4
Abb , 3.7 . Aufbau des unidirektionalen Ring-Resonators, HWP/OWP [,] Lambda-Halbe-	
Platte/Lambda-Viertel-Platte: TDE: Thulium-dotierte Faser [14]	5
Abb. 3.8: Aufbau des ersten Hochleistungs-Thulium-Lasers 2005. Rechts im Bild: Darstellung	
der Laserleistung über die eingekoppelte Pumpleistung [18]	5
Abb. 3.9: Aufbau und Leistungskennlinie des stabilisierten Thuliumlasers, mit dem 2007	
erstmals die Grenze von 100 W überschritten wurde [19]	6
Abb. 4.1. Konzont dos abstimmbaron Thuliumlasors: Linson wordon mit L. disbroitische Sniegel	
mit DC und Detektoren mit Diabgekürzt. Das Koordinatensystem rechts ohen dient	
Tur Definition der Raumrichtungen	7
	,
Abb. 4.2: Messanordnung und Aufbau des Thuliumlasers, wie er im Labor realisiert wurde	9
Abb. 4.3: Nahaufnahmen der Abstimm-Einheit mit Gitter (links) und der Pumplichteinkopplung	
(rechts)4	0
	~
Abb. 4.4: Absorptionsspektrum der verwendeten Thulium-Faser [42]4	0
Abb. 4.5: Links: Hellfeldaufnahme der Faserendfläche; Rechts: Dunkelfeldaufnahme4	1
Abb. 4.6: Abhängigkeit der internen Transmission (links) bzw. der Absorption (rechts) von der	
Wellenlänge in unterschiedlichen Quarzgläsern [27]4	4

II

Abb. 4.7: Effizienzkurve der 1. Ordnung für das verwendete Liniengitter und unterschiedliche
Polarisationen [3]47
Abb. 4.8: Wellenlängenabhängige Beugung am Gitter und Rückeinkopplung in den Faserkern48
Abb. 4.9: Links: Spektrale Simulation der Anti-Reflexbeschichtung des dichroitischen Spiegels
auf der Vorderseite (Bild oben) und der Rückseite (unteres Bild); Rechts: Gesamtes
Transmissionsspektrum auf der Spiegelvorderseite (Bild oben) und Reflexionsgrad
für die Pumpwellenlänge (unten) [36]50
Abb. 4.10: Wellenlänge der Pumpdiode in Abhängigkeit vom Diodenstrom bei verschiedenen
Kühlungs-Temperaturen51
Abb. 4.11: Spektrum der Pumpquelle auf der Wellenlänge 791 nm mit 2 nm Bandbreite, hier
bei 45 A und 24,5 °C Diodentemperatur aufgenommen
Abb. 4.12: Interpolierte Leistungskennlinie der Pumpquelle52
Abb. 5.1: Absorbiertes Pumplicht in Abhängigkeit der Faserlänge55
Abb. 5.2: Leistungskennlinie des Thuliumlasers mit Spiegelresonator für die Faserlänge 2,54 m56
Abb. 5.3: Maximale Laserleistung in Abhängigkeit von der Faserlänge mit Spiegelresonator
Abb. 5.4: Differentieller Wirkungsgrad des breitbandigen Thuliumlasers in Abhängigkeit von der Faserlänge
Abb. 5.5: Verlauf der Laserschwelle in Abhängigkeit von der Faserlänge58
Abb. 5.6: Spektrum der verstärkten Spontanemission (ASE) bei langer Faser (rot) und kurzer Faser (blau)
Abb. 5.7: Breitbandiges Laserspektrum des Thuliumlasers mit Spiegelresonator
Abb. 5.8: Mittlere Bandbreite des Laserspektrums in Abhängigkeit von der Faserlänge
Abb. 5.9: Lage des spektralen Maximums in Abhängigkeit von der Faserlänge
Abb. 5.10: Verschiebung des Laserspektrums mit der Pumpwellenlänge, verursacht durch
Erwärmung der Pumpdiode63

III

Abb. 5.11: Schmalbandiges Laserspektrum des Gitterresonator; Rechts oben: vergrößerte
Darstellung64
Abb. 5.12: Statistische Schwankung der mittleren-Bandbreite65
Abb. 5.13: Abstimmbereich des Thuliumlasers für die Faserlänge 2,83 m
Abb. 5.14: Laserleistung an den Grenzen des Abstimmbereiches in Abhängigkeit der
Faserlänge
Abb. 5.15: Breitbandig anschwingendes Laserspektrum an der unteren Grenze des
Abstimmbereiches; die linke Spektrallinie ist das schmalbandige Signal vom Gitter67
Abb. 5.16: Spektrale Breite des Abstimmbereiches in Abhängigkeit von der Faserlänge
Abb. 5.17: Lage des spektralen Maximums in Abhängigkeit von der Faserlänge
Abb. 5.18: Maximale Laserleistung in Abhängigkeit von der Faserlänge mit Gitterresonator

Abb. A 1: Modell eines Gaußstrahls (TEM00-Mode) und Abbildung an einer dünnen Linse	
[24/S.33+47]	XII
Abb. A 2: Mit der Optik-Software "OSLO" wurde diese Linse designt	XIII
Abb. A 3: Effizienz-Kurve für die zweite Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]	XIV
Abb. A 4: Effizienz-Kurve für die dritte Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]	XIV
Abb. A 5: Effizienz-Kurve für die vierte Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]	XV
Abb. A 6: Diodentemperatur in Abhängigkeit der Kühlung bei verschiedenen Diodenströmen	XVI

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1: \	Variation des differentiellen Wirkungsgrades verschiedener Thulium-Faserlaser in	
	Abhängigkeit von der Tm ³⁺ -Konzentration und Al ³⁺ Konzentration [29]	32
Tab. 3.2: L	ebensdauern und Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Übergänge von Tm ³⁺ in	
	Fluoridglas (links) und Quarzglas (rechts).Die Gesamtlebensdauern in der letzten	
	Spalte beziehen sich auf das Ausgangsniveau [13/S.49]	33

Literaturverzeichnis

- [1] http://www.newport.com/Tutorial/139687/1033/catalog.aspx (25.09.2008).
- [2] http://www.lanshack.com/fiber-optic-tutorial-fiber.aspx (25.9.2008).
- [3] http://gratings.newport.com/products/efficiency/effFrame.asp?sku=010|53-*-660R
 (25.9.2008).
- [4] http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/datasheet_all_german.pdf (25.9.2008).
- [5] http://spie.org/x26003.xml (25.09.2008).
- [6] http://idw-online.de/pages/de/news198637 (18.09.2008).
- [7] Bartelt, H., Kobelke, J., Reichel, V., & Willsch, R. (2007). Licht clever führen mit strukturierten optischen Fasern. *Photonik, Fachzeitschrift für die Optischen Technologien*, S. 82-85.
- [8] Bass, M. Vol. 1: Fundamentals, techniques, and design. In *Handbook of Optics*. 2. Aufl. New York, NY [u.a.]: McGraw-Hill, 1995, ISBN 0-07-047740-X.
- Cheo, P. K. Fiber Optics and Optoelectronics. 2. Aufl. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall Internat., 1990, ISBN 0-13-312646-3.
- [10] Clarkson, W., Barnes, N., Turner, P., Nilsson, J., & Hanna, D. (2002). High-power claddingpumped Tm-doped silica fiber laser with wavelength tuning from 1860 to 2090 nm. *Opt. Lett.* 27, S. 1989-1991.
- [11] Cornacchia, F., Parisi, D., Bernardini, C., Toncelli, A., & Tonelli, M. (2004). Efficient, diodepumped Tm3+:BaY2F8 vibronic laser. *Optic Express, Vol. 12, No. 9*, S. 1982-1989.
- [12] Duarte, F. J. *Tunable lasers handbook*. San Diego [u.a.]: Academic Press, 2005, ISBN 0-12-222695-X.
- [13] Eichhorn, M. (2005). Untersuchung eines diodengepumpten Faserverstärkers mit Emission bei 2μm. Freiburg, Uni, Fakultät für Mathematik und Physik: Inaugural-Dissertation.

- [14] Engelbrecht, M., Haxsen, F., Wandt, D., & Kracht, D. (2008). Wavelength resolved intracavity measurement of the cross sections of a Tm-doped fiber. *Opt. Express 16*, S. 1610-1615.
- [15] Fiebig, M. (1998). Diodengepumpte Festkörperlaser im Spektralbereich um 2μm für Anwendungen in der Lasermedizin. Hannover, Uni, FB Physik: Dissertation.
- [16] Foing, J. P., Scheer, E., Viana, B., Britos, N., & Ferrand, B. (1999). Comparison of diode pumped Tm3+ doped silicate lasers. *CiteSeerX*.
- [17] Fried, N. M., & Murray, K. E. (2005). High-Power Thulium Fiber Laser Ablation of Urinary Tissues at 1.94 μm. *Journal of Endourology*, S. 19(1): 25-31.
- [18] Frith, G., Lancaster, D., & Jackson, S. (2005). 85W Tm3+-doped 2µm fibre laser pumped at
 793nm. Lasers and Electro-Optics Society, The 18th Annual Meeting of the IEEE, 22-28, S. 762 763.
- [19] Frith, G., Samson, B., Carter, A., Farroni, J., & Tankala, K. (2007). High Power (110W), High Efficiency (55%) monolithic FBG based Fiber Laser Operating at 2μm. www.nufern.com/whitepaper_detail.php/7 (25.9.2008).
- [20] Galzerano, G., Cornacchia, F., Parisi, D., Toncelli, A., Tonelli, M., & Laporta, P. (2005). Widely tunable 1.94-mm Tm:BaY2F8 laser. *Optics Letters, Vol. 30, No. 8*, S. 854-856.
- [21] Gandy, H. W., Ginther, R., & Weller, J. (1967). Stimulated emission of Tm3+ radiation in silicate glass. J. Appl. Phys. 38, S. 3030-3031.
- [22] Godard, A. (2007). Infrared (2-12μm) solid-state laser sources: a review. Comptes Rendus Physique, Vol. 8, Issue 10, S. 1100-1128.
- [23] Hanna, D., Jauncey, I., Percival, R., Perry, I., Smart, R., Suni, P., et al. (1988). Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser. *Electronic Letters Vol. 24, issue 19*, S. 1222 - 1223.
- [24] Hartmann, P. (2006). Lasertechnik. Zwickau, FH, FB Physikalische Technik: Vorlesungsskript.
- [25] Hauglie-Hanssen, C., & Djeu, N. (1994). Further Investigations of a 2-pm Tm:YV04 Laser. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 2, S. 275-279.
- [26] Hein, M. (2008). Optische Telekommunikationstechnik 1. Ilmenau, TU: Vorlesungsskript.
- [27] Heraeus Transmission Calculator . www.heraeus-quarzglas.com (5.9.2008).

- [28] Humbach, O., Fabian, H., Grzesik, U., Haken, U., & Heitmann, W. (1996). Analysis of OH absorption bands in synthetic silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, S. 19-26.
- [29] Jackson, S. D. (2004). Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2µm Tm3+-doped silica fibre lasers. *Optics Communications, Vol. 230, Issues* 1-3, , S. 197-203.
- [30] Jackson, S., & King, T. (1999). Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers. *Journal of Lightwave Technology, Vol.17, no.5*, S. 948-956.
- [31] Kalaycioglu, H., Sennaroglu, A., & Kurt, A. (2005). Influence of Doping Concentration on the Power Performance of Diode-Pumped Continuous-Wave Tm3+:YAlO3 Lasers. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 11, No. 3, , S. 667-673.
- [32] Katsuyama, T., & Matsumura, H. Infrared Optical Fibers. Bristol: Adam Hilger, 1989, ISBN 0-85274-288-6.
- [33] Kmetec, J. D., Kubo, T. S., & Kane, T. J. (1994). Laser performance of diode-pumped thuliumdoped Y3AI5012, (Y,Lu)3A15012, and Lu3AI5012 crystals. *Optics Letters, Vol. 19, No. 3*, S. 186-188.
- [34] Labachelerie, M. d., Sasada, H., & Passedat, G. (1994). Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers: erratum. *Applied Optics, Vol. 33, Issue 18*, S. 3817-3819.
- [35] Langner, A., Schötz, G., & Vydra, J. (2006). Speizial-Glasfasern zur Lichtübertragung vom UVbis in den IR-Bereich. *Photonik, Fachzeitschrift für die Optischen Technologien* (3/2006), S. 68-71.
- [36] Layertec GmbH. Produtinformationen (Datenblatt Dichroitische Spiegel).
- [37] Littman, M. G., & Metcalf, H. J. (1978). Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. Applied Optics, Vol. 17, Issue 14, S. 2224-2227.
- [38] Liu, B.-W., Hu, M.-L., Fang, X.-H., Li, Y.-F., Chai, L., Li, J.-Y., et al. (2008). Tunable Bandpass Filter With Solid-Core Photonic Bandgap Fiber and Bragg Fiber. *Photonics Technology Letters, IEEE, Vol. 20, Issue 8*, S. 581 - 583.
- [39] Loewen, E. G. *Diffraction grating handbook*. 6. Aufl. Rochester: Newport Corporation, 2005.

- [40] Malacara, D. Vol. 26: Methods of experimental physics. In *Physical optics and light measurements*. Boston [u.a.]: Acad. Press, 1988, ISBN: 0-12-475971-8.
- [41] Mateos, X., Petrov, V., Liu, J., Pujol, M. C., Griebner, U., Aguiló, M., et al. (2006). Efficient 2μm Continuous-Wave Laser Oscillation of Tm3+:KLu(WO4)2. *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 42, No. 10, October*, S. 1008-1015.
- [42] Nufern: Datenblatt Tm-Faser LMA-TDF-25/250. http://www.nufern.com/specsheets/Imatdf25250.pdf (25.9.2008).
- [43] Paschotta, R. Filed Guide to Lasers. Bellingham, Washington: SPIE, 2007, ISBN 978-0-8194-6961-8.
- [44] Perry, I., Hanna, D., Lincoln, J., & McCarthy, M. (1990). High power operation of a CW 2 μm thulium-doped fibre laser. *IEE Colloquium on Optical Sources*, S. 3/1 - 3/2.
- [45] Scheife, H. (1997). Praseodym-, Ytterbium-dotierter Upconversion-Faserlaser im roten Spektralbereich. Hamburg, Uni, FB Physik: Diplomarbeit.
- [46] Schweizer, T., Samson, B. N., Hector, J. R., Brocklesby, W. S., Hewak, D. W., & Payne, D. N. (1999). Infrared emission and ion–ion interactions in thulium- and terbium-doped gallium lanthanum sulfide glass. J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 16, No. 2, S. 308-316.
- [47] Sudesh, V., & Goldys, E. M. (2000). Spectroscopic properties of thulium- doped crystalline materials including a novel host, La2Be2O5: a comparative study. J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 17, No. 6, S. 1068-1076.
- [48] Sugar, J. (1970). Spectrum of Doubly Ionized Thulium. *Journal of the Optical Society of America, Vol. 60, No. 4*, S. 454-466.
- [49] Todoroki, S., & Sakaguchi, S. (1996). Sodium magnesium silicate glasses for ultra low loss fibers. Optical Communication, 1996. ECOC '96. 22nd European Conference on, Vol.2, S. 241-244.
- [50] Vasilyev, S., Schiller, S., Nevsky, A., Grisard, A., Faye, D., Lallier, E., et al. (2008). Broadly tunable single-frequency cw mid-infrared source with milliwatt-level output based on differencefrequency generation in orientation-patterned GaAs. *Optics Letters, Vol. 33, No. 13*, S. 1413-1415.

- [51] Voges, E., & Petermann, K. Optische Kommunikationstechnik : Handbuch f
 ür Wissenschaft und Industrie. Berlin: Springer-Verlag, 2002, ISBN 3-540-67213-3.
- [52] Walther, N. (2003). Dämpfung in Lichtwellenleitern. Berlin, Humboldt-Universität, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät II: Vortrag im Proseminar: Einführung in die Photonik.
- [53] Wu, J., Jiang, S., Luo, T., Geng, J., Peyghambarian, N., & Barnes, N. P. (2006). Efficient Thulium-Doped 2-μm Germanate Fiber Laser. *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 18, No. 2*, S. 334-336.
- [54] Young, M. Optics and lasers : including fibers and optical waveguides. 4. Aufl. Berlin: Springer-Verlag, 1992, ISBN 3-540-55010-0.
- [55] Zarzycki, J. Vol. 9: Glasses and amorphous materials. In *Materials science and technology*.
 Weinheim [u.a.]: VCH Verlagsgesellschaft, 1991, ISBN 3-527-26822-7.

Anhang

Anhang 1: Gaußstrahl-Berechnung zur Einkopplung

Auf Grund der guten Strahlqualität der Lasermode der Thuliumfaser kann an dieser Stelle mit dem Modell des Gaußstrahles gerechnet werden.

Bei der Abbildung eines Gaußstrahles an einer dünnen Linse gelten dann folgende Beziehungen [24]: Strahlparameterprodukt:

$$\Theta \cdot w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot M^2 \tag{A.37}$$

Die bildseitige Strahltaille ergibt sich aus der Beziehung

$$w_0^f = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{z_R^2 + (z_0 - f)^2}}$$
(A.38)

mit

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda \cdot M^2} \tag{A.39}$$

Bei einer Laserkerngröße von $2 \cdot w_0 = 25 \,\mu\text{m}$ im Brennpunkt ($z_0 = f$) einer Linse mit $f = 97 \,\text{mm}$ (Wellenlänge 1990 nm) erhält man einen bildseitigen Taillenradius w_0^f von ca. 19 mm mit einer Restdivergenz von $\Theta = 0,1 \,\text{mrad}$.



Abb. A 1: Modell eines Gaußstrahls (TEM₀₀-Mode) und Abbildung an einer dünnen Linse [24/S.33+47]

Anhang 2: Linsendesign der verwendeten Resonatorlinse



Left Surface:	Material Specification:	Right Surface:
R 54,3071 CX Øe 25,0 Prot. Cham. 0,2 - 0,4 (a) - 3/ 10(2) 4/ 20' 5/ 5x0,25 6/ -	Misc SILICA n(2000 nm) 1,438085±0,001 v - 0/ 20 1/ 5x0,25 2/ 1;1	R 221,737 CX Øe 25,0 Prot. Cham. 0.2 - 0,4 ③ - 3/ 10(2) 4/ 20' 5/ 5x0,25 6/ -
Best Form Li	nse	
Ind.	acc. ISO 10110	

Abb. A 2: Mit der Optik-Software "OSLO" wurde diese Linse designt



Anhang 3: Gitter-Effizienzkurven der höheren Ordnungen

Abb. A 3: Effizienz-Kurve für die zweite Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]



Abb. A 4: Effizienz-Kurve für die dritte Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]



Abb. A 5: Effizienz-Kurve für die vierte Beugungsordnung des verwendeten Liniengitters [3]



Anhang 4: Weitere Kenndaten der Pumpdiode

Abb. A 6: Diodentemperatur in Abhängigkeit der Kühlung bei verschiedenen Diodenströmen



Anhang 5: Leistungskennlinien des Thuliumlasers





Anhang 6: Abstimmbereiche des Thuliumlasers



Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Christian Wilde, gemäß §23 Abs. 2 S. 4 SächsHG an Eides statt, dass ich die vorliegende Diplomarbeit mit dem Titel "Aufbau und Charakterisierung eines abstimmbaren Thulium-Faserlasers" selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen wurden, sind in jedem Fall unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht. Die Arbeit ist noch nicht veröffentlicht oder in anderer Form als Prüfungsleistung vorgelegt worden.

Ort, Datum

Unterschrift