

Laserstrahlquellen auf Basis eines neuartigen Neodym-dotierten Mischgranats für Wasserdampf-DIAL-Systeme bei 935 nm

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Jens Löhring

Berichter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M.A.
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Günter Huber

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.2011

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Motivation	7
1.2	Anforderungen an die Strahlquelle	8
1.3	Stand der Technik	8
1.3.1	Wasserdampf-DIAL-Systeme	9
1.3.2	Strahlquellen auf Basis Neodym-dotierter gemischter Granate	13
1.4	Ziel und Aufbau der Arbeit	14
2	Grundlagen und Modellbildung	17
2.1	Nd:(Y _x Lu _{1-x}) ₃ Ga ₅ O ₁₂ als Lasermedium	17
2.1.1	Gemischte Granate als Wirtsgitter	17
2.1.2	Neodym als laseraktives Ion	18
2.1.3	Energieniveaus und thermische Besetzung	19
2.2	Longitudinaler Einmodenbetrieb	21
2.3	Oszillator- und Verstärkeranordnungen	23
2.4	Innoslab-Verstärker	24
2.4.1	Pumpanordnung	24
2.4.2	Strahlaufweitung in instabiler Richtung	25
2.5	Modellbildung	30
2.5.1	Pulsverstärkung - die Frantz-Nodvik-Gleichung	30
2.5.2	Ratengleichungen - 4-Niveau-Modell	31
2.5.3	Inversionsreduktionsfaktor γ	33
3	Kristallcharakterisierung	39
3.1	Kristallzucht und Dotierung	39
3.2	Dichte und Gitterkonstante	41
3.3	Absorptionswirkungsquerschnitt	42
3.3.1	Transmissionsmessung	42
3.3.2	Quellenspezifische Absorption der Pumpstrahlung	44
3.4	Emissionswirkungsquerschnitt und Abstimbarkeit	46
3.5	Speicherzeit	53
3.6	Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur	55
3.7	Wärmeleitfähigkeit	57
3.8	Pulsverstärkung	58
3.8.1	Aufbau	58

3.8.2	Pumpulseigenschaften	60
3.8.3	Messungen und Vergleich	61
3.9	Zusammenfassung	64
4	Oszillatoren (Nd:YLuGG)	67
4.1	Auslegung	67
4.1.1	LasermEDIUM - optimales Dotierungslängenprodukt	67
4.1.2	Limitierung der effektiven Pumpfleckgröße	69
4.1.3	Pulsenergie und -dauer	72
4.1.4	Strahlqualität und Stabilität	76
4.2	Vergleich von Nd:YLuGG-basierten Lasern	79
4.2.1	Aufbau	80
4.2.2	Energien und Effizienzen	80
4.2.3	Emissionsspektren	83
5	Innoslab-Verstärker-Design (Nd:YGG)	85
5.1	Limitierung der Pumphöhe	85
5.2	Limitierungen durch ASE-Effekte	87
5.3	Verstärkung und Extraktionseffizienz	90
5.4	Spiegelanordnung	91
6	Ausführungsbeispiele und Analysen	93
6.1	Oszillator im longitudinalen Einmodenbetrieb (Nd:YGG, Nd:YLu ₄₂ GG)	93
6.1.1	Aufbau	93
6.1.2	Pumpprofil	95
6.1.3	Thermische Linse	96
6.1.4	Umlaufverluste	98
6.1.5	Vergleich Experiment und Simulation hinsichtlich Pulsenergie und -dauer	102
6.1.6	Strahlqualität	104
6.1.7	Resonatorinterne Fluenzen	105
6.1.8	Spektrale Abstimmbarkeit eines Nd:YLu ₄₂ GG-Lasers	106
6.2	Innoslab-Verstärker (Nd:YGG)	108
6.2.1	Aufbau	108
6.2.2	Pumpprofil	109
6.2.3	Verstärkung und Pulsenergie	110
6.2.4	Abstimmbarkeit	112
6.2.5	Linienbreite und Frequenzstabilität	114
6.2.6	Strahlqualität	114
6.3	Zusammenfassung der Laserparameter des Nd:YGG-Demonstrators	115
7	Zusammenfassung und Ausblick	117
7.1	Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse	117
7.2	Ausblick	120

8	Anhang	123
8.1	Variablen	123
8.2	Abkürzungen	130
8.3	Geräteverzeichnis	131
8.4	Rechnungen und Parameter - Details	132
8.4.1	Fehlerberechnung dn_2/dT (Abschnitt 3.6)	132
8.4.2	Parameter zur Berechnung des optimalen Dotierungslängenproduktes (Abschnitt 4.1.1)	132
8.4.3	Berechnung der Umlaufmatrix (Abschnitt 2.4.2)	133
8.4.4	Beweis der Gesamtumlaufmatrix für n Umläufe (Abschnitt 2.4.2)	133
8.4.5	Berechnung der Strahlposition x_n (Abschnitt 2.4.2)	134
8.4.6	Berechnung von \mathfrak{A} (Abschnitt 4.1.2)	135
8.5	Kristallproben - Details	135
8.5.1	Kristalldotierung (Abschnitt 3.1)	135
8.5.2	Atommassen der Basiselemente (Abschnitt 3.1)	135
8.5.3	Absorptionswirkungsquerschnitt (Abschnitt 3.3.1)	136
8.5.4	Fluoreszenzspektrum (Abschnitt 3.4)	136
8.5.5	Dichten und Gitterkonstanten (Abschnitt 3.2)	136
8.5.6	Fluoreszenzlebensdauer (Abschnitt 3.5)	137
8.5.7	Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur (Abschnitt 3.6)	137
8.5.8	Wärmeleitfähigkeit (Abschnitt 3.7)	138
8.5.9	Oszillatorexperimente (Abschnitt 4.2.1)	138
8.5.10	Sellmeiergleichungen	138
8.6	Experimentelle Aufbauten - Details	139
8.6.1	Oszillator (Abschnitt 3.8)	139
8.6.2	Komponenten der Oszillatoren (Abschnitte 4.2.1 und 6.1.1)	141
8.6.3	Komponenten des Innoslab-Verstärkers (Abschnitt 6.2.1)	142
8.6.4	Komponenten des Stab-basierten Verstärkers (Abschnitt 3.8)	143
8.6.5	Spektrale Verteilung des Messstrahls des Zweistrahlenspektrometers (Abschnitt 3.3)	144
8.6.6	Apparatefunktion des optischen Spektrum-Analysators mit Faser (Abschnitt 3.4)	145
8.6.7	Messaufbau Heterodyne-Einheit (Abschnitt 6.2.5)	145
8.7	Oszillatorexperimente - Leistungskennlinien	147
8.7.1	QS-MM Betrieb des Oszillators mit unterschiedlichen Mischkristallen (Abschnitt 4.2.2)	147
8.7.2	QCW-Betrieb des Oszillators mit unterschiedlichen Auskoppelgraden (Abschnitt 6.1.4)	147
8.7.3	Pulsenergien und Effizienzen unterschiedlicher Nd:YLuGG-Resonatoren im QCW-Betrieb (Abschnitt 4.2.2)	148
8.7.4	Schwellpumpenergien bei unterschiedlichen Auskoppelgraden und Arbeitspunkten (Abschnitt 6.1.4)	149

1 Einleitung

Für viele wissenschaftliche Anwendungen besteht ein Bedarf an Laserstrahlquellen, die applikationsspezifische Wellenlängen adressieren können [Barnes, 2005]. Dies gilt insbesondere für das DIAL (Differential Absorption Lidar)- oder auch IPDA (Integrated Path Differential Absorption Lidar)-Verfahren, bei denen die Wellenlänge durch die Absorptionseigenschaften des zu messenden Gases festgelegt wird. Hiermit lassen sich beispielsweise die globale Verteilung sowie die Flüsse von klimarelevanten Gasen wie Wasserdampf [Wirth u. a., 2009], Kohlendioxyd [Amediak u. a., 2008] und Methan [Ehret u. a., 2008; Quatrevalet u. a., 2010] in der Atmosphäre mit hoher Genauigkeit nachweisen. Neben den besonderen spektralen Eigenschaften muss der Laser für einen möglichen Einsatz im Weltall weitere stringente Anforderungen erfüllen. Es werden Pulsenergien im multi-10 mJ-Bereich bei gleichzeitig hoher elektrooptischer Effizienz und Strahlqualität benötigt. Darüber hinaus müssen diese Quellen derart kompakt, leicht und robust sein, dass zum einen die limitierten Volumen- und Massebudgets eingehalten werden und zum anderen das System den starken Temperaturwechseln und Vibrationslasten beim Transport mit einer Rakete und im Betrieb auf einem Satelliten standhält.

Laser auf Basis neuartiger Kristalle, die durch eine angepasste Zusammensetzung spektral auf die Anwendung eingestellt werden können, sind eine erfolgsversprechende Alternative zu komplexeren abstimmbaren Laserquellen, um diese Anforderungen zu erfüllen. Untersuchungen zur Realisierung einer solchen Laserstrahlquelle zur Messung von Wasserdampf sind Gegenstand dieser Arbeit.

Im Rahmen dieses Kapitels wird im Detail auf die Motivation zur satellitenbasierten Messung von Wasserdampf mit dem DIAL-Verfahren, die Anforderungen an die entsprechende Strahlquelle und den Stand der Technik hinsichtlich möglicher Laserstrahlquellen eingegangen.

1.1 Motivation

Das Verständnis klimatischer Zusammenhänge und Entwicklungen und besonders der anthropogene Einfluss darauf sind heute von hohem gesellschaftlichen Interesse. So zählen Klima und Energie zu einem der fünf Bedarfswelder der Hightech-Strategie des Bundesministeriums für Bildung und Forschung [BMBF, 2010]. Ein wissenschaftlicher Ansatz im Bereich der Klimaforschung ist, die Evolution relevanter klimatischer Größen global mit möglichst hoher Präzision kontinuierlich zu vermessen, mit globalen Zirkulationsmodellen zu vergleichen und die Entwicklung vorherzusagen. Auch das BMBF sieht die Erdbeobachtung aus dem All für Prognosen in der Klimaforschung als eine von acht Aktionslinien im Bedarfsweld Klima und Energie vor.

Im klimatischen System spielt Wasserdampf eine zentrale Rolle, und es ist eines der wichtigsten Treibhausgase der Erde [Solomon u. a., 2007]. Es beeinflusst das Klima auf allen zeitlichen und räumlichen Skalen. So ist für die numerische Wettervorhersage die präzise Kenntnis von Wasserdampfverteilungen entscheidend. Bisher werden vornehmlich Radiosonden oder passive satellitenbasierte Sensoren zur Vermessung von Wasserdampfverteilungen eingesetzt. Während die Sonden nur in situ messen können und daher für eine globale Vermessung ungeeignet sind, besitzen die passiven Sensoren eine nicht ausreichende laterale Auflösung und Genauigkeit

[Bengtsson u. a., 2004]. Die globale Vermessung dreidimensionaler Wasserdampfdichteverteilungen und ihre zeitliche Entwicklung kann mit satellitenbasierten DIAL-Systemen bei mehreren Messwellenlängen erfolgen. In den vergangenen Jahren wurden entsprechende Missionen zur weltraumgestützten Messung von Wasserdampf-Profilen vorgeschlagen [Browell u. a., 1998; Hélière u. a., 2003; Di Girolamo u. a., 2004, 2008; ESA, 2001]. Die Anforderungen an ein satellitengestütztes System wurden im Auftrag der Europäischen Raumfahrtagentur ESA unter dem Projektnamen WALES („Water Vapor Lidar Experiment in Space“) im Rahmen einer Phase A-Studie untersucht [ESA, 2001, 2004]. WALES wurde als möglicher Kandidat einer der „Earth Explorer Core Missions“ des „Living Planet Program“ ausgewählt. Aktuell ist jedoch keine konkrete WALES-Mission von der ESA vorgesehen. Zur Realisierung eines solchen Instruments werden effiziente und kompakte Laserstrahlquellen benötigt. Untersuchungen zur Entwicklung eines solchen Lasers sind Gegenstand dieser Arbeit.

1.2 Anforderungen an die Strahlquelle

In einem DIAL-System werden grundsätzlich Laserpulse bei mindestens zwei unterschiedlichen Wellenlängen (on-line und off-line) benötigt [Schotland, 1974]. Pulse bei der on-line Wellenlänge sind spektral auf eine starke Absorptionslinie des zu messenden Moleküls eingestellt, während off-line Pulse als Referenz auf schwache Absorptionslinien abgestimmt sind (hier λ_4). Für ein satellitengestütztes Wasserdampf-DIAL-System werden drei on-line Wellenlängen ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) mit unterschiedlichen Absorptionswirkungsquerschnitten in Wasserdampf favorisiert. Diese sind jeweils auf einen bestimmten Höhenbereich der Atmosphäre angepasst und ermöglichen dort Messungen mit geringen Messfehlern. Durch die Verwendung der drei Wellenlängen wird somit die gesamte Troposphäre abgedeckt. Dabei ist vorgesehen, dass die Messungen bei den unterschiedlichen Wellenlängen sequentiell mit einer Wiederholrate von 25 Hz pro Wellenlänge erfolgen. Werden alle Wellenlängen in einer einzigen Laserstrahlquelle erzeugt, müssen diese konsequenterweise adressierbar sein. Insbesondere muss der Laser zwischen zwei Pulsen in der Wellenlänge umschaltbar sein. Zudem wird gefordert, dass die Linienbreite und der Jitter der Mittenfrequenz kleiner als 160 MHz bzw. 60 MHz sind bei einer spektralen Reinheit von mehr als 99,9%. Um die erforderliche Höhenauflösung der Messrohdaten von 50 m [Browell u. a., 1998] zu erhalten, ist eine Pulsdauer von weniger als 200 ns notwendig. Zudem wird eine Beugungsmaßzahl $M^2 < 3$ verlangt. Für das Messverfahren stellt eine geringe Strahlqualität keine prinzipielle Limitierung dar. Der Durchmesser der Austrittsoptik am Satelliten skaliert jedoch bei gegebenem Divergenzwinkel direkt mit der Beugungsmaßzahl, was bei geringen Strahlqualitäten zu unverhältnismäßig großen Optiken führt. Desweiteren wird eine Pulsenergie von mehr als 72 mJ gefordert. Eine Zusammenfassung der Anforderungen ist in Tabelle 1.1 gegeben.

1.3 Stand der Technik

In der Vergangenheit sind für Messungen von Wasserdampfdichten bei 935 nm ausschließlich Laserstrahlquellen auf Basis von Ti:Saphir und OPO-Technologie (optische parametrische Oszillatoren) eingesetzt worden. Diese Quellen sind zwar abstimmbar, besitzen jedoch aufgrund ihres sequentiell mehrstufigen Aufbaus eine geringe Gesamteffizienz und eine höhere Komplexität. In spektral angepassten und direkt diodengepumpten Lasern können Frequenzverdoppler und Ti:Saphir-Laser bzw. die OPO-Stufe entfallen. In Bezug auf die Messanwendung bilden Ti:Saphir-Laser und OPO-Konverter den Stand der Technik. Auf der anderen Seite gibt es zahlreiche Untersuchungen zur direkten Wellenlängenerzeugung in spektral angepassten Kristallen für Wasserdampf-Messungen. Beispielsweise wurden Nd:YGG und Nd:LuGG sowie diverse andere Neodym-dotierte Granate

Merkmal	Parameter	Wert
spektral	Wellenlänge (Vakuum)	$\lambda_1 = 935,685 \text{ nm}$
		$\lambda_2 = 935,561 \text{ nm}$
		$\lambda_3 = 935,906 \text{ nm}$
		$\lambda_4 = 935,852 \text{ nm}$
	Frequenzstabilität	$< 60 \text{ MHz}$
	Linienbreite	$< 160 \text{ MHz}$
	spektrale Reinheit	$> 99,9\%$ (innerhalb 1 GHz)
energetisch	Pulsenergie	$\geq 72 \text{ mJ}$
zeitlich	Repetitionsrate pro Wellenlänge	25 Hz
	Repetitionsrate Gesamtsystem	$f_{rep} = 100 \text{ Hz}$
	Höhenauflösung der Rohdaten	$< 50 \text{ m}$, (hierdurch wird die maximale Pulsdauer auf $\approx 200 \text{ ns}$ (FWHM) begrenzt [Browell u. a., 1998])
räumlich	Strahlqualität	$M^2 < 3$

Tabelle 1.1: Anforderungen an die Laserquelle eines satellitengestützten Wasserdampf-DIAL-Systems gemäß WALES [ESA, 2001].

und Mischgranate als Lasermedium untersucht. Hier konnte bislang jedoch keine gepulste und insbesondere frequenzstabile Strahlquelle gezeigt werden, die für Wasserdampfmessungen bei den WALES-Wellenlängen (siehe Tabelle 1.1) um 935 nm eingesetzt werden kann. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass in der Vergangenheit weder Kristallmaterialien noch Beschichtungen in ausreichender Qualität und somit Zerstörfestigkeit zur Verfügung standen. Aufgrund der geringen Emissionswirkungsquerschnitte bei den gewünschten Wellenlängen werden für einen effizienten Betrieb hohe Energiedichten benötigt (siehe auch Abschnitt 4.1.3). Möglicherweise wurden jedoch auch in dem Laserdesign die besonderen Kristalleigenschaften nicht entsprechend berücksichtigt. Zudem steht insgesamt der aufwendigen Erforschung neuartiger Lasermedien und der Entwicklung entsprechender Laser hier nur diese eine aktuell nicht kommerzielle Anwendung gegenüber. Auch aus diesem Grund haben vermutlich solche Laserstrahlquellen bislang wenig Beachtung gefunden.

Der folgende Abschnitt geht auf den Stand der Technik sowohl hinsichtlich der Messanwendung als auch auf die direkte Wellenlängenerzeugung in Neodym-dotierten gemischten Granaten ein. Die Neodym-dotierten $(Y_xLu_{1-x})_3Ga_5O_{12}$ -Kristalle (YLuGG) mit unterschiedlichen Zusammensetzungen $0 \leq x \leq 1$ werden im Rahmen dieser Arbeit erstmals untersucht und in gütegeschalteten Oszillatoren als Lasermedium eingesetzt.

1.3.1 Wasserdampf-DIAL-Systeme

Boden- und flugzeuggestützte Wasserdampf-DIAL-Systeme um 935 nm sind seit mehreren Jahren erfolgreich im Einsatz [Behrendt u. a., 2007a,b]. Diese Systeme basieren vornehmlich auf Ti:Saphir- und OPO-Technologie. Ti:Saphir-Laser besitzen aufgrund ihres Verstärkungsspektrums einen breiten Abstimmbereich von 670 nm bis 1100 nm [Jungbluth, 2010]. Als Pumpquelle werden meist frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser bei 532 nm verwendet. In optischen parametrischen Oszillatoren wird das Laserlicht in nichtlinearen Kristallen frequenzkonvertiert. Aufgrund von Energieerhaltung wird dieser Prozess bei im Vergleich zur Ausgangswellenlänge (Signal

oder Idler) kürzeren Wellenlängen gepumpt. Für OPOs zur Wasserdampfmessung wird als Pumpquelle ebenfalls meist ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser bei 532 nm eingesetzt. Wegen der geforderten geringen spektralen Bandbreite müssen OPOs und Ti:Saphir-Laser mit nur einer longitudinalen Mode betrieben werden (SLM). Im Unterschied zu SLM-Lasern auf Ti:Saphir-Basis werden OPO-basierte Systeme auch mit einer SLM-Quelle gepumpt.

Alternativ können auch diodengepumpte und direkt bei 935 nm emittierende Laserstrahlquellen auf Basis Neodym-dotierter Granate oder auch gemischter Granate (Nd:MG) verwendet werden. Im Folgenden werden OPO- und Ti:Saphir-Strahlquellen, die den Stand der Technik darstellen und prinzipiell die Anforderungen an einen Wasserdampf-DIAL-Transmitter gemäß Tabelle 1.1 erfüllen, hinsichtlich ihrer Konversionseffizienz im Vergleich zu den hier untersuchten Nd:MG-Strahlquelle diskutiert. Dazu werden die unterschiedlichen Konverterstufen des OPOs und des Ti:Saphir-Lasers analysiert. Der schematische Aufbau dieser drei Konzepte ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Bei allen Konzepten findet zunächst eine Umwandlung von elektrischer Energie in Licht statt. In hoch effizienten Ti:Saphir- und OPO-Systemen wird die Nd:YAG-basierte Pumpquelle wie der hier untersuchte Nd:MG-Laser meist bei 808 nm diodengepumpt. Daher lassen sich die Konverterstufen ab der diodenbasierten Pumpquelle vergleichen.

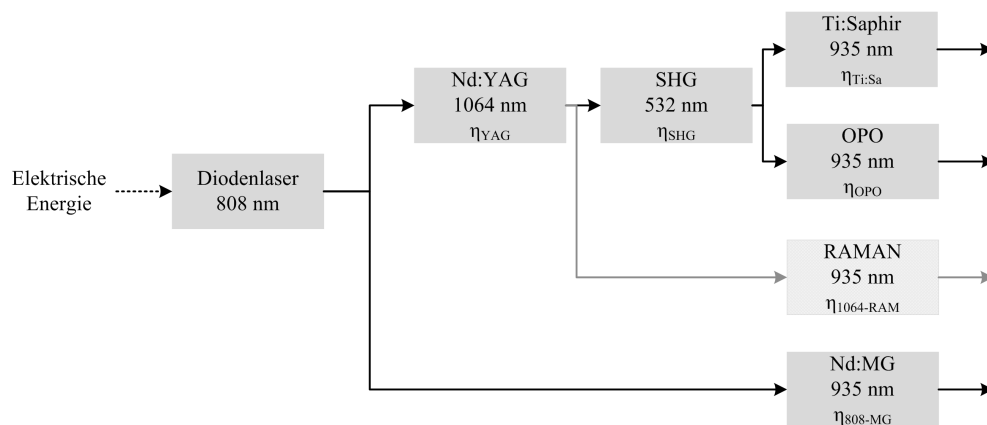


Abbildung 1.1: Konversionsschema der Ti:Saphir-, OPO-, Raman- und Mixed-Garnet-Laser (Nd:MG) bei 935 nm im Vergleich. Im Gegensatz zu dem direkt mit Diodenlicht gepumpten Nd:MG-Laser mit einer Konversionsstufe ist für den Ti:Saphir- und OPO-Laser ein dreistufiger Konversionsprozess notwendig. Prinzipiell kann die Strahlung bei 935 nm auch in einem zweistufigen Prozess mit Raman-Lasern erzeugt werden. Diese wurden jedoch noch nicht bei 935 nm gezeigt.

Es existieren weltweit nur wenige Lasersysteme, die die Anforderungen gemäß Tabelle 1.1 prinzipiell erfüllen können. Eine Übersicht dieser Quellen mit den relevanten Eigenschaften ist in Tabelle 1.2 gegeben. Dort sind ebenfalls die Effizienzen der letzten Konverterstufe ($\eta_{\text{Ti:Sa}}$ bzw. η_{OPO}) angegeben, die für die folgenden Effizienzbetrachtungen verwendet werden. Diese Laser verwenden jedoch keine hocheffiziente Pump Laserquelle bei 1064 nm, die dem Stand der Technik entspricht.

In der Literatur sind Strahlquellen bei 1064 nm zu finden, die sowohl prinzipiell als Pumpquelle (hinsichtlich Pulsdauer, -energie und Wiederholrate) geeignet als auch für den Weltraumeinsatz konzipiert sind und daher entsprechend hohe Effizienzen aufweisen. Der Laser-Transmitter des „Geoscience Laser Altimeter System“ (GLAS) der für die „Ice, Cloud and Land Elevation Satellite“ (ICESat)-Mission entwickelt wurde, liefert so etwa 110 mJ bei einer Wiederholrate von 40 Hz und einer Pulsdauer von weniger als 6 ns. Unter der Annahme, dass

die Laserkristalle mit einer Dauer von 200 μ s gepumpt werden, ergibt sich eine optisch-optische Effizienz von 12% [Afzal u. a., 2007].

Parameter	Werte				
Quelle	[Poberaj, 2000; Poberaj u. a., 2002]	[Wirth u. a., 2009]	[Poberaj, 2000]	[Kallmeyer u. a., 2005]	[Schiller, 2010]
Technologie	KTP-OPO	KTP-OPO	Ti:Saphir	Ti:Saphir	Ti:Saphir
Pumposzillator	Stab, LR ^(a) (*a)	NPRO ^(b)	Stab, LR ^(a) (*a)	BLG ^(c)	Stab, LR ^(a)
Verstärkerstufen	3	3	3	keine	4
Technologie	Stab, SG ^(d) (*a)	Stab, SG ^(d)	Stab, SG ^(d) (*a)	-	Stab, SG ^(d)
Wellenlänge (Vakuum)	935 nm	935 nm	935,6 nm	935 nm	935 nm
Kavitätsregelung der Pumpe	k.A.	inhärent einmodig	keine	keine	keine
Kavitätsregelung OPO/Ti:Saphir-Laser	k.A.	Heterodyne	Cavity Dither	manuell	PDH ^(e)
Leistung Seedlaser	2 mW	7 mW	4 mW	18 mW	33 mW
Frequenzstabilität	k.A.	≤ 30 MHz	k.A.	k.A.	10 MHz
Linienbreite (FWHM)	140 MHz	150 MHz	105 MHz	<160 MHz	<160 MHz
spektrale Reinheit	99,8%	99,9%	>99,0%	99,6%	>99,99%
Pulseenergie	12 mJ	45 mJ	11 mJ	22 mJ	18 mJ
Pumpenergie bei 532 nm	100 mJ	155 mJ	110 mJ	100 mJ	95 mJ
Pumpenergie bei 1064 nm	200 mJ	400 mJ	200 mJ	k.A.	195 mJ
Effizienz (532 nm \rightarrow 935 nm)	12,0%	29%	10,0%	22,0%	19%
Slope-Effizienz (s.o.)	30%	k.A.	25%	55%	$\approx 40\%$
Repetitionsrate	100 Hz	100 Hz	100 Hz	10 Hz	250 Hz
Pulsdauer (FWHM)	7 ns	5,5 ns	11 ns	18 ns	40 ns
Strahlqualität (M_x^2 ; M_y^2)	k.A.	(7,6; 7,6)	(1,25; 1,74)	k.A.	≈ 2

Tabelle 1.2: Eigenschaften von Lasersystemen bei 935 nm, die für Wasserdampfmessungen eingesetzt werden können.

In allen Systemen wird eine Nd:YAG-basierte Pumpquelle mit anschließender Frequenzverdopplung verwendet. Abkürzungen: ^(a): linearer Resonator; ^(b): nichtplanarer Ring-Oszillator (hier passiv gütegeschaltet); ^(c): Blitzlampen-gepumpt; ^(d): seitengepumpt; ^(e) Pound-Drever-Hall-Verfahren [Drever u. a., 1983]; sonstige Quellen: (*a):[Ehret u. a., 2000]

Für die Missionen EarthCARE (Earth, Clouds, Aerosols, and Radiation Explorer) sowie ADM-Aeolus (Atmospheric Dynamics Mission) der europäischen Raumfahrtagentur ESA sind ebenfalls Laserstrahlquellen in diesem Parameterbereich entwickelt worden [Durand u. a., 2008]. Das ALADIN-Instrument (Atmospheric Laser Doppler Instrument), das im Rahmen der ADM-Aeolus-Mission eingesetzt werden soll, beinhaltet eine Laserquelle,

die Laserpulse bei 355 nm mit einer Pulsenergie von 150 mJ bei einer Wiederholrate von 100 Hz emittiert [Durand u. a., 2006]. Der bereits im Flugzeug eingesetzte ADM-Aeolus-Demonstrator mit dem Namen A2D liefert eine Pulsenergie von 70 mJ bei einer Wiederholrate von 50 Hz. Diese Strahlung wird in beiden Lasern durch Frequenzverdreifung eines Nd:YAG-Lasers erzeugt. Die optisch-optischen Effizienzen beider Laser (Pumplicht zu Laserlicht bei 1064 nm) sowie die der Frequenzkonverter (1064 nm nach 355 nm) sind jedoch nicht veröffentlicht. Für das ATLID (Atmospheric Lidar)-Instrument der Earth-CARE-Mission wurden zwei unterschiedliche Laserquellen unter dem Namen ATLAS (ATLID Laser) entwickelt. Eine dieser Quellen basiert auf dem Innoslab-Design und liefert bei einer Wiederholrate von 100 Hz Pulsenergien von 25 mJ bei einer Wellenlänge von 355 nm. Bei 1064 nm wurden mehr als 70 mJ im SLM-Modus demonstriert. Hierbei wurde eine optisch-optische Effizienz (eingestrahletes Pumplicht am Kristall zu Laserlicht) von $\eta_{YAG} = 24,7\%$ nachgewiesen [Luttmann u. a., 2008]. Dieser Wert wird für die weiteren Effizienzbetrachtungen verwendet.

Für die Effizienz der Frequenzverdopplung wird nicht für alle Quellen aus Tabelle 1.2 ein entsprechender Wert angegeben. Daher wird für diese Konversionsstufe aller Quellen eine Effizienz von 55,0% angenommen, die von Wirth u. a. [2009] erreicht wurde. Hieraus lassen sich die maximal möglichen Gesamteffizienzen dieser Quellen auf Basis von Ti:Saphir und OPO-Technologie unter Verwendung hocheffizienter Pump laser sowie Frequenzverdoppler abschätzen (siehe Tabelle 1.3).

Parameter	Werte					
Quelle	[Luttmann u. a., 2008]	[Poberaj, 2000]	[Wirth u. a., 2009]	[Poberaj, 2000]	[Kallmeyer u. a., 2005]	[Schiller, 2010]
Technologie	Nd:YAG-MOPA, Innoslab-Verstärker	KTP-OPO	KTP-OPO	Ti:Saphir	Ti:Saphir	Ti:Saphir
η_{YAG}	24,7%	$\approx 13\%^{(a)}$	13,8%	$\approx 13\%^{(a)}$	–	5,2%
η_{SHG}	–	50%	55%	50%	–	48%
$\eta_{Ti:Sa}$	–	–	–	10%	22%	19%
η_{OPO}	–	12%	29%	–	–	–
Berechnete maximale Effizienzen						
$\eta_{808-532}$	$\eta_{YAG} \eta_{SHG} = 13,6\%$					
$\eta_{808-Ti:Sa}$	$\eta_{808-532} \eta_{Ti:Sa} = 3,0\%$					
$\eta_{808-OPO}$	$\eta_{808-532} \eta_{OPO} = 3,9\%$					

Tabelle 1.3: Vergleich von Effizienzen relevanter SLM-Laserstrahlquellen bei 935 nm. ^(a): Berechnet aus: 300 mJ extrahierter Energie und 2400 mJ Pumpenergie der Verstärkerstufen an einem Arbeitspunkt dargestellt in [Ehret u. a., 2000].

Für die OPO-Systeme kann demnach eine Konversionseffizienz von 3,9% und für Ti:Saphir-Systeme von 3,0% (Pumplicht bei 808 nm zu Laserlicht bei 935 nm) erreicht werden. Auch wenn diese Werte experimentell in dieser Weise nicht gezeigt wurden, so können sie prinzipiell durch Kombination der entsprechenden Konverterstufen realisiert werden.

Als Alternative zu OPO- und Ti:Saphir-Systemen wurden ebenfalls Raman-Konverter untersucht. In einem

gewinngeschalteten linearen $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ Raman-Laser wurden 12 mJ bei 957 nm mit einer Pulsdauer von 11,7 ns erzeugt [Eichler u. a., 2006]. Als Pumpquelle wurde hierzu ein Nd:YAG-Laser bei 1064 nm eingesetzt, der Pulse mit einer Energie von 186 mJ bei einer Pulsdauer von 11 ns emittiert (siehe auch Abbildung 1.1). Die Konversionseffizienz beträgt demnach 6,5%. Zwar wird hierdurch gezeigt, dass dieses Konzept prinzipiell zur Erzeugung von Laserstrahlung in diesem Wellenlängenregime geeignet ist, es konnte jedoch bislang kein für Wasserdampf-Messungen einsatzfähiges System bei 935 nm gezeigt werden, das alle hierfür notwendigen Eigenschaften aufweist.

Neben den oben genannten Systemen, die bei einer Wellenlänge von 935 nm betrieben werden, wurden auch Wasserdampf-DIAL-Systeme bei anderen Wellenlängen erfolgreich in Flugkampagnen eingesetzt, die entsprechend andere Absorptionslinien in Wasserdampf adressieren. So verwendet das Langley Research Center der NASA (National Aeronautics and Space Administration) in dem System LASE (Lidar Atmospheric Sensing Experiment) einen Ti:Saphir-Laser in einem Wellenlängenbereich von 813 nm bis 819 nm. Dieser arbeitet im Doppelpulsmodus (400 μs Pulsabstand) bei einer Wiederholrate von 5 Hz mit bis zu 135 mJ Pulsenergie pro Puls. Gepumpt wird der Ti:Saphir-Laser mit einem frequenzverdoppelten, blitzlampengepumpten Nd:YAG-Laser mit einer Pulsenergie von 1,4 J bei 1064 nm [Moore u. a., 1996]. Das französische CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) betreibt das DIAL-System LEANDRE II (Lidar Embarque pour l'étude des Aerosols et des Nuages de l'interaction Dynamique Rayonnement et du cycle de l'Eau), das als Strahlquelle einen Alexandrit-Laser beinhaltet. Der Laser wird in einem Wellenlängenbereich von 727 nm bis 770 nm betrieben und liefert bei einer Doppelpulswiederholrate von 10 Hz (Doppelpulsabstand ist 50 μs) eine Pulsenergie von 50 mJ pro Puls. Eine detaillierte Darstellung des Lasers ist in [Bruneau u. a., 2001] gegeben. Diese Systeme wurden simultan im Rahmen der IHOP_2002-Mission zusammen mit dem Wasserdampf-DIAL-System des DLR-IPA (Deutsches Institut für Luft- und Raumfahrt - Institut für Physik der Atmosphäre), das bei 935 nm arbeitet, betrieben und miteinander verglichen [Behrendt u. a., 2007a,b]. Details zur Quelle des DLR-IPA sind in [Poberaj u. a., 2002] gegeben (siehe auch Tabelle 1.2, Spalte 1).

1.3.2 Strahlquellen auf Basis Neodym-dotierter gemischter Granate

Die gezielte Erzeugung von Laserwellenlängen durch abgestimmte Zusammensetzungen von gemischten Granat-Kristallen wurde erstmals von Barnes [Barnes u. a., 1996] berichtet. Diese Art der spektralen Anpassung wird auch „Zusammensetzungsabstimmen“ genannt. Barnes und Walsh untersuchten unterschiedliche Neodym-dotierte Mischkristalle, um Wasserdampfabsorptionslinien im Bereich um 930 nm bis 940 nm zu adressieren. Demnach lassen sich mit $\text{Nd:Y}_3\text{Ga}_x\text{Al}_{5-x}\text{O}_{12}$ -Kristallen unterschiedlicher Gallium-Anteile $0 \leq x \leq 5$ Wellenlängen im Bereich von 930 nm erzeugen [Barnes u. a., 1996; Walsh u. a., 1998]. Mit diesem Mischkristall lassen sich prinzipiell auch die WALES-Wellenlängen erreichen. Darüber hinaus wurden von Walsh u. a. unterschiedliche Neodym-dotierte Mischgranate ($\text{YAG}_x\text{YGG}_{1-x}$, $\text{YAG}_x\text{YSGG}_{1-x}$, $\text{YAG}_x\text{YSAG}_{1-x}$, $\text{YAG}_x\text{GSAG}_{1-x}$, $\text{YAG}_x\text{GGG}_{1-x}$, $\text{YSAG}_x\text{GGG}_{1-x}$, $\text{YAG}_x[\text{YSAG}_y\text{GGG}_{1-y}]_{1-x}$) zur effizienten Erzeugung von Laserstrahlung um 940 nm untersucht [Walsh u. a., 2001]. Hierbei sind ($0 \leq x \leq 1$) und ($0 \leq y \leq 1$) die Mischungsverhältnisse für die entsprechenden Granate. Unterschiedliche Neodym-dotierte Granate ($\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (YGG), $\text{Lu}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (LuGG)) wie gemischte Granate ($\text{Y}_3(\text{Sc},\text{Al})_5\text{O}_{12}$ (YSAG), $\text{La}_3(\text{Lu},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ (LaLuGG), $\text{Gd}_3(\text{Sc},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ (GSGG), $\text{Gd}_3(\text{Sc},\text{Al})_5\text{O}_{12}$ (GSAG)) wurden spektroskopisch untersucht, um Wasserdampfabsorptionslinien um 935 nm, 942 nm und 944 nm zu adressieren [Ileri u. a., 2005; Treichel u. a., 2004]. Diese Untersuchungen legen bereits nahe, dass mit einem Mischsystem aus Nd:YGG und Nd:LuGG die WALES-Wellenlängen erzeugt werden können. Darüber hinaus wurden Experimente mit $\text{Nd:Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$ durchge-

führt, um die Wellenlängengruppe um 942 nm zu adressieren [Strohmaier u. a., 2007; Kallmeyer u. a., 2005].

Das Potenzial von Neodym-dotierten Granaten oder wellenlängenangepassten gemischten Granaten als Laser-material in dem hier geforderten Parameterbereich wurde bislang in nur wenigen Experimenten nachgewiesen. Dies gilt insbesondere für die Wellenlängen, die für Wasserdampfmessungen eingesetzt werden können. Beispielsweise wurden in einem gütegeschalteten und diodengepumpten Nd:GSAG-basierten Laser Pulse mit einer Dauer von 150 ns bei 942 nm im longitudinalen Mehrmodenbetrieb von Kallmeyer u. a. [2005] gezeigt. Hierbei wurde eine Pulsenergie von 25 mJ bei einer Pulswiederholrate von 10 Hz erreicht. Die optisch-optische Effizienz betrug 9%. Ein kürzlich erschienener Artikel berichtet von einem endgepumpten Nd:GSAG-basierten Ringoszillator im longitudinalen Einmodenbetrieb, aus dem 13,2 mJ bei einer Pulswiederholrate von 10 Hz erzeugt wurden [Lin u. a., 2010]. Laserpulse mit einer Pulsenergie von 100 mJ und 160 ns Pulsdauer bei einer Pulswiederholrate von 1 Hz bei einer Wellenlänge von 944 nm wurden in einem blitzlampengepumpten Nd:YAG_{0.18}YSAG_{0.82}-Laser erzeugt [Walsh u. a., 2001]. Axenson u. a. [2002] haben bei gleicher Pulswiederholrate eine Pulsenergie von 75 mJ in einem Nd:YAG-Laser bei 946 nm gezeigt. Hierbei wurde eine gefaltete Oszillator-Anordnung bestehend aus drei endgepumpten stabförmigen Laserkristallen verwendet. Die gesamte Pumpenergie betrug hierbei 910 mJ, was einer Effizienz von 8,2% entspricht. Darüber hinaus untersuchten Li u. a. [2008] Laser auf Basis von Neodym-dotiertem Ca₃(NbGa)_{2-x}Ga₃O₁₂ bei 935 nm. Hierbei wurden im Dauerstrichbetrieb 1,12 W bei einer optisch-optischen Effizienz von 5,7% nachgewiesen. Kürzlich berichteten Li u. a. [2009] vom gütegeschalteten Betrieb, wobei im Vergleich zu den kontinuierlichen Werten nur 74 mW bei einer Wiederholrate von 3,788 kHz erreicht wurden. Die optisch-optischen Effizienz betrug 0,7%.

1.4 Ziel und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, direkt diodengepumpte Laser auf Basis von Neodym-dotierten (Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂-Kristallen (YLuGG) mit unterschiedlichen Zusammensetzungen $0 \leq x \leq 1$ als Alternative zu den bereits bestehenden Konzepten zur Erzeugung von Laserstrahlung um 935 nm zu untersuchen. Abgesehen von Veröffentlichungen, die im Rahmen der hier dargestellten Untersuchungen verfasst wurden [Löhring u. a., 2007, 2009, 2011a,b] sind bislang keine Arbeiten zu gütegeschalteten Nd:YGG- und Nd:LuGG-Lasern bei 935 nm bekannt. Untersuchungen zu YLuGG-Mischkristallen sind ebenfalls unveröffentlicht. Vornehmliches Ziel ist also, die neuartigen Laserkristalle zu charakterisieren, daraus Designkriterien inklusive fundamentaler Limitierungen für einen Laser abzuleiten und erstmals eine Strahlquelle zu realisieren und zu charakterisieren.

Desweiteren soll untersucht werden, ob alle Anforderungen an eine Strahlquelle zur satellitengestützten Wasserdampfmessung prinzipiell erfüllt werden können. Besonders ist zu untersuchen, ob eine Nd:YLuGG-basierte Strahlquelle hinsichtlich Effizienz und Komplexität Vorteile gegenüber den etablierten Konzepten aufweisen kann. In Abbildung 1.2 ist die Komplexität von bereits realisierten Laserquellen, die dem Stand der Technik entsprechen, gegen ihre Pulsenergie aufgetragen. Dem stehen die Werte gegenüber, die im Rahmen dieser Arbeit experimentell nachgewiesen wurden. Als Maß für die Komplexität wird hier die Anzahl der Stufen (Oszillator, Verstärker, Konverter) und der notwendigen Seedlaser verwendet. Die Kreisflächen sind proportional zur Pulsenergie. Der gestrichelte Kreis gibt den Zielwert von 72 mJ laut Anforderung an das WALES-System an. Die Strahlquellen zum Stand der Technik sind der Tabelle 1.2 zu entnehmen.

Die Gesamteffizienzen ergeben sich unter der Annahme, dass eine hoch effiziente Pumpquelle bei 1064 nm sowie eine hoch effiziente Frequenzverdopplung zum Einsatz kommen (siehe Abschnitt 1.3.1). Es sei hier nochmals angemerkt, dass diese Effizienzen zwar durch eine Kombination von bereits gezeigten Konverterstufen

prinzipiell realisiert werden könnten, diese Werte jedoch in dieser Art experimentell nicht gezeigt wurden. Desweiteren wird angenommen, dass als Nd:YAG-Pumpquelle jeweils ein MOPA-System eingesetzt wird, bei dem jede Verstärkerstufe maximal 100 mJ erzeugt. Daraus wird die Anzahl der Stufen abgeleitet.

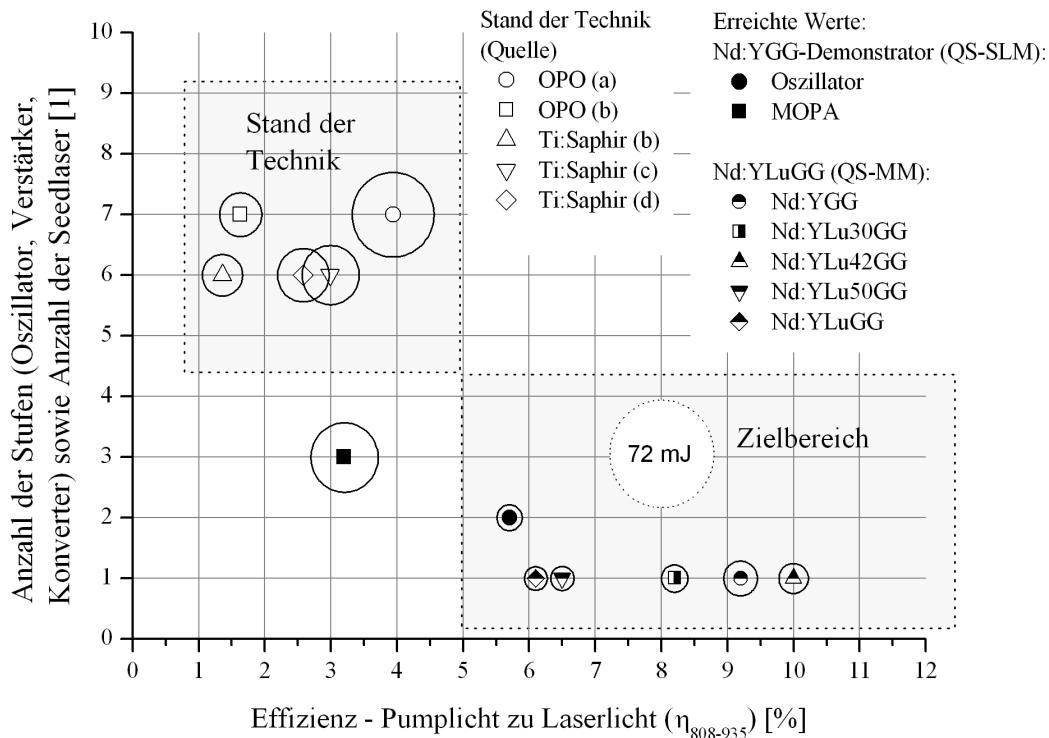


Abbildung 1.2: Zielparameterbereich hinsichtlich Effizienz, Komplexität und Pulsenergie im Vergleich zum Stand der Technik. Die Kreise mit durchgezogener Linie sind dabei in ihrer Fläche proportional zur entsprechenden Pulsenergie, der gestrichelte Kreis gibt den Zielbereich vor. Für die Strahlquellen aus der Literatur ist erstens angenommen, dass die Effizienzen der Nd:YAG-Pumplaser sowie der Frequenzverdopplung maximal gemäß Tabelle 1.3 sind. Hierdurch ergeben sich höhere Effizienzen als experimentell nachgewiesen. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Werte sind ebenfalls dargestellt. Zweitens ist für die Komplexität angenommen, dass eine MOPA-Anordnung als Pumplaser verwendet wird, wobei jede Verstärkerstufe bis zu 100 mJ (praxisnaher Wert) liefern kann. Die Daten zum Stand der Technik sind folgenden Quellen entnommen: (a): [Wirth u. a., 2009], (b): [Poberaj, 2000], (c): [Kallmeyer u. a., 2005], (d): [Schiller, 2010].

Auf den ersten Blick ist es offensichtlich, dass der Nd:YLuGG-basierte Laser eine geringere Komplexität als die etablierten Systeme aufweist. Hier findet eine Umwandlung von elektrischem Strom in Pumplicht und eine direkte Umwandlung in das gewünschte Laserlicht statt. Die etablierten Systeme beinhalten zwei weitere Konversionsstufen. Es wird zudem nur ein Seedlaser in dem Nd:YLuGG-System benötigt. In einem OPO-basierten System werden im Vergleich dazu zwei Seedlaser verwendet, wobei einer für die Stabilisierung der Pumpstrahlung und der andere zum Seeden des OPOs benötigt wird.

Entscheidend ist jedoch nicht nur die Komplexität des Systems sondern auch eine möglichst geringe Ausfallwahrscheinlichkeit für den Satelliteneinsatz. Diese hängt im Allgemeinen noch von anderen Faktoren ab. So werden z.B. bei schwach verstärkenden Laserübergängen, wie dem hier relevanten R_2 - Z_5 -Übergang in Nd:YLuGG, hohe Energiedichten im Lasermedium benötigt, um hohe Extraktionseffizien zu erreichen. Diese können im Bereich

der Zerstörgrenzen des Kristallmaterials liegen. Hierdurch ist entweder die Extraktionseffizienz begrenzt, oder die Ausfallwahrscheinlichkeit durch Zerstörung von Komponenten ist gegenüber Systemen erhöht, in denen hochverstärkende Medien eingesetzt werden. Dies ist bei einer Bewertung der Ausfallwahrscheinlichkeit zu beachten.

Neben einer reduzierten Komplexität soll untersucht werden, ob mit den neuartigen Laserkristallen auch vergleichbare und nach Möglichkeit höhere Effizienzen erreicht werden können. Welche Effizienz für ein Satellitensystem gefordert wird, lässt sich nicht klar festlegen. Bei geringer Lasereffizienz steigt in erster Linie der Stromverbrauch an. Dies stellt höhere Anforderungen an die Größe der Solarpanels in einem Satelliten und kann zu deutlich höheren Kosten eines solchen Systems führen oder sowohl Pulsenergie als auch Wiederholrate begrenzen. Darüber hinaus sind ineffiziente Systeme generell auch größer und komplexer, weil für die gleiche Ausgangsenergie mehr Pumpquellen zur Verfügung gestellt werden müssen.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert. An die Darstellung der für das Verständnis der Arbeit relevanten Grundlagen (Kapitel 2) schließt ein Kapitel an, das die Charakterisierung der neuartigen Nd:YLuGG-Kristalle behandelt (Kapitel 3). Hier werden vor allem Messungen zur Bestimmung grundlegender Kristallparameter dargestellt. Dies umfasst die Bestimmung der Dichten, der Gitterkonstanten, Dotierungen, Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte, Speicherzeit, Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur, Wärmeleitfähigkeit und Pulsverstärkung. Zudem wird untersucht, in welcher Art sich Energieniveaus und Wellenlängen ändern für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen x . In dem anschließenden Kapitel 4 werden Designkriterien für einen gütegeschalteten Oszillator aus diesen Materialparametern abgeleitet. Dies beinhaltet Rechnungen zur Pulsenergie und -dauer sowie zu Leistungsdichten und Effizienzen auf Basis von Ratengleichungen sowie Identifizierung von günstigen Spiegelkonfigurationen, um einen dynamisch stabilen Betrieb bei gleichzeitig hoher Strahlqualität und hoher Kippstabilität zu erreichen. Nd:YLuGG-basierte Oszillatoren mit unterschiedlichen Mischkristallen werden im gütegeschalteten, longitudinal mehrmodigen Betrieb (QS-MM) hinsichtlich Pulsenergie und Effizienz untersucht. Im Anschluss wird das Design eines Innoslab-basierten Verstärkers auf der Grundlage der vorliegenden Kristalleigenschaften diskutiert (Kapitel 5). Im Rahmen der Ausführungsbeispiele (Kapitel 6) wird zunächst eine Oszillator-Verstärker-Anordnung als Demonstrator auf Basis von Nd:YGG im Detail vorgestellt und eingehend hinsichtlich der für WALES relevanten Eigenschaften untersucht. Der gütegeschaltete Resonator wird zudem im QS-MM-Modus zu den Resonatorverlusten bei unterschiedlichen mittleren Leistungen experimentell analysiert. Auf Grundlage dieser Messungen werden mit Hilfe der Ratengleichungen Pulsenergie und -dauer numerisch berechnet und mit den entsprechenden experimentellen Daten verglichen. Hierdurch lässt sich der Inversionsreduktionsfaktor ableiten, für den Experiment und Rechnung gut übereinstimmen. Darüber hinaus wird die spektrale Abstimmbarkeit unter Einfluss des umgebenden Wasserdampfes in einem Nd:Y_{0,58}Lu_{0,42}Ga₅O₁₂-basierten Oszillator im longitudinalen Einmodenbetrieb (QS-SLM) untersucht. Dieser Laser ist spektral auf die starke Wasserdampflinie λ_1 angepasst.

Es sei angemerkt, dass zu Beginn der Arbeit lediglich Nd:YGG-Kristalle zur Verfügung standen. Der Demonstrator wird deshalb auf Grundlage von Nd:YGG entwickelt. Dieser wurde im Frühjahr 2009 für Wasserdampfdichtemessungen mit dem DIAL-Verfahren am Institut für Physik der Atmosphäre des DLR eingesetzt (siehe [Fix u. a., 2011]).

2 Grundlagen und Modellbildung

In diesem Kapitel werden zunächst Grundlagen zu den hier untersuchten Laserkristallen dargestellt. Im Anschluss daran werden der longitudinale Einmodenbetrieb in gepulsten Oszillatoren sowie die Vorzüge von Oszillator-Verstärker-Anordnungen diskutiert. Beide Prinzipien werden im Rahmen dieser Arbeit experimentell umgesetzt. Das Konzept der Innoslab-Anordnung als Multipass-Verstärker wird dargestellt. Insbesondere wird dabei auf zwei unterschiedliche Spiegelanordnungen zur Strahlaufweitung eingegangen.

Zur Berechnung von Pulsenergie und -dauer in Oszillatoren sowie Extraktionseffizienzen in Verstärkern können die Ratengleichungen bzw. die Frantz-Nodvik-Gleichung verwendet werden. Diese werden im Abschnitt 2.5 zur Modellbildung dargestellt. Auf Basis dieser Gleichungen werden in späteren Abschnitten Rechnungen zur Auslegung der entsprechenden Systeme diskutiert. Um Rechnungen mit Experimenten in Übereinstimmung zu bringen, muss der Inversionsreduktionsfaktor angepasst werden. Der Zusammenhang dieses Faktors mit den entsprechenden Lebensdauern und Thermalisierungsraten im Lasermaterial ist daher ebenfalls Gegenstand dieses Abschnitts.

2.1 Nd:(Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂ als Lasermedium

Sowohl die Eigenschaften des Wirtskristalls als auch des laseraktiven Ions sind verantwortlich für die spektralen Eigenschaften des Lasermaterials. Dieser Zusammenhang und insbesondere das spektrale Abstimmen mit Hilfe angepasster Wirtskristalle sind Gegenstand dieses Abschnitts. Aufgrund von thermischen Besetzungen des unteren Laserniveaus des hier relevanten Laserübergangs wird darüber hinaus die Beschreibbarkeit des entsprechenden Systems als ideales Vierniveau-System diskutiert.

2.1.1 Gemischte Granate als Wirtsgitter

Künstlich hergestellte Granate mit dem prominentesten Vertreter Y₃Al₅O₁₂ (YAG, Yttrium Aluminium Granat) gehören zu den etabliertesten Laserwirtskristallen. Besonders der mit Neodym dotierte YAG (Nd:YAG) ist heute als Lasermaterial weit verbreitet. Granate weisen für den Laserbetrieb günstige Eigenschaften auf. Sie sind mechanisch hart, optisch isotrop und besitzen eine im Vergleich zu anderen üblichen Wirtskristallen und Gläsern hohe thermische Leitfähigkeit, was ihren Einsatz in Hochleistungslasern ermöglicht [Koechner, 2006].

Reine Granate wie Y₃Al₅O₁₂ (YAG), Y₃Sc₂Al₃O₁₂ (YSAG), Ga₃Sc₂Ga₃O₁₂ (GSGG), Y₃Sc₂Al₃O₁₂ (YSGG) und auch Y₃Ga₅O₁₂ (YGG, Yttrium Gallium Granat) und Lu₃Ga₅O₁₂ (LuGG, Lutetium Gallium Granat) sind kubisch, wobei jede Einheitszelle acht Einheiten C₃A₂D₃O₁₂ enthält. Hierbei beschreibt C die Dodekaederplätze, A die Oktaederplätze und D die Tetraederplätze (siehe Abbildung 2.1 und Tabelle 2.1). Im Zuchtprozess werden die unterschiedlichen Gitterplätze von Elementen unterschiedlicher Größe (Ionenradien) eingenommen.

Bei ähnlichen Ionenradien können gleichartige Gitterplätze mit unterschiedlichen Elementen besetzt werden. Granate dieser Art werden gemischte Granate (engl. mixed garnet) genannt. Hierzu gehört auch der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Mischgranat (Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂ (YLuGG), bei dem wegen der Ähnlichkeit der

Gitterplatz	Beschreibung	Beispiele
C - Dodekaederplatz	Ist von 8 Sauerstoffatomen umgeben (dodekaedrische Symmetrie). Wird von Elementen mit großem Ionenradius besetzt.	Nd:YLuGG: Neodym, Yttrium, Lutetium Nd:YAG: Neodym, Yttrium
A - Oktaederplatz	Ist von 6 Sauerstoffatomen umgeben (oktaedrische Symmetrie). Wird von Elementen mit mittlerem Ionenradius besetzt.	Nd:YLuGG: Gallium Nd:YAG: Aluminium
D - Tetraederplatz	Ist von 4 Sauerstoffatomen umgeben (tetraedrische Symmetrie). Wird von Elementen mit kleinem Ionenradius besetzt.	Nd:YLuGG: Gallium Nd:YAG: Aluminium

Tabelle 2.1: Gitterplätze in Granat-Kristallen.

Ionenradien sowohl Yttrium als auch Lutetium die Dodekaederplätze besetzen. Es können hierbei beliebige Verhältnisse $0 \leq x \leq 1$ eingestellt werden. Hierdurch lassen sich auch bestimmte Kristalleigenschaften anpassen. Gallium nimmt in diesem Kristall sowohl die Oktaeder- als auch die Tetraederplätze ein. Die reinen Granate $Y_3Ga_5O_{12}$ (YGG) als auch $Lu_3Ga_5O_{12}$ (LuGG) sind Spezialfälle des YLuGG mit $x = 1$ bzw. $x = 0$. Diese Kristalle werden ebenfalls in dieser Arbeit behandelt.

Detaillierte Darstellungen zu Granatstrukturen sind z.B. gegeben in [L. Dobrzycki, 2004; Moos, 1970; Y.-N. Xu, 1999; Menzer, 1929; Winkler, 1981].

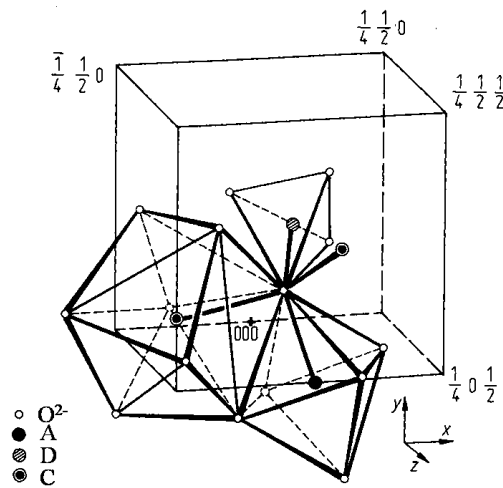


Abbildung 2.1: Elementarzelle der Granatstruktur nach [Kaminski, 1981]. Die Bedeutung der unterschiedlichen Gitterplätze ist der Tabelle 2.1 zu entnehmen.

2.1.2 Neodym als laseraktives Ion

Neodym aus der Gruppe der Lanthanide (Seltene Erden) ist in einer Kristallmatrix meist trivalent. Die für die relevanten Laserübergänge entscheidende 4f-Unterschale wird im trivalenten Neodym-Ion (Nd^{3+}) durch die voll besetzten 5s- und 5p-Unterschalen gut von äußeren Kristallfeldern abgeschirmt. Dadurch werden bei der Licht-

emission geringe Linienbreiten und eine geringe Abhängigkeit der Energieniveaus vom Wirtsmaterial erreicht. Im Vergleich dazu werden beispielsweise im Lasermaterial Ti:Saphir die laseraktiven Ionen in 3d-Konfiguration nicht durch Elektronen auf kernferneren Schalen abgeschirmt. Ti:Saphir wird besonders aufgrund seines breiten Emissionsspektrums in abstimmbaren Lasern verwendet [Koechner, 2006].

Durch die Wechselwirkung der 4f-Elektronen mit dem elektrischen Kristallfeld der umliegenden Liganden wird jedoch die J-Entartung aufgehoben und es kommt im Vergleich zu den Energieniveaus des ungestörten Ions zu einer weiteren Aufspaltung. Diese ist im Falle der abgeschirmten 4f-Elektronen bei Ionen seltener Erden etwa eine Größenordnung kleiner als die der Spin-Bahn-Kopplung und liegt bei etwa 100 cm⁻¹ [Moos, 1970]. Durch unterschiedliche Kristallzusammensetzungen kann über den Stark-Effekt die Aufspaltung der Energieniveaus beeinflusst werden. Dabei können konsequenterweise durch eine Verschiebung der Energieniveaus auch die Wellenlängen der entsprechenden Übergänge beeinflusst und damit eingestellt werden. Dies wird beim Zusammensetzungsabstimmen ausgenutzt. Typischerweise werden in Neodym-dotierten Mischgranaten spektrale Abstimmungsbereiche von wenigen Nanometern erreicht (z.B. [Barnes u. a., 1996]).

2.1.3 Energieniveaus und thermische Besetzung

Das Energieniveauschema von Nd:YGG (siehe Abbildung 2.2) wird exemplarisch für alle Mischkristalle diskutiert. Die Verschiebungen der Energieniveaus, die sich durch unterschiedliche Zusammensetzungen des Wirtskristalls ergeben, wurden experimentell analysiert und sind Gegenstand von Abschnitt 3.4. Vom Grundniveau aus kann das laseraktive Ion durch Strahlung bei 806 nm in das ⁴F_{5/2}-Multipllett angeregt werden, von wo es strahlungslos in das ⁴F_{3/2}-Multipllett relaxiert. Dort verteilen sich die Zustände thermisch auf die Niveaus R₁ und R₂. Von R₂ findet ein Laserübergang bei etwa 935 nm in das Niveau Z₅ statt. Letzteres Niveau gehört zu dem energetisch niedrigsten Multipllett ⁴I_{9/2}. Von dem Übergang zwischen den Niveaus R₁ und Z₅ wird Strahlung bei 938 nm emittiert. Wie bei Nd:YAG auch, findet der Übergang mit dem größten Emissionswirkungsquerschnitt zwischen den Niveaus R₂ und Y₃ statt. In Nd:YGG beträgt die entsprechende Wellenlänge etwa 1062 nm. Im Gegensatz zu diesem Übergang ist das untere Laserniveau des R₂ → Z₅-Übergangs aufgrund des geringen energetischen Abstands zum Grundniveau derart thermisch besetzt, dass es zur merklichen Reabsorption von Laserstrahlung kommen kann. Die thermische Besetzung kann folgendermaßen berechnet werden:

Im thermischen Gleichgewicht ist das Verhältnis der Besetzungsdichten n_i und n_j auf den Energieniveaus E_i , E_j mit den Entartungsgraden g_i , g_j bei der Temperatur T gemäß der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT}\right). \quad (2.1)$$

In Nd:YGG sind die Entartungsgrade $g_i = g_j = 2$ (Kramers-Theorem). Die relative thermische Besetzung eines Niveaus n_i innerhalb des Multiplletts M kann durch

$$f_i = \frac{n_i/n_0}{\sum_{j \in M} n_j/n_0} = \frac{\exp\left(-\frac{E_i - E_0}{kT}\right)}{\sum_{j \in M} \exp\left(-\frac{E_j - E_0}{kT}\right)}. \quad (2.2)$$

berechnet werden, wobei $E_0 := \text{Minimum}(E_j)$ das niedrigste Energieniveau im Multipllett und n_0 die entsprechende Besetzungsdichte ist. Bei Raumtemperatur ergibt sich bei Nd:YGG für das untere Laserniveau Z₅ eine thermische Besetzung $f_a = 0,9\%$, die eine Reabsorption des Laserlichtes im Medium verursacht. Das obere Laserniveau R₂ ist ebenfalls abhängig von der Temperatur thermisch besetzt.

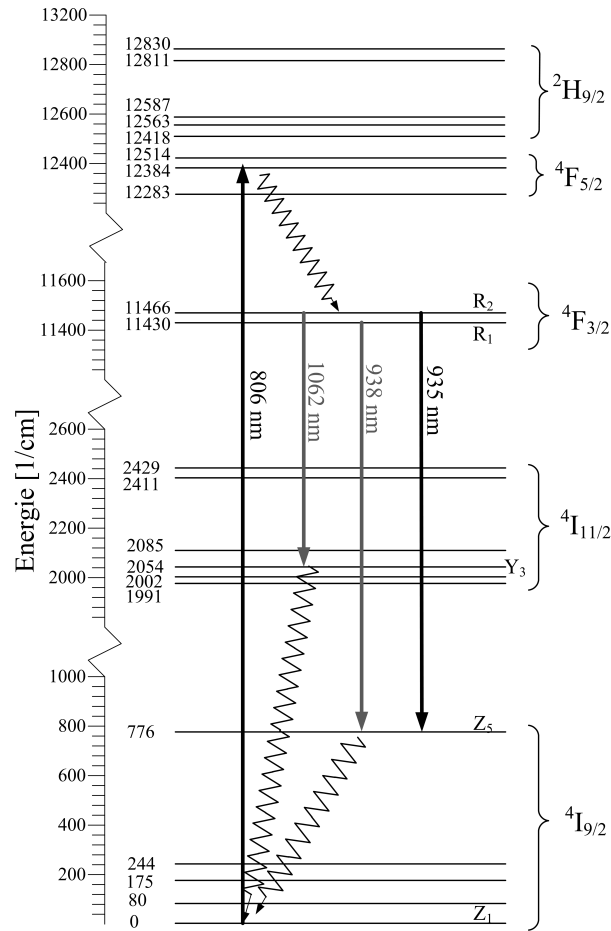


Abbildung 2.2: Energieniveaus in Nd:YGG. Die Daten für die Multipletts ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4F_{3/2}$ bei einer Temperatur von 295 K sind [Walsh u. a., 1998], die Daten für ${}^4F_{5/2}$ und ${}^2H_{9/2}$ bei 77 K sind [Kaminski, 1981] entnommen. Die Multipletts ${}^4I_{13/2}$ und ${}^4I_{15/2}$ liegen innerhalb der Achsenunterbrechung der Ordinate und sind hier nicht dargestellt.

Die relativen Besetzungen f_a und f_b sind in Abbildung 2.3 für unterschiedliche Temperaturen gezeigt. Demnach ergibt sich für das untere und obere Laserniveau bei Raumtemperatur eine Besetzung von etwa 0,9% und 45%. Bei niedrigeren Temperaturen kann prinzipiell die Reabsorption entsprechend reduziert werden. In diesem Fall nimmt jedoch die relative Besetzungsdichte n_a des oberen Laserniveaus R_2 ab. Für den Laserprozess entscheidend ist die Besetzungsinversionsdichte

$$n = n_a - n_b, \quad (2.3)$$

wobei n_b die Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus ist. Durch die Ersetzungen

$$n_a = f_a n_u \quad \text{und} \quad (2.4)$$

$$n_b = f_b (n_{tot} - n_u) \quad (2.5)$$

und durch Division durch die Neodym-Dichte n_{tot} kann ein Ausdruck für eine relative Besetzungsinversion gemäß

$$\frac{n}{n_{tot}} = f_a \frac{n_u}{n_{tot}} - f_b \left(1 - \frac{n_u}{n_{tot}} \right), \quad (2.6)$$

bestimmt werden, die von der relativen Besetzung des oberen Multipletts n_u/n_{tot} abhängt. Es sei angemerkt, dass die Gleichung (2.5) nur unter der Annahme gilt, dass sich alle Zustände auf das untere und obere Lasermultiplett verteilen. Dies ist insofern richtig als die Lebensdauer des Pumpbandes im Vergleich zum ${}^4F_{3/2}$ -Multiplett kurz ist.

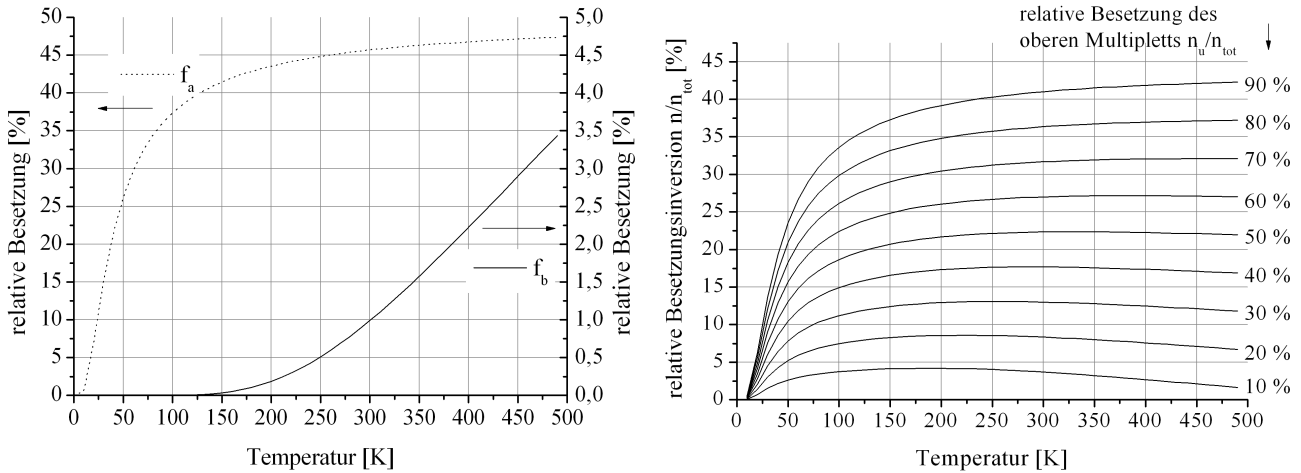


Abbildung 2.3: links: Relative thermische Besetzungen f_a und f_b der Niveaus R_2 bzw. Z_5 in den Multipletts ${}^4F_{3/2}$ bzw. ${}^4I_{9/2}$ bei unterschiedlichen Temperaturen. Bei Raumtemperatur ist das untere Laserniveau f_b zu etwa 0,9% thermisch besetzt.; rechts: Relative Besetzungsinversion n/n_{tot} gegen die Temperatur T für unterschiedliche relative Besetzungen n_u/n_{tot} des oberen Multipletts ${}^4F_{3/2}$.

Die relative Besetzungsinversion ist ebenfalls dargestellt in Abbildung 2.3 für unterschiedliche relativen Besetzungen des oberen Multipletts. Der letztere Wert beträgt in den experimentell untersuchten Fällen dieser Arbeit etwa 10% bis 20%. In diesen Fällen liegt die optimale Temperatur, bei der die Besetzungsinversion maximal ist, im Bereich von 200 K bis 230 K. Bei Raumtemperatur ist die Besetzungsinversion jedoch nur um etwa 3% gegenüber dem Maximum reduziert. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Kristalle alle in einer Umgebung zwischen 20 °C und 30 °C betrieben.

2.2 Longitudinaler Einmodenbetrieb

Das Ausgangsspektrum eines freilaufenden Oszillators wird vornehmlich dadurch festgelegt, welche Gewinne bzw. Verluste für bestimmte Wellenlängen bei einem Resonatorumlauf vorliegen. Dies wird zum einen fundamental durch das Verstärkungsmedium festgelegt. Zum anderen erfährt der Laserstrahl bei einem Resonatorumlauf unterschiedliche Verluste, die im allgemeinen abhängig sind von der Wellenlänge. Es können auch gezielt Filter in den Resonator eingebracht werden, die bestimmte Spektralbereiche mehr als andere abschwächen. Dies ist besonders bei Lasern notwendig, die - wie in dem hier betrachteten Fall auch - auf einer Nebenlinie betrieben werden sollen. Die Filterung kann technisch durch bestimmte Spiegelbeschichtungen umgesetzt werden.

Desweiteren wird durch die optische Länge l_o des Resonators festgelegt, welche Wellenlängen konstruktiv interferieren und dadurch geringe Verluste im Resonator erfahren. Der Modenabstand in einem linearen Resonator im Frequenzraum ist gegeben durch

$$\Delta\nu = c/2/l_o \quad (2.7)$$

[Siegmann, 1986] und liegt für eine typische Resonatorlänge von 30 cm bei etwa 0,5 GHz. Dies entspricht

bei Wellenlängen um 935 nm etwa 1,5 pm. Der Verstärkungsbereich der Kristalle liegt in Größenordnung von Nanometern. Es schwingen also üblicherweise eine Vielzahl von longitudinalen Moden in einem Resonator an.

Bei gütegeschalteten Oszillatoren wird zunächst während der Pumpphase die Güte soweit abgesenkt, dass für alle Moden die Verluste je Resonatorumlauf größer sind als die Verstärkung. Sobald die Güte wieder erhöht wird, baut sich aus den spontan emittierten Photonen ein kurzer Laserpuls auf. Wird für eine bestimmte Mode ein entsprechender Laserstrahl in die Kavität eingestrahlt (dies wird als „Seeden“ bezeichnet), so muss die Mode nicht aus dem Rauschen hochlaufen. Hierdurch entsteht ein entscheidender Zeitvorteil beim Pulsaufbau [Rahn, 1985]. Ein durch Seeden erzeugter Laserpuls kann die im Lasermedium gespeicherte Energie soweit abbauen, dass für die aus dem Rauschen hochlaufenden Moden anschließend keine ausreichende Verstärkung besteht. Hierdurch werden diese Moden entsprechend unterdrückt, und der Resonator läuft longitudinal einmodig. Dieser Prozess funktioniert jedoch nur dann, wenn die Verluste für die geseedete Mode gering sind, also die Länge des Resonators resonant auf die entsprechende Wellenlänge eingestellt ist.

Da sich aufgrund thermischer Einflüsse und auch Vibrationen die Resonatorlänge nicht langzeitstabil mit einer Genauigkeit von einem Bruchteil der Laserwellenlänge einstellen lässt, muss die Resonatorlänge aktiv stabilisiert werden. Es existieren unterschiedliche Methoden, dies zu gewährleisten. Ein Vergleich unterschiedlicher Verfahren ist dargestellt in [Nicklaus u. a., 2007]. Das hier verwendete Verfahren „Ramp-and-Fire“ (siehe [Henderson u. a., 1986]) wird an späterer Stelle genauer erläutert.

Unter Verwendung der oben genannten Techniken kann also ein gütegeschalteter Oszillator spektral auf den Seederlaser angepasst werden. Der Seederlaser gibt dabei die Zentralwellenlänge vor. Die räumlichen und zeitlichen Eigenschaften werden weitestgehend durch die weiteren Eigenschaften des Resonators festgelegt. Dies ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt.

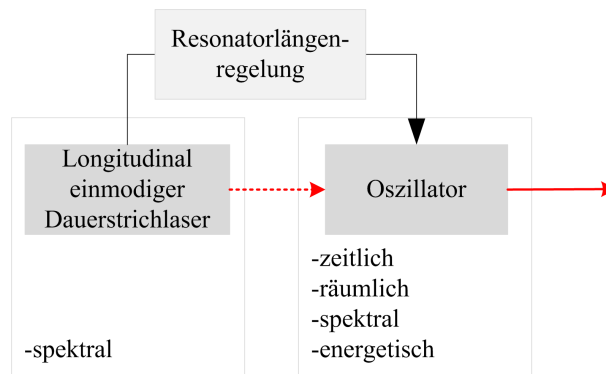


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines geseedeten Oszillators. Das transversale Modenprofil, die Pulsdauer sowie die Pulsenergie werden weitestgehend durch den Resonator festgelegt. Die Mittenwellenlänge wird durch den Dauerstrichlaser vorgegeben, wenn der Resonator in seiner Länge resonant auf diesen angepasst ist.

In linearen Resonatoren führt der longitudinale Einmodenbetrieb zu räumlichem Lochbrennen. Da an den entsprechenden Intensitätsknoten keine Energie aus dem Lasermedium extrahiert werden kann, führt dies zu einer deutlichen Reduktion der Extraktionseffizienz und begünstigt das Anschwingen von ungewollten Moden, die an diesen Stellen im Medium keine Knoten aufweisen. Durch das Einbringen von $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen können im Bereich des Lasermediums gegeneinander laufende zirkular polarisierte Wellen erzeugt werden, die kein räumliches Lochbrennen erzeugen [Evtuhov u. Siegman, 1965]. Diese Betriebsart wird auch als „Twisted-Mode“ bezeichnet. Diese Technik wird bei den hier untersuchten Resonatoren angewendet. In Ringresonatoren treten

prinzipbedingt keine stehenden Wellen auf, weshalb in diesem Fall auf die Verzögerungsplättchen verzichtet werden kann.

2.3 Oszillator- und Verstärkeranordnungen

Bei der Erzeugung von Laserstrahlung hoher mittlerer Leistung oder hoher Pulsenergie bei gleichzeitig hohen Anforderungen an räumliche oder spektrale Qualität können Oszillator-Verstärkeranordnungen bestimmte Vorteile gegenüber reinen Oszillatoren aufweisen. Diese Anordnungen werden als „MOPA“ (engl. „Master Oscillator Power Amplifier“) bezeichnet. In solchen Anordnungen findet die Erzeugung der zeitlichen, räumlichen und spektralen Strahleigenschaften in einem Oszillator niedriger mittlerer Leistung bzw. niedriger Pulsenergie statt. Die energetische Skalierung wird in Verstärkerstufen nachgeschaltet (siehe Abbildung 2.5). Idealerweise werden hier die übrigen Strahleigenschaften nicht wesentlich verändert. Bei gepulsten Systemen mit im Vergleich zur Speicherzeit großen zeitlichen Pulsabständen ist es aus Effizienzgründen günstig, das Lasermedium ebenfalls gepulst zu pumpen. In einem solchen Fall sind die Pumpquellen von Oszillator und Verstärkerstufen zu synchronisieren. Eine solche Anordnung mit einem linearen gütegeschalteten Oszillator und einer Innoslab-basierten Verstärkerstufe ist Gegenstand dieser Arbeit und wird in Kapitel 5 diskutiert.

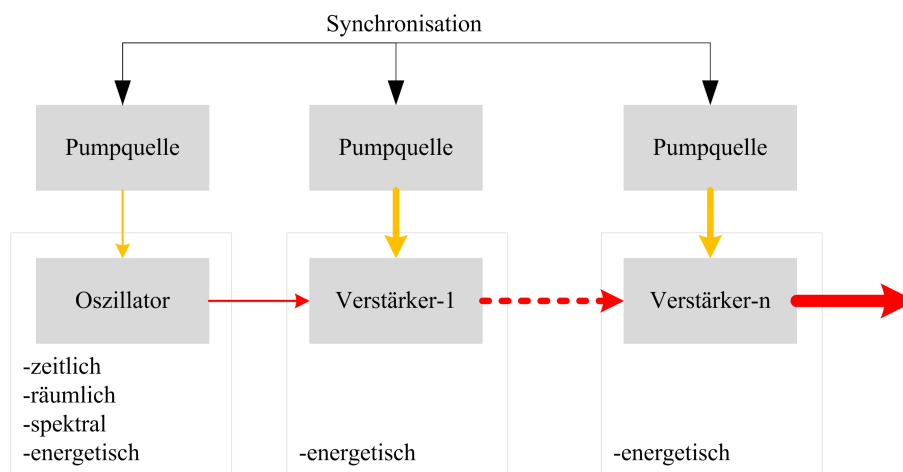


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau einer Oszillator-Verstärker-Anordnung. Idealerweise werden in dem Oszillator die zeitlichen, räumlichen und spektralen Eigenschaften festgelegt. Die Pulsenergie wird dann in nachgeschalteten Verstärkerstufen erhöht, ohne wesentliche Beeinflussung dieser Eigenschaften.

Darüber hinaus sind ebenfalls für OPO-basierte DIAL-Laser solche Anordnungen als Pumpquelle vorteilhaft, weil hier zum Pumpen ebenfalls frequenzstabile, schmalbandige Quellen mit möglichst hoher Strahlqualität benötigt werden. Im Vergleich hierzu wird dies für Pumpquellen von Ti:Saphir-Lasern nicht gefordert. Beispielsweise wird für die Pumpquelle (siehe [Ehret u. a., 2000]) des OPO gemäß [Poheraj, 2000] ein passiv gütegeschalteter monolithischer Ringoszillator im longitudinalen Einmodenbetrieb mit drei stabbasierten Verstärkerstufen hochverstärkt. Die entsprechende Pumpquelle des OPO, die von Kallmeyer u. a. [2005] eingesetzt wurde, besteht aus einem stabbasierten, gütegeschalteten und frequenzstabilisierten Oszillator und ebenfalls drei stabbasierten Verstärkerstufen.

2.4 Innoslab-Verstärker

Im Folgenden wird das Konzept des Innoslab-Verstärkers dargestellt. Bislang sind diese Art der Verstärker für eine Vielzahl von Parameterbereichen erfolgreich eingesetzt worden. So wurde kürzlich die Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer im Sub-Pikosekundenbereich bis zu einer mittleren Leistung von 1,1 kW demonstriert [Russbuedt u. a., 2010]. Eine hocheffiziente Innoslab-Verstärkerstufe auf Basis von Nd:YAG bei einer Wellenlänge von 1064 nm, einer Pulsdauer von etwa 30 ns bei einer Wiederholrate von 100 Hz und Pulsenergien von 85 mJ ist dargestellt in [Luttmann u. a., 2008] (siehe auch Abschnitt 1.3.1).

In dem Innoslab-Verstärker wird ein plattenförmiges Lasermedium eingesetzt, das longitudinal über eine oder zwei gegenüberliegende schmale Facetten (h_K b_K) mit einem Linienprofil endgepumpt wird. Dabei wird der Kristall in der schmalen Richtung h_K partiell und in der breiten Richtung b_K homogen ausfüllend gepumpt. Die Länge des Lasermediums sei l_K . Das linienförmige Pumpprofil wird durch den Laserstrahl im Mehrfachdurchgang abgedeckt, wobei der Strahl in einer Richtung seiner Verstärkung entsprechend aufgeweitet wird. Dadurch wird im Idealfall für alle Durchgänge eine gleichmäßige Sättigung erreicht. Im Folgenden werden sowohl Pumpordnung als auch Spiegelkonfigurationen zur angepassten Strahlaufweitung dargestellt. Zur Auslegung von Innoslab-Verstärkern sei hier auch auf [Giesekus, 2006] verwiesen. Die Verstärkeranordnung ist darüber hinaus patentrechtlich geschützt [Du u. a., 2000].

2.4.1 Pumpanordnung

Günstigerweise werden als Pumpquelle Diodenbarren oder -stapel eingesetzt [Du u. a., 2000]. Diese lassen sich durch einfache Optiken, bestehend aus sphärischen oder zylinderförmigen Linsen, auf ein Linienprofil transformieren. Eine günstige Anordnung besteht darin, in Fast-Richtung das Licht der Diode in den Kristall zu fokussieren und in Slow-Richtung das Strahlungsfeld zunächst zu homogenisieren und dann in den Kristall abzubilden [Schnitzler, 2003] (siehe Abbildung 2.6). Der Laserkristall wird über die großen Flächen gekühlt. Durch diese eindimensionale Kühlgeometrie bildet sich eine zylinderförmige thermische Linse aus, die in der Fast-Richtung wirkt.

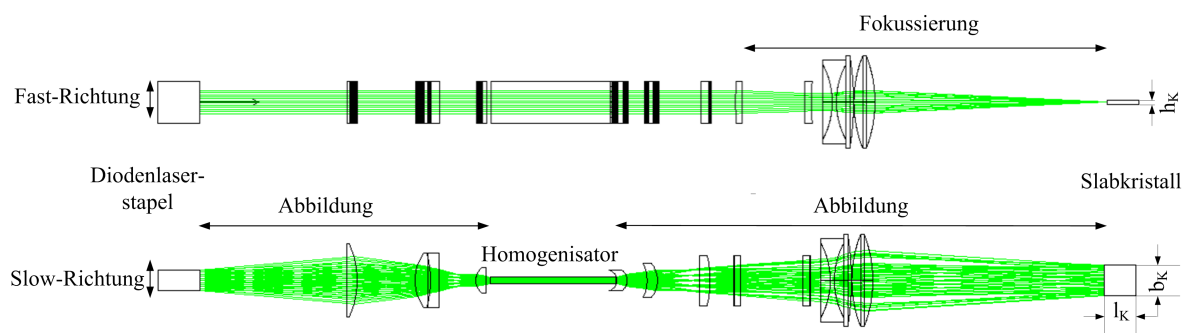


Abbildung 2.6: Berechneter Strahlweg einer typischen Innoslab-Pumpanordnung [Traub, 2011]. Das Strahlungsfeld eines Diodenlaserstapels wird in Fast-Richtung in den Slabkristall fokussiert während es in Slow-Richtung homogenisiert und dann abgebildet wird. Prinzipiell kann ein zusätzliches Pumpen von der gegenüberliegenden Kristallseite erfolgen. Die hier dargestellte Pumpanordnung wird experimentell umgesetzt.

Üblicherweise wird das Pumplicht durch dichroitische Spiegel mit dem Laserlicht überlagert. Es lassen sich dabei zwei Anordnungen zur Ablenkung des Laserlichtes unterscheiden, bei denen zum einen der Laserstrahl in

der Slow-Richtung (siehe Abbildung 2.7) und zum anderen in der Fast-Richtung (siehe Abbildung 2.8) umgelenkt wird. Meist wird eine Ablenkung in Slow-Richtung bevorzugt, weil dann der Laserstrahl in einer Ebene verläuft, was für die technische Umsetzung aufgrund der geringen Komplexität vorteilhaft ist. Wird in Fast-Richtung abgelenkt, so verlässt der Strahl die Ebene. Vorteil hier ist jedoch, dass prinzipiell ein geringerer Spiegelabstand l_R erreicht werden kann. Für eine Faltung in Slow-Richtung ist der minimale geometrische Spiegelabstand durch

$$l_R = 2 b_K + l_K \quad (2.8)$$

gegeben, wenn b_K die Breite und l_K die Länge des Slabkristalls sind. Im Fall der Faltung in Fast-Richtung ergibt sich entsprechend

$$l_R = 2 h_K + l_K, \quad (2.9)$$

wobei h_K die Höhe des Laserkristalls ist. Bei Systemen mit geringer Verstärkung kann ein kleiner Spiegelabstand vorteilhaft sein, da dann eine ungewollte Aufweitung des Strahls durch Divergenz verringert wird. Zusätzlich kann ein geringer Spiegelabstand günstig sein, um bei geringen Pumphöhen eine auf die Pumphöhe angepasste stabile Mode in Fast-Richtung zu erzeugen.

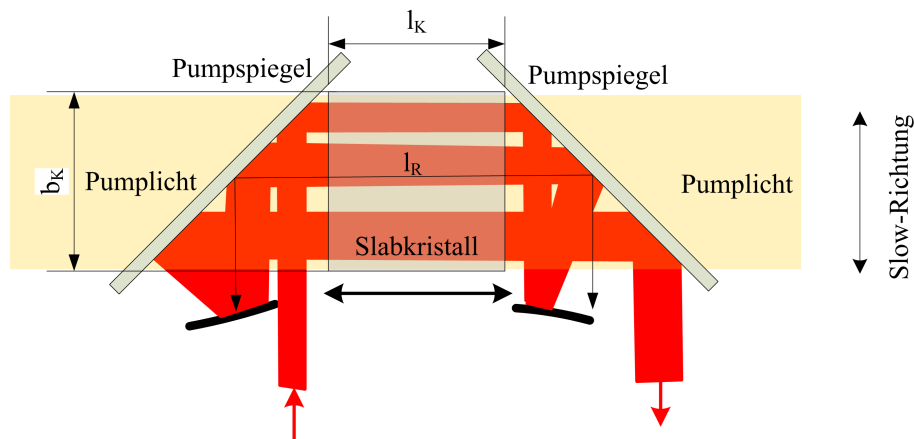


Abbildung 2.7: Faltung des Laserstrahls in Slow-Richtung. Durch die Faltungsgeometrie wird die minimale Länge der Verstärkeranordnung l_R begrenzt.

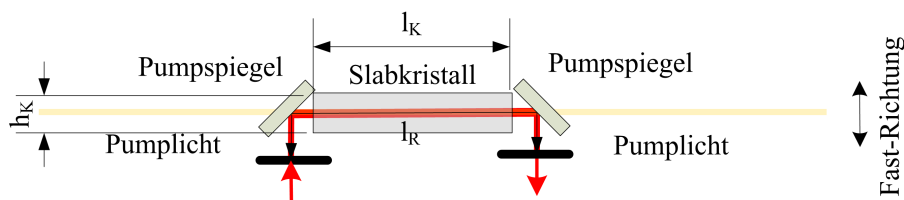


Abbildung 2.8: Faltung des Laserstrahls in Fast-Richtung. Durch die Faltungsgeometrie wird die minimale Länge des Verstärkers l_R begrenzt. Durch diese Art der Faltung wird die minimal mögliche Länge erreicht.

2.4.2 Strahlaufweitung in instabiler Richtung

In einem Innoslab-Verstärker wird der Laserstrahl in einem Mehrfachdurchgang durch den Laserkristall verstärkt. Dabei wird der Laserstrahl in der Fast-Richtung für jeden Umlauf möglichst gut geometrisch an die Höhe

der Pumplinie angepasst, während er in der Slow-Richtung aufgeweitet wird. Dazu werden zwei Spiegel mit angepassten Krümmungsradien verwendet. Zusammen mit der thermischen Zylinderlinse in Fast-Richtung im Slabkristall wird so eine stabil-instabile Hybridkonfiguration erzeugt. Die Anordnung ist in Fast-Richtung stabil und in Slow-Richtung instabil. Die stabile Richtung lässt sich wie ein stabiler Resonator betrachten. Die Spiegel sind also so zu wählen, dass der Eigenmoderadius am Ort des Kristalls mit der Höhe des Pumplinie zusammenfällt.

In instabiler Richtung muss die Strahlaufweitung der Verstärkung angepasst werden. Ziel ist es, für alle Kristalldurchgänge eine konstante Fluenz zu erreichen. Hierdurch kann der Verstärker durchgehend an einem günstigen Arbeitspunkt betrieben werden. Für die Strahlaufweitung in instabiler Richtung lassen sich unterschiedliche Konfigurationen identifizieren, die im folgenden diskutiert werden. In Verstärkersystemen, die hochverstärkende Lasermedien verwenden, wird oft eine konfokale Spiegelanordnung verwendet, bei der der Strahl in geometrischer Näherung pro Verstärkerumlauf um einen festen Faktor aufgeweitet wird. Grundlegende analytische Auslegungen eines Innoslab-Verstärkers bei konfokaler Spiegelanordnung sind in [Giesekus, 2006] dargestellt. Ein Spezialfall der konfokalen Anordnung ist die plan-plane Konfiguration, bei der der geometrische Aufweitungsfaktor eins ist. Hier wird der Strahl nur durch seine Eigendivergenz aufgeweitet. Beide Anordnungen werden hier diskutiert.

Im Allgemeinen ergeben sich für die stabile und die instabile Richtung unterschiedliche Bedingungen für die Spiegelkrümmungen. Spiegel mit unterschiedlichen Krümmungsradien in zueinander senkrechten Achsen sind im Vergleich zu sphärischen und zylindrischen Optiken aufwändig und werden daher meist vermieden. Günstiger ist es, die Anordnung entsprechend so zu wählen, dass einfache Optiken verwendet werden können. Alternativ können auch zylinderförmige Linsen zusammen mit zylindrischen Spiegeln eingesetzt werden, deren Wirkachsen zueinander senkrecht stehen. Im Rahmen dieser Arbeit werden Aufbauten mit nur zylindrischen Spiegeln experimentell umgesetzt.

Konfokale Anordnung

Das Prinzip der Strahlaufweitung durch eine konfokale Spiegelanordnung ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Der Laserstrahl wird in dieser Anordnung durch den konvexen Spiegel 1 mit dem Krümmungsradius R_1 aufgeweitet und durch den konkaven Spiegel 2 mit dem Krümmungsradius R_2 fokussiert. R_1 und R_2 bezeichnen dabei die Beträge der Krümmungsradien.

Die Aufweitung des Strahls M_i pro Umlauf ohne Berücksichtigung von Beugung ist in dieser Anordnungen durch

$$M_i = R_2/R_1 \quad (2.10)$$

gegeben, wobei l_R die Länge der Verstärkeranordnung gemäß

$$l_R = (R_2 - R_1)/2 \quad (2.11)$$

ist [Schnitzler, 2003]. Sind M_i und l_K bekannt, können entsprechend R_1 und R_2 durch

$$R_1 = 2 l_R / (M_i - 1) \quad (2.12)$$

$$R_2 = 2 l_R M_i / (M_i - 1) \quad (2.13)$$

ausgedrückt werden. Laserstrahlen mit dem Strahldurchmesser d_0 werden beim Eintritt in den Verstärker pro Umlauf um den Faktor M_i aufgeweitet, sodass sich nach n Umläufen für den Strahldurchmesser

$$d_n = d_0 M_i^n \quad (2.14)$$

ergibt. Mit dem Strahldurchmesser ändert sich der Abstand des Eingangsstrahls zur optischen Achse der Spiegelanordnung gemäß

$$x_n = x_0 M_i^n. \quad (2.15)$$

Strahlen, die nicht auf der optischen Achse verlaufen und in der vergrößernden Richtung durch die Spiegelanordnung laufen, bewegen sich also immer weiter von der optischen Achse weg. Der zu verstärkende Laserstrahl wird beim Innoslab-Verstärker geometrisch eingekoppelt, indem er knapp einen Spiegel (hier Spiegel 2) passiert und dann bei dem nächsten Umlauf von diesem Spiegel reflektiert wird. Die Auskopplung funktioniert entsprechend. Damit zwei Strahlen auf diese Art durch einen Spiegel getrennt werden können, ohne dass störende Beugungseffekte auftreten, ist ein bestimmter Abstand $x_{n+1} - x_n$ zwischen ihnen im Vergleich zu den entsprechenden Strahldurchmessern $d_{n+1} + d_n$ notwendig. Zur Bewertung des Abstands kann ein Sicherheitsfaktor gemäß

$$S := 2 \frac{x_{n+1} - x_n}{d_{n+1} + d_n} \quad (2.16)$$

definiert werden. Durch Einsetzen von Gleichungen (2.14) und (2.15) ergibt sich hieraus

$$S = 2 \frac{x_0}{d_0} \left(\frac{M_i - 1}{M_i + 1} \right). \quad (2.17)$$

Für Sicherheitsfaktoren von mehr als 1,6 betragen die Beugungsverluste etwa 0,3% und können in den meisten praxisrelevanten Fällen vernachlässigt werden [Gieseke, 2006]. Ansonsten ist S jedoch möglichst klein zu wählen, um die Strahlen im Kristall möglichst dicht nebeneinander zu legen und so eine hohe Abdeckung zu erreichen. Offensichtlich ist der Sicherheitsfaktor in der Mitte der Verstärkeranordnung (dies ist eine günstige Kristallposition) nur halb so groß wie auf den Endspiegeln. Nach Gleichung (2.17) kann der notwendige Sicherheitsfaktor S durch den Abstand des einlaufenden Strahls zur optischen Achse d_0 bei gegebenem Strahldurchmesser x_0 und Aufweitung M_i eingestellt werden.

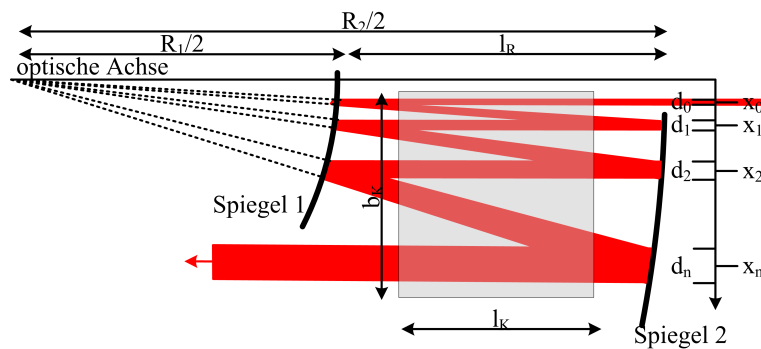


Abbildung 2.9: Strahlaufweitung im konfokalen Slab-Verstärker

In Innoslab-Verstärkern wird die Aufweitung M_i der Verstärkung pro Umlauf angepasst. Dadurch bleibt die Fluenz des Laserstrahls im Verstärker im Idealfall konstant, wodurch für alle Umläufe optimale Verstärkungsbedingungen erzeugt werden können. Die Aufweitung M_i gilt jedoch nur für den Fall, dass die Rayleigh-Länge des Laserstrahls in instabiler Richtung viel größer ist als die Länge des Verstärkers l_R . Ist das nicht der Fall, wird der Strahl in nicht vernachlässigbarem Maße ebenfalls durch Beugung aufgeweitet.

Besonders im Falle geringer Emissionswirkungsquerschnitte wird für eine hohe Extraktionseffizienz eine hohe Strahlfluenz benötigt. Dadurch muss der zu verstärkende Strahl für den ersten Durchgang im Vergleich zu

hoch verstärkenden Medien stark fokussiert werden. Hierdurch werden hohe Strahldivergenzen und somit kurze Rayleigh-Längen erzeugt. Im Folgenden wird die Aufweitung durch die konfokale Spiegelanordnung und durch Beugung analytisch betrachtet. Aus der ABCD-Matrix für einen vollen Verstärkerumlauf (also zwei Kristalldurchgänge)

$$\hat{U}_x = \begin{bmatrix} M_i & (M_i + 1) l_R \\ 0 & M_i^{-1} \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

kann aus dem q-Parameter des Strahls am Ende des n-ten Umlaufs

$$q_{x_n} = z_{0x_n} + i z_{Rx_n} \quad (2.19)$$

der q-Parameter am Ende des folgenden Umlaufs

$$q_{x_{n+1}} = z_{0x_{n+1}} + i z_{Rx_{n+1}} \quad \text{mit} \quad (2.20)$$

$$z_{0x_{n+1}} = z_{0x_n} M_i^2 + l_R M_i (M_i + 1) \quad (2.21)$$

$$z_{Rx_{n+1}} = M_i^2 z_{Rx_n} \quad (2.22)$$

berechnet werden. Für das ABCD-Gesetz sei hier auf die Veröffentlichung von Kogelnik [1966] oder auch Standardwerke wie [Siegmann, 1986] verwiesen. Aus dem q-Parameter kann die tatsächliche Aufweitung des Strahls unter Berücksichtigung der Beugung von Umlauf n nach n+1 berechnet werden zu

$$\tilde{M}_i := M_i \sqrt{1 + z_{Rx_n}^{-2} (z_{0x_n} + l_R [1 + M_i^{-1}])^2}. \quad (2.23)$$

Ist die Rayleigh-Länge des Strahls viel größer als der Spiegelabstand (also $z_{Rx_n} \gg l_R$) und viel größer als der Abstand zur Strahltaile ($z_{Rx_n} \gg z_{0x_n}$), so geht die Gesamtaufweitung in den Fall der geometrischen Näherung über

$$\tilde{M}_i = M_i. \quad (2.24)$$

Aus der Matrix 2.18 kann durch Potenzierung die Gesamtumlaufmatrix für n Durchgänge berechnet werden. Diese lautet

$$\hat{U}_x^n = \begin{bmatrix} M_i^n & (M_i + 1) l_R \Omega(n) \\ 0 & M_i^{-n} \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

$$\Omega(n) = M_i^{n-1} + M_i^{n-3} + \dots + M_i^{-(n-3)} + M_i^{-(n-1)}. \quad (2.26)$$

Ein Beweis hierfür mit Hilfe der vollständigen Induktion ist im Abschnitt 8.4.4 gegeben. Für den q-Parameter ergibt sich entsprechend:

$$z_{0x_n} = z_{0x_0} M_i^{2n} + l_R (M_i + 1) M_i^n \Omega(n) \quad (2.27)$$

$$z_{Rx_n} = M_i^{2n} z_{Rx_0}, \quad (2.28)$$

wobei

$$q_{x_0} = z_{0x_0} + i z_{Rx_0} \quad (2.29)$$

der q-Parameter in instabiler Richtung des einlaufenden Strahls in den Verstärker ist.

Plan-plane Anordnung

Ein Spezialfall der konfokalen Anordnung liegt für $M_i = 1$ vor. In diesem Fall sind beide Spiegel nach Gleichungen (2.12) und (2.13) offensichtlich plan. Die Winkel α_{x1} und α_{x2} , mit denen Spiegel 1 bzw. 2 gegen die optische Achse verkippt sind (siehe auch Abbildung 2.10), lassen sich allgemein aus der konfokalen Anordnung ableiten. Hierzu können die Winkel betrachtet werden, unter denen der Strahl bei Umlauf n auf Spiegel 1 bzw. 2 bei einem Abstand x_n zur optischen Achse trifft. Diese sind durch

$$\alpha_{x1,n} = \arcsin(x_n/R_1) \text{ bzw.} \quad (2.30)$$

$$\alpha_{x2,n} = \arcsin(x_n/R_2) \quad (2.31)$$

gegeben. In den folgenden Betrachtungen wird desweiteren die Kleinwinkelnäherung

$$\sin(\alpha_{i,n}) \approx \alpha_{i,n} \quad (2.32)$$

benutzt. Unter Verwendung von Gleichung (2.12) bzw. (2.13) sowie (2.15) und (2.17) ergeben sich die folgenden Ausdrücke für die Auftreffwinkel

$$\alpha_{x1,n} = \frac{S d_0}{4 l_R} (M_i + 1) M_i^n \quad (2.33)$$

$$\alpha_{x2,n} = \frac{\alpha_{x1,n}}{M_i}, \quad (2.34)$$

die von der Vergrößerung M_i , der Verstärkerlänge l_R , von dem Sicherheitsfaktor S , von dem Abstand des einlaufenden Strahls zur optischen Achse d_0 sowie der Umlaufzahl n abhängen.

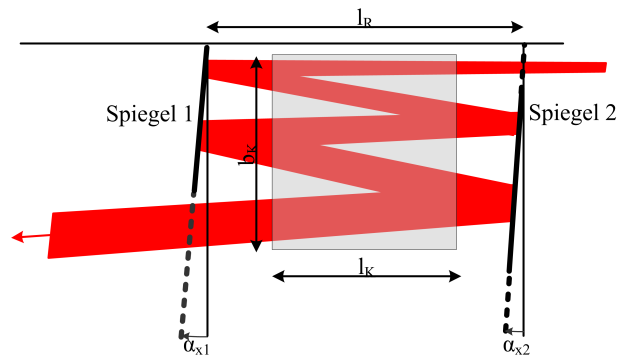


Abbildung 2.10: Prinzip des plan-planen Slab-Verstärkers

Hieraus kann für den hier betrachteten Spezialfall $M_i = 1$ der Kippwinkel beider Spiegel

$$\alpha_{x1} = \alpha_{x2} = \frac{S d_0}{2 l_R} \quad (2.35)$$

berechnet werden. Beide Spiegel stehen in diesem Fall offensichtlich parallel zueinander. Da der Abstand zweier benachbarter Strahlen $x_n - x_{n-1}$ konstant ist für alle n , verringert sich der Sicherheitsfaktor S für divergente Strahlen mit der Umlaufzahl. Um einen Sicherheitsfaktor von S auch beim letzten Durchgang zu gewähren, ist also für d_0 der Strahldurchmesser beim letzten Umlauf zu wählen. In diesem Fall ist jedoch bei den ersten Umläufen eine geringe Abdeckung des Kristalls gegeben, was in diesem Bereich zu einer verminderten Extraktionseffizienz führt.

Wird Spiegel 1 zusätzlich um den Winkel Δ_{x1} gegenüber Spiegel 2 geneigt (also $\alpha_{x1} = \alpha_{x2} + \Delta_{x1}$), so gilt für die Strahlorte bei Spiegel 2

$$x_n = 2 l_R \{ n^2 \Delta_{x1} + n \alpha_{x2} \}. \quad (2.36)$$

Während der Abstand des Strahls vom Eintrittsstrahl quadratisch mit der Umlaufzahl wächst, steigt der Abstand zweier benachbarter Strahlen

$$x_n - x_{n-1} = 2 l_R \{ (2n - 1) \Delta_{x1} + \alpha_{x2} \} \quad (2.37)$$

nur linear mit der Umlaufzahl. Die Herleitungen zu Gleichungen (2.36) und (2.37) sind dem Abschnitt 8.4.5 im Anhang zu entnehmen. Da der Strahldurchmesser bei Laserstrahlen außerhalb eines Vielfachen der Rayleighlänge vom Fokus ebenfalls linear mit der Umlaufzahl wächst, kann der Sicherheitsfaktor annähernd für mehrere Umläufe konstant gehalten werden. Dies gilt jedoch nicht in der Nähe des Fokus. Mit einer plan-planen Anordnung lassen sich jedoch nicht konstante Fluenzen über alle Umläufe erreichen, da die Energie des Laserpulses für gewöhnlich mehr als linear wächst. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine in instabiler Richtung plan-plane Spiegelkonfiguration untersucht, wobei der Laserstrahl zur Trennung vom Pumpstrahl in Slow-Richtung abgelenkt wird.

2.5 Modellbildung

Im Rahmen dieses Abschnitts wird die Frantz-Nodvik-Gleichung als Modell zur Berechnung der Pulsverstärkung dargestellt. Hiermit werden in den Abschnitten 3.8.3 sowie 5.3 Verstärkung und Extraktionseffizienz unterschiedlicher Konfigurationen berechnet. Zudem wird ein Ratengleichungsmodell aufgestellt, das zur Berechnung von Pulsenergie und -dauer in Oszillatoren zum Einsatz kommt. Dabei werden sowohl Thermalisierungsprozesse innerhalb des oberen und unteren Multipletts, die Lebensdauer des oberen Multipletts als auch räumliche Verteilungen der Inversionsdichte und des Laserstrahls berücksichtigt. Daraus werden vereinfachte Gleichungen abgeleitet, bei denen Thermalisierung und Relaxationen durch einen γ -Faktor berücksichtigt werden. Die Bedeutung dieses Faktors für unterschiedliche Fälle wird ebenfalls diskutiert.

2.5.1 Pulsverstärkung - die Frantz-Nodvik-Gleichung

Die Verstärkung von gepulster Laserstrahlung in einem Lasermedium kann mit der Frantz-Nodvik-Gleichung [Frantz u. Nodvik, 1963] berechnet werden. Eine Anpassung des Modells auf beliebige zeitlich konstante Inversionsreduktionsfaktoren $\tilde{\gamma}$ gemäß [Degnan u. a., 1998] ist dargestellt in [Koechner, 2006] und lautet

$$F_{out}(x, y) = F_{sat}(x, y) \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{F_{in}(x, y)}{F_{sat}} \right) - 1 \right] \exp \left(\frac{Ed_{st}(x, y) l_K}{F_{sat} \tilde{\gamma}} \right) \right\}. \quad (2.38)$$

Die Bedeutung dieses Faktors ist Gegenstand des Abschnitts 2.5.3. Desweiteren sind F_{in} und F_{out} die Fluenz des ein- bzw. auslaufenden Strahls, F_{sat} die Sättigungsfluenz, Ed_{st} die gespeicherte Energiedichte im oberen Multiplett, l_K die Kristalllänge und $\tilde{\gamma}$ der Inversionsreduktionsfaktor (siehe auch Tabelle 2.2). Vorausgesetzt ist bei der Frantz-Nodvik-Gleichung, dass die Inversionsdichte in Strahlrichtung räumlich homogen sowie der Laserpuls in einem gewissen Zeitraum konstant ist (zeitliches Rechteck) und dass keine Änderungen der gespeicherten Energiedichte durch Pumpprozesse oder Fluoreszenz erfolgen. Letzteres gilt dann, wenn die Laserpulse im Vergleich zur Lebensdauer des oberen Laserniveaus kurz sind.

Parameter	SI-Einheit	Wert	Beschreibung
F_{out}	[Jm ⁻²]	–	Fluenz des auslaufenden Laserpulses
F_{in}	[Jm ⁻²]	–	Fluenz des einlaufenden Laserpulses
F_{sat}	[Jm ⁻²]	$h c \lambda_{out}^{-1} \tilde{\gamma}^{-1} \tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}^{-1}$ siehe auch Tabelle 3.3	Sättigungsfluenz bei λ_{out}
Ed_{st}	[Jm ⁻³]	$\tilde{n}_0 h c \lambda_{out}^{-1}$	gespeicherte Energiedichte in ${}^4F_{3/2}$
\tilde{n}_0	[m ⁻³]	$\tilde{n}(t=0)$ $= n_{u0} - f_a^{-1} f_b \{n_{tot} - n_{u0}\}$	Besetzungsinversion vor der Pulsextraktion
n_{u0}	[m ⁻³]	$n_u(t=0)$	Besetzungsdichte von ${}^4F_{3/2}$ vor der Pulsextraktion
n_{tot}	[m ⁻³]	siehe Abschnitt 3.2	räumliche Neodym-Dichte
f_a	[1]	siehe Gleichung (2.2)	Besetzungszahl R_2 in ${}^4F_{3/2}$ gemäß Boltzmann
f_b	[1]	siehe Gleichung (2.2)	Besetzungszahl Z_5 in ${}^4I_{9/2}$ gemäß Boltzmann
$\tilde{\gamma}$	[1]	siehe Abschnitt 2.5.3	Inversionsreduktionsfaktor gemäß [Degnan u. a., 1998]
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$	[m ²]	siehe Tabelle 3.3	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs
λ_{out}	[m]	ca. 935 nm	Vakuumwellenlänge des Lasers

Tabelle 2.2: Parameter der Frantz-Nodvik-Gleichung (2.38)

Anhand der Frantz-Nodvik-Gleichungen lassen sich unterschiedliche Verstärkungsszenarien diskutieren. Zwei extreme Fälle der Verstärkung sind die Kleinsignalverstärkung ($F_{in} \ll F_{sat}$) und die gesättigte Verstärkung ($F_{in} \gg F_{sat}$). Im Falle der Kleinsignalverstärkung ergibt sich aus Gleichung (2.38) durch Taylorentwicklung ersten Grades der Exponentialfunktion um 0 und der Logarithmusfunktion um 1

$$F_{out}(x, y) = F_{in} \exp\left(\frac{Ed_{st}(x, y) l_K}{F_{sat} \tilde{\gamma}}\right). \quad (2.39)$$

Im Fall der gesättigten Verstärkung können in Gleichung (2.38) die Einsen vernachlässigt werden und es ergibt sich

$$F_{out}(x, y) = F_{in}(x, y) + \frac{Ed_{st}(x, y) l_K}{\tilde{\gamma}}. \quad (2.40)$$

In diesem Fall wird die höchste Extraktionseffizienz erreicht und vollständig die gespeicherte Energie, reduziert um den Faktor $\tilde{\gamma}^{-1}$, extrahiert. Auf Basis von Gleichung 2.38 werden im Rahmen dieser Arbeit Rechnungen zum Verstärkungsverhalten durchgeführt.

2.5.2 Ratengleichungen - 4-Niveau-Modell

In diesem Abschnitt werden die Ratengleichungen zur Beschreibung des energetischen und zeitlichen Verhaltens des gütegeschalteten Oszillators dargestellt. Ausgehend von einer vergleichsweise komplexen Darstellung, die räumliche und zeitliche Abhängigkeiten der Besetzungsdichten der unterschiedlichen Niveaus und Multipletts und die der Photonverteilung berücksichtigt, lassen sich vereinfachte Ratengleichungen ableiten. Diese werden später in numerischen Berechnungen verwendet.

Ratengleichungen, die die Reabsorption der Laserstrahlung durch nicht vernachlässigbare Besetzung des unteren Laserniveaus und räumliche Verteilungen berücksichtigen, wurden von Risk [1988] veröffentlicht. Hier werden jedoch abgesehen von der Lebensdauer des oberen Laserniveaus keine Thermalisierungsraten berücksichtigt. Eine umfassende Darstellung der Ratengleichungen unter Berücksichtigung von Thermalisierungsprozessen und Lebensdauern der beiden Laserniveaus wurde von Degnan u. a. [1998] publiziert. Die Ratengleichungen (2.41) bis (2.46) entsprechen den Darstellungen von Degnan u. a. weitestgehend, erweitert um die Berücksichtigung räumlicher Verteilungen von Besetzungsdichten gemäß [Fan u. Byer, 1987] und [Risk, 1988]. Eine Übersicht der in den Gleichungen (2.41) bis (2.46) verwendeten Variablen ist in Tabelle 2.3 gegeben.

$$\begin{aligned} \dot{n}_a(\vec{x}, t) = & -\tau_u^{-1} \{n_a(\vec{x}, t) - f_a n_u(\vec{x}, t)\} - \Gamma(\vec{x}, t) \\ & - \tau_a^{-1} (n_a(\vec{x}, t) - \bar{n}_a) + \lambda_u(\vec{x}, t) f_a \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\dot{n}_b(\vec{x}, t) = -\tau_l^{-1} \{n_b(\vec{x}, t) - f_b n_l(\vec{x}, t)\} + \Gamma(\vec{x}, t) \quad (2.42)$$

$$\dot{n}_u(\vec{x}, t) = -\tau_a^{-1} \{n_u(\vec{x}) - \bar{n}_u\} - \Gamma(\vec{x}) + \lambda_u(\vec{x}) \quad (2.43)$$

$$n_l(\vec{x}, t) = n_{tot} - n_u(\vec{x}, t) \quad (2.44)$$

$$\dot{\Phi}(t) = \int_{V_k} \Gamma(\vec{x}, t) dV - \Phi \tau_c^{-1} + \tau_a^{-1} \{n_a(\vec{x}, t) - \bar{n}_a\} \kappa \quad (2.45)$$

$$\Gamma(\vec{x}, t) = c \sigma_{R_2 \rightarrow Z_5} \{n_a(\vec{x}, t) - n_b(\vec{x}, t)\} \phi_0(\vec{x}) \Phi(t) \quad (2.46)$$

Die Leistung der Photonen, die die Kavität durch den Auskoppler verlassen, und die entsprechende Pulsenergie können daraus mit

$$P(t) = h c \lambda_{out}^{-1} \tau_R^{-1} \ln(\tilde{R}^{-1}) \Phi(t) \quad (2.47)$$

$$E_{puls} = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt \quad (2.48)$$

berechnet werden.

Die hier dargestellten Ratengleichungen sind vergleichsweise komplex und können für bestimmte Fälle vereinfacht werden. Zum einen lassen sich Pumpprozess und Pulserzeugung zeitlich separieren. Zum anderen lassen sich die Ratengleichungen durch die Einführung des Inversionsreduktionsfaktors $\gamma(t)$ vereinfachen. Dieser Faktor ist im allgemeinen zeitabhängig, für gewisse Grenzfälle ist aber auch diese Zeitabhängigkeit vernachlässigbar (siehe Abschnitt 2.5.3). Eine weitere Vereinfachung kann durch gemittelte räumliche Verteilungen gemacht werden, wodurch die Ortsabhängigkeit von Besetzungsdichten und Photonendichten entfällt. Diese Vereinfachungen werden im Folgenden diskutiert.

Vereinfachung - Pumpprozess

Für gewöhnlich wird am Ende der Pumpphase durch das Schalten der Pockelszelle die Güte des Resonators soweit erhöht, dass es zur Erzeugung des Laserpulses kommt. Während der Pumpphase ist die Photonendichte $\Phi(t) \phi_0(\vec{x})$ sehr klein im Vergleich zu den Besetzungsdichten $n_a(\vec{x})$, $n_b(\vec{x})$, $n_u(\vec{x})$ und $n_l(\vec{x})$, sodass alle entsprechenden Terme vernachlässigt werden können. Auf der Zeitskala des Pumpprozesses, die für gewöhnlich in der Größenordnung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_u liegt, finden die Thermalisierungsprozesse im $^4F_{3/2}$ -Multipllett wegen $\tau_u \ll \tau_a$ instantan statt. Deswegen können für die Betrachtung des Pumpprozesses die Ratengleichungen auf den Multipllett-Therm

$$\dot{n}_u(\vec{x}, t) = -\tau_a^{-1} n_u(\vec{x}, t) + \lambda_u(\vec{x}, t) \quad (2.49)$$

reduziert werden. Hierfür kann für den Fall zeitunabhängiger Pumpraten $\lambda_u(\vec{x})$ die Lösung

$$n_u(\vec{x}, t) = \lambda_u(\vec{x}) \tau_a \left(1 - \left(1 - \frac{n_{u0}}{\lambda_u(\vec{x}) \tau_a} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \right) \quad (2.50)$$

$$n_{u0} = n_u(t=0) \quad (2.51)$$

angegeben werden. Befindet sich der Kristall zum Zeitpunkt des Pumpstarts im thermischen Gleichgewicht bei etwa Raumtemperatur (273 K), so ist die thermische Besetzung $n_{u0} \approx 0$. In diesem Fall gilt

$$n_u(\vec{x}, t) = \lambda_u(\vec{x}) \tau_a \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \right). \quad (2.52)$$

Das Verhältnis aus der Zustandsdichte im oberen Multiplett $n_u(t_p)$ nach der Pumpzeit t_p und der insgesamt gepumpten Zustände $\lambda_u t_p$ kann als Speichereffizienz

$$\eta_{store} := \frac{n_u(t_p)}{\lambda_u t_p} = \frac{\tau_a}{t_p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_a}\right) \right) \quad (2.53)$$

definiert werden (siehe auch [Koechner, 2006]). Die Speichereffizienz gibt an, welcher Energieanteil nach einer bestimmten Pumpdauer noch im Kristall gespeichert ist und nicht durch Fluoreszenz verloren gegangen ist.

2.5.3 Inversionsreduktionsfaktor γ

Der Faktor γ beschreibt die Abnahme der Inversion im Vergleich zur erzeugten Photonenzahl ϕ und geht somit maßgeblich in die Extraktionseffizienz ein. In der Literatur wird der Faktor γ unterschiedlich dargestellt oder beschreibt nur Sonderfälle. Die unterschiedlichen Darstellungsformen hängen dabei davon ab, ob bei den entsprechenden Ratengleichungen der atomare Wirkungsquerschnitt σ oder der effektive Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$ verwendet wird. Bei Verwendung des atomaren Wirkungsquerschnitts haben die Ratengleichungen zur Beschreibung des Verstärkungsprozesses die Form

$$n := n_a - n_b \quad (2.54)$$

$$\dot{n} = -\gamma c \sigma \phi n \quad (2.55)$$

$$\dot{\phi} = c \sigma \phi n, \quad (2.56)$$

wobei n_a die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus, n_b die Besetzungsdichte unteren Laserniveaus, ϕ die räumliche Photonendichte im Resonatorvolumen und γ die Inversionsreduktion ist [Degnan u. a., 1998] (siehe auch Tabelle 2.3). Da hier der Verstärkungsprozess ohne Berücksichtigung von Verlusten und von ausgekoppelten Photonen beschrieben wird, entfällt der entsprechende Verlustterm in Gleichung (2.56) (vgl. Gleichung (2.45)). Der Faktor γ gibt an, um wieviel die Besetzungsinversionsdichte im Vergleich zur Photonendichte durch den Verstärkungsprozess abnimmt. Mögliche Werte hierfür werden in diesem Abschnitt diskutiert. Durch die Substitutionen gemäß

$$\tilde{n} := f_a^{-1} n = n_u - f_a^{-1} f_b n_l \quad (2.57)$$

$$\tilde{\sigma} := f_a \sigma \quad (2.58)$$

$$\tilde{\gamma} := f_a^{-1} \gamma \quad (2.59)$$

können die Gleichungen (2.55) und (2.56) in

$$\dot{\tilde{n}} = -\tilde{\gamma} c \tilde{\sigma} \phi \tilde{n} \quad (2.60)$$

$$\dot{\phi} = c \tilde{\sigma} \phi \tilde{n} \quad (2.61)$$

(siehe [Degnan, 1989]) überführt werden. Hierbei sind n_u und n_l die Besetzungsdichte des oberen bzw. unteren Multipletts sowie f_a und f_b die thermischen Besetzungswahrscheinlichkeiten gemäß Boltzmann des oberen bzw. unteren Laserniveaus bezogen auf das obere bzw. untere Multiplett. Diese Notation der Ratengleichungen ist ebenfalls verbreitet. In der entsprechenden Form sind ebenfalls die Frantz-Nodvik-Gleichungen in Abschnitt 2.5.1 dargestellt.

Degnan u. a. [1998] haben unter Berücksichtigung von Thermalisierungs- und Relaxationsprozessen einen zeitabhängigen Inversionsreduktionsfaktor $\gamma(t)$ eingeführt. Dieser kann durch Gleichung (2.59) in

$$\tilde{\gamma}(t) = e^{-t/\tau_a} \left[1 + (f_a^{-1} - 1) e^{-t/\tau_u} \right] + e^{-t/\tau_b} \left[f_a^{-1} f_b + (1 - f_a^{-1} f_b) e^{-t/\tau_l} \right], \quad (2.62)$$

überführt werden, wobei τ_a und τ_b die Relaxationszeiten des oberen bzw. unteren Multipletts sowie τ_u und τ_l die Thermalisierungszeiten innerhalb des oberen bzw. unteren Multipletts sind (siehe auch Tabelle 2.3). In Fällen, bei denen die Dauer des Verstärkungsprozesses (also der Pulsdauer τ_p) entweder viel kleiner oder viel größer als die Zeiten τ_a, τ_b, τ_u und τ_l ist, kann die entsprechende Exponentialfunktion durch eine 1 bzw. eine 0 ersetzt werden, und $\tilde{\gamma}$ ist eine Konstante. Einige dieser Fälle sind in Tabelle 2.4 zu sehen.

Fall	τ_a/τ_p	τ_b/τ_p	τ_u/τ_p	τ_l/τ_p	γ	$\tilde{\gamma}$
(1)	$\gg 1$	$\ll 1$	$\ll 1$	$\ll 1$	f_a	1
(2)	$\gg 1$	$\gg 1$	$\ll 1$	$\ll 1$	$f_a + f_b$	$1 + f_a^{-1} f_b$
(3)	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$	$\ll 1$	$f_b + 1$	$f_a^{-1} (1 + f_b)$
(4)	$\gg 1$	$\gg 1$	$\ll 1$	$\gg 1$	$f_a + 1$	$1 + f_a^{-1}$
(5)	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$	2	$2f_a^{-1}$

Tabelle 2.4: Inversionsreduktionsfaktor $\tilde{\gamma}$ für unterschiedliche Thermalisierungszeiten

- Fall (1) stellt ein ideales 4-Niveau-System dar, bei dem sowohl das obere als auch das untere Lasermultiplett schnell im Vergleich zur Pulsdauer thermalisieren und auch das untere Multiplett schnell relaxiert. Die Relaxationszeit des oberen Multipletts ist dagegen im Vergleich zum Puls groß. Für jedes extrahierte Photon wird die Besetzungsinversion um 1 reduziert.
- Fall (2) stellt ein System dar, bei dem die Relaxationszeit des unteren Lasermultipletts im Vergleich zur Pulsdauer groß ist. Insbesondere in Systemen, bei denen das untere Lasermultiplett das energetisch niedrigste ist und keine Relaxation stattfindet, ist dieser Wert unendlich groß. Dies gilt für den Fall des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs in Nd:YLuGG, der Gegenstand dieser Arbeit ist. Die Thermalisierungszeiten sind dabei vergleichsweise klein, sodass im oberen Multiplett Energie aus den benachbarten Niveaus nachfließen und entsprechend die Energie aus dem unteren Laserniveau in benachbarte Niveaus abfließen kann. Diese Art von Systemen werden auch „Quasi-3-Niveau-Systeme“ genannt.
- Fall (3) beschreibt ein Quasi-3-Niveau-System gemäß Fall (2), wobei die Thermalisierungszeit des oberen Lasermultipletts jedoch groß ist im Vergleich zum Laserpuls. Hierdurch kann keine Energie aus benachbarten Niveaus in das obere Laserniveau nachgeführt werden. Die Effizienz wird also reduziert.

- Fall (4) beschreibt ein 3-Niveau-System mit schneller Thermalisierung innerhalb des oberen Multipletts. Es ist ein Quasi-3-Niveau-System gemäß Fall (2), wobei die Thermalisierungszeit des unteren Lasermultipletts jedoch groß ist im Vergleich zum Laserpuls.
- Fall (5) beschreibt ein 3-Niveau-System, bei dem die Thermalisierung des oberen Multipletts langsam abläuft, sodass keine Energie aus benachbarten Niveaus dem oberen Laserniveau zugeführt werden kann. In diesem Fall wird die Effizienz im Vergleich zum 3-Niveau-System mit Thermalisierung im oberen Lasermultiplett weiter reduziert. (Koechner [2006] führt für diese 3-Niveau-Systeme den Faktor $\gamma = 1 + g_1^{-1}g_2$ ein, wobei g_1 und g_2 die Entartungen des unteren bzw. oberen Laserniveaus sind.)

Thermalisierungen zwischen Stark-Niveaus innerhalb eines Multipletts sowie Relaxationen können durch phononische Übergänge erklärt werden. Die Raten dieser Prozesse hängen dabei unter anderem von dem energetischen Abstand der beteiligten Niveaus und der niedrigsten Phononenergie im Kristall ab. Diese liegt beispielsweise für Nd:YAG bei etwa 860 cm^{-1} [Hurrell u. a., 1968]. Ist der energetische Abstand der beteiligten Niveaus kleiner als die niedrigste Phononenergie, so reicht ein inelastischer Stoß mit nur einem Phonon für diesen Übergang [Degnan u. a., 1998]. Liegt der energetische Abstand darüber, so findet ein Mehrphononenprozess statt. Nach der Theorie für Mehrphononenübergänge von Riseberg u. Moos [1968] nimmt dabei die Übergangsrate exponentiell mit dem energetischen Abstand ab. Entsprechend hoch sind die Übergangsraten bei Übergängen, bei denen nur ein Phonon beteiligt ist. Beispielsweise in Nd:YAG-Kristallen muss für die Multiplett-Relaxation ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ eine Energie von mindestens 1145 cm^{-1} überwunden werden. Diese liegt somit deutlich oberhalb der kleinsten Phononenergie. Experimentelle Werte für die Relaxationszeit zeigen eine große Streuung und liegen zwischen 115 ps [Bibeau u. a., 1995], 5 ns [Palombo u. a., 1993] und 300 ns [Zlenko u. a., 1973].

In Nd:YLuGG ist der energetische Abstand der Niveaus R_1 und R_2 im oberen Lasermultiplett mit etwa 30 cm^{-1} etwa 18mal kleiner als der Abstand zwischen dem unteren Laserniveau Z_5 und dem nächsten Nachbarniveau Z_4 (ca. 530 cm^{-1}). Daher finden wahrscheinlich die Thermalisierungsprozesse innerhalb des oberen Multipletts sehr schnell im Vergleich zum unteren Multiplett statt. Dies bedeutet, dass Fall (3) deutlich unwahrscheinlicher ist als Fall (4). Ein Vergleich mit den oben genannten Werten von Nd:YAG zeigt jedoch, dass es nicht offensichtlich ist, dass die Thermalisierungsprozesse im unteren Multiplett sehr schnell oder sehr langsam im Vergleich zum Laserpulse ablaufen. Es kann also nicht a priori eines der oben genannten Fälle für die Simulation verwendet werden.

Daher werden im Rahmen der Arbeit Berechnungen mit den Ratengleichungen sowie den Frantz-Nodvik-Gleichungen bei unterschiedlichen $\tilde{\gamma}$ -Faktoren aus Tabelle 2.4 (Fälle 2, 3, 4) durchgeführt. Darüber hinaus wird der $\tilde{\gamma}$ -Faktor angepasst, um Berechnungen von Pulsenergie und -dauer mit experimentellen Daten in Übereinstimmung zu bringen.

Ratengleichungen - 2-Niveau-Modell

Zur Transformation des 4-Niveau-Modells gemäß Abschnitt 2.5.2 in eine vereinfachte Form mit zwei Niveaus kann die Besetzungsinversion in der Form

$$\tilde{n}(\vec{x}, t) := f_a^{-1}(n_a(\vec{x}, t) - n_b(\vec{x}, t)) \quad (2.63)$$

gemäß Gleichung (2.57) definiert werden. Dies wird im Detail durch Degnan u. a. [1998] beschrieben. Die Thermalisierungsprozesse werden demnach mit dem Faktor $\tilde{\gamma}$ (siehe Gleichung (2.62)) berücksichtigt. Es ergibt

sich für die Ratengleichungen zur Beschreibung der Pulserzeugung nach dem Pumpprozess (siehe Abschnitt 2.5.2)

$$\dot{\tilde{n}}(\vec{x}, t) = -\tilde{\gamma}(\vec{x}, t) \tilde{\Gamma}(\vec{x}, t) \quad (2.64)$$

$$\dot{\Phi}(t) = \int_{V_k} \tilde{\Gamma}(\vec{x}, t) dV - \Phi(t) \tau_c^{-1} \quad (2.65)$$

$$\tilde{\Gamma}(\vec{x}, t) = c \tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} \tilde{n}(\vec{x}, t) \phi_0(\vec{x}) \Phi(t). \quad (2.66)$$

Die Ratengleichungen dieser Art entsprechen also in ihrer Darstellung den Veröffentlichungen von Degnan [1989] und Degnan u. a. [1998] weitestgehend. Diese werden hier jedoch derart erweitert, dass räumliche Verteilungen der Besetzungsdichte \tilde{n} und der Photonendichte ϕ_0 berücksichtigt werden können, wie es beispielsweise aus [Fan u. Byer, 1987; Risk, 1988] hervorgeht. Anhand dieser Gleichungen werden in den Abschnitten 4.1.3 und 6.1.5 Berechnungen zur Pulsenergie und -dauer von gütegeschalteten Oszillatoren vorgenommen.

Variable	SI-Einheit	Wert	Beschreibung
$n_a(\vec{x}, t)$	$[\text{m}^{-3}]$	–	Besetzungsdichte in R_2
\bar{n}_a	$[\text{m}^{-3}]$	$\tilde{f}_a n_{tot} \approx 0$	Besetzungsdichte in R_2 im thermischen Gleichgewicht
$n_b(\vec{x}, t)$	$[\text{m}^{-3}]$	–	Besetzungsdichte in Z_5
$n_u(\vec{x}, t)$	$[\text{m}^{-3}]$	–	Besetzungsdichte in ${}^4F_{3/2}$
\bar{n}_u	$[\text{m}^{-3}]$	$f_u n_{tot} \approx 0$	Besetzungsdichte in ${}^4F_{3/2}$ im thermischen Gleichgewicht
$n_l(\vec{x}, t)$	$[\text{m}^{-3}]$	–	Besetzungsdichte in ${}^4I_{9/2}$
$\Phi(t)$	[1]	–	Photonenzahl im Resonator
$\phi_0(\vec{x})$	$[\text{m}^{-3}]$	$\int_{V_R} \phi_0(\vec{x}) dV \stackrel{!}{=} 1$	auf das Resonatorvolumen V_R normierte Photonendichte
V_R	$[\text{m}^3]$	–	Resonatorvolumen
V_K	$[\text{m}^3]$	–	Kristallvolumen
τ_u	[s]	–	Thermalisierungszeit $R_2 \leftrightarrow {}^4F_{3/2}$
τ_l	[s]	–	Thermalisierungszeit $Z_5 \leftrightarrow {}^4I_{9/2}$
τ_a	[s]	–	Lebensdauer ${}^4F_{3/2}$
\tilde{f}_a	[1]	≈ 0	Besetzungszahl von R_2 gemäß Boltzmann im thermischen Gleichgewicht
f_u	[1]	≈ 0	Besetzungszahl des ${}^4F_{3/2}$ -Multipletts im thermischen Gleichgewicht
$\sigma_{R_2 \rightarrow Z_5}$	$[\text{m}^2]$	$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} / f_a$	atomarer Emissionswirkungsquerschnitt des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs
l_{oR}	[m]	–	optische Resonatorlänge
\tilde{R}	[1]	–	Reflexionsgrad des Auskopplers bei der Laserwellenlänge
L	[1]	–	Resonatorumlaufverluste
τ_r	[s]	$2 l_{oR} / c$	Resonatorumlaufzeit
τ_c	[s]	$-\tau_r \ln^{-1}(\tilde{R}(1-L))$	Abklingzeit
$\lambda_u(\vec{x}, t)$	$[\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}]$	–	Pumprate in das Multiplett ${}^4F_{3/2}$
κ	[1]	$0 < \kappa \ll 1$	Anteil der spontan emittierten Photonen, die räumlich und spektral in die Lasermode emittiert werden und den Verstärkungsprozess starten

Tabelle 2.3: Übersicht der Variablen aus dem Ratengleichungssystem (2.41) bis (2.46)

3 Kristallcharakterisierung

Da Nd:YLuGG-Kristalle im Rahmen dieser Arbeit erstmals eingesetzt werden, besteht ein wesentlicher Teil der Arbeit in ihrer Charakterisierung. Aus gewissen Kristalleigenschaften lassen sich Designkriterien für den Wasserdampf-DIAL-Laser ableiten. Diese sind zur Bestimmung von günstigen Arbeitspunkten und von Limitierungen entscheidend. Insbesondere sind dies die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte, Speicherzeit, Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur und die Wärmeleitfähigkeit. Dabei wird die Abhängigkeit dieser Parameter von der Kristallzusammensetzung untersucht. Von besonderem Interesse ist hier die spektrale Verschiebung des Laserübergangs um 935 nm. Dabei wird der Abstimmungsbereich sowie der Zusammenhang mit der Kristallzusammensetzung analysiert.

Ebenfalls wird die Verstärkung von ns-Pulsen in Nd:YGG-Kristallen im Einfachdurchgang untersucht und mit Modellen verglichen. Durch den Vergleich lassen sich mögliche Kombinationen von Quanteneffizienz und Inversionreduktionsfaktor identifizieren, mit denen sich die experimentellen Ergebnisse reproduzieren lassen.

3.1 Kristallzucht und Dotierung

Im Rahmen dieser Arbeit werden Kristalle, die durch das Forschungsinstitut FEE und durch das Institut für Laserphysik (ILP) der Universität Hamburg gezüchtet wurden, charakterisiert und im Laserexperiment untersucht. Die Zucht und die entsprechenden Untersuchungen umfassen unterschiedliche Neodym-dotierte YGG-Kristalle, einen LuGG-Kristall sowie unterschiedliche YLuGG-Mischgranate $(Y_xLu_{1-x})_3Ga_5O_{12}$ mit drei unterschiedlichen Mischungsverhältnissen ($0 \leq x \leq 1$). Eine Übersicht der gezüchteten Einkristallkörper (engl. „Boule“) ist in Tabelle 3.1 gegeben, wobei die YGG-Kristalle in chronologischer Abfolge aufgeführt sind.

Sämtliche Kristalle werden dabei mit Czochralski-Verfahren gezüchtet [Wilke u. Bohm, 1988; Elliott, 1998]. Zur Herstellung der Schmelze werden dabei die Rohstoffe Nd_2O_3 , Y_2O_3 , Lu_2O_3 sowie Ga_2O_3 verwendet. Aufgrund unterschiedlicher Zusammensetzungen im Gleichgewicht von flüssiger und kristalliner Phase kann die Zusammensetzung des Kristallmaterials von der Schmelzzusammensetzung abweichen. Dies betrifft in $Nd:(Y_xLu_{1-x})_3Ga_5O_{12}$ -Kristallen hauptsächlich das Verhältnis von Neodym, Yttrium und Lutetium, die die Dodekaederplätze aufgrund ähnlicher Ionenradien besetzen. Der Verteilungskoeffizient K_i eines Elementes i ist nach Wilke u. Bohm [1988] dabei definiert als das Verhältnis der Konzentrationen im Kristall c_{K_i} und in der Schmelze c_S , über

$$K_i = c_{K_i}/c_S. \quad (3.1)$$

Bei Verteilungskoeffizienten $K_i < 1$ ist die Konzentration eines Stoffes i im Kristall geringer als in der Schmelze. Wird die Zusammensetzung der Schmelze während des Zuchtprozesses nicht von außen manipuliert, so reichert sich in diesem Fall dieser Stoff in der Schmelze an. Daraus ergibt sich, dass die Stoff-Konzentration im Kristallmaterial zum Kristallende hin ansteigt. Dadurch kann trotz eines Verteilungskoeffizienten $K_i < 1$ am Ende des Zuchtprozesses ein Bereich entstehen, der eine höhere Konzentration aufweist als die Startschmelze. Die Kenntnis der Verteilungskoeffizienten ist zum einen wichtig, um für eine bestimmte Kristallzusammensetzung

Bezeichnung	Stöchiometrie	Hersteller	Dot. /at%
YGG-1	Nd:Y ₃ Ga ₅ O ₁₂	ILP	≈ 0.6
YGG-2		FEE	siehe Abb. 3.1
YGG-3		ILP	≈ 0.5
YGG-4		ILP	≈ 0.75
YGG-5		FEE	siehe Abb. 3.1
YLu30GG	Nd:(Y _{0.70} Lu _{0.30}) ₃ Ga ₅ O ₁₂	FEE	siehe Abb. 3.1
YLu42GG	Nd:(Y _{0.58} Lu _{0.42}) ₃ Ga ₅ O ₁₂	FEE	siehe Abb. 3.1
YLu50GG	Nd:(Y _{0.50} Lu _{0.50}) ₃ Ga ₅ O ₁₂	FEE	siehe Abb. 3.1
LuGG	Nd:Lu ₃ Ga ₅ O ₁₂	FEE	siehe Abb. 3.1

Tabelle 3.1: Aufstellung aller im Rahmen dieser Arbeit untersuchter Kristallboules.

die entsprechende Schmelzzusammensetzung zu definieren. Zum anderen kann darüber die Zusammensetzung des Kristallmaterials anhand des Entnahmeortes innerhalb des Boules ermittelt werden.

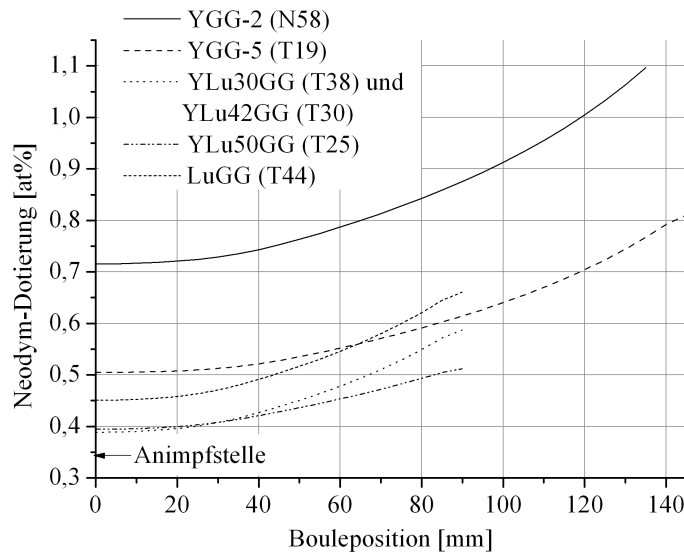


Abbildung 3.1: Dotierungsverteilungen der Boules YGG-2, YGG-5, YLu30GG, YLu42GG, YLu50GG, LuGG über die Boulelänge [Dupré, 2010]. Die Verteilung wird anhand des Tiegelinhaltes vor dem Zuchtprozess und den Verteilungskoeffizienten K_{Nd} gemäß Tabelle 8.6 bestimmt.

Die Zusammensetzung der Boules YLu30GG, YLu42GG, YLu50GG und LuGG wird von der Firma FGK durch Röntgenfluoreszenzanalyse nach DIN 51001 und in Anlehnung an DIN EN ISO 12677 von Proben aus den Animpfstellen ermittelt. Zur Eichung des Verfahrens werden dazu 20 Pulvermischproben aus den Rohstoffen mit relevanten Zusammensetzungen hergestellt und das Verfahren anhand einer der Firma FGK unbekanntem Mischprobe überprüft [Pohlmann-Lortz, 2010].

In Tabelle 8.6 im Abschnitt 8.5.1 des Anhangs sind die Ergebnisse der Konzentrationsmessungen und Verteilungskoeffizienten für Neodym und Lutetium zusammengefasst. K_{Lu} liegt im Bereich der Fehler bei 1. Das

Verhältnis von Lutetium und Yttrium in der Schmelze geht also unverändert in den Kristall über. Das laseraktive Ion Neodym geht jedoch nur zu 0,47 bis 0,51 im Fall von YGG und zu 0,37 im Fall der übrigen Kristalle in den Kristall über.

Über das Volumen und die Neodym-Dotierung der Kristallschmelze zu Beginn der Züchtung wird der Verlauf der Neodym-Dotierung über die Kristalllänge durch FEE berechnet. Dort ist berücksichtigt, dass der Durchmesser im Schulterbereich des Boules zunimmt. Die Dotierungsverteilungen sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

3.2 Dichte und Gitterkonstante

Die Dichte der Kristallboules wird mit Hilfe der Auftriebsmethode durch den Hersteller FEE bestimmt. Hierbei wird die Gewichtskraft des Boules in Luft mit der entsprechenden Kraft in Wasser verglichen. Über die Atommassen der Basiselemente der Nd:YLuGG-Kristalle kann das Volumen der Einheitszelle V_{EZ} und der entsprechende Gitterparameter g_{EZ} berechnet werden gemäß

$$V_{EZ} = 8 (3 (x m_Y + (1-x) m_{Lu}) + 5 m_{Ga} + 12 m_O) \rho^{-1} \quad (3.2)$$

$$g_{EZ} = V_{EZ}^{1/3}, \quad (3.3)$$

wobei x der Yttriumanteil des Kristalls, ρ die Dichte des Kristalls sowie m_Y , m_{Lu} , m_{Ga} und m_O die Atommassen der Basiselemente (siehe Tabelle 8.7 in Abschnitt 8.5.2 des Anhangs) sind. Das Neodym ist aufgrund seines geringen Anteils vernachlässigt. Dichte ρ und Gitterparameter g_{EZ} sind in Abbildung 3.2 gegen den Lutetiumanteil ($1-x$) aufgetragen.

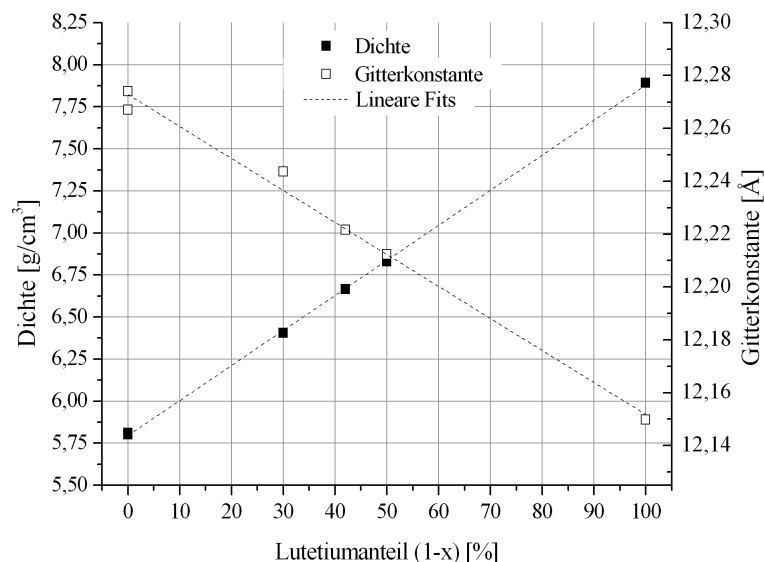


Abbildung 3.2: Gemessene Kristalldichte und berechnete Kristallgitterkonstante gegen den Lutetiumanteil. Die Dichte nimmt etwa linear mit dem Lutetium-Anteil zu, während die Gitterkonstante etwa linear abfällt.

Es zeigt sich mit steigendem Lutetium-Anteil ein annähernd linearer Anstieg der Dichte und ein annähernd linearer Abfall der Gitterkonstanten. Die Abnahme der Gitterkonstanten mit steigendem Lutetium-Anteil steht in Übereinstimmung mit dem im Vergleich zu Yttrium geringeren Ionenradius des Lutetiums von 86 pm zu 92 pm [Aylward u. Findlay, 1981].

Aus dem Gitterparameter g_{EZ} und der Neodym-Dotierung dot lässt sich die räumliche Neodymdichte berechnen durch

$$n_{tot} = 24 \cdot dot \cdot g_{EZ}^{-3} \quad (3.4)$$

Entsprechende Werte für n_{tot} bei einer Dotierung von $dot = 1 \text{ at\%}$ sind in Tabelle 8.10 des Anhangs gegeben. Diese liegen bei etwa $1,3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Neodymdichte geht in Rechnungen zur Verstärkung ein.

3.3 Absorptionswirkungsquerschnitt

Die Absorptionswirkungsquerschnitte der Laserkristalle sind Grundlage für die Bestimmung von Absorptionslängen und damit auch die Grundlage für die Auslegung von Pumpquellen und Kristallgeometrien. Darüber hinaus lassen sich daraus mit Hilfe der Reziprozitätsmethode die entsprechenden Emissionswirkungsquerschnitte berechnen. Die Absorption der Kristalle wird über Transmissionsmessungen bestimmt. Da Pumpdioden eine spektrale Breite aufweisen, die typischerweise breiter ist als die entsprechenden Absorptionslinien der Kristalle, wird darüber hinaus die quellenspezifische Absorption typischer Pumpdiodenverteilungen berechnet.

3.3.1 Transmissionsmessung

Der Absorptionswirkungsquerschnitt wird für unterschiedliche Kristallproben in einem spektralen Bereich von 800 nm bis 900 nm mit Hilfe des Zweistrahlenspektrometers [G-1] bestimmt (siehe Abbildung 3.3).

Eine Übersicht der vermessenen Kristallproben ist im Anhang in Tabelle 8.8 gegeben. In dem Zweistrahlenspektrometer wird ein Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der Messstrahl wird zunächst durch Blenden auf die Apertur der zu messenden Probe angepasst, passiert die Probe und trifft dann auf einen lichtempfindlichen Detektor. Der entsprechende Referenzstrahl legt einen ähnlichen Weg zum Detektor zurück, ohne die Probe zu passieren. Im Allgemeinen sind Referenzstrahl und Messstrahl nicht intensitätsgleich, wobei das Verhältnis aus Referenz- und Messstrahlintensität $k_{ref}(\lambda)$ sei. Als Lichtquelle wird eine spektral breitbandige Wolframlampe eingesetzt, aus der mit Hilfe von Filtern und eines Monochromators auf Basis eines holographischen Gitters ein schmalbandiger Spektralbereich herausgefiltert wird. Das Messspektrum hat eine annähernd symmetrische Verteilung $P_{sp}(\lambda - \lambda_0)$ um λ_0 . Messungen zur spektralen Verteilung sind dem Anhang in Abschnitt 8.6.5 zu entnehmen.

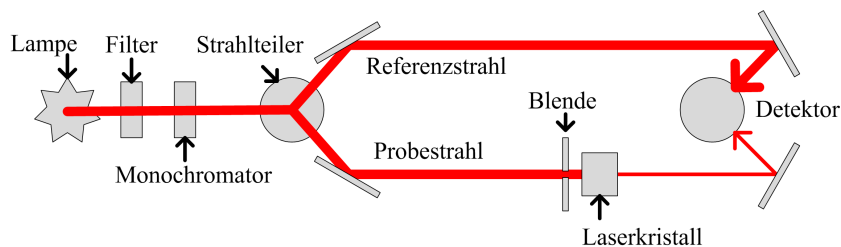


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Absorptionsmessplatzes und Funktionsweise des Zweistrahlenspektrometers [G-1]. In dem Spektrometer wird von der breitbandigen Strahlung einer Wolframlampe durch Filter und Monochromatoren (holographisches Gitter) ein einstellbares Wellenlängenintervall separiert und auf zwei Strahlen aufgeteilt. Die Intensität beider Strahlen wird mit dem selben Detektor vermessen. Der Probestrahl wird durch eine Blende auf die Probengröße angepasst und von der Probe durch Reflexion und Absorption abgeschwächt.

Die Zentralwellenlänge λ_0 lässt sich kontinuierlich verändern. Um die Intensitätsunterschiede von Referenz- und Messstrahl, die insbesondere durch die Blende gegeben sind, zu korrigieren, wird eine Leermessung vorgenommen, bei der sich keine Probe im Messstrahl befindet. Bei einer spektralen Empfindlichkeit $S_s(\lambda)$ des Detektors werden durch den Referenzstrahl und durch den Messstrahl mit und ohne Probe die Signale

$$P_{ref}(\lambda_0) = \int_0^{\infty} S_s(\lambda) k_{ref}(\lambda) P_{sp}(\lambda - \lambda_0) d\lambda \quad (3.5)$$

$$P_{pro}(\lambda_0) = \int_0^{\infty} S_s(\lambda) P_{sp}(\lambda - \lambda_0) T_{pro}(\lambda) d\lambda \quad (3.6)$$

$$P_{leer}(\lambda_0) = \int_0^{\infty} S_s(\lambda) P_{sp}(\lambda - \lambda_0) T_{leer}(\lambda) d\lambda \quad (3.7)$$

generiert, wobei $T_{pro}(\lambda)$ die Transmission des Messpfades einschließlich Probe und $T_{leer}(\lambda)$ die Transmission des Messpfades ohne Probe ist. Die Transmission der Probe wird durch

$$T_K(\lambda_0) = \frac{P_{pro}(\lambda_0)}{P_{leer}(\lambda_0)} = \left(\frac{P_{pro}(\lambda_0)}{P_{ref}(\lambda_0)} \right)_{(A)} / \left(\frac{P_{leer}(\lambda_0)}{P_{ref}(\lambda_0)} \right)_{(B)} \quad (3.8)$$

bestimmt, wobei in zwei getrennten Messungen zum einen der Messstrahl mit Probe (A) und zum anderen der leere Messpfad gegen den Referenzpfad (B) gemessen werden.

Jedoch nur unter der Annahme, dass die spektrale Verteilung des Messstrahls beliebig schmalbandig ist, also

$$P_{sp}(\lambda - \lambda_0) = \delta(\lambda - \lambda_0), \quad (3.9)$$

kann hierdurch die wahre Transmission der Probe

$$T_K(\lambda) = \frac{T_{pro}(\lambda)}{T_{leer}(\lambda)} \quad (3.10)$$

bestimmt werden. Experimentell muss also sichergestellt werden, dass die Breite des Messspektrums deutlich kleiner ist als die kleinste relevante Struktur im Transmissionsprofil der Probe. Ist dies nicht der Fall, so liegt der Messwert für die Transmission oberhalb der wirklichen Transmission. Die Messungen werden mit einer Spaltbreite des Monochromators von 0,25 nm durchgeführt. Dies entspricht der vollen Halbwertsbreite des Messspektrums.

Beim Durchgang des Messstrahls durch die Probe treten neben der Absorption A_K im Kristallmaterial auch Reflexionen an den Kristalloberflächen aufgrund des Brechungsindexsprungs auf. Für die Transmission gilt demnach

$$T_K(\lambda) = [1 - R_K(\lambda)]^2 [1 - A_K(\lambda)]. \quad (3.11)$$

Aus dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$1 - A_K = \exp(-\alpha l_K) \quad (3.12)$$

ergibt sich hieraus ein Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha(\lambda) = -\ln \left\{ \frac{T_K(\lambda)}{[1 - R_K(\lambda)]^2} \right\} / l_K. \quad (3.13)$$

Die wellenlängenabhängige Reflexion bei senkrechtem Lichteinfall kann mit Hilfe der Fresnel-Gleichung

$$R_K(\lambda) = \left(\frac{n_1(\lambda) - n_2(\lambda)}{n_1(\lambda) + n_2(\lambda)} \right)^2 \quad (3.14)$$

berechnet werden, wobei $n_2(\lambda)$ und $n_1(\lambda)$ der Brechungsindex der Probe bzw. des umgebenden Mediums sind. Für YGG sind jedoch nur die Sellmeierkoeffizienten in einem Bereich von 460 nm bis 630 nm bekannt (siehe Anhang 8.5.10), für LuGG und die hier betrachteten Mischkristalle sind die entsprechenden Koeffizienten unbekannt. Es wird daher aus den Transmissionsmessungen in einem Spektralbereich von 830 nm und 865 nm ein mittlerer Reflexionsgrad \tilde{R}_K für jeden Kristall ermittelt. In diesem Wellenlängenbereich wird angenommen, dass die Absorption durch den Neodym-Dopanden $A_K = 0$ ist. Hieraus lässt sich der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt über

$$\tilde{\sigma}_{abs}(\lambda) = \alpha(\lambda) / n_{tot} \quad (3.15)$$

berechnen, wobei n_{tot} Volumendotierungsdichte der laseraktiven Ionen ist (siehe Tabelle 8.10). Weitere Details zur Messung sind auch [Schlösser, 2010] zu entnehmen.

3.3.2 Quellenspezifische Absorption der Pumpstrahlung

Die Absorptionsspitzen um 810 nm ermöglichen die Verwendung von GaAs-basierten Laserdioden als Pumpquelle. Für typische spektrale Verteilungen von Laserdioden dieser Art werden die quellenspezifischen Absorptionskoeffizienten und -wirkungsquerschnitte berechnet. Dies sind die für das Laserdesign relevanten Größen. Ein quellenspezifischer Absorptionskoeffizient α_p kann über

$$\alpha_p(l_K) := -\ln \left(\frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_p(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)k_l) d\lambda}{\int_{-\infty}^{\infty} I_p(\lambda) d\lambda} \right) / l_K \quad (3.16)$$

definiert werden, wobei $I_p(\lambda)$ die spektrale Verteilung der Pumpquelle und $\alpha(\lambda)$ die spektrale Verteilung des Absorptionskoeffizienten beschreiben. Für die spektrale Verteilung der Laserdioden wird eine Gaußverteilung gemäß

$$I_g(\lambda) = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_{FWHM}} \exp \left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_{FWHM}^2} 4\ln(2) \right) \quad (3.17)$$

angenommen, wobei $\Delta\lambda_{FWHM}$ die spektrale volle Halbwertsbreite und λ_0 die Zentralwellenlänge sind.

Im Falle von $I_p = I_g$ ergibt sich aus Gleichung 3.16 eine Funktion $\alpha_p(\lambda_0, \Delta\lambda_{FWHM}, l_K)$, die den quellenspezifischen Absorptionskoeffizienten bei einer Pumpe der spektralen Breite $\Delta\lambda_{FWHM}$, einer Zentralwellenlänge von λ_0 und einer Kristalllänge von l_K beschreibt. In Abbildung 3.4 sind der gemessene Absorptionskoeffizient sowie zwei unterschiedliche $\alpha_p(\lambda_0, \Delta\lambda_{FWHM})$ für eine Kristalllänge von $l_K = 10$ mm und spektrale Breiten von $\Delta\lambda_{FWHM} = 2$ nm und 3 nm aufgetragen. Bei diesen für Diodenlaser typischen spektralen Breiten liegt das Absorptionsmaximum bei etwa 806 nm in einem Bereich von $2,5 \text{ cm}^{-1}$ bis $3,8 \text{ cm}^{-1}$ für eine Neodym-Dotierung von 1 at%. Dieser quellenspezifische Absorptionskoeffizient ist die Grundlage zur Dimensionierung der Kristalllängen bei gegebener Dotierung.

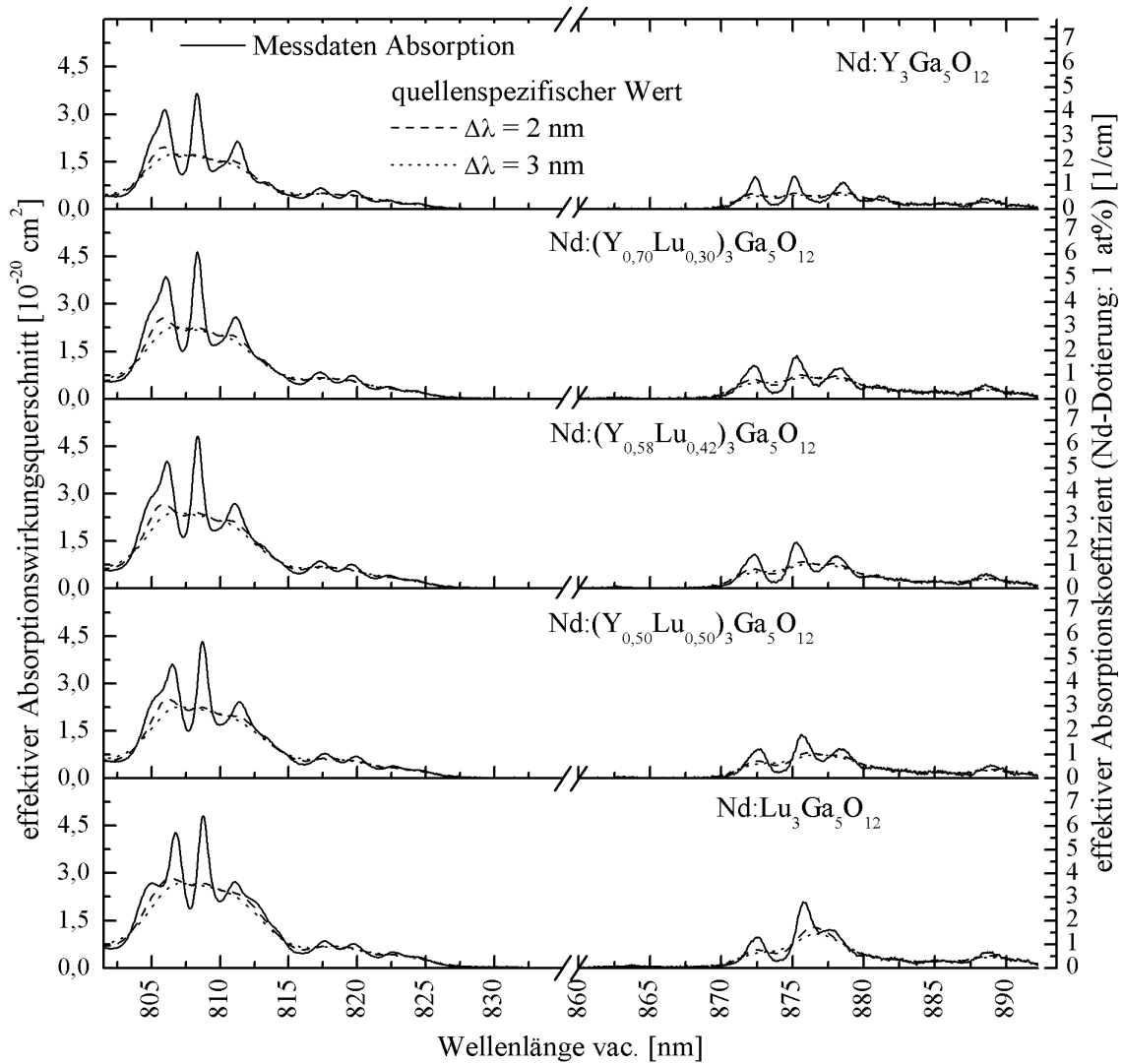


Abbildung 3.4: Messung des effektiven Absorptionswirkungsquerschnitts und Absorptionskoeffizienten für eine Neodym-Dotierung von 1 at% für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen. Ebenfalls dargestellt sind die entsprechenden quellenspezifischen effektiven Werte gemäß Gleichung (3.16) für eine spektral gaußförmige Quelle gemäß Gleichung (3.17) mit einer vollen Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 3 \text{ nm}$ bzw. 2 nm .

3.4 Emissionswirkungsquerschnitt und Abstimmbarkeit

Der wellenlängenabhängige effektive Emissionswirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}(\lambda)$ kann mit Hilfe der Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung [McCumber, 1964; Aull u. Janssen, 1982] aus dem Intensitätsverlauf des Fluoreszenzlichtes $I(\lambda)$ über

$$\tilde{\sigma}(\lambda) = \xi n_2^{-2}(\lambda) I(\lambda) \lambda^5 \quad (3.18)$$

$$\xi = \left(8 \pi c \tau_{rad} \int I(\lambda) \lambda d\lambda \right)^{-1} \quad (3.19)$$

bestimmt werden, wobei n_2 der Brechungsindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit sind. Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$ hängt dabei allgemein mit dem atomaren Wirkungsquerschnitt σ über die relative thermische Besetzung f des entsprechenden oberen Laserniveaus im zugehörigen Multiplett über

$$\sigma f = \tilde{\sigma} \quad (3.20)$$

zusammen. Für die strahlende Lebensdauer τ_{rad} gilt

$$\tau_{rad}^{-1} = \eta_Q \tau_f^{-1}, \quad (3.21)$$

wobei τ_f die Fluoreszenzlebensdauer und η_Q die Strahlungs-Quanteneffizienz des oberen Laserniveaus ist. Während τ_f direkt über eine zeitliche Messung des Fluoreszenzlichtes zugänglich ist, ist zur Bestimmung von τ_{rad} die absolute Bestimmung der abgestrahlten Leistung notwendig [Aull u. Janssen, 1982], die experimentell vergleichsweise aufwendig ist.

Der Emissionswirkungsquerschnitt kann ebenfalls aus Absorptionmessungen über die Reziprozitätsmethode bestimmt werden [Payne u. a., 1992]. Nach Einstein gelten für den atomaren Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{ji} bzw. σ_{ij} die Beziehung

$$g_j \sigma_{ji} = g_i \sigma_{ij}, \quad (3.22)$$

wobei die g_i und g_j die entsprechenden Entartungsgrade sind [Einstein, 1916]. Der Eichfaktor ξ kann somit durch die Messung eines Absorptionsswirkungsquerschnitts bei einer Wellenlänge ermittelt werden. Um ein günstigeres Signal-Rauschverhältnis zu erreichen, ist hierfür ein möglichst stark besetztes unteres Energieniveau zu wählen. Da die hier relevanten Laserübergänge im Z_5 - bzw. Y_3 -Niveau enden, die bei Raumtemperatur nur schwach besetzt sind, kommt eine Messung der Wirkungsquerschnitte hier nicht in Frage. Zur Bestimmung von ξ wird der $Z_1 \rightarrow R_2$ -Übergang um 873 nm in das Grundniveau gewählt, da dieser bei allen untersuchten Kristallproben eindeutig zu identifizieren ist und nicht mit anderen Übergängen überlappt. Aus dem effektiven Absorptionsswirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{Z_1 \rightarrow R_2}$ wird der effektive Emissionswirkungsquerschnitt

$$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_1} = \tilde{\sigma}_{Z_1 \rightarrow R_2} \frac{f_a}{f_{Z_1}} \quad (3.23)$$

des Übergangs $R_2 \rightarrow Z_1$ berechnet, wobei f_a und f_{Z_1} die relativen thermischen Besetzungswahrscheinlichkeiten der Niveaus R_2 und Z_1 innerhalb der Multipletts ${}^4F_{3/2}$ bzw. ${}^4I_{9/2}$ gemäß Gleichung (2.2) sind.

Messung des Fluoreszenzlichtspektrums

Der spektrale Verlauf des Fluoreszenzlichtes $I(\lambda)$ wird mit einem optischen Spektrum Analysator (OSA) [G-2] vermessen (siehe Abbildung 3.5).

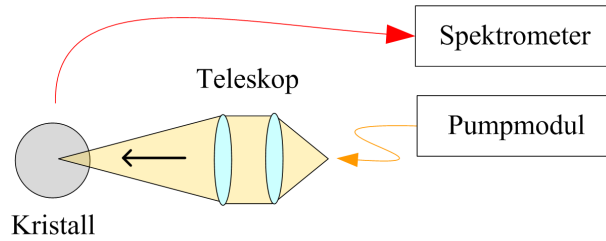


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau zur Messung des Fluoreszenzlichtspektrums. Eine zylinderförmige Probe wird über die raue Mantelfläche gepumpt. Senkrecht zur Pumprichtung wird mit einer Faser ein Teil des Fluoreszenzlichts an ein Spektrometer weitergeleitet.

Unterschiedliche zylinderförmige Kristallproben (siehe Tabelle 8.9) werden über die raue Mantelfläche gepumpt. Hierzu wird das Faserende einer fasergekoppelten Pumpquelle (Faserkerndurchmesser 400 μm , $\text{NA} = 0,22$) über ein 1:2 Teleskop in den Kristall abgebildet. Durch das Pumpen des Kristalls durch die Mantelfläche soll erreicht werden, dass keine ausgedehnten Verstärkungskanäle senkrecht zu den polierten Kristallenden entstehen. Durch Verstärkungsprozesse wird die spektrale Zusammensetzung des spontan emittierten Lichtes verändert. Senkrecht zur Strahlrichtung und parallel zur Oberfläche der polierten Enden wird das Fluoreszenzlicht mit einer Multimodefaser [G-3] in einem Abstand von wenigen Millimetern aufgesammelt und an das OSA weitergeleitet. In dieser Richtung wird die geringste Verfälschung des Spektrums durch verstärkte Emission erwartet. Zusätzlich wird die Pumpleistung soweit abgesenkt, dass nur knapp ein angemessenes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht wird. Hierdurch werden ebenfalls unerwünschte Verstärkungseffekte minimiert. Optimalerweise wird das Fluoreszenzlicht in einem punktförmigen Volumen erzeugt, wobei idealerweise kein Licht in das Volumen zurückreflektiert wird. Dies lässt sich experimentell jedoch nur annähernd erreichen. Das spektrale Auflösungsvermögen der Anordnung aus Faser und OSA ist durch die spektrale Apparatefunktion gegeben. Diese wird mit Hilfe eines im Vergleich zur nominellen Auflösung des OSA schmalbandigen Lasers bestimmt (siehe Abschnitt 8.6.6). Die volle Halbwertsbreite der Apparatefunktion beträgt demnach 220 pm.

Kurz vor den Messungen wird das OSA über eine HgAr-Lampe auf Vakuum-Wellenlängen geeicht. Zudem wird die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Messanordnung bestehend aus Faser und OSA berücksichtigt. Hierzu wird mit der Messanordnung die spektrale Verteilung eines schwarzen Strahlers [G-4] bei einer Temperatur von $T_m = 1500\text{ }^\circ\text{C}$ zu $I_{P_m}(\lambda)$ vermessen. Die gemessenen Fluoreszenzspektren $I_{mess}(\lambda)$ werden durch

$$I(\lambda) = I_{mess}(\lambda) \frac{I_{P_0}(\lambda, T_m)}{I_{P_m}(\lambda)} \quad (3.24)$$

korrigiert, wobei $I_{P_0}(\lambda, T_m)$ die spektrale Verteilung eines idealen schwarzen Strahlers bei der Temperatur T_m gemäß der Planck-Verteilung ist.

Energieniveaus und Laserwellenlängen

Die Berechnung der thermischen Besetzungswahrscheinlichkeiten f_a und f_{Z_1} setzt die Kenntnis der Energieniveaus in den Multipletts ${}^4F_{3/2}$ und ${}^4I_{9/2}$ voraus. Diese können aus $I(\lambda)$ abgeleitet werden. Darüber hinaus lassen sich die Zentralwellenlängen der Übergänge $R_2 \rightarrow Z_5$ bei 935 nm den Spektren entnehmen. Dazu werden die Fluoreszenzspektren der Übergänge aus dem Niveau R_2 in das Multiplett ${}^4I_{9/2}$ sowie des Übergangs $R_1 \rightarrow Z_1$ in einem Bereich um die jeweilige Intensitätsspitze herum mit Lorentzfunktionen der Form

$$I(\lambda) = C + I_0 \frac{\Delta\lambda/2}{(\lambda - \lambda_c)^2 + (\Delta\lambda/2)^2} \quad (3.25)$$

gefittet, wobei λ_c die entsprechende Mittenwellenlänge und $\Delta\lambda$ die volle Halbwertbreite ist. Als spektraler Fehler wird die minimale spektrale Schrittweite des Spektrometers von 50 pm verwendet. Diese liegt unterhalb des Auflösungsvermögens der Gesamtanordnung. Bei der Eichung des Spektrometers lassen sich die Scheitelwerte der Linien der Eichlampe maximal mit der Genauigkeit der Schrittweite ermitteln.

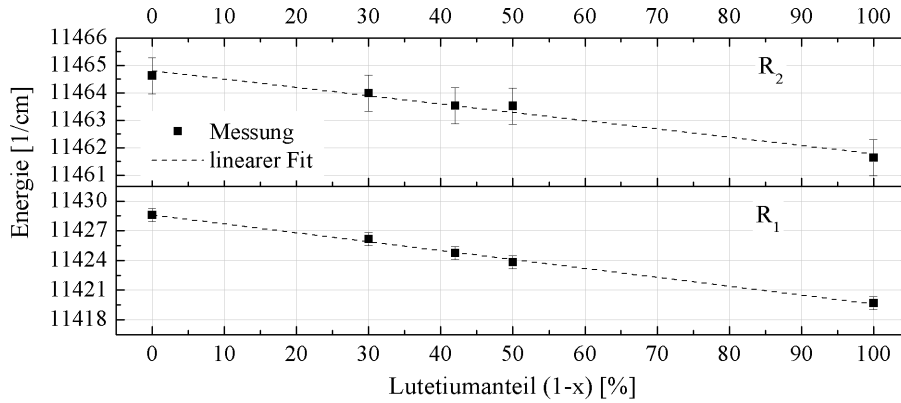


Abbildung 3.6: Energien der Niveaus R_2 und R_1 aus dem Multiplett ${}^4F_{3/2}$ für unterschiedliche Kristallmischungen.

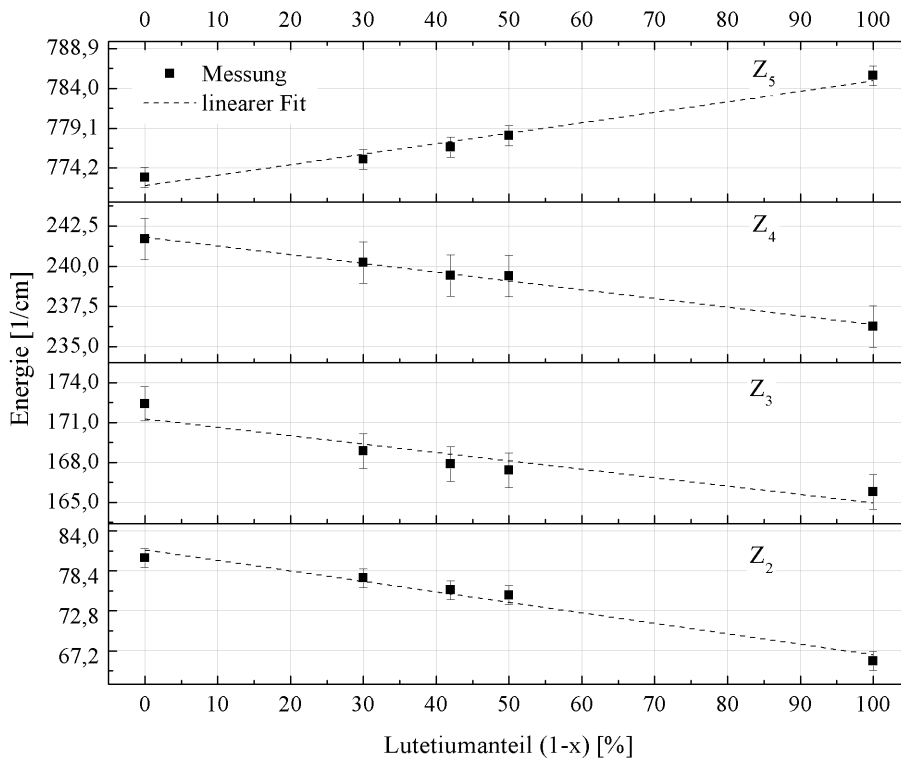


Abbildung 3.7: Energien der Niveaus Z_5 , Z_4 , Z_3 und Z_2 aus dem Multiplett ${}^4I_{9/2}$ für unterschiedliche Kristallmischungen.

Ausgehend von der Lage der entsprechenden Energieniveaus in Nd:YGG (siehe Abbildung 2.2) lassen sich die genannten Übergänge in allen Mischkristallen eindeutig identifizieren. Die Energien der Niveaus R_1 und R_2 können direkt über die Photonenergien der Übergänge in den Grundzustand Z_1 bestimmt werden. Die Energien der Niveaus Z_2 bis Z_5 werden durch die Photonenergien der Übergänge von R_2 in Z_2 bis Z_5 relativ zu R_2

bestimmt. Aus der Energie des Niveaus R_2 wird daraus der energetische Abstand der Niveaus Z_2 bis Z_5 zum Grundniveau bestimmt. Der Verlauf der Energieniveaus R_2 und R_1 und Z_5 bis Z_2 für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen ist in Abbildung 3.6 bzw. 3.7 dargestellt. Dabei zeigt sich für alle Niveaus eine annähernd lineare Zu- oder Abnahme der Energien mit dem Lutetiumanteil. Daraus werden die thermischen Besetzungswahrscheinlichkeiten f_a , f_b und f_{Z_5} für Raumtemperatur (293 K) berechnet. Die entsprechenden Werte sind der Tabelle 3.4 am Ende des Abschnitts zu entnehmen.

Für Wasserdampfmessungen um 935 nm ist die Zentralwellenlänge des Übergangs $R_2 \rightarrow Z_5$ entscheidend.

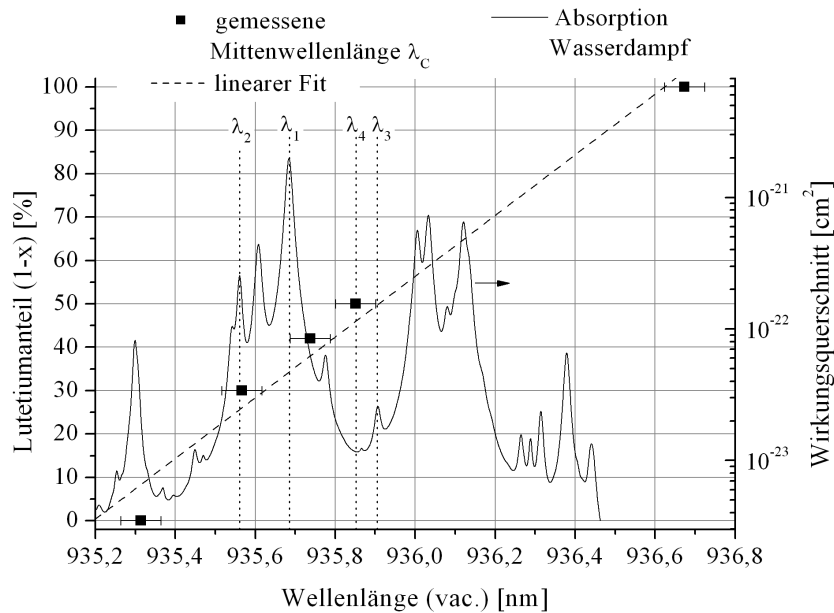


Abbildung 3.8: Gemessene Mittenwellenlängen λ_c des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs um 935 nm für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen. Im Diagramm sind ebenfalls der Absorptionswirkungsquerschnitt von Wasserdampf nach Penndorf [1957] und die WALES-Wellenlängen (siehe Tabelle 1.1) dargestellt. Alle WALES-Wellenlängen können mit entsprechenden Mischkristallen adressiert werden.

Durch unterschiedliche Mischungen lassen sich Wellenlängen in einem Bereich von 935,3 nm bis 936,7 nm adressieren (siehe Abbildung 3.8). Insbesondere können mit einem Lutetium-Anteil von etwa 30% bis 50% alle für WALES relevanten Wellenlängen jeweils im Verstärkungmaximum des entsprechenden Mediums erzeugt werden. Wie viele unterschiedliche Kristallmischungen zur Abdeckung aller Wellenlängen benötigt werden, ist abhängig von der Abstimmbarkeit einer Strahlquelle auf Basis nur einer Kristallmischung. Die Abstimmbarkeit ist Gegenstand des Abschnitts 6.1.8 und ist ebenfalls für den hier dargestellten Nd:YGG-MOPA in [Fix u. a., 2011] untersucht worden.

Emissionswirkungsquerschnitte

Wie oben dargestellt, wird der spektrale Verlauf des effektiven Emissionswirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}$ über die Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung (3.18) bestimmt. Die Eichung erfolgt über die Reziprozitätsmethode nach Gleichung (3.23). Da die Dispersionseigenschaften des Kristallmaterials nicht bekannt sind, wird n_2 als konstant angenommen.

Der effektive Emissionswirkungsquerschnitt ist für die Übergänge aus dem Multiplett ${}^4F_{3/2}$ in die Multipletts

$^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ und $^4I_{13/2}$ den Abbildungen 3.9, 3.10 und 3.11 für die unterschiedlichen Kristallzusammensetzungen zu entnehmen. Für die Übergänge $R_2 \rightarrow Z_5$ und $R_1 \rightarrow Z_5$ bei 935 nm bzw. 938 nm ist der Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Fehler über die Kristallzusammensetzung konstant (siehe auch Abbildung 3.12). Dabei liegen die Werte für den Übergang $R_1 \rightarrow Z_5$ für alle Kristallmischungen unterhalb derer des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs. Im Hinblick auf die Verstärkung bei 935 nm und das Risiko parasitären Laserns bei 938 nm ist also für alle Mischungen ein ähnliches Verhalten zu erwarten. Der Übergang mit dem größten Wirkungsquerschnitt liegt bei allen Kristallen bei etwa 1062 nm. Dieser liegt etwa einen Faktor 6 bis 7 über dem Wert bei 935 nm. Um ein parasitäres Lasern bei 1062 nm zu verhindern, sind entsprechende spektrale Filter zu verwenden.

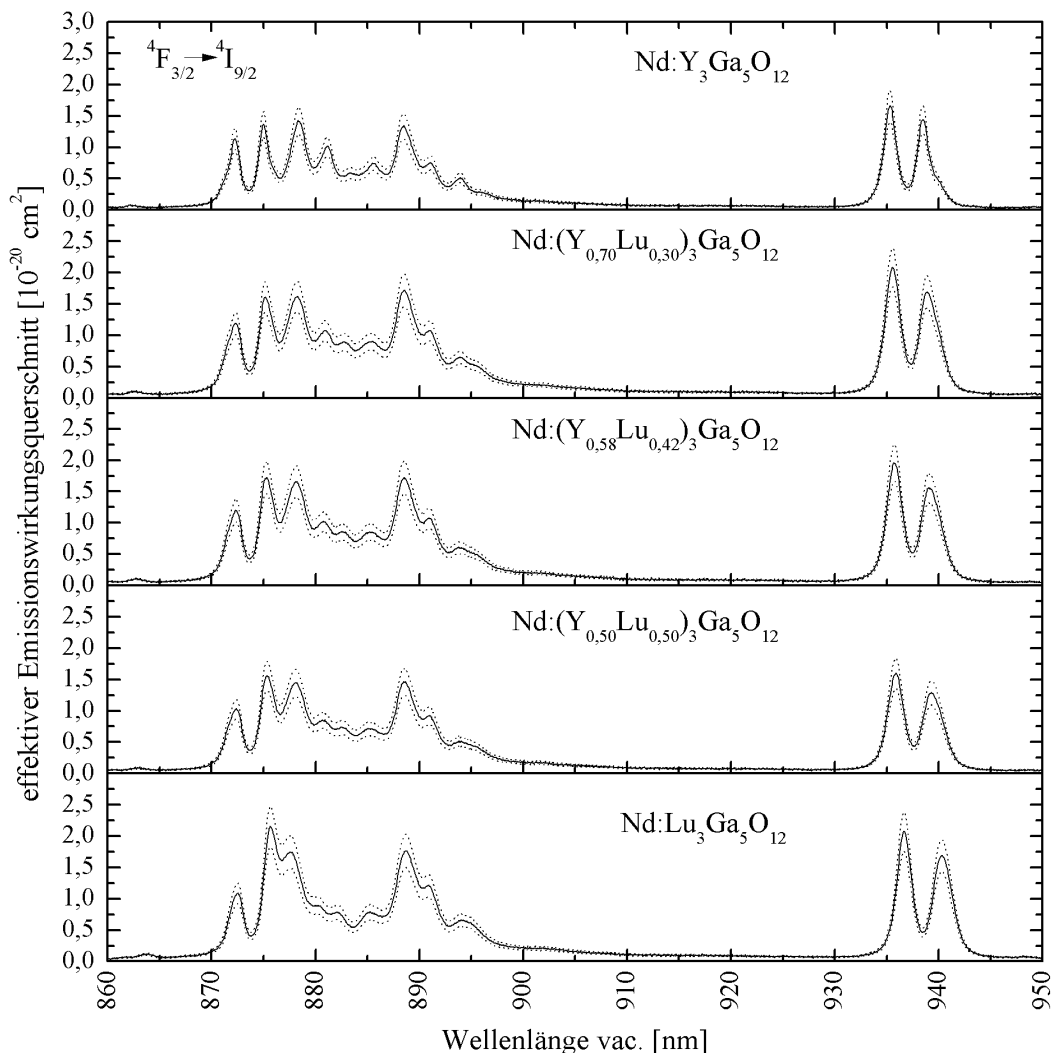


Abbildung 3.9: Effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Übergänge $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ bei 20 °C für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen. Die gepunktete Linie gibt einen Fehlerbereich von $\pm 15\%$ an, der sich aus der Unsicherheit der Dotierungsmessung ergibt.

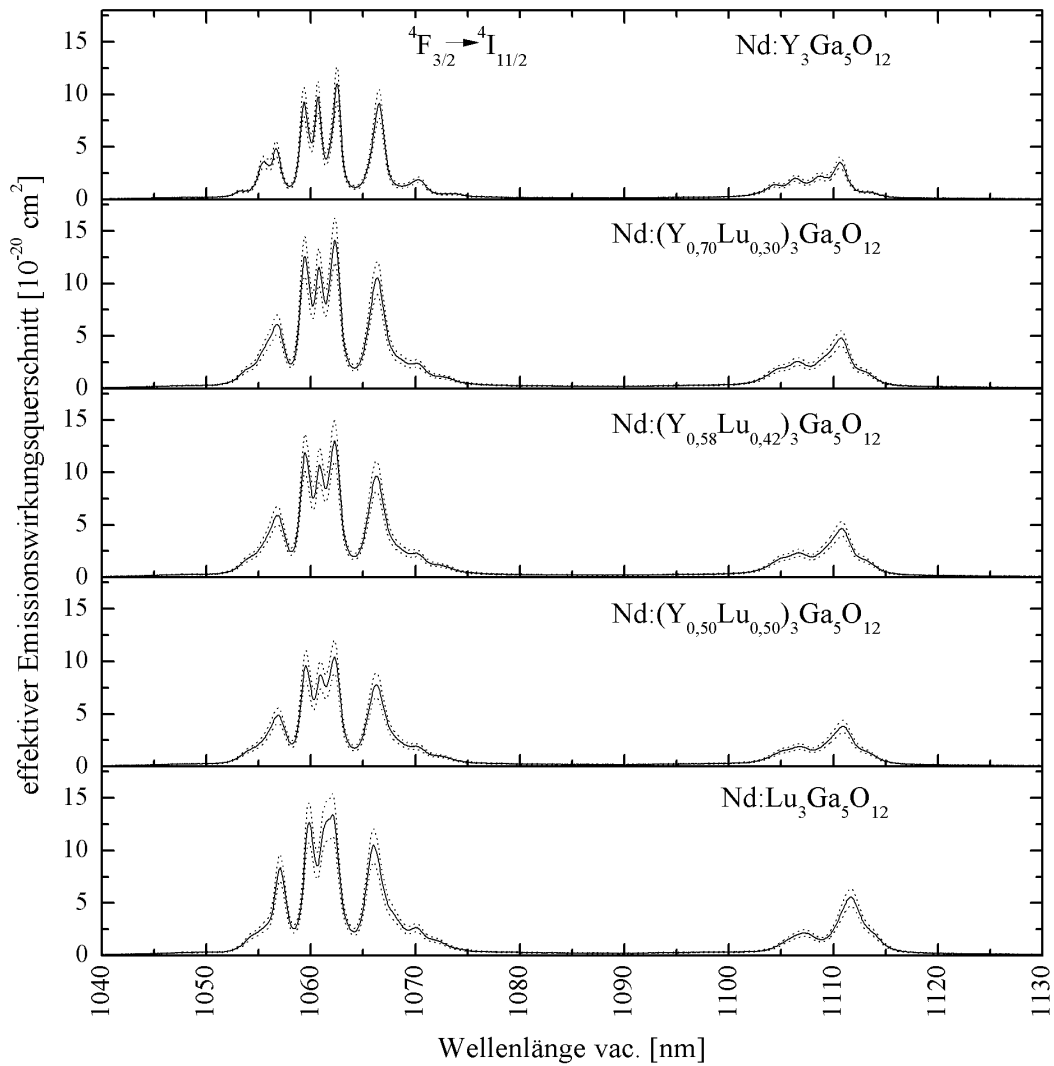


Abbildung 3.10: Effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Übergänge ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ bei 20°C für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen. Die gepunktete Linie gibt einen Fehlerbereich von $\pm 15\%$ an, der sich aus der Unsicherheit der Dotierungsmessung ergibt.

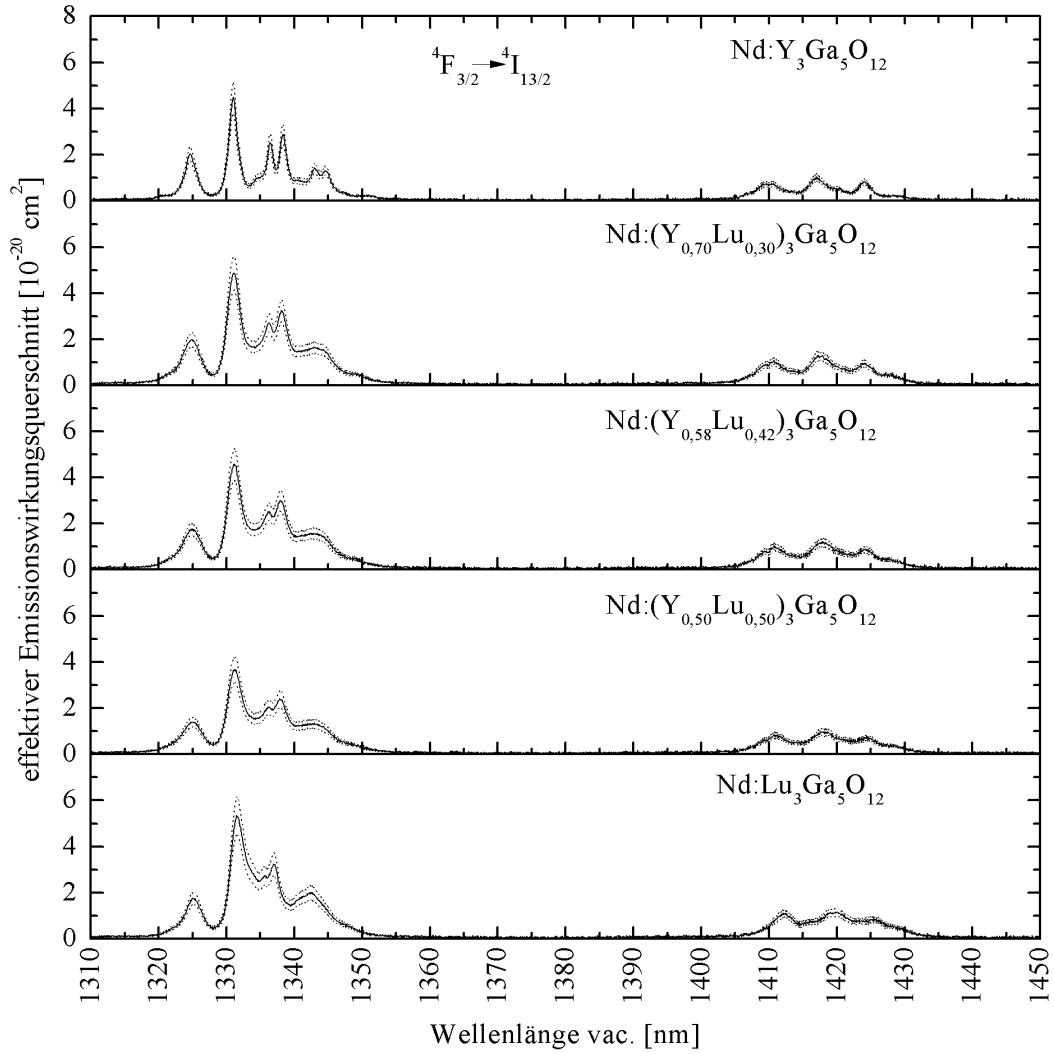


Abbildung 3.11: Effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Übergänge ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ bei 20°C für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen. Die gepunktete Linie gibt einen Fehlerbereich von $\pm 15\%$ an, der sich aus der Unsicherheit der Dotierungsmessung ergibt.

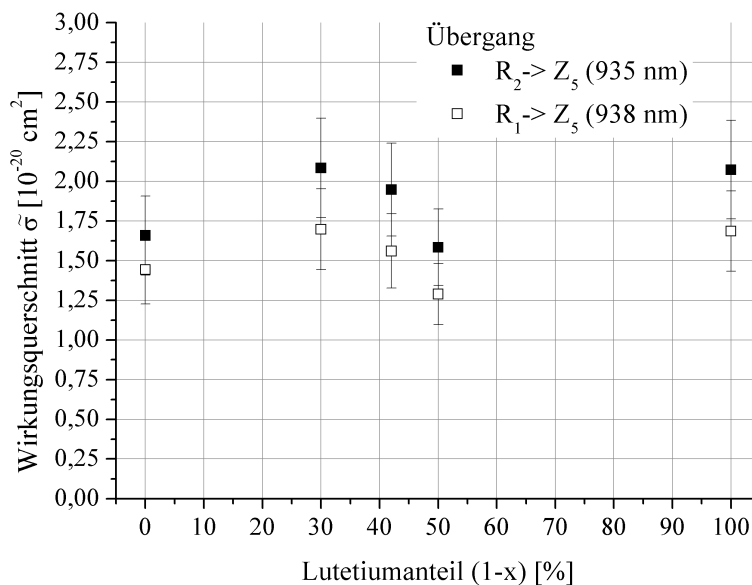


Abbildung 3.12: Effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Übergänge $R_2 \rightarrow Z_5$ und $R_1 \rightarrow Z_5$ für unterschiedliche Kristallzusammensetzungen.

3.5 Speicherzeit

Die Speicherzeit τ_a (Relaxationszeit des ${}^4F_{3/2}$ -Multipletts) wird für unterschiedliche Kristallproben bestimmt. Daraus kann nach Gleichung (2.53) die Speichereffizienz für unterschiedliche Pumpdauern bestimmt werden. Dazu wird der exponentielle Abfall der Fluoreszenzlichtintensität $\tilde{I}(t)$ ausgewertet. $\tilde{I}(t)$ ist dabei proportional zur zeitlichen Änderung der Besetzungsdichte $\dot{n}_u(t)$. Ohne Pumpen des oberen Multipletts ($\lambda_u = 0$) und für $\phi = 0$ folgt aus Gleichung (2.43)

$$\tilde{I}(t) \propto \dot{n}_u(t) = -\tau_a^{-1} (n_u(t) - \bar{n}_u) \propto e^{-t/\tau_a}, \quad (3.26)$$

wobei \bar{n}_u die Besetzungsdichte im thermischen Gleichgewicht gemäß Boltzmann ist.

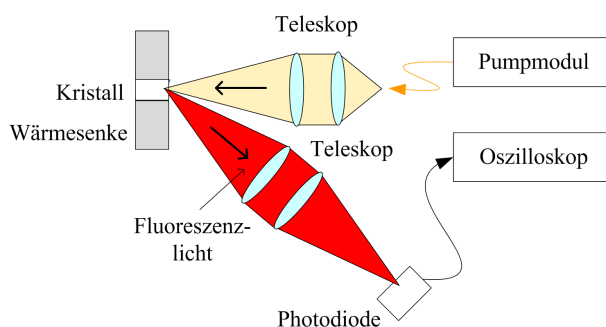


Abbildung 3.13: Schematischer Messaufbau zur Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer. Das Faserende eines fasergekoppelten Pumpmoduls wird über ein Teleskop in den Kristall abgebildet. Der Pumpfleck wird wiederum auf eine Photodiode abgebildet.

Unterschiedliche Kristallproben werden bei 806 nm mit einer Wiederholrate von 100 Hz für 200 μs gepumpt. Eine Übersicht über die vermessenen Kristallproben gibt Tabelle 8.11 im Abschnitt 8.5.4 des Anhangs. Dazu

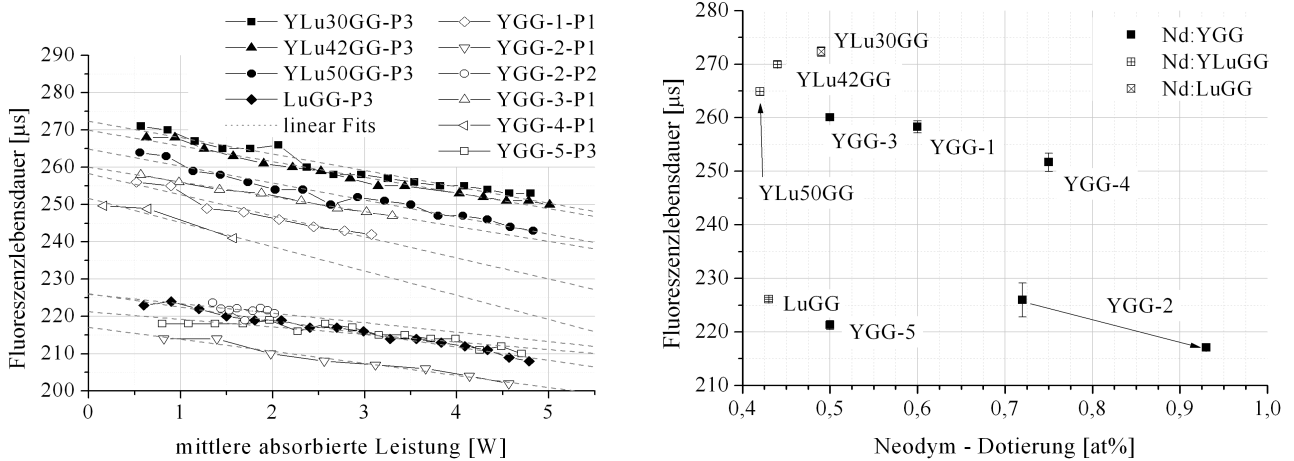


Abbildung 3.14: links: Fluoreszenzlebensdauer unterschiedlicher Kristallproben gegen die mittlere absorbierte Pumpleistung. Die Daten werden linear gefittet, um die Fluoreszenzlebensdauer bei der Pumpleistung $P = 0$ zu extrapolieren.

rechts: Fluoreszenzlebensdauer unterschiedlicher Kristallproben gegen die Neodym-Dotierungen. Es zeigt sich keine Korellation zwischen Lutetium- oder Neodymanteil mit der Fluoreszenzlebensdauer.

wird ein fasergekoppelter Diodenlaser verwendet, wobei das Faserende (Kerndurchmesser $400 \mu\text{m}$, $\text{NA}=0,22$) mit einem Teleskop mit der Aufweitung 1:2 auf den Kristall abgebildet wird. Der Pumpfleck wird wiederum mit einem Teleskop mit dem Aufweitungsverhältnis 1:1 auf eine Photodiode abgebildet (siehe Abbildung 3.13).

Eine Funktion gemäß Gleichung 3.26 wird an den Verlauf des gemessenen $\tilde{I}(t)$ gefittet, um die Zeitkonstante $\tilde{\tau}_a(P)$ zu ermitteln. Diese Messungen werden für jede Kristallprobe bei unterschiedlichen Pumpleistungen P durchgeführt. Durch verstärkte spontane Emission innerhalb des Lasermediums können besetzte Zustände schneller abgebaut werden als durch rein spontane Prozesse. Idealerweise ist diese Messung an einem punktförmigen Volumen durchzuführen, um diesen Effekt zu minimieren. Dies ist jedoch experimentell nur eingeschränkt umsetzbar. Um die Fluoreszenzlebensdauer zu bestimmen, werden die Messwerte $\tilde{\tau}_a(P)$ linear bis zur Pumpleistung $P=0$ extrapoliert (siehe Abbildung 3.14 links), in diesem Punkt verschwindet der Einfluss durch induzierte Emission

$$\tau_a := \tilde{\tau}_a(P = 0). \tag{3.27}$$

Als Fehler für τ_a wird der Standardfehler, der sich aus dem linearen Fit ergibt, verwendet. Die Werte für τ_a liegen zwischen $217 \mu\text{s}$ und $272 \mu\text{s}$ (siehe Abbildung 3.14 rechts). Dabei ist kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Neodym-Dotierung bzw. Lutetium-Anteil über alle untersuchten Proben zu erkennen. Bei einer Neodym-Dotierung von etwa 0,5% werden Fluoreszenzlebensdauern von $221 \mu\text{s}$ und $260 \mu\text{s}$ gemessen. Gründe hierfür können verschieden reine Rohmaterialien oder Zuchtprozessparameter sein. Aus Boule YGG-2 werden zwei Proben aus unterschiedlichen Boulepositionen vermessen. Hier zeigt sich eine Abnahme der Fluoreszenzlebensdauer mit der Neodym-Dotierung. Über einen solchen Effekt wird ebenfalls bei Nd:YAG-Kristallen berichtet [Powell, 1998]. Die höchste Speicherzeit wird bei dem reinen Nd:LuGG-Kristall mit $272 \mu\text{s}$ gemessen. Die Mischkristalle zeigen im Vergleich zum reinen Nd:YGG eine tendenziell höhere Speicherzeit. Aber auch hier ist anzunehmen, dass die Qualität des Kristalls einen Einfluss auf die Fluoreszenzlebensdauer hat.

3.6 Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur

Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur unterschiedlicher Kristallproben wird bei einer Wellenlänge von 935 nm vermessen. Dazu wird die Änderung des Brechungswinkels an einem Prisma ausgewertet. Prismen mit einer Höhe von 1 mm und einem Prismenwinkel von etwa $A = 30^\circ$ werden mit Hilfe von Indiumfolie mit einer beheizbaren Kupferwärmesenke über beide große Flächen thermisch kontaktiert. Die Kupferwärmesenke wird auf Temperaturen T zwischen 300 K und 400 K mit Heizelementen temperiert. Die Temperaturmessung erfolgt mit Pt100-Temperaturfühlern an der Kristalloberfläche. Als Probestrahl wird ein kontinuierlicher Laser [G-5] bei 935 nm verwendet.

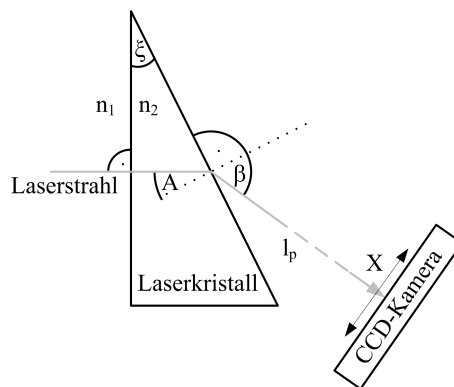


Abbildung 3.15: Aufbau zur Messung von dn_2/dT . Ein Laserstrahl wird abhängig von der Temperatur von einem Prisma gebrochen. Dieses besteht aus dem entsprechenden Kristallmaterial. Die Änderung des Brechungswinkels wird mit Hilfe einer CCD-Kamera vermessen.

Das Prisma wird so positioniert, dass der Rückreflex des Laserstrahls an der Eintrittsfacette in sich zurückläuft. Hierdurch wird sichergestellt, dass der Laserstrahl senkrecht auf die optische Eintrittsfläche des Prismas trifft. Aufgrund unterschiedlicher Dehnungskoeffizienten können sich bei Änderung der Temperatur Prisma und Wärmesenke gegeneinander bewegen und verdrehen. Daher wird für jede neu eingestellte Temperatur der Rückreflex kontrolliert und das Prisma ggf. wieder auf senkrechten Einfall justiert. Der Kristall ist seitlich nur durch drei Stifte gegen die Wärmesenke fixiert, sodass sich der Kristall ausdehnen kann. Hierdurch sollen Spannungen vermieden werden. Durchläuft der Strahl die Eintrittsfacette senkrecht, so trifft er genau mit dem Prismenwinkel ξ auf die Austrittsfacette (bezogen auf die Flächennormale). Durch den Brechungsindexübergang beim Austritt aus dem Prisma wird der Strahl gebrochen. Der Austrittswinkel zur Flächennormalen des Austrittsfläche ist β (siehe Abbildung 3.15). Über das Brechungsgesetz nach Snellius kann der Brechungsindex n_2 des Prismas über

$$n_2(T) = \frac{\sin(\beta(T))}{\sin(\xi)} n_1 \quad (3.28)$$

bestimmt werden. In diesem Fall ist n_1 der Brechungsindex der umgebenden Luft. n_2 und β können dargestellt

werden durch

$$n_2(T) = n_{20}(T_0) + dn_2(dT) \quad (3.29)$$

$$\beta(T) = \beta_0(T_0) + d\beta(dT), \text{ wobei gilt} \quad (3.30)$$

$$T = T_0 + dT \quad (3.31)$$

$$n_{20} = n_2(T_0) \quad (3.32)$$

$$\beta_0 = \beta(T_0). \quad (3.33)$$

Hierbei stellen $dn_2(dT)$ bzw. $d\beta(dT)$ entsprechend die Änderungen des Brechungsindex bzw. des Austrittswinkels mit der Temperatur dar.

In einem Abstand l_p zum Prisma wird mit einer CCD-Kamera der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung des Laserstrahls X und daraus die entsprechende Änderung mit der Temperatur $dX(dT)$ bestimmt. Hieraus wird die Änderung des Brechungswinkels über die Kleinwinkelnäherung

$$d\beta(T) = dX(dT)/l_p \quad (3.34)$$

ermittelt. Desweiteren kann unter Verwendung der Kleinwinkelnäherungen

$$\cos(d\beta) \approx 1 \text{ und} \quad (3.35)$$

$$\sin(d\beta) \approx d\beta \text{ für} \quad (3.36)$$

$$d\beta \ll 1 \quad (3.37)$$

der Ausdruck $\sin(\beta(T))$ in (3.28) durch

$$\sin(\beta_0 + d\beta(T)) = \sin(\beta_0) \cos(d\beta(T)) + \cos(\beta_0) \sin(d\beta(T)) \quad (3.38)$$

$$\approx \sin(\beta_0) + \cos(\beta_0) d\beta(T) \quad (3.39)$$

ersetzt werden, und es ergibt sich durch die Ableitung $dn_2(T)/dT$ in Gleichung (3.28)

$$\frac{dn_2}{dT} = \frac{\cos(\beta_0) n_1}{\sin(\xi) l_p} \frac{dX}{dT}. \quad (3.40)$$

Mit dem Ausdruck für den Brechungsindex bei fester Temperatur T_0 gemäß Snellius

$$n_{20}(T_0) = \frac{\sin(\beta_0)}{\sin(\xi)} n_1 \quad (3.41)$$

lässt sich der Brechungswinkel β_0 bei Starttemperatur T_0 durch ξ , n_1 und n_{20} ausdrücken, und es ergibt sich

$$\frac{dn_2}{dT} = \frac{\cos(\arcsin(n_{20}/n_1 \sin(\xi))) n_1}{\sin(\xi) l_p} \frac{dX}{dT}. \quad (3.42)$$

Der Brechungsindex n_{20} bei einer bestimmten Temperatur T_0 muss also bekannt sein. Für YGG und YAG werden hierfür Literaturwerte verwendet. Im Falle der Mischkristalle wird über den Ablenkswinkel des Laserstrahls bei Raumtemperatur der Brechungsindex bestimmt. Hierzu wird der räumliche Strahlversatz auf einer Leinwand mit und ohne Prisma mit Hilfe eines Maßstabs vermessen. Die Genauigkeit bei der Vermessung des Abstands zwischen beiden Reflexen beträgt 1 mm. Die so bestimmten Brechungsindexwerte sind dem Abschnitt 8.5.7 des Anhangs zu entnehmen.

Um die Steigung $\frac{dX}{dT}$ zu ermitteln, wird ein linearer Fit der $X(T)$ -Daten vorgenommen (siehe Abbildung 3.16 links). Mit steigender Temperatur zeigen sich Schwankungen des Strahlschwerpunktes. Diese werden durch Brechung an Luftschichten unterschiedlicher Temperatur und somit Dichte hervorgerufen. Für jeden Temperaturwert werden daher zur Mittelung mehr als 1000 Messungen des Strahlschwerpunktes aufgenommen. Durch eine hohe Anzahl von Messpunkten kann der Fehler des Mittelwertes so beliebig minimiert werden.

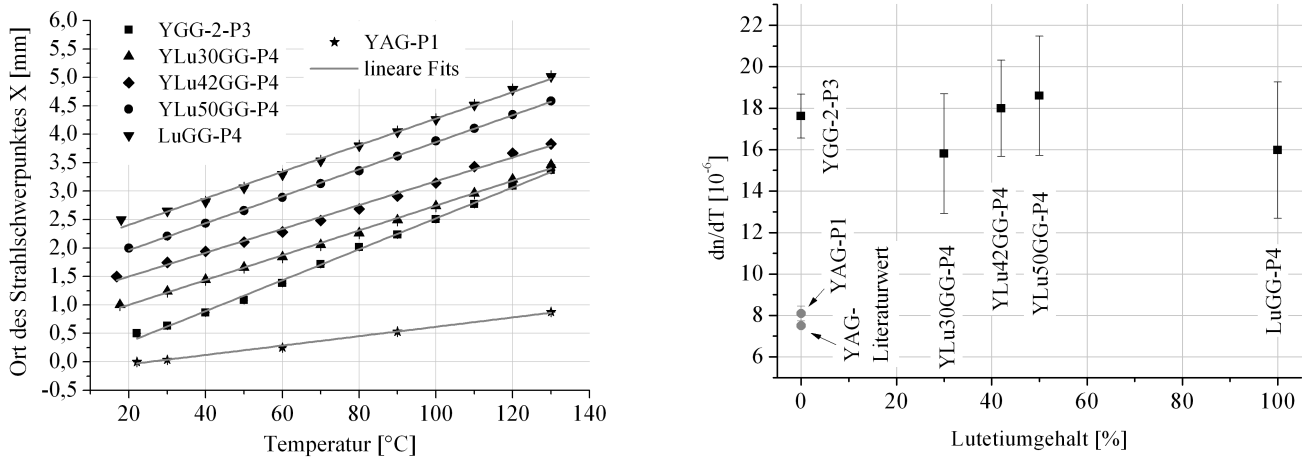


Abbildung 3.16: links: Messungen der gemittelten Strahlschwerpunkte gegen die Kristalltemperatur. Für eine übersichtlichere Darstellung haben die Koordinaten der Schwerpunkte bei minimaler Temperatur einen Abstand von 0,5 mm. Die Absolutposition ist für die Messung unerheblich. Die Daten werden linear gefittet. Die Steigung der Fits ist dX/dT .
rechts: Gemessene dn_2/dT -Werte gegen den Lutetiumanteil (1-x). Zum Vergleich ist hier auch der Messwert einer YAG-Probe sowie ein Literaturwert zu YAG aufgetragen.

Neben unterschiedlichen YLuGG-Proben wird als Referenz ebenfalls eine YAG-Probe vermessen. Eine Übersicht über alle vermessenen Proben und deren relevanten Eigenschaften ist in Tabelle 8.12 in Abschnitt 8.5.7 des Anhangs gegeben. Als Brechungsindex der Luft wird der Wert $n_1 \pm \Delta n_1 = 1,0003$ [Penndorf, 1957] verwendet. Die Fehler $\Delta dn_2/dT$ werden über Fehlerfortpflanzung (Herleitung siehe Anhang in Abschnitt 8.4.1) aus den Fehlern gemäß Tabelle 8.12 berechnet. Der größte Fehlerbeitrag ist auf die Ungenauigkeit der Messung von n_{20} zurückzuführen. Da für YAG Literaturwerte mit geringerem Fehler verwendet werden, ist hier auch der entsprechende Fehler $\Delta dn_2/dT$ geringer. Durch eine genauere Messung von n_{20} für die Mischkristalle könnte der gesamte Fehler ebenfalls deutlich reduziert werden.

Die dn_2/dT -Werte für alle YLuGG-Mischkristalle stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein (siehe Abbildung 3.16 rechts). Für die YAG-Probe ergibt sich zudem annähernd eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert. Hier ist zu bemerken, dass für den Literaturwert keine Fehlerangaben vorliegen. Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur ist also bei den YLuGG-Kristallen etwa Faktor zwei größer als bei YAG.

3.7 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit von Kristallproben aus den Boules YGG-5 und YLu50GG wird durch das Institut für Werkstoffanwendungen im Maschinenbau (IWM) der RWTH Aachen vermessen [Pfaff, 2009]. Die Wärmeleitfähigkeit K_c wird dabei aus der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Temperaturleitfähigkeit a und der Dichte ρ

über

$$K_c = c_p a \rho \quad (3.43)$$

bestimmt. Eine Übersicht über die verwendeten Proben ist der Tabelle 8.13 im Abschnitt 8.5.8 des Anhangs zu entnehmen.

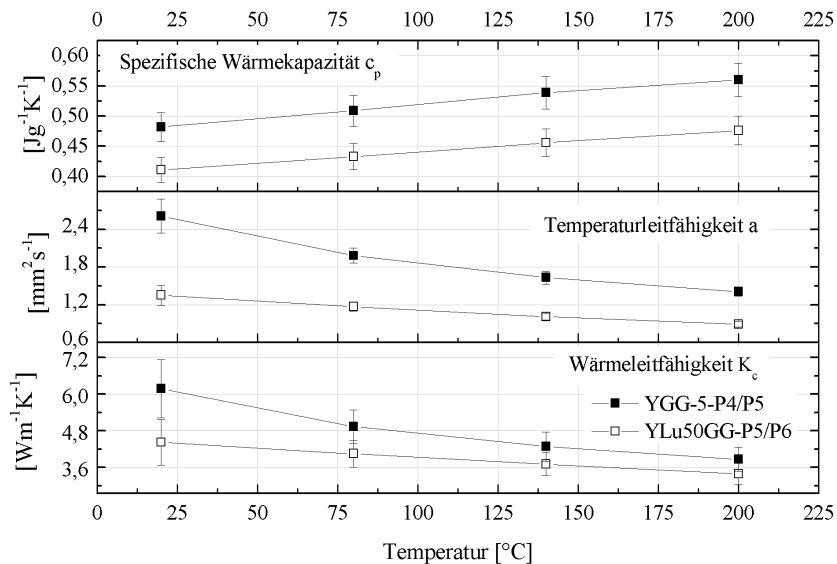


Abbildung 3.17: Messung der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Temperaturleitfähigkeit a und der Wärmeleitfähigkeit K_c für zwei unterschiedliche Kristallzusammensetzungen gegen die Temperatur [Pfaff, 2009].

Die Dichten der Proben werden über die Massen und die Kristallgeometrien bestimmt. Die Messung der Temperaturleitfähigkeit a erfolgt mit Hilfe der Laser Flash Methode mit Gerät [G-6] nach Messvorschrift DIN EN 821/2. Die Messung der spezifischen Wärmekapazität c_p erfolgt mit dem Verfahren der dynamischen Differenzkalometrie mit Gerät [G-7]. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 3.17 dargestellt.

Die Werte für die hier gemessene Wärmeleitfähigkeit K_c von Nd:YGG bei 20 °C von $6,18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ liegt etwa 30% unterhalb des von Slack u. Oliver [1971] gemessenen Wertes von $9 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Desweiteren liegt die Wärmeleitfähigkeit des Mischkristalls bei Raumtemperatur etwa 30%, bei 200 °C etwa 12% unterhalb der Nd:YGG-Werte. Es ist also zu erwarten, dass sich bei Mischkristallen noch kürzere thermische Linsen ausbilden. Im Vergleich dazu hat YAG mit $14 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ Koechner [2006] eine etwa doppelt so hohe Wärmeleitfähigkeit wie die hier untersuchten Kristalle.

3.8 Pulsverstärkung

Die Verstärkung von Laserpulsen bei 935 nm wird experimentell realisiert, um das Verstärkungsmodell zu validieren. Dieses ist Grundlage für die Auslegung von Verstärkeranordnung wie dem Slab-Verstärker. Diese Untersuchungen werden ausschließlich an Nd:YGG-Kristallen durchgeführt.

3.8.1 Aufbau

Die Laserpulse für die Verstärkungsexperimente werden in einem Oszillator generiert. Dieser wird gütegeschaltet bei 3 mJ Ausgangspulsenergie betrieben und läuft im longitudinalen Multimode. An dem hier gewählten

Arbeitspunkt schwingt der Resonator nur bei dem $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergang um 935 nm an. Der $R_1 \rightarrow Z_5$ -Übergang bei 938 nm schwingt erst bei höheren Pumpleistungsdichten an. Der Strahl ist nahezu beugungsbegrenzt, die entsprechenden Beugungsmaßzahlen betragen $M_x^2 = 1,07$ und $M_y^2 = 1,01$. Die Strahlradien werden dabei mit der zweite-Momente-Methode gemessen. Die Pulsdauer (FWHM) beträgt $(56,2 \pm 0,3)$ ns. Der Oszillator wird aufgrund seiner thermischen Instabilität für Wiederholraten oberhalb von 80 Hz bei 50 Hz betrieben. Weitere Eigenschaften des Oszillators sind dem Abschnitt 8.6.1 im Anhang zu entnehmen.

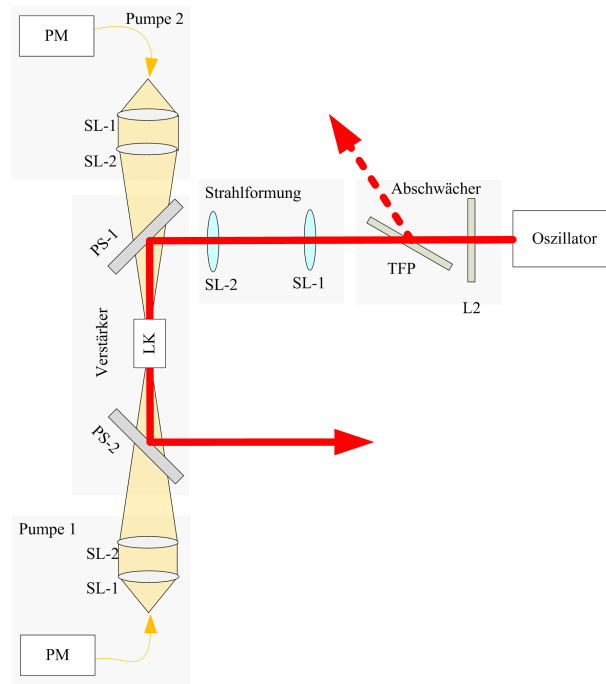


Abbildung 3.18: Prinzipieller Aufbau des Verstärkungsexperiments. Dieser beinhaltet einen Oszillator zur Strahlerzeugung, einen $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte (L2) und einem Dünnpolarisator (TFP) zur Strahlabschwächung, zwei sphärische Linsen (SL-1 und SL-2) zur räumlichen Strahlanpassung, einen Laserkristall (LK), dichroitische Pumpspiegel (PS-1 und PS-2) sowie zwei Pumpmodulen (PM) und zwei sphärische Teleskope (SL-1 und SL-2).

Der prinzipielle Aufbau des Verstärkungsexperiments ist Abbildung 3.18 zu entnehmen. Als Laserkristall („LK“) wird ein zylinderförmiges Stäbchen mit einer Länge von 6 mm und einem Durchmesser von 3 mm bei einer Neodym-Dotierung von etwa 0,93% aus Boule YGG-2 verwendet. Der Kristall ist auf Ein- und Austritts-facetten antireflex beschichtet für Pumpwellenlänge, Laserwellenlänge und um 1062 nm. Hierdurch werden auf der einen Seite die Transmissionsverluste bei 935 nm und 806 nm verringert. Auf der anderen Seite werden parasitäre Effekte beim Verstärkungsmaximum reduziert.

Der Verstärkerkristall wird beidseitig von fasergekoppelten Pumpmodulen („PM“) bei einer Zentralwellenlänge von 806 nm gepumpt. Die Intensitätsverteilung am Faserende mit einem Durchmesser von 400 μm wird über ein 1:1-Teleskop (sphärische Linsen „SL-1“ und „SL-2“) in den Kristall abgebildet. Pumplicht und Laserlicht werden über dichroitische Pumpspiegel („PS-1“ und „PS-2“) voneinander getrennt. Diese sind auf der Seite des Laserkristalls für die Laserwellenlänge bei 935 nm hochreflektierend und sowohl für die Pumpwellenlängen als auch bei 1062 nm hoch transmittierend.

Der Laserstrahl des Oszillators wird über einen einstellbaren Abschwächer bestehend aus einer $\lambda/2$ -

Verzögerungsplatte („L2“) und einen Dünnpolarisator („TFP“) in der Pulsenergie angepasst. Hierdurch wird sichergestellt, dass die räumlichen, zeitlichen und spektralen Strahleigenschaften auch bei unterschiedlichen Pulsenergien konstant bleiben. Der Strahl wird dann durch ein Teleskop aus zwei sphärischen Linsen („SL-1“ und „SL-2“) räumlich auf unterschiedliche Strahlradien im Kristall angepasst. Um einen größeren Intensitätsbereich bei akzeptablen Messfehlern untersuchen zu können, werden zwei unterschiedliche Teleskope zur Strahlformung des Seedstrahls eingesetzt (siehe Tabelle 3.2).

3.8.2 Pumppulseigenschaften

Der Verstärkerkristall wird synchron zum Kristall des Oszillators gepumpt. Entsprechend beträgt die Pumpimpulsdauer t_p des Verstärkers ebenfalls 200 μ s. Die absorbierten Pumpenergien E_{p1} und E_{p2} der Pumpmodule $j=1$ und 2 werden getrennt voneinander leistungsabhängig vermessen. Dazu wird für unterschiedliche Pumpleistungen die mittlere Leistung mit dem Leistungsmesskopf [G-8] vor und hinter dem Verstärkerkristall bestimmt. Dabei zeigt sich eine Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von der Pumpleistung. Dies ist zum einen dadurch zu erklären, dass sich das Spektrum der Pumpdioden mit der mittleren Pumpleistung und damit auch die Absorption verschiebt. Zum anderen führt das Pumpen zu einer Entvölkerung des unteren Multipletts $^4I_{9/2}$, wodurch sich der Absorptionskoeffizient zu höheren Pumpleistungen verringert. Beide Pumpmodule werden getrennt vermessen und die absorbierte Pulsenergie für unterschiedliche Betriebsströme durch Addition beider Pulsenergien ermittelt. Bei der Bestimmung von α wird vernachlässigt, dass ggf. das Entvölkern des unteren Grundniveaus durch Pumpe 1 die Absorption von Pumpe 2 beeinflusst. Dieser Einfluss ist wahrscheinlich gering, da beide Pumpquellen den größten Anteil der Energie in unterschiedlichen Kristallvolumina deponieren.

Für den Verstärkungsprozess ist das zweidimensionale Energiedichteprofil in Strahlrichtung relevant. Dies wird auch für die Berechnungen mit den Frantz-Nodvik-Gleichungen (siehe Abschnitt 2.5.1) benötigt. Dieses Energiedichteprofil kann offensichtlich über

$$Ed_{st}(x,y) = E_{st} \alpha_p \int_0^{l_K} \frac{I_{pu}(x,y,z) \exp(-\alpha_p z)}{\iint_{-\infty}^{\infty} I_{pu}(x,y,z) dx dy} dz \quad (3.44)$$

bestimmt werden, wobei $I_{pu}(x,y,z)$ das dreidimensionale Pumpstrahlintensitätsprofil, α_p der effektive Absorptionskoeffizient der Pumpstrahlung im Kristall, E_{st} die extrahierbare Gesamtenergie sowie l_K die Länge des Kristalls ist. Diese Gleichung gilt für den Fall des einseitigen Pumpens, wobei z der Abstand zur Eintrittsfläche ist.

Am Ort des Kristalls werden von der Pumpstrahlung der Pumpen 1 und 2 im Abstand von 1 mm an den Stellen z_i räumliche Intensitätsprofile $I_{1,i}(x,y)$ und $I_{2,i}(x,y)$ mit der Kamera [G-9] in Luft aufgenommen. Aufgrund der Brechung im Kristallmaterial gilt für die entsprechenden Orte im Kristall

$$\tilde{z}_i = z_i \cdot n_p, \quad (3.45)$$

wobei n_p der Brechungsindex des Kristalls bei der Pumpwellenlänge ist. Für die Berechnungen wird

$$n_p = n_{20} \quad (3.46)$$

angenommen (siehe Tabelle 3.4). Der Kristall wird für die Berechnungen des Verstärkungsprozesses in vier Scheiben mit den Begrenzungen

$$(\tilde{z}_0, \dots, \tilde{z}_5) = (0, n_{20}, 2 n_{20}, 3 n_{20}, l_K/mm - 3 n_{20}) mm \quad (3.47)$$

aufgeteilt, wobei l_K die geometrische Kristalllänge ist. Jede Scheibe i absorbiert von der Pumpenergie E_{P1} und E_{P2} der Pumpmodule $j=1$ und 2 nach dem Beerschen Gesetz

$$E_{1,i} = E_{P1} (\exp(-\alpha_p \tilde{z}_{i+1}) - \exp(-\alpha_p \tilde{z}_i)) \text{ bzw.} \quad (3.48)$$

$$E_{2,i} = E_{P2} (\exp(-\alpha_p (l_K - \tilde{z}_i)) - \exp(-\alpha_p (l_K - \tilde{z}_{i+1}))) \text{ für } i = 0..3. \quad (3.49)$$

Aus den Intensitätsverteilungen $I_{1,i}(x, y)$, $I_{2,i}(x, y)$ und Energien $E_{1,i}$ und $E_{2,i}$ werden die absorbierten Energiedichteverteilungen

$$Ed_{abs_i}(x, y) = \sum_{j=1}^2 \left(\frac{E_{j,i} I_{j,i}(x, y)}{\iint_{-\infty}^{\infty} I_{j,i}(x, y) dx dy} \right) / (\tilde{z}_{i+1} - \tilde{z}_i) \quad (3.50)$$

bestimmt. Daraus werden die gespeicherten Energiedichten im oberen Lasermultiplett über

$$\tilde{E}d_{st_i} = Ed_{abs_i} \eta_Q \eta_{store} \eta_{St} \quad (3.51)$$

berechnet, wobei η_Q die Quanteneffizienz, η_{store} die Speichereffizienz (siehe Gleichung (2.53)) und η_{St} die Stokes-Effizienz ist. Zur Bestimmung der gespeicherten Energiedichte E_{st} gemäß Tabelle 2.2 muss $\tilde{E}d_{st_i}$ noch um die Energiedichte reduziert werden, die sich durch die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus ergibt

$$Ed_{st_i} = \tilde{E}d_{st_i} \{1 + f_a^{-1} f_b\} - f_a^{-1} f_b E_{ph} n_{tot}, \text{ wobei} \quad (3.52)$$

$$E_{ph} = h c / \lambda_{out} \quad (3.53)$$

die Energie des Laserphotons, n_{tot} die räumliche Neodym-Dichte und f_a sowie f_b die thermischen Besetzungen des oberen bzw. unteren Laserniveaus innerhalb der entsprechenden Multipletts sind. Die gespeicherte Energiedichteverteilung wird mit

$$\hat{E}d_{st}(x, y) = \sum_i Ed_{st_i}(x, y) (\tilde{z}_{i+1} - \tilde{z}_i) \quad (3.54)$$

berechnet. Zwei senkrechte Schnitte durch den Schwerpunkt der Verteilung $Ed_{st}(x, y)$ sind aus Abbildung 3.19 zu ersehen. In den Randbereichen des Pumpprofiles reicht die Pumpenergie nicht aus, um die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus auszugleichen und eine Besetzungsinversion zu erzeugen. Dort ist der Kristall also absorbierend für die Laserstrahlung. Zudem zeigt sich ein nur geringer Überlapp von Energiedichteprofil und Lasermode. Große Bereiche des gepumpten Volumens können nicht extrahiert werden, wodurch es in diesem Fall zu einer geringen Gesamtextraktionseffizienz kommt. Für den Vergleich der Messungen mit dem Modell ist dies jedoch unerheblich. Der Durchmesser des Energiedichteprofiles ist fundamental durch die Beugungseigenschaften des Lichtes begrenzt und kann daher nicht wesentlich reduziert werden. Prinzipielle Limitierungen des Pumpprofildurchmessers in Abhängigkeit von Strahlqualität der Pumpe und Absorption des Kristallmaterials sind Gegenstand des Abschnitts 4.1.2.

3.8.3 Messungen und Vergleich

Die Verstärkung G des Oszillatorstrahls durch den Verstärkerkristall wird über die mittlere Leistung des Strahls vor und hinter dem Kristall bestimmt. Diese werden mit einem thermischen Leistungsmesskopf [G-8] gemessen. Der angenommene Fehler jeder Messung ist die Auflösung in dem jeweiligen Messbereich. Bei kleinen Leistungen ergeben sich aus diesem Grund große Fehler für die Verstärkung G . Die Ergebnisse der Messungen sind in der Abbildung 3.20 dargestellt. Für die Strahlformung A (links) werden bei Fluenzen zwischen 3 J/cm^2 und

Strahlformung	Strahlradius (e^{-2})	maximale Fluenz
A	115 μm	13 Jcm^{-2}
B	60 μm	46 Jcm^{-2}

Tabelle 3.2: Strahlradius und Fluenz des Oszillatorstrahls am Ort des Verstärkerkristalls

13 J/cm^2 Verstärkungen von 1,33 bis 1,25 erreicht. Im Fall der Strahlformung B (rechts) werden für Fluenzen von 7 J/cm^2 bis 46 J/cm^2 Verstärkungen zwischen 1,2 und 1,12 gemessen. Weitere Details zur Messung sind auch [Meissner, 2008] zu entnehmen.

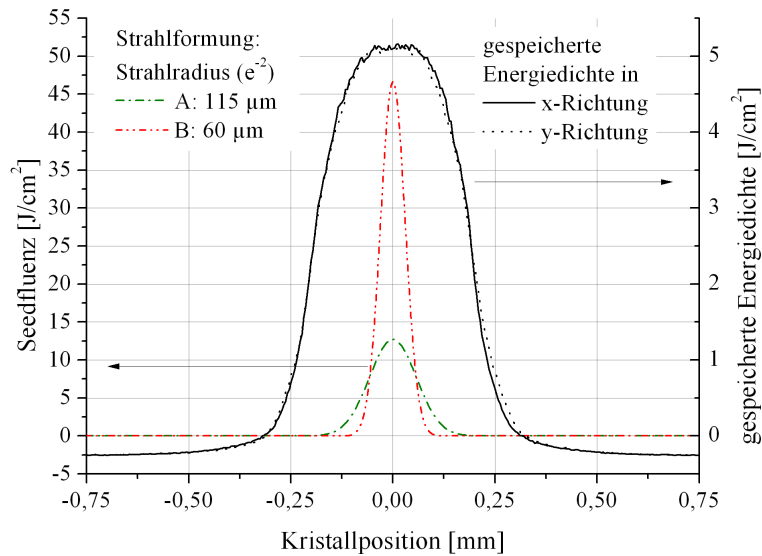


Abbildung 3.19: Schnitte der integralen gespeicherten Energiedichte $\hat{E}d_{st}(x,y)$ im Kristall (x- und y-Richtung) und Schnitte der Oszillatorpulsprofile für unterschiedliche Radien bei maximaler Leistung

Die Verstärkung wird ebenfalls mit dem Frantz-Nodvik-Modell (siehe Abschnitt 2.5.1) berechnet. Hierbei wird das räumliche Profil des Oszillatorstrahls durch ein ideales Gaußprofil mit entsprechendem Radius modelliert. Der Verstärkungsprozess wird in vier Schritten gemäß der unterschiedlichen Kristallscheiben berechnet. Dabei werden jeweils unterschiedliche Quanteneffizienzen $\eta_Q = (0,8; 0,9)$ und unterschiedliche Inversionsreduktionsfaktoren $\tilde{\gamma}$ (Fälle (2, 4, 5) gemäß Tabelle 2.4) berücksichtigt. Die Quanteneffizienz für diesen Kristall ist unveröffentlicht. Daher werden typische Werte für Nd:YAG (siehe [Barnes u. Walsh, 2002]) verwendet.

Die geringsten Abweichungen von Simulation und Experiment über den dargestellten Fluenzbereich wird durch den Parametersatz ($\eta_Q = 0,9; \tilde{\gamma} = 2,21$) erreicht. In gewissen Abschnitten kann jedoch auch mit anderen Kombinationen eine gute Übereinstimmung erreicht werden. Der berechnete Energiezuwachs des Oszillatorstrahls von $G - 1$ mit $\tilde{\gamma} = 1,02$ liegt etwa Faktor 2 über den gemessenen Werten. Die Verstärkung wird für diesen Parametersatz, der ein ideales quasi-3-Niveau-System nach Abschnitt 2.5.3 beschreibt, also deutlich überschätzt.

Auch wenn diese Messungen nahelegen, dass geringe Thermalisierungsraten vorliegen, so sind direktere Messungen hierzu notwendig, um dies nachzuweisen. Unabhängig von dem Verständnis des zu Grunde liegenden fundamentalen Effektes ist für das Laserdesign jedoch entscheidend, die Verstärkung vorhersagen zu können. Besonders bei mehrstufigen Verstärkungsprozessen wie in dem später beschriebenen Innoslab-Verstärker würde

eine Überschätzung der Verstärkung eines Durchgangs dazu führen, dass die Fluenz für alle weiteren Durchgänge im Vergleich zur Rechnung deutlich reduziert ist. Hierdurch wird die Verstärkung jedes Durchgangs zusätzlich überschätzt. In folgenden Rechnungen werden daher entsprechende Inversionsreduktionsfaktoren berücksichtigt.

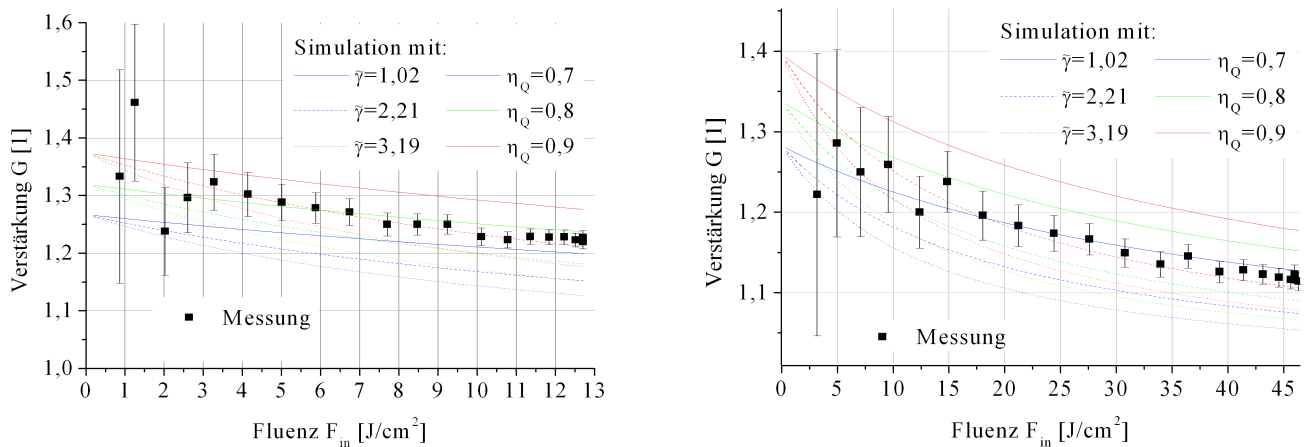


Abbildung 3.20: Gemessene und gerechnete Verstärkung gegen die Fluenz des Oszillatorstrahls für einen Strahlradius von - links: $115 \mu\text{m}$ (Strahlformung A), rechts: $60 \mu\text{m}$ (Strahlformung B). Bei den Rechnungen werden unterschiedliche Quanteneffizienzen η_Q durch die Strichfarbe und $\tilde{\gamma}$ -Faktoren durch das Strichmuster markiert. Eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation wird z.B. für den Parametersatz ($\eta_Q = 0,9$; $\tilde{\gamma} = 2,21$) erreicht.

Im Ergebnis lässt sich also feststellen, dass das in Abschnitt 2.5.1 aufgeführte Modell zur Pulsverstärkung von Frantz u. Nodvik [1963] prinzipiell geeignet ist, um die Verstärkung und damit auch die Extraktionseffizienz über einen weiten Fluenzbereich vorhersagen zu können. Hierzu muss jedoch ein geeigneter Parametersatz für die Quanteneffizienz und den Inversionsreduktionsfaktor gewählt werden. Für die hier untersuchten Kristalle sind diese Parameter nicht hinreichend genau bekannt. Günstige Parametersätze ergeben sich aus dem Vergleich mit experimentellen Daten.

3.9 Zusammenfassung

Eine tabellarische Übersicht über die relevanten Kristallparameter ist Tabelle 3.4 zu entnehmen. Erklärungen zu den dort verwendeten Parametern sind Tabelle 3.3 zu finden.

Parameter	Erklärung
g_{EZ}	Gitterparameter
ρ	Dichte
$n_{tot-1\%}$	Dichte Neodym-Ionen bei 1 at% Dotierung
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$	effektiver Wirkungsquerschnitt bei 935 nm
$\tilde{\sigma}_{R_1 \rightarrow Z_5}$	effektiver Wirkungsquerschnitt bei 938 nm
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Y_3}$	effektiver Wirkungsquerschnitt bei 1062 nm
$F_{R_2 \rightarrow Z_5}$	Sättigungsfluenz bei Übergang $R_2 \rightarrow Z_5$
$F_{R_1 \rightarrow Z_5}$	Sättigungsfluenz bei Übergang $R_1 \rightarrow Z_5$
$F_{R_2 \rightarrow Y_3}$	Sättigungsfluenz bei Übergang $R_2 \rightarrow Y_3$
α	$\lambda = 808 \text{ nm}$, 1 at% Neodym-Dotierung
α_p	$\lambda_0 = 807 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 3 \text{ nm}$, 1 at% Neodym-Dotierung
$\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$	Absorption des $Z_5 \rightarrow R_2$ -Übergangs bei 935 nm, $T = 300 \text{ K}$
τ_a	Relaxationszeit des ${}^4F_{3/2}$ -Multipletts
n_{20}	Brechungsindex bei Raumtemperatur
dn_2/dT	$T = (22-130) \text{ }^\circ\text{C}$, $\lambda = 935 \text{ nm}$
K_c	thermische Leitfähigkeit bei 20 °C
E_{R_i}	Energie des Niveaus R_i
E_{Z_i}	Energie des Niveaus Z_i
$\lambda_{R_2 \rightarrow Z_5}$	Vakuumwellenlänge des Übergangs $R_2 \rightarrow Z_5$
$\lambda_{R_1 \rightarrow Z_5}$	Vakuumwellenlänge des Übergangs $R_1 \rightarrow Z_5$
f_a	thermische Besetzung R_2 bezogen auf ${}^4F_{3/2}$ bei 293 K
f_b	thermische Besetzung Z_5 bezogen auf ${}^4I_{9/2}$ bei 293 K
f_{Z_1}	thermische Besetzung Z_1 bezogen auf ${}^4I_{9/2}$ bei 293 K
η_{St}	Stokes-Effizienz

Tabelle 3.3: Übersicht relevanter Kristallparameter und Erläuterungen. Die entsprechenden Werte zu den im Rahmen dieser Arbeit analysierten Kristallen ist gegeben in Tabelle 3.4.

Parameter	Einheit	Yttrium-/Lutetiumanteil $x/(1-x)$				
		1,00/0,00	0,70/0,30	0,58/0,42	0,50/0,50	0,00/1,00
g_{EZ}	Å	12,27*	12,24*	12,22*	12,21*	12,15*
ρ	g cm^{-3}	5,80*	6,40*	6,66*	6,83*	7,89*
$n_{tot-1\%}$	10^{20} cm^{-3}	1,298*	1,300*	1,308*	1,315*	1,338*
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$	10^{-20} cm^2	1,5 ^(b) ; 1,7±0,3*	2,1±0,3*	1,9±0,3*	1,6±0,2*	2,0±0,3*
$\tilde{\sigma}_{R_1 \rightarrow Z_5}$	10^{-20} cm^2	1,43 ^(b) ; 1,5±0,2*	1,7±0,2*	1,5±0,2*	1,3±0,2*	1,7±0,2*
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Y_3}$	10^{-20} cm^2	11,4 ^(b) ; 11,5±1,7*	13,9±2,1*	12,9±1,9*	10,3±1,5*	13,2±2,0*
$F_{R_2 \rightarrow Z_5}$	J cm^{-2}	14,2; 12,5±2,2*	10,1±1,4*	11,2±1,8*	13,3±1,7*	10,6±1,6*
$F_{R_1 \rightarrow Z_5}$	J cm^{-2}	14,8; 14,1±1,9*	12,4±1,5*	14,1±1,9*	16,3±2,5*	12,4±1,5*
$F_{R_2 \rightarrow Y_3}$	J cm^{-2}	1,64; 1,63±0,24*	1,35±0,2*	1,45±0,2*	1,82±0,3*	1,42±0,2*
α	cm^{-1}	4,8±0,8*	6,1±0,9*	6,3±0,9*	6,1±0,9*	6,4±1,0*
α_p	cm^{-1}	2,3±0,3*	2,9±0,4*	3,2±0,5*	2,9±0,4*	3,6±0,5*
$\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$	m^{-1}	4,4±0,7*	5,4±0,8*	5,0±0,8*	4,2±0,6*	5,4±0,8*
τ_a	μs	221-260*	272,4±0,9*	270,0±0,6*	264,9±0,8*	226,1±0,4*
n_{20}	1	1,915 ^(c)	1,92±0,03*	1,89±0,03*	1,91±0,03*	1,93±0,03*
dn_2/dT	10^{-6} K^{-1}	17,6±1,1*	15,8±3,9*	18,0±2,3*	18,6±2,9*	16,0±3,3*
K_c	$\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$	6,2±1,0*	k.A.	k.A.	4,4±0,8*	k.A.
E_{R2}	cm^{-1}	11464,6±0,7*	11464,0±0,7*	11463,5±0,7*	11463,5±0,7*	11461,6±0,7*
E_{R1}	cm^{-1}	11428,6±0,7*	11426,2±0,7*	11424,7±0,7*	11423,8±0,7*	11419,7±0,7*
E_{Z5}	cm^{-1}	773,0±1,2*	775,2±1,2*	776,8±1,2*	778,2±1,2*	785,6±1,2*
E_{Z4}	cm^{-1}	241,7±1,3*	240,2±1,3*	239,4±1,3*	239,4±1,3*	236,3±1,3*
E_{Z3}	cm^{-1}	172,4±1,3*	168,9±1,3*	167,9±1,3*	167,4±1,3*	165,8±1,3*
E_{Z2}	cm^{-1}	80,2±1,3*	77,4±1,3*	75,7±1,3*	75,0±1,3*	65,8±1,3*
$\lambda_{R_2 \rightarrow Z_5}$	nm	935,32±0,05*	935,56±0,05*	935,74±0,05*	935,86±0,05*	936,67±0,05*
$\lambda_{R_1 \rightarrow Z_5}$	nm	938,48±0,05*	938,92±0,05*	939,14±0,05*	939,32±0,05*	940,31±0,05*
f_a	%	45,6*	45,4*	45,3*	45,1*	44,9*
f_b	%	0,92*	0,91*	0,90*	0,89*	0,84*
f_{Z1}	%	41,1*	40,8*	40,7*	40,6*	40,0*
η_{St}	%	86,2*	86,2*	86,2*	86,2*	86,2*

Tabelle 3.4: Zusammenfassung relevanter Eigenschaften von den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kristallen. Erläuterungen zu den Parametern sind gegeben in Tabelle 3.3. *: Die Messungen zu diesen Werten sind Bestandteil dieser Arbeit. Ansonsten stammen sie aus folgenden Quellen: ^(a): [Czeranowsky, 2004], ^(b): [Walsh u. a., 1998], ^(c): [Kaminski, 1981].

4 Oszillatoren (Nd:YLuGG)

Gegenstand dieses Abschnitts sind Auslegung und experimentelle Analyse von gütegeschalteten linearen Resonatoren auf Basis von Nd:YLuGG. Dabei werden günstige Arbeitspunkte hinsichtlich Effizienz, Zerstörschwelle und Strahlqualität analysiert. Diese Rechnungen sind Grundlage für alle Resonatoraufbauten.

4.1 Auslegung

Zunächst wird allgemein aus den Absorptions- und Verstärkungseigenschaften am Beispiel von Nd:YGG ein optimales Dotierungslängenprodukt abgeleitet, bei dem die optisch-optische Effizienz von Pumplicht zu Laserlicht maximal ist. Dieses Produkt gilt allgemein für endgepumpte Kristalle und kann somit direkt auf den Innoslab-Verstärker übertragen werden. Aus den Absorptionseigenschaften der Kristalle und den Strahlqualitäten realer Pumpquellen werden minimale effektive Pumpdurchmesser ermittelt. Hierdurch lassen sich minimale fundamentale Modenradien ableiten. Mit Hilfe der Ratengleichungen werden für wiederum einen praxisnahen Parametersatz Pulsenergie und -dauer, resonatorinterne Fluenzen sowie die entsprechenden optimalen Auskopplgrade berechnet. Hier lassen sich günstige Arbeitspunkte identifizieren. Zudem werden günstige Resonatoranordnungen im transversalen Grundmode bestimmt, die sowohl dynamisch stabil als auch im Vergleich zu anderen Konfigurationen kippstabil sind.

4.1.1 Lasermedium - optimales Dotierungslängenprodukt

Mit steigendem Dotierungslängenprodukt nehmen sowohl die Umlaufverluste aufgrund von Reabsorption als auch die Absorption der Pumpstrahlung und damit die Verstärkung zu. Es existiert ein optimales Dotierungslängenprodukt, für das die erwartete Effizienz maximal ist. Dies soll in diesem Abschnitt diskutiert werden, wobei zwei unterschiedliche Ansätze zur Berechnung verglichen werden.

Zum einen kann die Kleinsignalverstärkung nach Gleichung

$$G = \exp(\sigma (\check{n}_a - n_b) l_K) \quad (4.1)$$

für unterschiedliche Dotierungslängenprodukte und gespeicherte Energiedichten berechnet und entsprechend maximiert werden. Hierbei ist \check{n}_a die über die Kristalllänge l_K gemittelte Besetzungsinversionsdichte im oberen Laserniveau gemäß

$$\check{n}_a = \int_0^{l_K} n_a(z) dz / l_K \quad (4.2)$$

und n_b die Besetzungsdichte im unteren Laserniveau. Diese können dargestellt werden durch

$$\check{n}_a = f_a \frac{E_{abs}}{E_{ph} A_p l_K} \left(1 - \exp\left(-\alpha_p \frac{dot l_K}{\%} 100\right) \right) \check{\eta} \quad \text{und} \quad (4.3)$$

$$n_b = f_b \left(n_{tot-1\%} \frac{dot}{\%} - f_a^{-1} \check{n}_a \right), \quad \text{wobei} \quad (4.4)$$

$$\tilde{\eta} = \eta_{store} \eta_Q \eta_{St} \quad (4.5)$$

das Produkt aus Speicher-, Quanten- und Stokes-Effizienz ist. Desweiteren ist E_{abs} die absorbierte Pumpenergie, E_{ph} die Photonenergie der Pumpstrahlung, f_a und f_b die thermischen Besetzungswahrscheinlichkeiten des oberen bzw. unteren Laserniveaus gemäß Boltzmann, $n_{tot-1\%}$ die räumliche Neodymdichte bei einer Dotierung von 1 at%, α_p der quellspezifische Absorptionskoeffizient für die Pumpstrahlung bei einer Neodym-Dotierung von 1 at% (siehe auch Abschnitt 3.3.2), dot die Neodym-Dotierung des Kristalls in at% und l_K die geometrische Kristalllänge. Desweiteren sei angenommen, dass die Pumpenergie E_{abs} in dem Volumen $A_p l_K$ deponiert wird. Entsprechend ist A_p die Fläche einer homogenen Pumpverteilung unter Vernachlässigung von Divergenz. Hieraus ergibt sich ein Ausdruck für die Kleinsignalverstärkung als eine Funktion des Dotierungslängenproduktes $dot l_K$

$$G = \exp \left\{ \sigma_{R_2 \rightarrow Z_5} \left[f_a \frac{E_{abs}}{E_{ph} A_p} \left(1 - \exp \left[-\alpha_p \frac{dot l_K}{\%} \right] \right) \left(1 + \frac{f_b}{f_a} \right) \tilde{\eta} - f_b n_{tot-1\%} \frac{dot l_K}{\%} \right] \right\}. \quad (4.6)$$

Durch die Bedingungen

$$\left. \frac{\partial G}{\partial dot l_K} \right|_{(dot l_K)_{opt}} \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{und} \quad (4.7)$$

$$\left. \frac{\partial^2 G}{(\partial dot l_K)^2} \right|_{(dot l_K)_{opt}} \stackrel{!}{<} 0 \quad (4.8)$$

wird das optimale Dotierungslängenprodukt hinsichtlich maximaler Verstärkung G zu

$$(dot l_K)_{opt} = (100 \alpha_p)^{-1} \ln \left\{ \frac{\tilde{\eta} (1 + f_a f_b^{-1}) \alpha_p E_{abs}}{n_{tot-1\%} E_{ph} A_p} \right\} \quad (4.9)$$

bestimmt. Die Funktion 4.6 wird für unterschiedliche praxisnahe gespeicherte Energiedichten

$$Ed_{st} := \frac{E_{abs} \tilde{\eta}}{A_p} \quad (4.10)$$

ausgewertet (siehe Abbildung 4.1). Die restlichen Parameter sind für den Nd:YGG-Kristall bei Raumtemperatur gewählt (siehe Abschnitt 8.4.2 im Anhang).

In Abhängigkeit von der gespeicherten Energiedichte ergibt sich ein optimales Dotierungslängenprodukt, für das die Verstärkung maximal ist. Vom Maximum ausgehend fällt die Kleinsignalverstärkung stark ab für

$$dot l_K < (dot l_K)_{opt} \quad (4.11)$$

aufgrund der verringerten Absorptionseffizienz. Für

$$dot l_K > (dot l_K)_{opt} \quad (4.12)$$

fällt sie aufgrund der im Vergleich zur Absorption schwächeren Reabsorption der Laserstrahlung vergleichsweise schwach ab. Daher sind im Zweifelsfall tendenziell größere Dotierungslängenprodukte zu wählen.

In einem zweiten vereinfachten Modell wird angenommen, dass die Gesamteffizienz η_g des Lasers proportional zur Absorptionseffizienz η_{abs} und zur Transmission des Laserlichtes T_L gemäß Gleichung

$$\eta_g \propto \eta_{abs} T_L = (1 - \exp(-\alpha_p dot 100 l_K)) \exp(-\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2} dot 100 l_K) \quad (4.13)$$

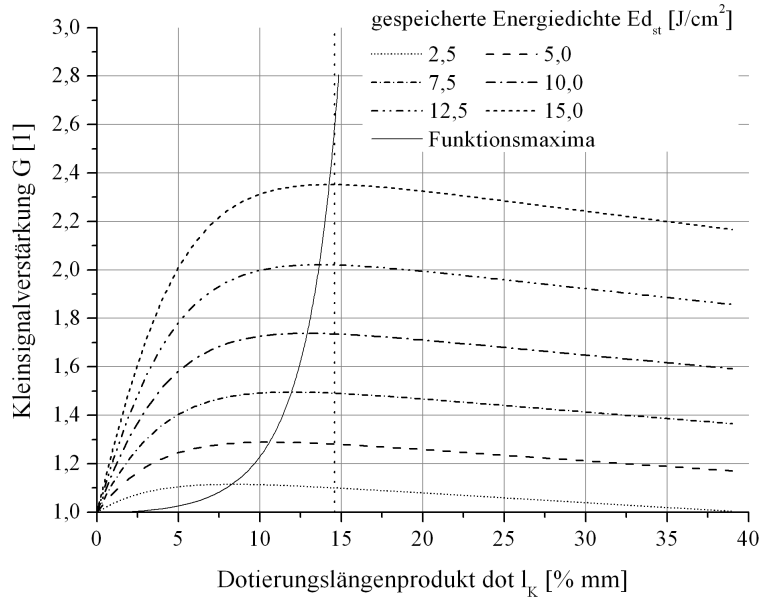


Abbildung 4.1: Kleinsignalverstärkung gegen Dotierungslängenprodukt für unterschiedliche gespeicherte Energiedichten $E_{d, \text{st}}$. Außerdem ist zum Vergleich der optimale Wert gemäß Gleichung (4.13) als gepunktete vertikale Linie dargestellt.

ist, wobei $\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$ der Absorptionskoeffizient der Laserstrahlung im Kristall aufgrund der thermischen Besetzung von Z_5 bei einer Neodym-Dotierung von 1 at% ist. Hieraus kann das optimale Dotierungslängenprodukt durch

$$\left. \frac{\partial \eta_g}{\partial \text{dot } l_K} \right|_{(\text{dot } l_K)_{\text{opt}}} \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{und} \quad (4.14)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \eta_g}{(\partial \text{dot } l_K)^2} \right|_{(\text{dot } l_K)_{\text{opt}}} \stackrel{!}{<} 0 \quad (4.15)$$

berechnet werden. Hieraus folgt

$$(\text{dot } l_K)_{\text{opt}} = \frac{\ln(\alpha_p / \alpha_{Z_5 \rightarrow R_2} + 1)}{\alpha_p 100}. \quad (4.16)$$

Mit $\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$ und α_p gemäß Tabelle 8.5 ergibt sich

$$(\text{dot } l_K)_{\text{opt}} = 14,6 \text{ mm}\%. \quad (4.17)$$

Für diesen optimalen Fall wird die Pumpstrahlung zu 98,75% absorbiert, die Laserstrahlung zu 5,4% pro Kristalldurchgang reabsorbiert.

Ein Vergleich beider Ansätze zeigt, dass ein mit der zuletzt beschriebenen Methode berechnetes optimales Dotierungslängenprodukt in der Nähe der maximalen Verstärkungen nach Gleichung (4.6) liegt (siehe Abbildung 4.1). Aufgrund der guten Übereinstimmung in allen technisch relevanten Arbeitspunkten wird das letztere Modell ohne Berücksichtigung der Pumpverhältnisse in späteren Betrachtungen verwendet.

4.1.2 Limitierung der effektiven Pumpfleckgröße

Prinzipiell ist der kleinste erreichbare Radius des Energiedichteprofiles durch die Divergenz der Quelle und die Absorptionseigenschaften in dem Kristall limitiert. Mit zunehmender Dotierung, also abnehmender Absorptionslänge, verringert sich der minimale Radius. Ebenso verringert er sich mit abnehmender Beugungsmaßzahl

M^2 . Es existieren jeweils optimale Abstände $z_{02,opt}$ zwischen Strahltaile und Kristallfacette, für den das über z integrierte Energiedichteprofil den kleinsten Radius bzw. die größte Spitzenenergiedichte aufweist. Diese Abstände sind in der Regel nicht identisch, da die Form des Energiedichteprofiles sowohl von den geometrischen Strahleigenschaften der Pumpe als auch von der Absorption abhängt. Selbst bei einem räumlich gaußförmigen Strahlprofil des Pumpasers ist das Energiedichteprofil in der Regel nicht gaußförmig. Die optimalen Tailenpositionen liegen jedoch in Dimensionen der Absorptionslänge dicht benachbart. Im Folgenden wird ein analytischer Ausdruck für $z_{02,opt}$ hergeleitet, für den das Energiedichteprofil den kleinsten Radius aufweist. Desweiteren wird numerisch der effektive Strahlradius bei optimaler Strahltaillenposition für Strahlquellen mit unterschiedlicher Strahlqualität für unterschiedliche Neodym-Dotierungen des Kristalls und somit unterschiedlichen Absorptionslängen berechnet.

Der Pumpstrahl wird als gaußförmig angenommen, wobei der Strahlradius der jeweiligen Strahlquelle w_1 an unterschiedlichen Orten z bezogen auf die Strahltaile z_{01} außerhalb des Lasermediums in Luft gegeben ist durch

$$w_1(z - z_{01}) = M w_{01} \left(1 + \left(\frac{\lambda_{p1}(z - z_{01})}{\pi w_{01}^2} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (4.18)$$

wobei w_{01} der Tailenradius des transversalen Grundmodestrahls ($M^2 = 1$), λ_{p1} die Laserwellenlänge und M^2 die Beugungsmaßzahl ist. Durch den Brechungsindexsprung bei Eintritt in den Kristall $n_1 \rightarrow n_2$ ändern sich Rayleighlänge z_{R1} , der Ort der Strahltaile z_{01} , die Wellenlänge λ_{p1} sowie der Divergenzwinkel θ_1 gemäß

$$z_{R2} = z_{R1} n_2/n_1 \quad (4.19)$$

$$z_{02} = z_{01} n_2/n_1 \quad (4.20)$$

$$\lambda_{p2} = \lambda_{p1} n_1/n_2 \quad (4.21)$$

$$\theta_2 = \theta_1 n_1/n_2. \quad (4.22)$$

Siehe dazu auch Abbildung 4.2. Für eine ausführliche Darstellung zur Berechnung von Strahlkaustiken sei hier auf Standardwerke wie [Siegmann, 1986] verwiesen.

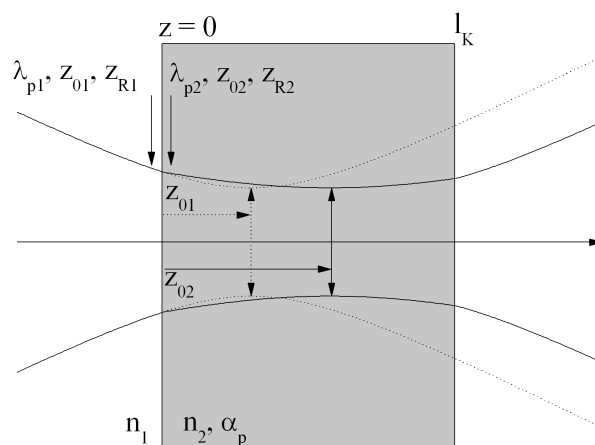


Abbildung 4.2: Kautistik der Pumpstrahlung außerhalb (Brechungsindex = n_1) und innerhalb (Brechungsindex = n_2) des Lasermediums.

Der optimale Abstand der Strahltaile zur Kristalleintrittsfläche kann über das Minimum der mit der Energie-

liniendichte gewichteten mittleren Strahlfläche

$$\bar{A}(z_{02}) = \pi \bar{w}_2^2(z_{02}) := \pi \alpha_p \int_0^{l_K} w_2^2(z - z_{02}) \exp(-\alpha_p z) dz \quad (4.23)$$

$$= M^2 \mathfrak{A}(\alpha_p, w_{02}, \lambda_{p2}, z_{02}) \quad (4.24)$$

berechnet werden, wobei die Funktion zur Berechnung der Fläche \mathfrak{A} dem Abschnitt 8.4.6 im Anhang zu entnehmen ist. Für \bar{A} ergibt sich ein analytischer Ausdruck, der proportional zur Beugungsmaßzahl M^2 ist.

Über die Bedingungen

$$\left. \frac{\partial}{\partial z_{02}} \bar{A}(z_{02}) \right|_{z_{02_{opt}}} \stackrel{!}{=} 0 \text{ und} \quad (4.25)$$

$$\left. \frac{\partial^2}{(\partial z_{02})^2} \bar{A}(z_{02}) \right|_{z_{02_{opt}}} \stackrel{!}{>} 0 \quad (4.26)$$

kann entsprechend der optimierte Abstand $z_{02_{opt}}$ ermittelt werden, für den die Fläche minimal ist. Dabei ergibt sich

$$z_{02_{opt}} = \alpha_p^{-1} - \frac{T_P}{1 - T_P} l_K, \text{ wobei} \quad (4.27)$$

$$T_P = \exp(-\alpha_p l_K) \quad (4.28)$$

die quellenspezifische Transmission des Kristalls ist. Für unendlich ausgedehnte Lasermedien geht der Wert über in die quellenspezifische Absorptionslänge

$$\lim_{l_K \rightarrow \infty} z_{02_{opt}} = \alpha_p^{-1}. \quad (4.29)$$

Im Folgenden werden die minimalen effektiven Radien der Pumpprofile für Strahlquellen bei einer Wellenlänge von $\lambda_{p1} = 806 \text{ nm}$ mit unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen M_1^2 gegen die Neodym-Dotierung von Laserkristallen mit optimaler Kristalllänge (gemäß Gleichung (4.13)) berechnet (siehe Abbildung 4.3).

Die Verteilung der gespeicherten Energieflächendichte $Ed(x, y)$ wird dabei mit dem e^{-2} -Abfall vom Maximum bestimmt. Die Berechnung von $Ed(x, y)$ geschieht analog zu Abschnitt 3.8.2 unter Verwendung angepasster Kristallscheibendicken. Die minimalen effektiven Pumpradien w_p sowie die entsprechende optimale Kristalllänge sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Ebenfalls ist dort der gemäß

$$\tilde{w}_p := w_p / \sqrt{M^2} \quad (4.30)$$

auf die Wurzel der Beugungsmaßzahl normierte kleinste Strahlradius gegen die Neodym-Dichte aufgetragen. Wie auch aus Gleichung (4.24) hervorgeht, sind diese Werte unabhängig von der Beugungsmaßzahl.

Die Beugungsmaßzahl M^2 für Fasern mit einem Kerndurchmesser von \varnothing_K und einer numerischen Apertur von NA berechnet sich zu

$$M^2 = \frac{\varnothing_K}{2} \arcsin(NA) \pi \lambda_1^{-1}. \quad (4.31)$$

Bei den im Rahmen der Arbeit verwendeten Pumpfasern mit $\varnothing_K = 400 \mu\text{m}$ und $NA = 0,22$ ergibt sich $M^2 = 170$. Der kleinste erreichbare Pumpradius bei einer Neodym-Dotierung von 1 at% beträgt demnach 0,25 mm, bei einer Dotierung von 0,5 at% ergibt sich ein Radius von 0,35 mm. In später dargestellten Oszillator-Aufbauten

wird jedoch ein Pumpradius von etwa 0,5 mm verwendet. Grund hierfür ist, dass technisch der Modenradius nach unten durch die Zerstörschwelle der optischen Komponenten im Resonator begrenzt ist. Wie aus den Rechnungen zur Pulsenergie und -dauer (in dem folgenden Abschnitt 4.1.3) hervorgeht, sind abhängig von der maximalen Verstärkung im Kristall Verhältnisse von Moden- zu Pumpradius (w_M/w_P) von etwa 0,6 bis 0,8 hinsichtlich einer hohen Extraktionseffizienz günstig. Aus einem Modenradius von etwa 0,32 mm, der hinsichtlich Zerstörschwelle und Verstärkung günstig erscheint, ergibt sich der erwähnte Pumpradius von etwa 0,5 mm.

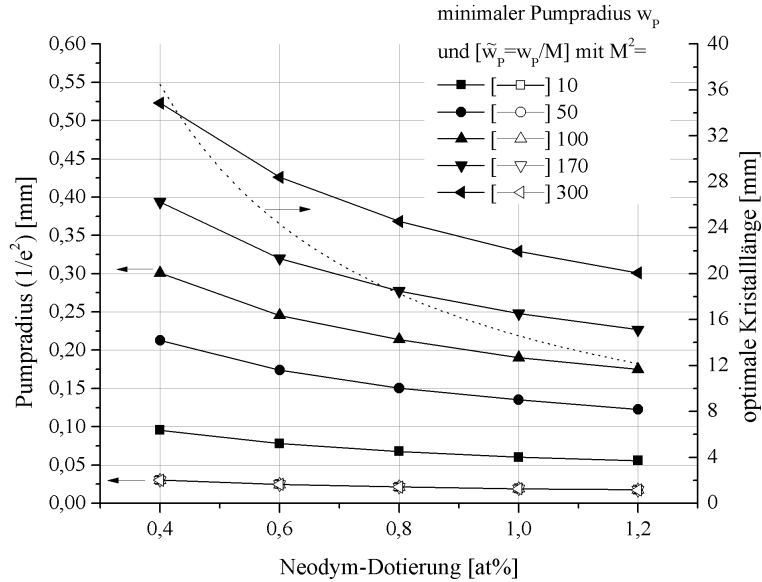


Abbildung 4.3: Berechnung minimaler Pumpradien w_P sowie der normierten Pumpradien $\tilde{w}_P(1/e^2)$ (linke Achse) für unterschiedliche Kristalldotierungen bei optimaler Kristalllänge (siehe Gleichung 4.17) (rechte Achse).

4.1.3 Pulsenergie und -dauer

In diesem Abschnitt werden numerische Lösungen der Ratengleichungen (2.64) bis (2.66) vorgestellt. Hieraus können hinsichtlich Extraktionseffizienz günstige Kombinationen aus Pumpradius, Strahlradius und maximaler Verstärkung (also maximales Inversionsniveau) bestimmt werden. Ebenfalls lassen sich daraus Pulsdauer, interne Energiedichte und ein optimaler Auskoppelgrad ableiten.

Annahmen und Berechnung

Dabei werden folgende praxisnahe Annahmen getroffen. Diese werden in Abschnitt 6.1 bei der detaillierten Analyse eines Nd:YGG-basierten Oszillators plausibel. Für den Inversionsreduktionsfaktor wird $\gamma = 1,75$ gewählt. Weiterhin wird angenommen, dass das Profil der Inversionsdichte $\tilde{n}(\vec{x}, t = 0)$ vor Beginn des Pulsaufbaus der Supergaussverteilung gemäß

$$sg(r, r_P, n) = \exp\left(-2 \left[\frac{r^2}{w_P^2}\right]^{n_g/2}\right) \quad (4.32)$$

mit $n_g = 4,6$ entspricht, wobei w_P der Pumpradius ist. Als Profil der Photonendichteverteilung wird eine TEM₀₀-Grundmode mit dem Radius r_M angenommen. Zudem werden unterschiedliche Verhältnisse von fundamentalem Modenradius und Pumpstrahlradius w_M/w_P sowie unterschiedliche maximale Kleinsignalverstärkungen G_{max}

berücksichtigt.

$$G_{max} = \exp(g_{max} l_K) = \exp(\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} \tilde{n}_{max} l_K) \quad (4.33)$$

ist die maximale Verstärkung im Schwerpunkt der Pumpverteilung, wobei \tilde{n}_{max} die maximale Inversionsdichte ist. Die Extraktionseffizienz wird mit

$$\eta_{extr} = E_{puls} / E_{st}, \quad (4.34)$$

berechnet, wobei E_{puls} die Pulsenergie und

$$E_{st} = E_{abs} \eta_{store} \eta_Q \eta_{St} \quad (4.35)$$

die gespeicherte Energie zum Zeitpunkt des Pulsaufbaus ist. Der Reflexionsgrad des Auskopplers ist zum einen auf $\tilde{R} = 80\%$ gesetzt und zum anderen hinsichtlich einer maximalen Extraktionseffizienz optimiert (R_{opt}), wobei die Optimierung mit einer Schrittweite von 5% vorgenommen wird. Für diese Rechnungen werden Umlaufverluste von $L = 7,3\%$ angenommen, die durch später dargestellte Messungen (Abschnitt 6.1.4) mit Hilfe der Findlay-Clay-Methode gerechtfertigt werden. Die Verluste in einem Oszillator setzen sich aus den Reabsorptionsverlusten im Kristall, Absorptionen in zusätzlichen optischen Elementen wie Pockelszelle, Verzögerungsplättchen und auch der Umgebungsluft sowie sonstigen Verlusten an Oberflächen zusammen.

Die maximale resonatorinterne Fluenz F im Zentrum des Laserstrahls wird durch

$$F = \frac{2 E_{puls}}{\pi w_M^2} \psi \quad (4.36)$$

berechnet, wobei

$$\psi = (1 + \tilde{R}) / (1 - \tilde{R}) \quad (4.37)$$

die resonatorinterne Überhöhung ist, die von dem Reflexionsgrad \tilde{R} des Auskopplers abhängt [Koechner, 2006].

Als Maß für die Pulsdauer wird die volle Halbwertsbreite des zeitlichen Verlaufs der Photonenzahl $\Phi(t)$ (siehe Gleichung 2.65) verwendet. Diese hängt offensichtlich linear von der Umlaufzeit τ_r im Resonator ab, wenn $\tilde{\gamma}$ in den Ratengleichungen (2.64) bis (2.66) zeitunabhängig ist. Daher wird die Pulsdauer in Einheiten von τ_r angegeben.

Ergebnisse

Extraktionseffizienz (siehe Abbildung 4.4), maximale Strahlfluenz (siehe Abbildung 4.5) und Pulsdauer (siehe Abbildung 4.6) werden für unterschiedliche maximale Kleinsignalverstärkungen G_{max} und Verhältnisse aus fundamentalem Modenradius und Pumpstrahlradius (w_M/w_P) berechnet. Dabei sind die Ergebnisse für einen festen Reflexionsgrad von $\tilde{R} = 80\%$ jeweils links und die entsprechenden Ergebnisse für einen bei jedem Parametersatz optimierten Reflexionsgrad R_{opt} rechts dargestellt. Der hinsichtlich Extraktionseffizienz optimierte Reflexionsgrad ist in Abbildung 4.7 gegeben. Zu beachten ist, dass die Diagramme 4.5 und 4.6 anders orientiert sind als 4.4 und 4.7, um eine jeweils übersichtlichere Darstellung zu erreichen.

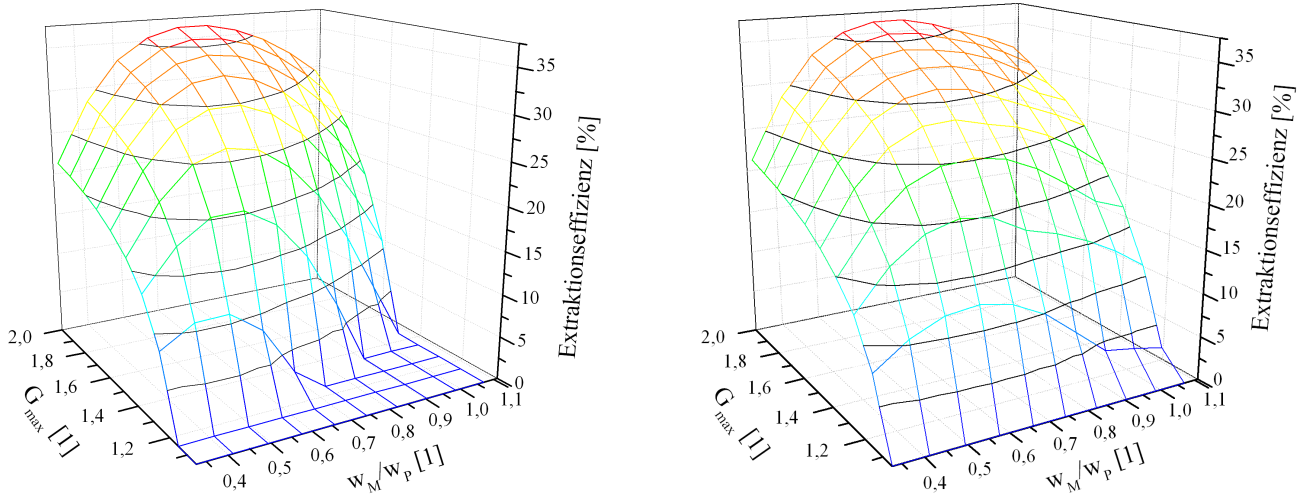


Abbildung 4.4: Berechnete Extraktionseffizienz η_{extr} gegen die maximale Kleinsignalverstärkung G_{max} und das Verhältnis aus Modenradius zu Pumpradius w_M/w_P für $\tilde{\gamma} = 1,75$. Dabei ist der Reflexionsgrad des Auskopplers zum einen fest bei $\tilde{R} = 80\%$ (links) und zum anderen für jeden Parametersatz optimiert (rechts). Der entsprechend optimierte Reflexionsgrad R_{opt} ist Abbildung 4.7 zu entnehmen.

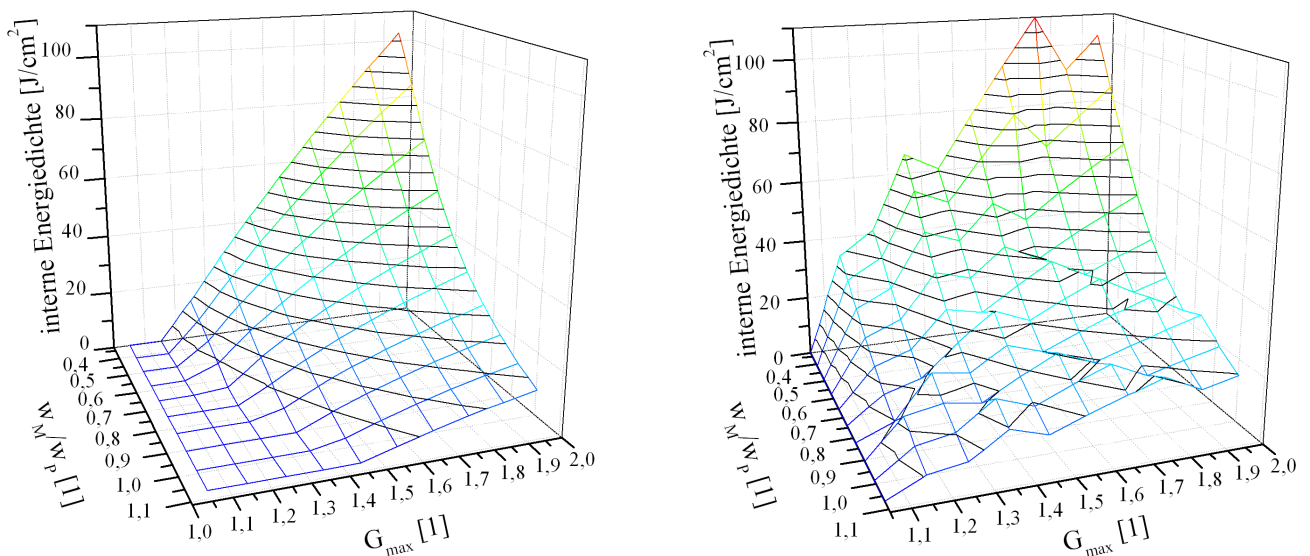


Abbildung 4.5: Berechnete resonatorinterne maximale Energiedichte am Ort des Kristalls gegen die maximale Kleinsignalverstärkung G_{max} und das Verhältnis aus Modenradius zu Pumpradius w_M/w_P für $\tilde{\gamma} = 1,75$. Dabei ist der Reflexionsgrad des Auskopplers zum einen fest bei $\tilde{R} = 80\%$ (links) und zum anderen für jeden Parametersatz hinsichtlich Extraktionseffizienz optimiert (rechts). Der entsprechend optimierte Reflexionsgrad R_{opt} ist Abbildung 4.7 zu entnehmen.

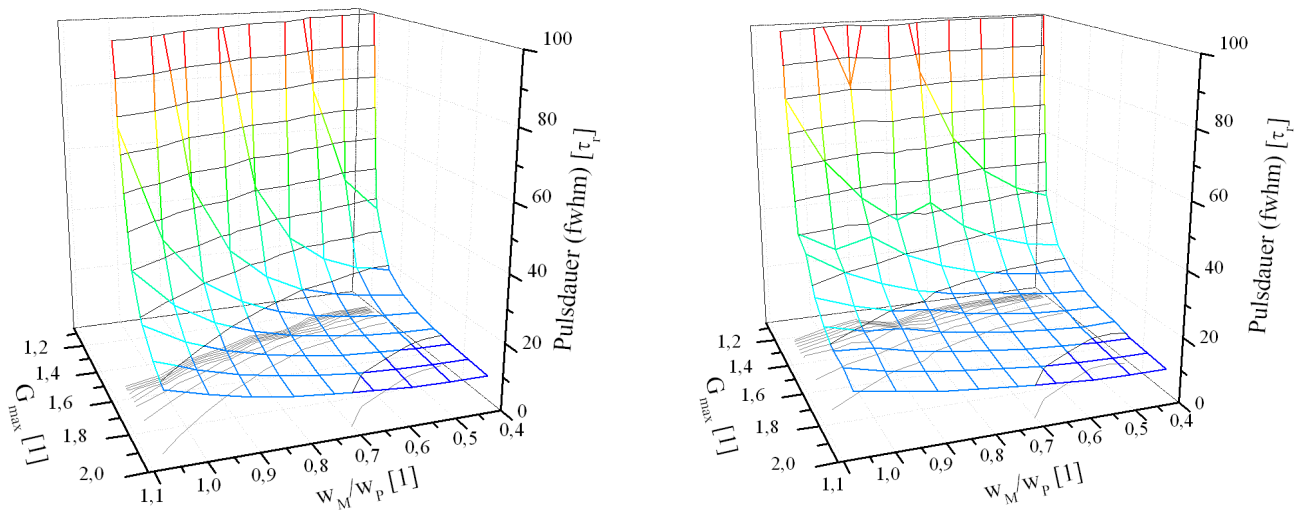


Abbildung 4.6: Berechnete Pulsdauer (FWHM) gegen die maximale Kleinsignalverstärkung G_{max} und das Verhältnis aus Modenradius zu Pumpradius w_M/w_P für $\tilde{\gamma} = 1,75$. Dabei ist der Reflexionsgrad des Auskoplplers zum einen fest bei $\tilde{R} = 80\%$ (links) und zum anderen für jeden Parametersatz hinsichtlich Extraktionseffizienz optimiert (rechts). Der entsprechend optimierte Reflexionsgrad R_{opt} ist Abbildung 4.7 zu entnehmen.

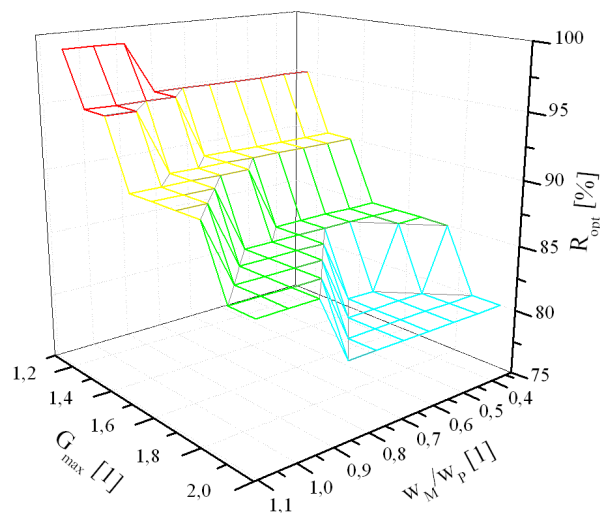


Abbildung 4.7: Berechneter optimaler Reflexionsgrad R_{opt} für maximale Extraktionseffizienz gegen die maximale Kleinsignalverstärkung G_{max} und das Verhältnis aus Modenradius zu Pumpradius w_M/w_P für $\tilde{\gamma} = 1,75$. Die Schrittweite des Auskoppelgrades in der Optimierungsrechnung beträgt dabei 5%.

Aufgrund des $\tilde{\gamma}$ -Faktors können prinzipiell maximal 57% der gespeicherten Energie extrahiert werden. In dem hier betrachteten Parameterbereich werden maximal 37% erreicht. Die Extraktionseffizienz nimmt mit wachsender Verstärkung G_{max} zu. Günstige Verhältnisse w_M/w_P liegen abhängig von der maximalen Verstärkung G_{max} in einem Bereich von 0,5 bis 0,75, wobei das Verhältnis mit G_{max} zunimmt. Bei einem konstanten Reflexionsgrad, der für höhere Verstärkungen optimiert ist, ist die Laserschwelle ($\eta_{extr} > 0$ in Abbildung 4.4) entsprechend angehoben. Dies ist deutlich im Fall des optimierten Reflexionsgrades (Grafik rechts) zu erkennen, bei dem auch in Bereichen geringer Maximalverstärkungen G_{max} Energie extrahiert werden kann.

Aufgrund der vergleichsweise schwachen Verstärkung werden für einen effizienten Betrieb hohe interne Ener-

giedichten benötigt. Für eine typische maximale Verstärkung von $G = 1,5$ und einem optimierten Verhältnis aus Moden- zu Pumpradius von $w_M/w_P = 0,6$ und bei optimiertem Reflexionsgrad werden Fluenzen von etwa 40 J/cm^2 erreicht. Etwas niedrigere Auskoppelgrade liefern deutlich geringere Fluenzen bei leicht reduzierten Extraktionseffizienzen. Bei einem Reflexionsgrad von 80% werden bei diesem Arbeitspunkt nur etwa 30 J/cm^2 erreicht. Durch einen solchen Arbeitspunkt kann das Risiko von Zerstörungen bei gleichzeitig akzeptabler Effizienz minimiert werden. Dieser Reflexionsgrad wird in späteren experimentellen Aufbauten umgesetzt.

4.1.4 Strahlqualität und Stabilität

In diesem Abschnitt werden verschiedene lineare Resonatoranordnungen hinsichtlich ihres Einflusses auf Strahlqualität und Stabilität diskutiert. Darauf aufbauend werden entsprechend günstige Anordnungen identifiziert. Das Designziel ist ein transversaler Grundmodeoszillator, der sowohl gegenüber Änderungen der thermischen Linse als auch gegenüber Spiegelverkippen eine stabile Ausgangsleistung aufweist. Konfigurationen, die ersteres Merkmal aufweisen, werden als dynamisch stabil bezeichnet. Änderungen der Brechkraft der thermischen Linse werden z.B. hervorgerufen durch Änderungen der Heizleistung im Kristall. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn in gepulsten Systemen bei konstanter Spitzenleistung die Wiederholrate der Pumpquelle oder umgekehrt bei konstanter Wiederholrate die Spitzenleistung oder Pumpdauer verändert wird. Letzteres tritt z.B. dann ein, wenn aufgrund von Alterungseffekten der Pumpdioden oder anderen Degradationen im optischen Pfad die Pumpdauer erhöht wird, um einen Abfall bei der Ausgangspulsenergie auszugleichen. Darüber hinaus sind Berechnungen zur Brechkraft von thermischen Linsen oft fehlerbehaftet. Daher ist es meist günstig, den Oszillator für ein möglichst großes Intervall an möglichen Brechkraften auszulegen. Thermisch dynamisch stabile Konfigurationen haben die Eigenschaft, dass die Ableitung der Größe des Modenradius am Ort des Laserkristalls nach der Brennweite der thermischen Linse verschwindet. Für eine bestimmte Pumphoanordnung, die über Gleichung (6.2) auch die Brennweite der thermischen Linse f_{rod} festlegt, wird die Menge der transversalen Moden betrachtet, deren Radius am Ort des Kristalls w_M ein bestimmtes Verhältnis zum Pumpradius w_P aufweisen. Die Menge all dieser Konstellationen, die sowohl dynamisch stabil als auch den Modenradius w_M aufweisen, kann analytisch beschrieben werden. Hierfür sei auf die eingehende Darstellung von Magni [1986] verwiesen.

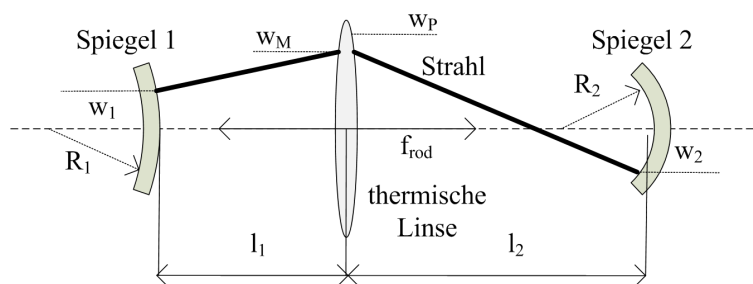


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des linearen Resonators. Die Krümmungsradien R_1 und R_2 , die Längen l_1 und l_2 sowie der Pumpradius w_P sind die entsprechenden Freiheitsgrade. Modenradius w_M und Pumpradius w_P sind gemäß Abschnitt 4.1.3 aufeinander anzupassen.

Demnach kann die Beschreibung des linearen Resonators auf die Krümmungsradien der beiden Spiegel R_1 und R_2 , den Radius des Pumpflecks w_P und der fundamentalen Mode am Ort des Kristalls w_M sowie auf den Abstand zwischen Spiegel 1 und Kristallmitte l_1 bzw. Auskopppler und Kristallmitte l_2 reduziert werden (siehe Abbildung 4.8). l_1 und l_2 sind dabei geometrische Längen in Vakuum ($n = 1$). Befinden sich Elemente mit einem

von 1 verschiedenen Brechungsindex im Strahlengang (z.B. Pockezelle oder das Lasermedium), so können die äquivalenten geometrischen Längen in Vakuum über

$$l_i = \sum_k \frac{\tilde{l}_k}{n_k} \quad (4.38)$$

berechnet werden, wobei \tilde{l}_k die geometrische Länge des Elementes k mit Brechungsindex n_k im Resonatorarm i ist. Propagationen in Luft sind hier ebenfalls zu berücksichtigen. Entsprechend ist

$$\tilde{l}_i = \sum_k \tilde{l}_k \quad (4.39)$$

die geometrische Länge des Resonatorarms i .

Spielen Zerstörschwellen eine Rolle, so sind zudem die Fluenzen des Strahls besonders auf empfindlichen Optiken zu beachten. Daher werden hier ebenfalls die Strahlradien auf den beiden Spiegeln w_1 und w_2 diskutiert.

Desweiteren sind Resonatorkonfigurationen günstig, die eine geringe Sensitivität S_1 und S_2 gegenüber Spiegelverkippen aufweisen. Um dies im Fall einer dynamisch stabilen Konfiguration zu beschreiben, betrachtet Magni [1986] die Verschiebung d_1 und d_2 der Lasermode am Ort des Kristalls im Vergleich zum Modenradius w_M bei einer Verkipfung α_1 bzw. α_2

$$S_1 = \frac{d_1}{w_M \alpha_1} \quad (4.40)$$

$$S_2 = \frac{d_2}{w_M \alpha_2}. \quad (4.41)$$

Verschiebungen dieser Art reduzieren den Überlapp von Mode und Pumpvolumen und damit auch die Effizienz. Als Gesamtsensitivität wird

$$S_{12} := (S_1^2 + S_2^2)^{1/2} \quad (4.42)$$

definiert.

Im Folgenden werden unterschiedliche Spiegelkonfigurationen für eine feste Pumpkonfiguration exemplarisch analysiert. Hier wird ein praxisnaher Modenradius von $w_M = 0,32$ mm sowie eine Brennweite der thermischen Linse von $f_{therm} = 190$ mm angenommen. Der Modenradius wird nach unten durch die Zerstörschwelle der eingebrachten Optiken insbesondere des Lasermediums begrenzt. Geringere Modenradien mit entsprechend geringeren Pumpradien sind aufgrund der größeren Flussdichten und folglich größeren Extraktionseffizienzen zu bevorzugen. Dieser Arbeitspunkt stellt also einen gewissen Kompromiss dar. Für höhere Extraktionseffizienzen sind also entsprechend kleinere Radien und für eine hohe Lebensdauer entsprechend größere Radien zu wählen.

In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sind der inverse Krümmungsradius beider Spiegel, die Sensitivität der Anordnung S sowie der fundamentale Strahlradius auf den Spiegeln und dem Kristall gegen die Länge l_1 für alle dynamisch stabilen Konfigurationen aufgetragen mit

$$u_1 := l_1 (1 - l_1/R_1) > 0 \text{ bzw.} \quad (4.43)$$

$$u_1 < 0. \quad (4.44)$$

Dabei werden die Berechnungen für unterschiedliche Resonatorlängen

$$l_R = l_1 + l_2 \quad (4.45)$$

durchgeführt.

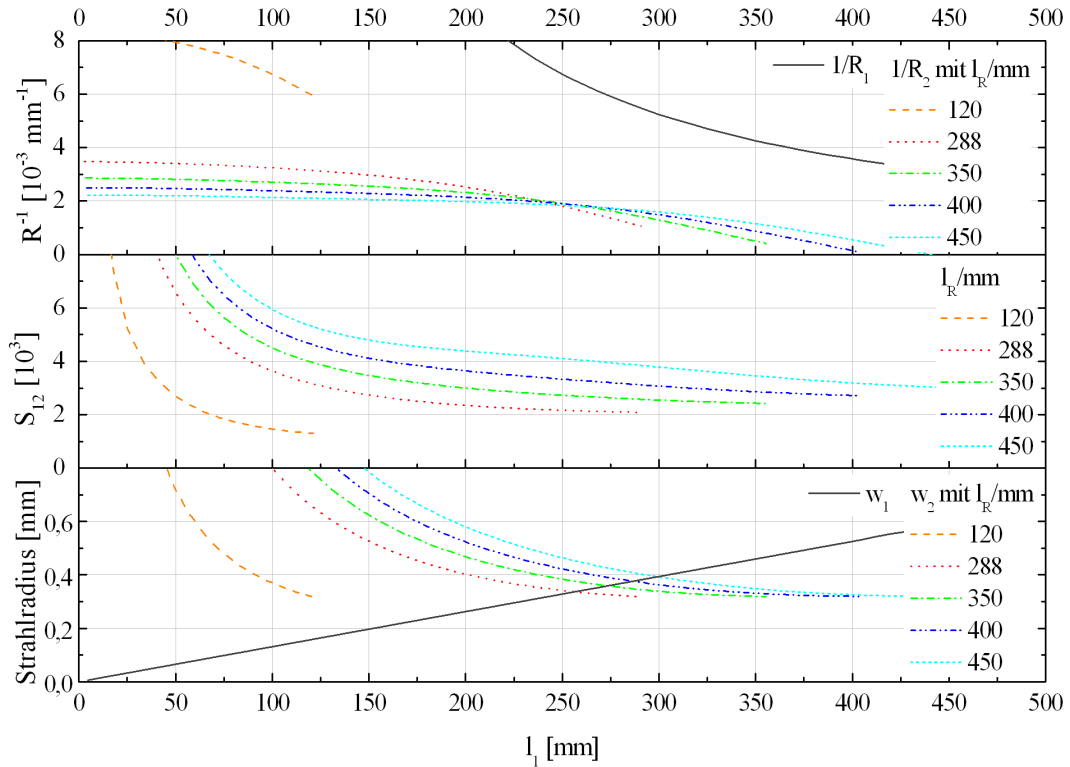


Abbildung 4.9: Berechnung relevanter Resonatorgeometrien nach Magni [1986] mit $u_1 < 0$ für unterschiedliche Resonatorlängen l_R , einen Modenradius von 0,32 mm und eine Brennweite der thermischen Linse von 190 mm. Zu beachten ist, dass der Krümmungsradius R_1 für alle Resonatorlängen in Abhängigkeit von der Länge des Resonatorarms l_1 gleich ist.

Günstige Konfigurationen zeichnen sich durch eine geringe Sensitivität S_{12} und moderate Fluenzen auf den Optiken aus. Konfigurationen mit geringer Sensitivität liegen hauptsächlich für $u_1 > 0$ bei einer Resonatorarmlänge von etwa $l_1 = 150$ mm. Um gewisse Fluenzen auf den Spiegelflächen nicht zu überschreiten, sind zudem dort kleine Strahlradien zu vermeiden. Kleine Strahlradien treten auf einem Spiegel besonders dann auf, wenn der Radius auf dem anderen Spiegel vergleichsweise groß ist, also im Fall von asymmetrischen Strahlradien. Symmetrische Radienverteilungen sind im Bereich von $l_1 = 170$ mm für $u_1 > 0$ und im Bereich von 280 mm für $u_1 < 0$ zu finden. Die dargestellten Konfigurationen mit $u_1 < 0$ haben wegen $R_1 > 0$ und $R_2 > 0$ mindestens einen Fokus innerhalb des Resonators. Der kleinste Strahlradius ist also nicht auf den Spiegelflächen zu finden. Hierdurch sind auch im Vergleich zum Modenradius am Ort des Kristalls w_M größere Strahlradien im Bereich von 400 μm auf beiden Spiegeln möglich. Zu beachten ist hier jedoch, dass in diesem Fall Komponenten, die innerhalb des Resonators stehen wie z.B. Pockelszelle und Polarisator, stark belastet werden können.

In der Darstellung für $u_1 > 0$ (siehe Abbildung 4.10) können noch zwei besondere Fälle identifiziert werden. Bei einer Resonatorlänge von 120 mm liegt zum einen der kürzeste dynamisch stabile Resonator mit einem planen Spiegel. Dieser weist jedoch ein ungünstiges Verhältnis der Strahlradien auf den Spiegel auf. Zum anderen ist bei 350 mm Resonatorlänge der dynamisch stabile Resonator mit zwei Planspiegeln und der entsprechend symmetrischen Verteilung der Strahlradien auf den Spiegeln zu finden.

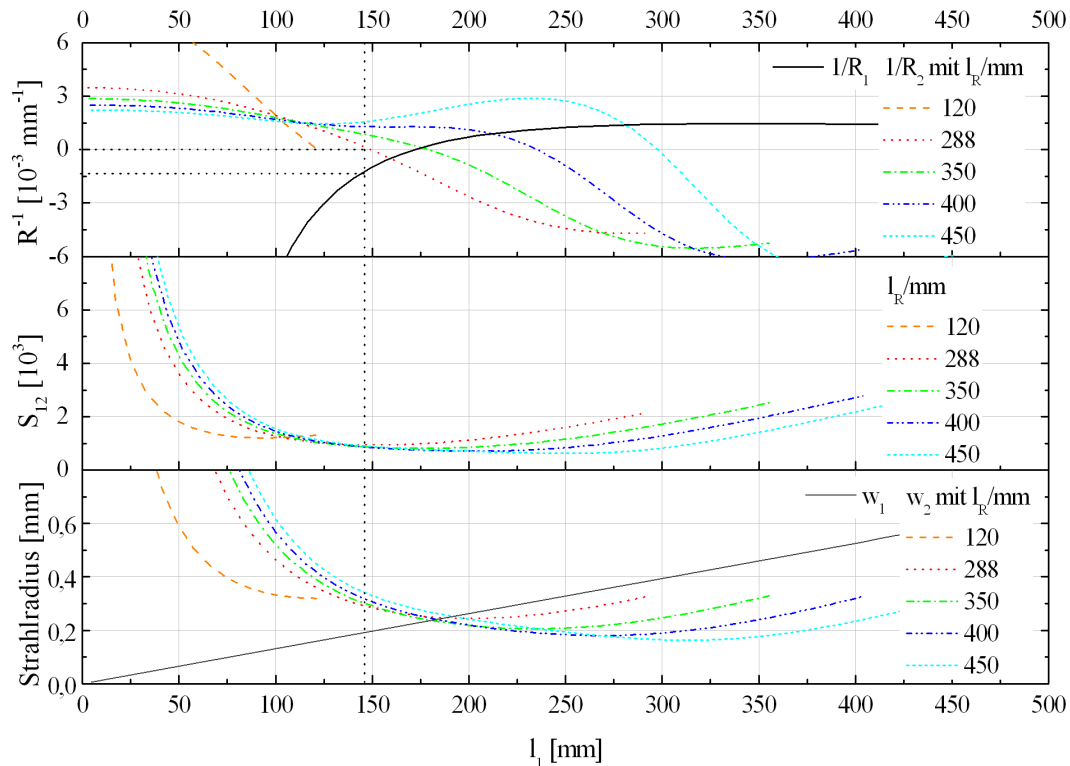


Abbildung 4.10: Berechnung relevanter Resonatorgeometrien nach Magni [1986] mit $u_1 > 0$ für unterschiedliche Resonatorlängen l_R , einen Modenradius von 0,32 mm und eine Brennweite der thermischen Linse von 190 mm. Zu beachten ist, dass der Krümmungsradius R_1 für alle Resonatorlängen in Abhängigkeit von der Länge des Resonatorarms l_1 gleich ist. Die schwarz gepunkteten Linien markieren einen Arbeitspunkt der Oszillatoren, die im Rahmen dieser Arbeit werden.

Die Resonatorkonfiguration, die experimentell untersucht wird, weist eine Länge von $l_R = 288$ mm und eine plan-konvexe Spiegelanordnung bei einem Krümmungsradius von 750 mm auf. Abweichend von dem symmetrischen Fall hat diese Anordnung eine leicht asymmetrische Radienverteilung. Dadurch lassen sich auf der Seite des Planspiegels wegen der dort geringeren Leistungsdichte vorzugsweise empfindliche Bauteile wie Pockelszellen und Polarisatoren einbringen. Spiegel mit einfachen hochreflektierenden Beschichtungen sind im Vergleich zu diesen Bauteilen unempfindlicher. Zudem zeigt diese Konfiguration eine geringe Sensitivität gegenüber Verkipfung. Die Resonatorkonfiguration der untersuchten Aufbauten weist also neben der dynamischen Stabilität ebenfalls eine vergleichsweise hohe Kippstabilität und moderate Fluenzen auf den Spiegel auf. Die entsprechende Kaustik sowie resonatorinterne Fluenzen werden in Abschnitt 6.1.7 diskutiert.

4.2 Vergleich von Nd:YLuGG-basierten Lasern

Um die Eignung unterschiedlicher Mischkristalle für den gütegeschalteten Betrieb bewerten zu können, werden entsprechende Laserexperimente durchgeführt. Dabei werden Energie und Effizienz sowie die Ausgangswellenlänge bestimmt.

4.2.1 Aufbau

Der Aufbau des Oszillators ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Eine detaillierte Auflistung der verwendeten Komponenten ist dem Abschnitt 8.6.2 im Anhang und die untersuchten Laserkristallproben („LK“) der Tabelle 8.14 im Anhang zu entnehmen. Die Kristalle werden beidseitig mit fasergekoppelten passiv gekühlten Diodenbarren gepumpt (Pumpmodul: „PM“). Das Faserende mit einem Durchmesser von 400 μm und einer numerischen Apertur von 0,22 wird in den Kristall mit einem 1:2-Teleskop („SL-1“ und „SL-2“) abgebildet. Beide optischen Facetten des Kristalls sind antireflektierend beschichtet bei der Laserwellenlänge um 935 nm, bei der Pumpwellenlänge von 806 nm und bei 1062 nm, wobei Letzteres dazu dient, parasitäres Lasern innerhalb des Stäbchens zu verhindern. In allen Experimenten beträgt die Pumpdauer 200 μs . Als Kavität wird eine plan-konvexe Spiegelkonfiguration verwendet, wobei der konvexe Spiegel einen Radius von 750 mm aufweist. Diese Konfiguration ist auf dynamische Stabilität, geringe Sensitivität gegenüber Spiegelverkippen und ähnlichen Strahlradian auf Endspiegel und Auskoppler ausgelegt (siehe Abschnitt 4.1.4). Der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels („AK“) bei 935 nm beträgt 80%. Sowohl Endspiegel („ES“) als auch Pumpspiegel („PS-1“ und „PS2“) haben eine hohe Reflektivität um 935 nm. Alle drei Spiegeltypen weisen zudem eine geringe Reflektivität bei dem stärksten Übergang bei 1062 nm auf, um ein Anschwingen bei dieser Wellenlänge zu verhindern.

Zur Güteschaltung werden ein Dünnpolarisator („TFP“) und eine BBO-Pockelszelle („PZ“) verwendet. Diese werden in dem Resonatorarm mit etwas geringerer Fluenz untergebracht, um das Risiko einer Zerstörung oder Beschädigung zu reduzieren. Die Eigenpolarisation der Kavität liegt in s-Richtung bezogen auf den Polarisator und die Pumpspiegel. Der Polarisationsvektor steht also senkrecht zur Tischebene. Grund hierfür ist, dass der „TFP“ hoch reflektierend für s-Polarisation und hoch transmittierend für p-Polarisation ist. Darüber hinaus weisen ebenfalls die Pumpspiegel eine höhere Reflexion für s- als für p-Polarisation auf.

4.2.2 Energien und Effizienzen

Die Ausgangsenergie und die entsprechende Effizienz des gütegeschalteten Oszillators wird gegen die Pumpenergie für unterschiedliche Kristallproben vermessen. Die Pumpdioden werden bei einer Repetitionsrate von 100 Hz und einer Pumpdauer von 200 μs betrieben. Die Temperatur des Diodenkühlwassers wird so eingestellt, dass bei maximalem Pumpstrom die Absorption des Diodenlichtes im Laserkristall maximal ist. Für niedrigere Pumpströme wird die Kühlwassertemperatur nicht angepasst, wodurch sich das Spektrum der Pumpstrahlung hin zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Dies führt in diesem Bereich zu einer möglichen Verschlechterung der Absorptionseffizienz. Der Resonator wird ohne $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, die für den „Twisted-Mode“ notwendig sind, betrieben. Ausgangsleistung und Pumpleistung werden mit einem thermischen Leistungsmesskopf [G-8] vermessen und über die feste Repetitionsrate in Energien umgerechnet. Die Resonatoren werden jeweils bei maximaler Pumpleistung auf maximale Ausgangsleistung justiert und bei niedrigeren Pumpleistungen nicht mehr nachjustiert. Alle Messungen werden unter normalen Laborbedingungen ohne Trocknung der Umgebungsluft vorgenommen, wodurch es zu entsprechenden Absorptionen an Wasserdampfabsorptionslinien kommen kann.

Neben der Pumpenergie am Ort des Laserkristalls (also hinter allen Pumpoptiken) wird ebenfalls die absorbierte Pumpenergie bestimmt. Hierzu wird die transmittierte Pumpenergie für unterschiedliche Eingangsenergien vermessen. Beide Pumpmodule werden getrennt charakterisiert, wodurch das zusätzliche Ausbleichen des Kristalls durch die jeweils andere Pumpe unberücksichtigt bleibt. Die absorbierte Pumpenergie wird tendenziell also überschätzt. Durch Unterschiede in der Dotierung, Länge und im Absorptionswirkungsquerschnitt können

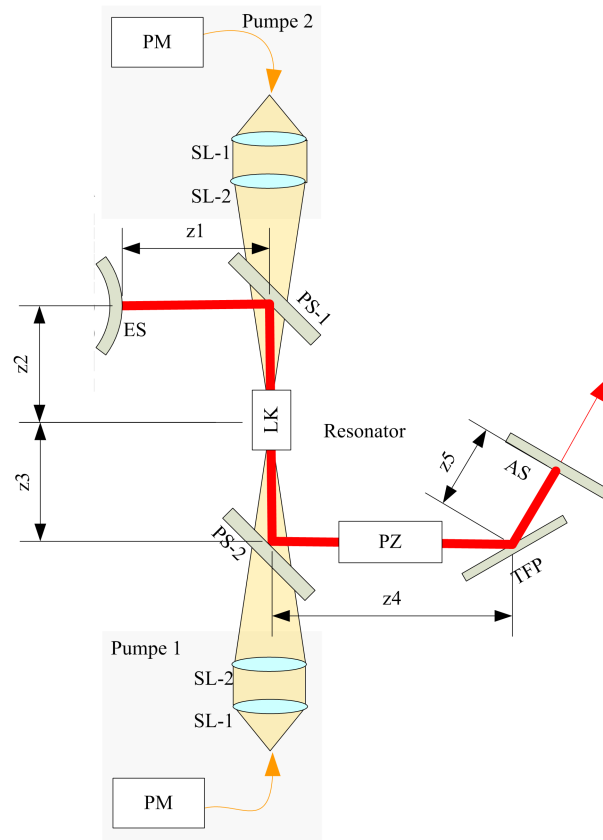


Abbildung 4.11: Schematischer Aufbau des Oszillators. Dieser besteht aus folgenden Komponenten: Laserkristall (LK), fasergekoppeltes Diodenpumpmodul (PM), Teleskop (SL-1, SL-2), Pumpspiegel (PS-1, PS-2), Pockelzelle (PZ), Dünnpolarisator (TFP), Endspiegel (ES) und Auskoppelspiegel (AS).

sich bei den Kristallen unterschiedliche Absorptionseffizienzen ergeben.

Pulsenergie und Effizienz gegen die absorbierte Pumpenergie sind dargestellt in Abbildung 4.12. Die entsprechenden Messungen von Pulsenergie und Effizienz gegen die Pumpenergie am Kristall sind dem Abschnitt 8.7.1 des Anhangs zu entnehmen. Es werden maximal 7,7 mJ aus einem Nd:YGG-Kristall bei einer Pumpenergie von 82,3 mJ erzeugt. Bei diesem Experiment wird die Beschichtung des Kristalls durch die hohen Leistungs- und Energiedichten zerstört. Bei allen folgenden Experimenten wird die Pumpleistung entsprechend begrenzt, um das Risiko von Zerstörungen zu reduzieren. Die höchsten Effizienzen werden mit einem 16 mm langen Kristall aus dem YLu42GG-Boule erzielt (10,1% bezogen auf die Pumpenergie am Kristall und 11,2% bezogen auf die absorbierte Pumpenergie). Mit einem 12 mm langen Kristall aus dem selben Boule werden lediglich Effizienzen von 7,3% bzw. 9,0% erreicht. Aufgrund der besseren Leistungswerte wird der 16 mm lange Kristall für die Messungen der spektralen Abstimmbarkeit (Abschnitt 6.1.8) verwendet. Für unterschiedliche Mischkristalle werden Pulsenergien zwischen 2,9 mJ und 5,8 mJ und Effizienzen (bezüglich Pumplicht am Kristall) zwischen 6,1% und 10,1% bei ähnlichen Pumpenergien erreicht.

Der Vergleich der Leistungsfähigkeit der unterschiedlichen Kristalle untereinander im Resonatorbetrieb erfolgt durch den Vergleich der Effizienzen gegen die absorbierte Pumpenergie (siehe Abbildung 4.12 rechts). Hier haben die unterschiedlichen Neodym-Dotierungen und Absorptionswirkungsquerschnitte nur noch einen geringen Einfluss. Sowohl die Lebensdauer des oberen Laserniveaus und damit die Speichereffizienz als auch der Emissionswirkungsquerschnitt haben einen direkten Einfluss auf die Effizienz der Laser. Es lässt sich jedoch

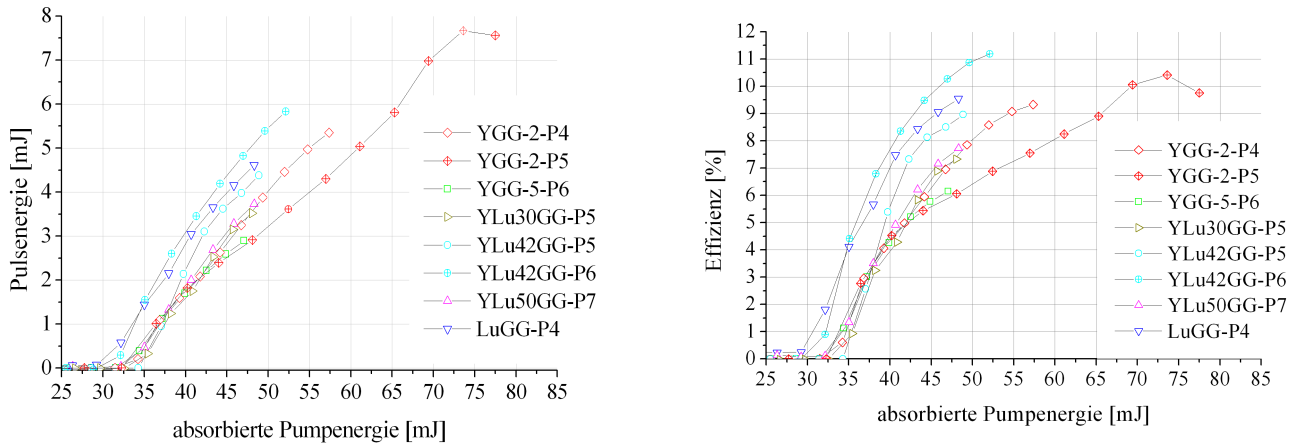


Abbildung 4.12: Gemessene Pulsenergie (links) und Effizienz (rechts) des Oszillators im QS-MM-Modus gegen die absorbierte Pumpenergie für unterschiedliche Kristallproben. Die Effizienz ist bezogen auf die absorbierte Energie.

keine Korrelation zwischen diesen Parametern (vgl. Abschnitte 3.4 und 3.5) und den gemessenen Effizienzen feststellen. Zum einen sind die Emissionswirkungsquerschnitte innerhalb der Fehler über der Kristallzusammensetzung konstant. Zum anderen werden mit Kristallen, bei denen die Speichereffizienz hoch ist, nicht auch die höchsten Effizienzen erzielt. Zwar werden für die Kristalle YGG-2 und YGG-5 sowohl vergleichsweise geringe Lebensdauern (ca. 220 μs) wie Effizienzen (6,0% bis 7,0% bei 47 mJ absorbierte Pumpenergie) gemessen, der LuGG-Kristall weist jedoch trotz geringer Lebensdauern (ca. 226 μs) hohe Effizienzen (9,5%) auf. Desweiteren ist zu beachten, dass an dem Lu42GG-Kristall die höchsten Effizienzen nachgewiesen werden, obwohl dieser Laser spektral mit den starken Absorptionslinien im Wasserdampf zusammenfällt. Hierdurch werden im Vergleich höhere Verluste erzeugt. Der Einfluss der Absorption in Wasserdampf in diesem Laser ist Gegenstand des Abschnitts 6.1.8.

Es gibt jedoch noch andere Ursachen, die die Effizienz reduzieren können. Hierzu gehören z.B. unterschiedliche Quanteneffizienzen oder unterschiedlich hohe Resonatorverluste durch Depolarisation. Sämtliche Kristalle werden in diesen Experimenten mit Indiumfolie in eine Wärmesenke aus Kupfer geklemmt. Hierdurch kann keine optimale homogene Kühlung des Kristalls bei gleichzeitig geringster Verspannung sichergestellt werden. Bei allen Kristallen wird die Klemmkraft der Wärmesenkenelemente über Schrauben so eingestellt, dass gerade keine merkliche Verspannung im Kristall auftritt. Diese wird beim Einbau mit Hilfe zweier gekreuzter Polarisatoren analysiert. Besonders bei schwach verstärkenden Medien wie in diesem Fall wirken sich resonatorinterne Verluste stark auf die Effizienz aus. Welche Rolle die Verluste in diesen Lasersystemen spielen, lässt sich aus der Abhängigkeit der Extraktionseffizienz von der Verstärkung im Kristall ableiten (siehe Abbildung 4.4 auf Seite 74). Ausgehend von der absorbierten Energie weisen die hier experimentell untersuchten Resonatoren eine Effizienz von etwa 10% auf. Um dies in die Extraktionseffizienz η_{extr} (siehe Gleichung (4.34)) umzurechnen, muss dieser Wert gemäß Gleichung (4.35) durch

$$\tilde{\eta} = \eta_{store} \eta_Q \eta_{St} \quad (4.46)$$

geteilt werden. Unter der Annahme $\eta_Q \approx 0,9$ folgt $\eta_{extr} \approx 20\%$. Abbildung 4.4 ist zu entnehmen, dass bei einer Änderung der Verstärkung G um 0,01 für den Fall $w_M/w_P \approx 0,6$ die Extraktionseffizienz um etwa 1% verändert wird. Entsprechend führt eine Reduktion der Verstärkung um etwa 1% zu einer Reduktion der Extraktionseffizienz um 1,2% bzw. um etwa 0,6% bezogen auf die absorbierte Energie.

In den Experimenten weichen die Extraktionseffizienzen etwa 5% voneinander ab. Um dies zu erreichen sind also nur Änderungen in der Verstärkung von etwa 8% notwendig. Diese ergeben sich bereits aus den Unsicherheiten der Emissionswirkungsquerschnitte. Die Unterschiede bei der Quanteneffizienz η_Q gehen hier ebenfalls ein, sind jedoch nicht quantifizierbar. Darüber hinaus kann die Verstärkung auch durch unterschiedliche Verluste im Resonator beeinflusst werden. Diese hängen sowohl von der Qualität der Kristalloberflächen als auch von der Justage der Oszillatorkomponenten ab. Experimentell lässt sich eine optimale Justage nur annähernd erreichen.

Die hohen Konversionseffizienzen von mehr als 10% deuten darauf hin, dass prinzipiell mit diesem Material hohe Effizienzen erreicht werden können, die deutlich oberhalb der bisher mit OPO- und Ti:Saphir-Systemen erreichten Werte von 3% bis 4% (siehe Tabelle 1.3) liegen. Prinzipiell können ähnliche Effizienzen auch in Verstärkersystemen bei vergleichbaren Flächenlasten erreicht werden.

4.2.3 Emissionsspektren

Die Spektren der Laserstrahlung werden für unterschiedliche Kristallproben vermessen (siehe Abbildung 4.13). Bei diesen Messungen wird der Oszillator in QCW-Modus (quasi continuous wave) betrieben. Entsprechende Leistungskennlinien und Effizienzen im QCW-Betrieb sind dem Anhang (Abschnitt 8.7.3) zu entnehmen. Dabei werden die Messungen an den Oszillatoren auf Basis der Kristalle YLu30GG, YLu42GG, YLu50GG und LuGG mit dem Spektrum Analyser [G-10], der YGG-Oszillator mit dem Spektrometer [G-11] vermessen. Beide sind mit Spektrallampen auf Vakuumwellenlängen geeicht.

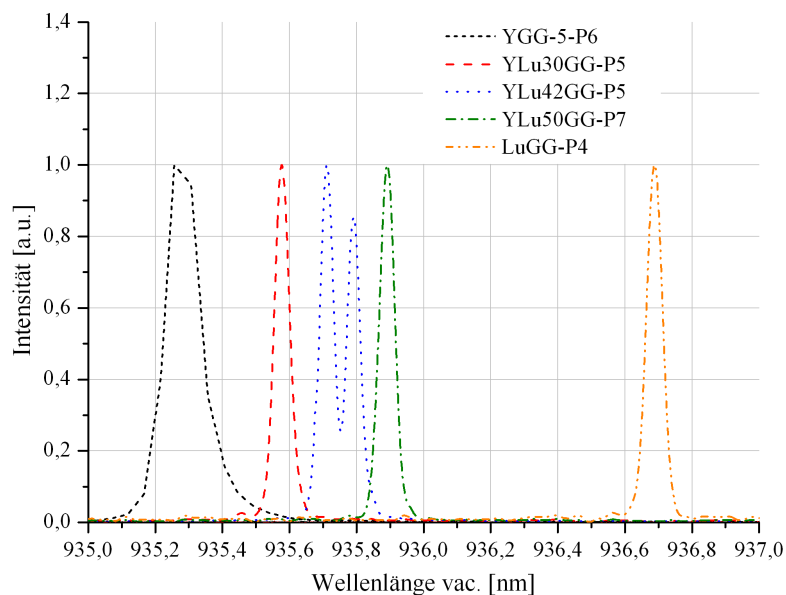


Abbildung 4.13: Spektren der Laser für unterschiedliche Kristallmischungen. Bei diesen Messungen werden die Oszillatoren im QCW-Modus betrieben. Die Laserwellenlänge liegt für alle Kristalle im Verstärkungsmaximum des R_2 - Z_5 -Übergangs (siehe Abbildung 3.8). Die Messungen werden unter normaler, nicht getrockneter Laborluft durchgeführt. Der Einbruch der Intensität des YLu42GG-Kristalls liegt auf der starken Absorptionslinie in Wasserdampf (λ_1 der WALES-Wellenlängen) und kann daher vermutlich auf entsprechende Absorptionen zurückgeführt werden.

Die Spektren liegen dabei in der Mitte der Verstärkungsmaxima des R_2 - Z_5 -Übergangs der entsprechenden Kristalle (siehe Abbildung 3.8 auf Seite 49). Der Einbruch des Spektrums um 935,7 nm im YLu42GG-Kristall kann dabei vermutlich auf Wasserdampfabsorptionen in der umgebenden Laborluft zurückgeführt werden. Messungen der Lasereigenschaften im longitudinalen Einmodenbetrieb (QSW-SLM), die dies bestätigen, werden in einem späteren Kapitel aufgeführt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass durch die Mischkristalle keine systematische Verschlechterung der Lasereigenschaften im Vergleich zu den reinen Granaten zu erwarten ist. Vielmehr zeigen besonders die spektral angepassten YLu42GG-Kristalle im Vergleich sehr hohe Effizienzen. Es wird erwartet, dass sich prinzipiell mit allen Kristallmischungen ähnliche Lasereigenschaften erreichen lassen. Insbesondere lassen sich Ergebnisse auf Basis von Nd:YGG hinsichtlich Effizienz und Pulsenergie auf andere Kristallmischungen übertragen. Da jedoch die Effizienzen nicht mit fundamentalen Kristallparametern wie Speichereffizienzen und Emissionswirkungsquerschnitten korrelieren, sind ggf. technische Faktoren wie Polituren, Beschichtungen, Wärmekontaktierungen, Verspannungen etc. besonders zu beachten.

5 Innoslab-Verstärker-Design (Nd:YGG)

Gegenstand dieses Abschnitts ist die Untersuchung von Designkriterien zur Auslegung eines Innoslab-basierten Verstärkers. Dieser wird beispielhaft für Nd:YGG diskutiert. Dabei wird die Begrenzung der effektiven Pumphöhe aufgrund der geometrischen Strahleigenschaften der Pumpe sowie die Begrenzung der Pumpenergiedichten durch ASE-Effekte diskutiert. Desweiteren werden Verstärkung und Extraktionseffizienz für einen Verstärkerdurchgang für unterschiedliche gespeicherte Energiedichten und Seedstrahlfluenzen bestimmt. Hieran lassen sich günstige Arbeitspunkte identifizieren.

5.1 Limitierung der Pumphöhe

Die minimale effektive Pumphöhe im Slabkristall wird fundamental durch die Beugungsmaßzahl der Diodenlaserstapel in Fast-Richtung sowie durch die Absorptionseigenschaften und die Länge des Lasermediums begrenzt. Dies wird für unterschiedliche praxisnahe Konfigurationen diskutiert. Dazu wird die Beugungsmaßzahl eines Diodenlaserstapels mit integrierter Kollimation in Fast-Richtung berechnet. Diese kann durch den Abstrahlwinkel Θ_{FA} (bezeichnet hier den Vollwinkel) und Strahldurchmesser d_{FA} der Barren in Fast-Richtung sowie durch die Gesamthöhe des Stapels

$$h_{St} = (n_B - 1) \Delta h + d_{FA} \quad (5.1)$$

über

$$M_{St}^2 = \frac{\Theta_{FA} h_{St} \pi}{4 \lambda_{p1}} \quad (5.2)$$

offensichtlich bestimmt werden, wobei λ_{p1} die Pumpwellenlänge in Luft, n_B die Anzahl der Barren und Δh der Abstand der Barren untereinander ist. Dabei skaliert die Leistung des gesamten Stapels über die Anzahl der Barren mit einer Leistung von P_B linear gemäß

$$P_{St} = n_B P_B. \quad (5.3)$$

Die Strahldichte des Stapels in Fast-Richtung kann definiert werden als

$$B_{FA} := \frac{P_{St}}{M_{St}^2 \lambda_{p1}} = \frac{n_B}{(n_B - 1) \Delta h + d_{FA}} \frac{4 P_B}{\Theta_{FA} \pi} \quad (5.4)$$

und geht für große n_B in eine Konstante

$$\lim_{n_B \rightarrow \infty} B_{FA} = \frac{4 P_B}{\Delta h \Theta_{FA} \pi} \quad (5.5)$$

über. Typischerweise liegt Δh bei kommerziellen Stacks im Bereich um 1,6 mm bis 1,7 mm, und Θ_{FA} liegt bei etwa 8 mrad bis 9 mrad (Vollwinkel) (Jold, JOLD-x-QF-8A, passiv gekühlt mit Kollimationslinsen in Fast-Richtung (FAC): $\Delta h = 1,7$ mm und $\Theta_{FA} < 9$ mrad (95% Leistung) [Jenoptik, 2011]; Dilas, NY-Serie, passiv gekühlt mit FAC: $\Delta h = 1,6$ mm und $\Theta_{FA} < 8$ mrad [Dilas, 2011]). Hieraus ergeben sich für eine Barrenzahl $n_B > 1$

Beugungsmaßzahlen von $M_{St}^2 = 12(n_B - 1)$ bis $15(n_B - 1)$. Durch Stapelung der Barren mit Hilfe von Linearstapeln oder Wellenleiterstapeln lassen sich jedoch noch geringere Barrenabstände um 1 mm realisieren [Luttmann u. a., 2008]. Ebenfalls sind Diodenbarren mit geringeren Divergenzwinkeln kommerziell erhältlich (Dilas: M8Y, Divergenzwinkel $\Theta_{FA} = 3,0 \pm 0,6$ (95% der vollen Leistung), siehe Abschnitt 6.2.1). Hierdurch kann entsprechend eine Beugungsmaßzahl von $M_{St}^2 = 3(n_B - 1)$ für eine Barrenzahl $n_B > 1$ erreicht werden.

In Analogie zu den Darstellungen zum Oszillator im Abschnitt 4.1.2 kann für den Diodenstapel bei gegebener Dotierung oder Absorptionslänge im Kristall die minimal mögliche effektive Pumphöhe (Durchmesser in Fast-Richtung) berechnet werden. Dies geschieht wiederum mit Hilfe des ABCD-Formalismus. Ein Bündel paralleler beugungsbegrenzter Gaußstrahlen mit dem Divergenzwinkel (Vollwinkel) $\Theta_{FA} = 4$ mrad wird von einer Linse der Brennweite f_{FA} fokussiert, dann um eine Strecke Δz in Luft bis zum Eintritt in das Lasermedium propagiert, dort an der Oberfläche gebrochen und dann im Lasermedium scheinchenweise propagiert und absorbiert (siehe auch Abbildung 5.1). Dabei weist der Kristall stets ein optimales Dotierungslängenprodukt nach Gleichung (4.17) auf.

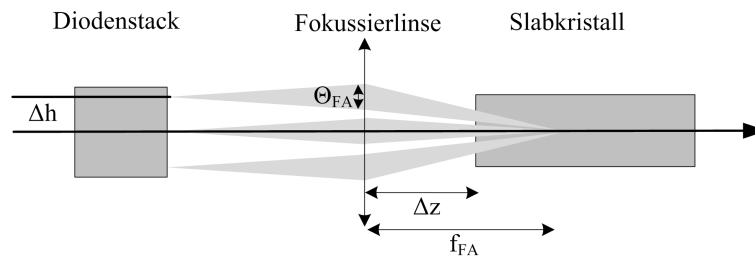


Abbildung 5.1: Prinzipskizze des Pumpstrahlverlaufs in Fast-Richtung. Eine Reihe Diodenlaserbarren mit einem Abstand von Δh in Fast-Richtung wird durch eine Linse der Brennweite f_{FA} in den Slabkristall fokussiert, wobei der Abstand zwischen Linse und Kristallfacette Δz ist.

Aus der Summation der absorbierten Leistungsanteile in Strahlrichtung ergibt sich wiederum das effektive Pumpprofil (vgl. Abschnitt 3.8.2). Die effektive Pumphöhe h_{FA} wird mit Hilfe der 90/10-Schneidenmethode aus dem effektiven Pumpprofil numerisch bestimmt. Für unterschiedliche Kristalldotierung und entsprechende optimale Kristalllängen und für unterschiedliche Stapelhöhen h_{St} (also Barrenzahlen n_B) werden Δz und die Brennweite der Linse f_{FA} variiert, um ein minimales h_{FA} zu erhalten. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abbildung 5.2 aufgetragen. Entsprechend den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1.2 zur Oszillatorpumpe zeigt sich wiederum, dass die durch

$$\tilde{h}_{FA} := h_{FA} / \sqrt{n_B} \quad (5.6)$$

definierte normierte Pumphöhe für unterschiedliche Neodym-Dotierungen unabhängig von der Barrenzahl n_B ist. Es folgt direkt, dass die maximale (eindimensionale) Pumpleistungsdichte

$$Pd_{FA} := \frac{P_{St}}{h_{FA}} = \frac{n_B P_B}{\sqrt{n_B} \tilde{h}_{FA}} = \sqrt{n_B} \frac{P_B}{\tilde{h}_{FA}} \quad (5.7)$$

mit $\sqrt{n_B}$ skaliert. Durch Verwendung von Stacks mit größerer Barrenzahl lässt sich also die Pumpleistungsdichte vergrößern. Es sei jedoch angemerkt, dass besonders in Lasern mit hoher mittlerer Leistung die Leistungsdichte pro Kristallvolumen durch thermische Effekte begrenzt sein kann. In diesem Fall kann es für das thermische Management günstig sein, bei Erhöhung der Pumpleistung die Dotierung des Kristalls zu verringern und damit

die Absorptionslänge zu erhöhen. Hierdurch steigt entsprechend die minimale effektive Pumphöhe h_{FA} , was die eindimensionale Pumpleistungsdichte reduziert.

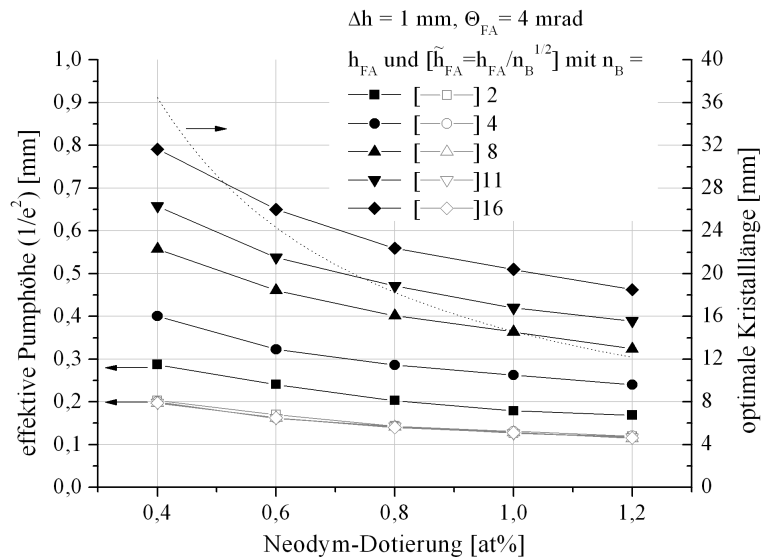


Abbildung 5.2: Minimale effektive Pumphöhe h_{FA} in Nd:YGG gegen die Neodym-Dotierung für unterschiedliche Barrenzahlen n_B bei einem vertikalen Barrenabstand von $\Delta h = 1 \text{ mm}$ und Divergenzwinkel von $\Theta_{FA} = 4 \text{ mrad}$ (Vollwinkel). Die Brennweite der fokussierenden Linse f_{FA} ist auf minimales h_{FA} und die Kristalllänge gemäß Gleichung (4.17) optimiert. Dargestellt ist ebenfalls die auf $\sqrt{n_B}$ normierte Pumphöhe \tilde{h}_{FA} . Diese ist weitestgehend unabhängig von der Barrenzahl n_B .

Bei einer Neodym-Dotierung von 0,8 at% bis 1,0 at% und bei einer Barrenzahl von 11 werden minimale effektive Pumphöhen von 400 μm bis 500 μm erreicht. Dieser Arbeitspunkt wird für eine Innoslab-Verstärkerstufe umgesetzt.

5.2 Limitierungen durch ASE-Effekte

Besonders bei Lasermedien, die nicht bei dem Laserübergang mit der höchsten Verstärkung betrieben werden, ist die maximal extrahierbare Leistung oder Energie durch parasitäre Verstärkungen und Oszillationen bei dem Übergang der höchsten Verstärkung limitiert [Barnes u. Walsh, 1999]. In den hier untersuchten Kristallen ist der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission bei dem Verstärkungsmaximum um 1062 nm etwa einen Faktor 7 größer als bei 935 nm (siehe Tabelle 3.4). Wegen des quasi-3-Niveau-Charakters des $R_2 \rightarrow Z_5$ -Übergangs sind zudem vergleichsweise hohe Pumpenergiedichten von Vorteil, die jedoch parasitäre Effekte ebenfalls begünstigen. Parasitäre Oszillationen lassen sich technisch durch den Einsatz von angepassten Kristall- und Spiegelbeschichtungen sowie durch gezieltes Aufräumen optisch nicht relevanter Flächen im Slabkristall und Vermeidung paralleler Facetten im Laserkristall verringern (siehe auch [Koehler, 2000]). Die Verstärkung von spontan emittierten Photonen (eng. amplified spontaneous emission, ASE) im Einfachdurchgang im Lasermedium sind jedoch nicht vermeidbar. ASE-Effekte können dazu führen, dass die extrahierbare Pulsenergie im Kristall limitiert ist und dass große Energieanteile durch unkontrollierte und ungerichtete Strahlung während der Pumpphase abgeführt werden. Es tritt also ein entsprechender Strahlungshintergrund auf, der sich auch negativ auf die spektrale Reinheit auswirken kann.

Das Einsetzen von Limitierungen durch ASE lässt sich durch die maximale Verstärkung auf bestimmten Pfaden im Kristall abschätzen. Im Folgenden wird als Größe der Verstärkung das Produkt aus Kleinsignalverstärkungskoeffizient und Pfadlänge (Verstärkungslängenprodukt) $g_0 l$ verwendet. In der Literatur wird das Einsetzen von ASE-Effekten bei unterschiedlichen Verstärkungslängenprodukten beschrieben. Barnes u. Walsh [1999] stellen in mit Blitzlampen gepumpten Nd:YAG-Stäbchen eine Reduktion der gespeicherten Energie ab einem $g_0 l$ von etwa 1 fest. Goren u. a. [2006] führten Monte-Carlo-Simulationen zur Berechnung von ASE-Emission von Slab-Verstärkern für Hochleistungslaser durch. Als Lasermedium wurde hier ein im Vergleich zu den hier untersuchten Lasermedien großer Slabkristall aus Nd:Glas mit den Abmessungen $40 \cdot 80 \cdot 4 \text{ cm}^3$ angenommen. In diesen Rechnungen zeigt sich, dass eine Reduktion der Verstärkung bei einem $g_0 l$ von etwa 4 einsetzt. Ab einem $g_0 l$ von etwa 6 steigt die Verstärkung des Seedsignals nicht weiter an. Bei der Modellierung von transversal einseitig gepumpten Nd:YAG-Slabkristallen zeigt sich desweiteren bei Fu u. Gong [2010] an den Kristallrändern eine Abnahme der Verstärkung im Bereich von $g_0 l = 1$. Bei Innoslab-Verstärkern auf Nd:YAG-Basis bei einer Wellenlänge von 1064 nm sind darüber hinaus im Bereich von $g_0 l = 8$ bis 12 deutliche Einschnürungen im Fluoreszenzlicht beim Verstärkungsmaximum aufgetreten, die auf Quer-ASE entlang der Kristalleintrittsfacette zurückzuführen sind [Hoefler, 2011].

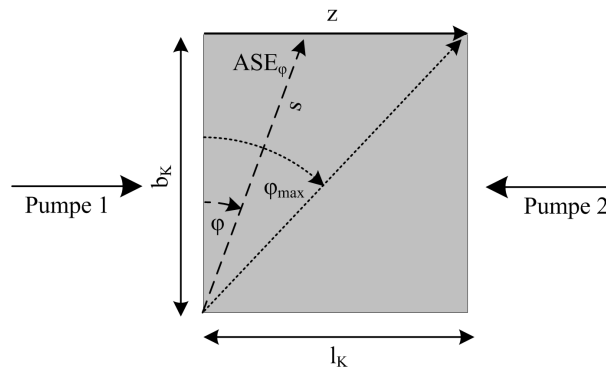


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Verstärkungskanals ASE_φ im Slabkristall. Entlang dieser Richtung treten die größten Verstärkungen auf. Durch verstärkte sponatane Emission kann die im Kristall gespeicherte Energie reduziert werden.

Die Pfade höchster Verstärkung beginnen in den Ecken der Pumpebene im Kristall. Hier ist zum einen die deponierte Energiedichte maximal, und von hier können die Photonen die größten Strecken im gepumpten Medium zurücklegen. Im Folgenden wird ein Ausdruck für das Verstärkungslängenprodukt ASE_φ für Photonen hergeleitet, die unter dem Winkel φ zur Eintrittsfacette entlang der Achse s propagieren (siehe Abbildung 5.3).

Die Inversionsdichten, die durch die Pumpen 1 und 2 erzeugt werden, lassen sich durch

$$\tilde{n}_{p1}(z) = \tilde{n}_{p10} \exp(-\alpha_p z) \quad (5.8)$$

$$\tilde{n}_{p2}(z) = \tilde{n}_{p20} \exp(-\alpha_p [l_K - z]) \quad (5.9)$$

berechnen, wobei die maximale Inversionsdichte an der Kristallkante durch

$$\tilde{n}_{pi0} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2 E_{P_i} \eta_Q \eta_{store} \alpha_p}{E_{php} d_{FA} b_K} \quad (5.10)$$

ausgedrückt werden kann. Hierbei ist E_{P_i} die Pumpenergie der Pumpe i , E_{php} die Energie eines Pumpphotons, η_Q die Quanteneffizienz, η_{store} die Speichereffizienz, α_p der quellenspezifische Absorptionskoeffizient für das

Pumplicht und d_{FA} die Pumphöhe in Fast-Richtung. Es werden die Beugungseffekte der Pumpstrahlung in Fast-Richtung vernachlässigt und somit eine konstante Pumphöhe im Kristall angenommen. Desweiteren wird angenommen, dass die Pumpenergien beider Pumpen gleich sind, und somit

$$\tilde{n}_{p1_0} = \tilde{n}_{p2_0} \quad (5.11)$$

gilt. Das Verstärkungslängenprodukt entlang der Achse s kann offensichtlich ausgedrückt werden durch

$$ASE_{\varphi} := \tilde{\sigma}_m \int_0^{b_K/\cos\varphi} [\tilde{n}_{p1}(s \sin\varphi) + \tilde{n}_{p2}(s \sin\varphi)] ds \quad (5.12)$$

$$= \frac{\tilde{n}_{p1_0} \tilde{\sigma}_m}{\alpha_p \sin\varphi} \{ [1 - \exp(-\alpha_p b_K \tan\varphi)] + \exp(-\alpha_p l_K) [\exp(\alpha_p b_K \tan\varphi) - 1] \}, \quad (5.13)$$

mit $0 \leq \varphi \leq \varphi_{max}$, wobei $\tilde{\sigma}_m$ der maximale Emissionswirkungsquerschnitt und φ_{max} der Winkel der Kristalldiagonalen zur Eintrittsfläche ist.

In technisch relevanten Fällen ist der Pfad der größten Verstärkung für $\varphi=0$ oder $\varphi = \varphi_{max}$ gegeben, wobei der erste Fall ASE_0 hier als Quer-ASE und der zweite Fall $ASE_{\varphi_{max}}$ als Diagonal-ASE bezeichnet wird. Ist der Kristall lang im Vergleich zur Absorptionslänge, so kann der Einfluss der jeweils gegenüberliegenden Pumpe für die Quer-ASE vernachlässigt werden und es ergibt sich

$$ASE_0 = \tilde{\sigma}_m \tilde{n}_{p1_0} b_K \quad (5.14)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2 E_{P1} \eta_Q \eta_{store}}{E_{php}} \alpha_{p-1\%} \tilde{\sigma}_m \frac{dot/\%}{\tilde{d}_{FA}}, \quad (5.15)$$

wobei $\alpha_{p-1\%}$ der effektive Absorptionskoeffizient des Pumplichtes bei der Neodym-Dotierung von 1at% und dot die Neodym-Dotierung des Kristalls ist. Quer-ASE skaliert also zum einen mit der Kristalldotierung und zum anderen invers mit der effektiven Pumphöhe. Gering dotierte Lasermedien weisen also prinzipiell geringere Quer-ASE auf.

Für die Diagonal-ASE ergibt sich

$$ASE_{\varphi_{max}} = \frac{\tilde{\sigma}_m n_{pu} \tilde{n}_{p1_0} \zeta \eta_{abs}}{\alpha_p} \text{ mit} \quad (5.16)$$

$$\zeta = \sqrt{(b_K/l_K)^2 + 1} \text{ und} \quad (5.17)$$

$$\eta_{abs} = 1 - \exp(-\alpha_p l_K), \quad (5.18)$$

wobei $n_{pu} \in \{1,2\}$ die Anzahl der Pumpen ist. Wird das Verstärkungslängenprodukt für Quer-ASE und Diagonal-ASE gleich gewählt, so können daraus Bedingungen für die Kristallbreite b_K abgeleitet werden. Es wird angenommen, dass die Kristalllänge hinsichtlich eines optimalen Dotierungslängenproduktes (siehe Gleichung (4.17)) gewählt ist und dass Gleichung 5.11 gilt. Daraus ergibt sich

$$1 \stackrel{!}{=} \frac{ASE_{\varphi_{max}}}{ASE_0} \Rightarrow \quad (5.19)$$

$$b_K = \frac{1}{dot/\%} \left(\frac{\alpha_p^2}{n_{pu}^2 \eta_{abs}^2} - (dot l_K)_{opt}^{-2} / \%^{-2} \right)^{-1/2}. \quad (5.20)$$

Für den beidseitig gepumpten Fall ($n_{pu} = 2$), mit $\eta_{abs} \approx 1$ gemäß Abschnitt 4.1.1 und $\alpha_p = 0,3 \text{ mm}^{-1}$ (siehe Tabelle 3.4), bei einer Dotierung von $dot = 1 \text{ at\%}$ ergibt sich eine Kristallbreite von $b_K = 7,5 \text{ mm}$. Wird der Kristall breiter gewählt, so ist Quer-ASE stärker als Diagonal-ASE.

5.3 Verstärkung und Extraktionseffizienz

Im Folgenden werden Designaspekte für einen Innoslab-Verstärker diskutiert, die sich speziell für den hier betrachteten Laserübergang ergeben. Dabei ist immer Ziel des Designs, eine hohe Extraktionseffizienz unter angemessenen Flächenlasten zu erreichen. Hierzu werden Verstärkung und Extraktionseffizienz für unterschiedliche Arbeitspunkte analysiert.

Die Verstärkung eines Laserpulses durch einen Slabverstärker im Einfachdurchgang wird für unterschiedliche gespeicherte Energiedichten und Fluenzen des eingehenden Strahls mit den Frantz-Nodvik-Gleichungen (2.38) berechnet. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die effektive Pumphöhe in Fast-Richtung h_{FA} mit dem Strahldurchmesser des Laserpulses in dieser Richtung übereinstimmt. In Slow-Richtung werden drei gleiche gaußförmige Intensitätsverteilungen nebeneinander gelegt, deren Abstand zueinander durch den Sicherheitsfaktor S (siehe Gleichung (2.16)) gegeben ist (siehe Abbildung 5.4). Hierdurch soll ein realitätsnahes Intensitätsprofil inklusive Überlapp durch benachbarte Strahlen am Ort des Slabkristalls erzeugt werden.

An der Ein- und Auskoppelkante im Innoslab-Verstärker wird ein Sicherheitsfaktor von $S = 1,7$ angenommen (siehe Abschnitt 2.4.2). Dies legt den Abstand zweier benachbarter Strahlen auf den Spiegeln im Vergleich zu deren Durchmesser fest. Liegt der Slabkristall in der Mitte der Spiegelanordnung, so liegen dort offensichtlich die Strahlen doppelt so dicht nebeneinander und es gilt entsprechend $S = 0,85$. Für den Verstärkungsprozess wird das summierte Intensitätsprofil aus den drei gaußförmigen Verteilungen in einem Bereich von $\pm S w_S$ um den mittleren Strahl mit einem Strahlradius von w_S in Slow-Richtung berücksichtigt (Bereich zwischen den weißen Linien in Abbildung 5.4).

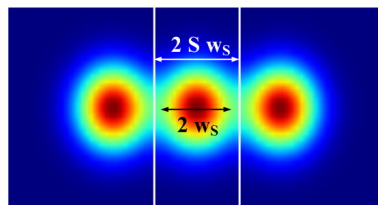


Abbildung 5.4: Energiedichteverteilung des Laserstrahls, der zur Berechnung von Verstärkung und Extraktionseffizienz verwendet wird. Der Sicherheitsfaktor ist $S = 0,85$. Nur der zentrale Bereich wird in der Berechnung berücksichtigt.

Verstärkung G und Extraktionseffizienz (siehe Abbildung 5.5) werden für unterschiedliche maximale gespeicherte Energiedichten und maximale Fluenzen des Laserstrahls berechnet. Hier ist ebenfalls der Arbeitsbereich des Demonstrators markiert. Für den Inversionsreduktionsfaktor wird aufgrund der Untersuchungen zur Verstärkung im Einfachdurchgang $\tilde{\gamma} = 2,2$ angenommen (siehe Abschnitt 3.8). Ebenfalls ist die Reabsorption der Laserstrahlung für eine optimale Kristalllänge gemäß Gleichung (4.17) berücksichtigt. In Abbildung 5.5 ist zusätzlich das Verstärkungslängenprodukt ($g_0 l_K$) in Pumpichtung bei 1062 nm dargestellt. Für hohe gespeicherte Energiedichten steigen die Verluste durch ASE. Die maximale Fluenz des Seedsignals ist dagegen durch die Zerstörschwelle des Lasermediums und der entsprechenden Beschichtung limitiert. Zum Erreichen von hohen Extraktionseffizienzen sind sowohl hohe Seedstrahlfluenzen als auch hohe gespeicherte Energiedichten notwendig.

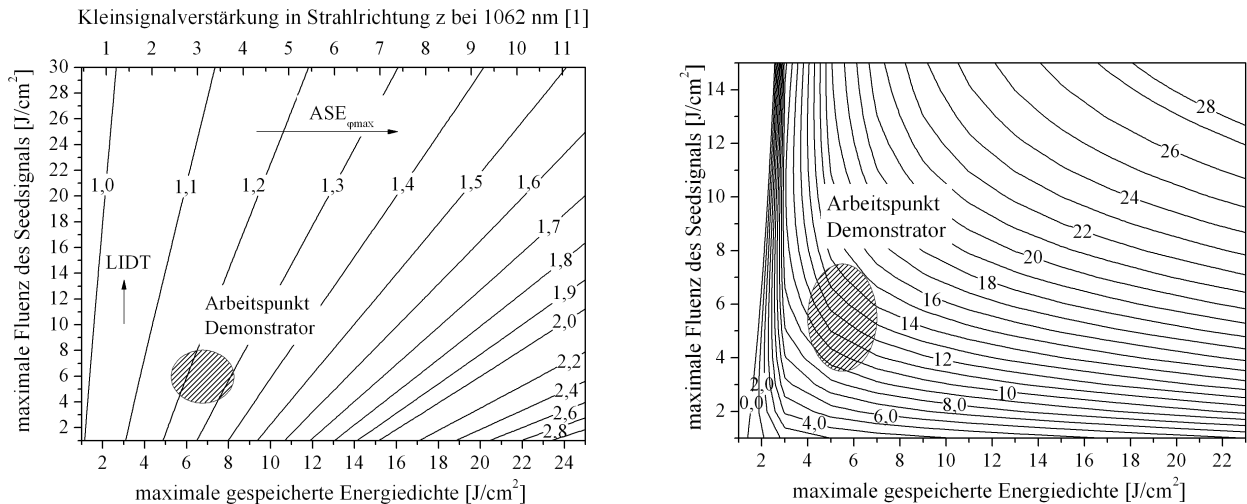


Abbildung 5.5: links: Berechnete Verstärkung eines einlaufenden Pulses bei 935 nm (Seedstrahl) gegen die maximale gespeicherte Energiedichte im Kristall und gegen die maximale Seedstrahlfluenz. Auf obiger Abszisse ist das Verstärkungslängenprodukt für Photonen bei 1062 nm ($R_2 \rightarrow Y_3$) in Strahlrichtung z aufgetragen. Für große Fluenzen des Seedsignals steigt die Gefahr einer Beschädigung von Optiken (LIDT).
rechts: Berechnete Extraktionseffizienz gegen die maximale gespeicherte Energiedichte im Kristall und gegen die maximale Seedstrahlfluenz. Angenommen ist hier ein Sicherheitsfaktor von $S=0,85$ am Ort des Kristalls.

Bei einem Grenzwert für Diagonal-ASE mit $g_0 l = 5$ in einem quadratischen Kristall ($\zeta \approx 1,4$) ergibt sich ein Verstärkungslängenprodukt von etwa $5/\zeta \approx 3,6$ in Strahlrichtung. Dies entspricht einer Kleinsignalverstärkung von etwa 150 entlang der Diagonalen. Zusammen mit einer maximalen Seedstrahlfluenz von 10 J/cm^2 , die einer typischen Zerstörschwelle entspricht, ergeben sich Extraktionseffizienzen (Anteil der im oberen Lasermultiplett gespeicherten Energie, die extrahiert wird) von maximal 18%. Unter der Annahme typischer Speichereffizienzen von 60% und einer Quanteneffizienz von 90% ergibt sich eine optisch-optischen Effizienz von 9,7% ausgehend von der absorbierten Pumpenergie am Laserkristall. Die Effizienz eines solchen Verstärkers ist wahrscheinlich also durch ASE-Effekte und vor allem durch die Zerstörschwelle des Kristallmaterials begrenzt. In Nd:YAG-basierten Slab-Verstärkern mit vergleichbaren Strahlparametern bei 1064 nm wurden bereits Effizienzen von 24% (Pumplicht am Laserkristall zu Laserlicht) nachgewiesen [Luttmann u. a., 2008]. In diesem Fall kann der Verstärker aufgrund des vergleichsweise großen Emissionswirkungsquerschnitts bei 1064 nm in Nd:YAG oberhalb der Sättigungsfluenz betrieben werden bei einer geringen Belastung der Oberflächen.

5.4 Spiegelanordnung

Für den Verstärker günstige Spiegelanordnungen zeichnen sich dadurch aus, dass in stabiler Richtung der transversale Grundmode auf die Pumphöhe und gleichzeitig in instabiler Richtung die Aufweitung des Strahls an die Verstärkung angepasst ist. Durch den Abstand der Spiegel werden hierbei mögliche Modenradien in stabiler Richtung sowie in instabiler Richtung die minimale Aufweitung des Strahls durch seine Eigendivergenz eingeschränkt. Werden stabile und instabile Richtung entkoppelt voneinander gelöst, so ergeben sich im Allgemeinen für einen bestimmten Spiegelabstand unterschiedliche Krümmungsradien der Spiegel in beiden Achsen, was einen hohen technischen Aufwand bedeutet. Günstiger ist es daher, wenn eine der Achsen plan ist oder der gleiche Radius für beide Achsen gewählt werden kann. In diesen Fällen können einfache Zylinderoptiken bzw.

sphärische Optiken verwendet werden. Alternativ können ebenfalls Zylinderlinsen in den Aufbau eingebracht werden, um die Anpassung in stabiler und instabiler Richtung zu erreichen.

Aufgrund der geringen Verstärkung in Nd:YGG muss der Strahl nur entsprechend geringfügig in instabiler Richtung aufgeweitet werden, um eine konstante Fluenz über mehrere Umläufe zu erreichen. Hierfür sind kurze Verstärker bei gleichzeitig planen Spiegeln in instabiler Richtung günstig. Um in stabiler Richtung eine Anpassung des Modendurchmessers auf die Pumphöhe zu erreichen, ist in den hier betrachteten Fällen die konvexe Krümmung mindestens eines Spiegels in stabiler Richtung notwendig. Desweiteren besteht ein Vorteil bei symmetrischen Verstärkeranordnungen mit zwei in stabiler Richtung gleich konvex gekrümmten Spiegeln. Hierdurch werden die Flächenlasten auf den Spiegeln gleich verteilt und das Risiko von Zerstörungen reduziert.

6 Ausführungsbeispiele und Analysen

Ein frequenzstabilisierter MOPA wird realisiert und im Detail analysiert. Hiermit werden am DLR-IPA (Institut für Physik der Atmosphäre) erfolgreich Messungen von atmosphärischem Wasserdampf durchgeführt. Als Laserkristall wird für den MOPA Nd:YGG aus Gründen der Verfügbarkeit verwendet auch wenn sich damit nicht alle WALES-Wellenlängen erzeugen lassen. Um diese Wellenlängen anzusprechen, wird zudem ein frequenzstabilisierter Oszillator auf Basis von Nd:Y₅₈Lu₄₂GG realisiert und hinsichtlich der Abstimmbarkeit analysiert.

6.1 Oszillator im longitudinalen Einmodenbetrieb (Nd:YGG, Nd:YLu₄₂GG)

Der gütegeschaltete Oszillator aus Abschnitt 4.2.1 wird um die Frequenzstabilisierung erweitert und im Detail analysiert. Dies beinhaltet die Bestimmung des effektiven Pumpprofils, die Vermessung der thermischen Linse sowie den Vergleich mit einem einfachen Ratengleichungsmodell. Dazu werden die Umlaufverluste sowie die Kopplungseffizienz des Oszillators mit Hilfe der Methode von Findlay u. Clay [1966] für unterschiedliche mittlere Leistungen und somit unterschiedliche thermische Linsen bestimmt. Auf Basis dieser Werte werden Berechnungen zur Pulsenergie und -dauer durchgeführt und mit Experimenten verglichen. Die Rechnungen erfolgen dabei mit unterschiedlichen Inversionsreduktionsfaktoren $\tilde{\gamma}$. Die Strahlqualität wird für unterschiedliche mittlere Leistungen bestimmt. Darüber hinaus werden die resonatorinternen Fluenzen bestimmt. Der Resonator wird auf Nd:YLu₄₂GG umgerüstet. Hiermit werden Experimente zur spektralen Abstimmbarkeit im longitudinalen Einmodenbetrieb durchgeführt und der Einfluss von Absorptionen insbesondere bei der starken Wasserdampf-Absorptionslinie auf die energetischen Strahleigenschaften untersucht.

6.1.1 Aufbau

Der Aufbau des Oszillators ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Eine detaillierte Auflistung der verwendeten Komponenten ist dem Abschnitt 8.6.2 des Anhangs zu entnehmen. Der Aufbau des Oszillators entspricht dem aus Abschnitt 4.2.1. Dabei wird ein Nd:YGG-Laserkristall („LK“) mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Länge von 10 mm mit einer Neodym-Dotierung von 0,9% verwendet (YGG-2-P4 aus Tabelle 8.14).

Für den QS-SLM-Betrieb wird der Oszillator geseedet und die Resonatorlänge geregelt. Dafür wird der Oszillator um folgende Komponenten erweitert. Zwei $\lambda/4$ -Plättchen („L4-1“ und „L4-2“) werden zwischen Pumpspiegel („PS-1“ bzw. „LS-2“) und Kristall eingebracht. Die Kristallachsen des Plättchens L4-2 werden so eingestellt, dass sie in einem Winkel von 45° zu den ausgezeichneten Achsen (s bzw. p) des Polarisators (TFP) stehen und somit zirkular polarisiertes Licht erzeugen. Das $\lambda/4$ -Plättchen „L4-1“ wird so eingestellt, dass das zirkular polarisierte Licht wiederum in s-Polarisation transformiert wird. Hierdurch sind die Verluste am Pumpspiegel „PS-1“ minimal. Durch diese Anordnung wird im Bereich des Laserkristalls der sogenannte „Twisted-Mode“ erreicht, der ein räumliches Lochbrennen im Bereich des Kristalls beim Einmodenbetrieb verhindert. Die $\lambda/4$ -Plättchen haben eine Antireflexbeschichtung sowohl bei der Laserwellenlänge (935 nm) als auch bei der Pumpwellenlänge (806 nm). Prinzipiell können die Verzögerungsplättchen auch außerhalb des Pumpweges eingebracht werden,

um eine höhere Pumpeffizienz zu erreichen. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Pumpspiegel üblicherweise für s- und p-Richtung unterschiedliche Verzögerungen aufweisen. Wenn das Laserlicht mit s- oder p-Polarisation auf den Spiegel fällt, ist dies nicht von Belang. Bei zirkular polarisiertem Licht wird jedoch der Phasenunterschied bei einem vollen Resonatorumlauf viermal eingebracht. Hierdurch können deutliche Phasenstörungen auftreten, die zusammen mit dem Polarisator („TFP“) die Umlaufverluste erhöhen und besonders bei schwach verstärkenden Medien wie in diesem Fall die Effizienz deutlich reduzieren. Im Fall einer solchen Anordnung ist also darauf zu achten, dass die Beschichtung der Pumpspiegel auf minimale Phasendifferenz zwischen s- und p-Polarisation optimiert ist.

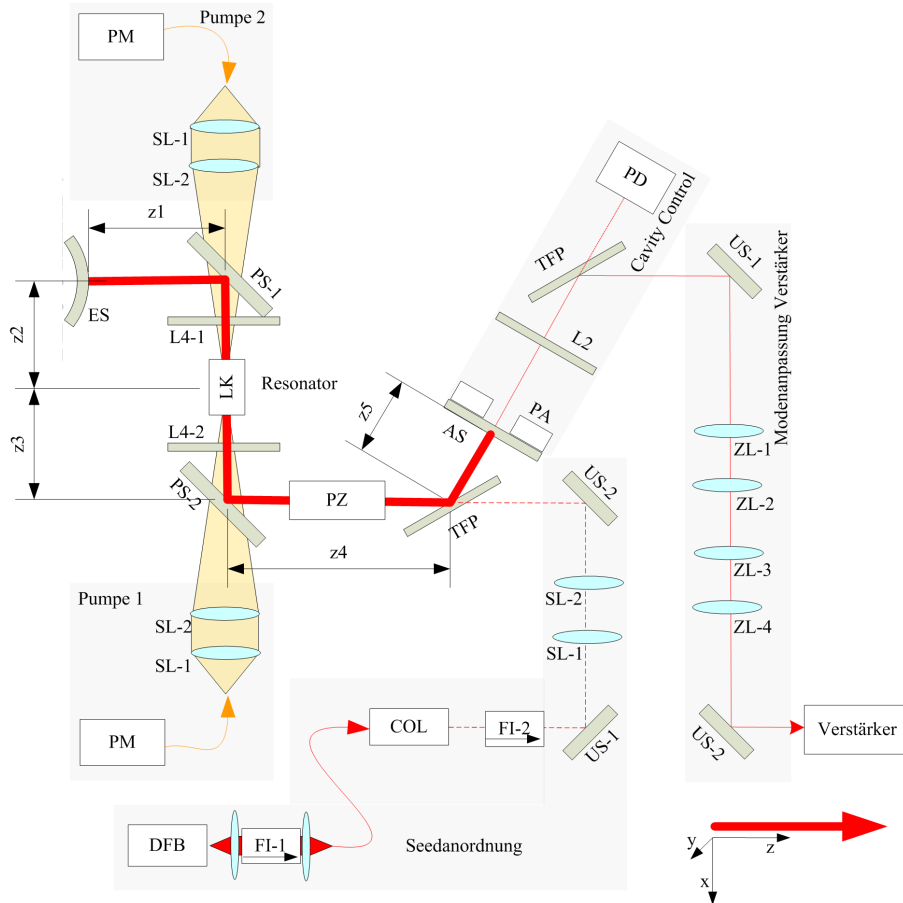


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Oszillators. Dieser umfasst im Vergleich zum Oszillatorkonstruktion gemäß Abbildung 4.11 folgende zusätzliche Komponenten für den longitudinalen Einmodenbetrieb und zur geometrischen Strahlanpassung an den Verstärker: Diodenseedlaser (DFB), Faraday-Isolatoren (FI-1, FI-2), Kollimator (COL), Umlenkspiegel (US-1, US-2), sphärisches Teleskop (SL-1, SL-2), Piezo-Aktor (PA), $\lambda/2$ -Verzögerungspalte (L2), $\lambda/4$ -Verzögerungspalten (L4-1, L4-2), Dünnschichtpolarisator (TFP), Photodiode (PD), jeweils ein Zylinderlinsenteleskop in x- und y-Richtung (ZL-1, ZL-2, ZL-3, ZL-4).

Für den longitudinalen Einmodenbetrieb wird der Resonator mit einem fasergekoppelten DFB-Diodenlaser („DFB“) geseedet. Dazu wird der Laser in p-Polarisation durch den „TFP“ in die Kavität gekoppelt. Durch das Schalten der Pockelszelle in der Pumpphase wird erreicht, dass die Polarisation eines Teils des eingekoppelten Lichtes pro Umlauf auch in die s-Richtung gedreht wird. Durch ein sphärisches Teleskop („SL-1“ und „SL-2“) wird die Lasermode auf die Eigenmode der Kavität geometrisch angepasst. Der DFB-Laser kann in der

Wellenlänge über die Temperatur verstellt werden. Temperierung und Regelung sind integriert. Der DFB-Laser wird über zwei 30 dB Faraday-Isolatoren („FI-1“ und „FI-2“) vor den Depolarisationsverlusten des Oszillators geschützt. Diese können zu einem spektral instabilen Betrieb und sogar zu einer Zerstörung des Diodenlasers führen.

Für den longitudinal einmodigen Betrieb ist die Kavitätslänge resonant auf die Seedwellenlänge einzustellen. Dies wird mit dem Ramp-and-Fire-Verfahren [Henderson u. a., 1986; Nicklaus u. a., 2007] realisiert. Im Fall von Resonanz ist die Transmission der Kavität für die Seedstrahlung hoch. Das durch die Kavität transmittierte Licht wird mit einer verstärkten Photodiode („PD“) hinter dem Auskoppler gemessen. Die Signalstärke wird über eine Anordnung aus $\lambda/2$ -Plättchen und TFP so eingestellt, dass nur ein sehr geringer Leistungsanteil auf die Photodiode gegeben wird. Da der Laserpuls und das Seedsignal weder über spektrale, räumliche, zeitliche Eigenschaften noch über die Polarisation getrennt werden können, ist der Strahl soweit abzuschwächen, dass auf der einen Seite die Signalstärke für die Vermessung des Seedsignals ausreichend ist und auf der anderen Seite die Photodiode nicht durch den Laserpuls zerstört oder beschädigt wird. Zum Ende der Pumpphase detektiert die Ramp-and-Fire-Elektronik ein Resonanzereignis und erzeugt ein entsprechendes TTL-Triggersignal für den QS-Treiber. Weitere Details zur verwendeten Regeltechnik können der Arbeit von Nicklaus u. a. [2007] entnommen werden.

6.1.2 Pumpprofil

Die Pumpstrahlkaustik wird mit Hilfe der CCD-Kamera [G-9] vermessen bei einer Schrittweite in Strahlrichtung von 1 mm. Daraus wird nach Gleichung (3.44) das effektive Energiedichteprofil bzw. Kleinsignalverstärkungsprofil $g(r)$ ermittelt (analog zu Abschnitt 3.8.2).

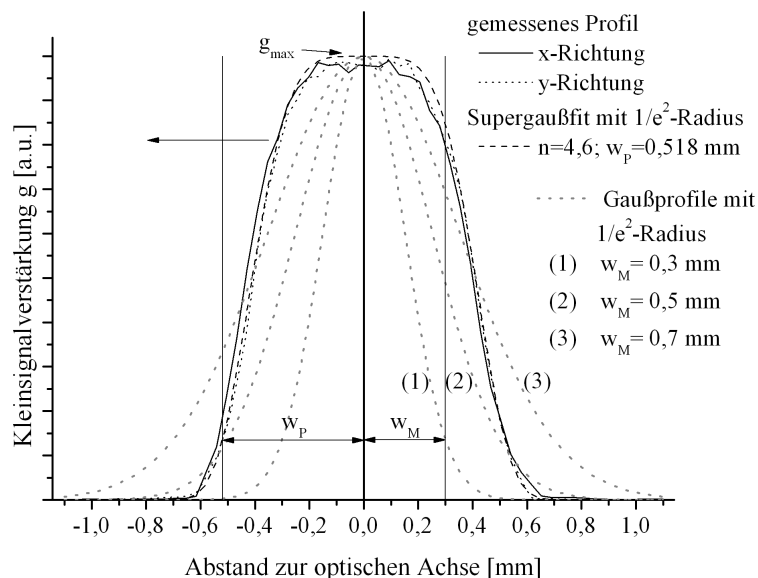


Abbildung 6.2: Gemessene Profile und Supergaußfit der Kleinsignalverstärkung g im Kristall sowie mögliche Photonendichteverteilungen unterschiedlicher TEM_{00} -Moden

Die Verteilung kann dabei von einer Supergaußfunktion (siehe Gleichung (4.32)) mit einem Gaußgrad von $n = 4,6$ und einem Radius von $w_p = 0,518$ mm wiedergegeben werden (siehe Abbildung 6.2). Ebenfalls dargestellt sind dort mögliche Photonendichteverteilungen von TEM_{00} -Moden mit unterschiedlichen Radien w_M .

In einem optimierten Laserdesign sind beide Verteilungen aufeinander anzupassen. Günstige Verhältnisse aus Pump- und Modenradius können den Rechnungen zur Pulsenergie und -dauer (siehe Abschnitt 4.1.3) entnommen werden. In dem Resonator des Demonstrators werden Radien von etwa 300-350 μm erreicht. Dies wird im Detail in Abschnitt 6.1.7 diskutiert.

6.1.3 Thermische Linse

Die in den Laserkristall über den Pumpprozess eingebrachte Energie wird nur zu einem Teil in Photonen umgesetzt, die den Kristall wieder verlassen. Dazu gehören sowohl die Photonen aus dem induzierten Verstärkungsprozess bei der gewünschten Laserwellenlänge als auch Photonen aus spontanen Emissionen. Alle anderen Prozesse führen im Kristall zu Wärme. Die in den Kristall eingebrachte Heizleistung kann näherungsweise über

$$P_{\text{heiz}} = P_{\text{abs}} (1 - \eta_Q \{ \eta_{\text{extr}} \eta_{St} + [1 - \eta_{\text{extr}}] \tilde{\eta}_{St} \}) \quad (6.1)$$

berechnet werden, wobei $\eta_{St} = 806/935$ die Stokes-Effizienz für den Laserübergang bei 935 nm, $\tilde{\eta}_{St} = 806/1062$ die Stokes-Effizienz für den stärksten Laserübergang bei 1062 nm, η_Q die Quanten-Effizienz, P_{abs} die absorbierte mittlere Pumpleistung und η_{extr} die Extraktionseffizienz für den Laserübergang bei 935 nm (bezogen auf $P_{\text{abs}} \eta_Q$) ist. Diese Gleichung ergibt sich direkt aus [Koechner, 2006], wobei dort nur die Stokes-Effizienz des Laserübergangs berücksichtigt wird. Wie sich in den Experimenten zeigt, wird hier nur ein geringer Anteil der im oberen Lasermultiplett gespeicherten Leistung in Strahlung bei 935 nm konvertiert. Ein großer Anteil wird über spontane Prozesse besonders bei dem Verstärkungsmaximum um 1062 nm abgeführt. Da für diesen Übergang die Stokes-Effizienz geringer ist als bei 935 nm, fällt entsprechend mehr Wärme an. Es werden Extraktionseffizienzen von etwa 10% (bezogen auf die absorbierte Leistung) erreicht (vgl. Abschnitt 4.12). Bei einer Quanteneffizienz von $\eta_Q = 0,9$ ergibt sich $\eta_{\text{extr}} \approx 11\%$.

Dabei können über das Pumprofil selbst und über den Prozess der Wärmeabfuhr Temperaturgradienten im Kristall entstehen. Diese können über unterschiedliche Effekte die Phase von transmittierendem Licht beeinflussen. Hierbei spielt meist die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur dn_2/dT (Index „2“ wurde in Abschnitt 3.6 eingeführt) die wichtigste Rolle [Koechner, 2006]. In erster Näherung führt das Temperaturprofil von seiten- wie endgepumpten Stäben zu einer sphärischen thermischen Linse, in endgepumpten Slabkristallen zu einer zylindrischen thermischen Linse. In partiell endgepumpten Stäben kann die Brennweite der thermischen Linse über

$$f_{\text{rod}} = \frac{K_c}{dn_2/dT} \frac{\pi w_p^2}{P_{\text{heiz}}} \quad (6.2)$$

bestimmt werden, wobei K_c die thermische Leitfähigkeit und w_p der Pumpradius ist [Koechner, 2006].

Es existieren unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der thermischen Linse gepumpter Lasermedien. Sie unterscheiden sich hauptsächlich dadurch, dass zum einen der Einfluss der thermischen Linse auf einen extern generierten Prüfstrahl ausgewertet wird und zum anderen der Prüfstrahl in dem Medium selbst generiert wird. In diesem Fall steht der Kristall selbst in einem Resonator. Wird ein externer Prüfstrahl verwendet, so wird meist der Einfluss des Lasermediums auf die Phase des Strahls entweder interferometrisch vermessen [Tidwell u. a., 1992; Pfistner u. a., 1994] oder die geometrischen Strahleigenschaften vor und nach dem Medium verglichen [Murray, 1983]. Der Vorteil möglicher interferometrischer Verfahren ist, dass sie nicht auf die Bestimmung der Brennweite der thermischen Linse beschränkt sind, sondern im Idealfall die komplette Phasendeformation räumlich aufgelöst erfassen. Hierdurch lassen sich z.B. Störeinflüsse wie thermisch induzierte Aberrationen messen. Interferometrische Anordnungen sind jedoch nicht immer leicht zu realisieren. Pump- und Prüfstrahl müssen

voneinander getrennt werden. Bei kleinen Pumpquerschnitten ist ggf. eine vergrößernde Optik zu verwenden. Zudem ist es besonders anspruchsvoll, diese Messung im Laserbetrieb durchzuführen, weil es in diesem Fall oftmals stärkere geometrische Einschränkungen gibt und die spektrale Trennung von Pumpstrahl, Laserstrahl und Prüfstrahl notwendig werden.

Verfahren, bei denen die Eigenschaften des Resonatorstrahls selbst ausgewertet werden, funktionieren inhärent nur dann, wenn auch der Resonator im Betrieb ist. Hierbei wird meist direkt auf die Brennweite der thermischen Linse geschlossen, ohne die genaue Phasendeformation zu bestimmen. Prinzipiell kann ebenfalls über das Stabilitätskriterium des Resonators auf die thermische Linse geschlossen werden, indem z.B. die Ausgangsleistung über die Resonatorlänge oder über den thermischen Eintrag (mittlere Pumpleistung) vermessen wird [Song u. a., 2002]. Die Brennweite der thermischen Linse kann zudem direkt aus der Messung des komplexen Strahlparameters

$$q_m = z_{0m} + i z_{Rm} \quad (6.3)$$

sowie der Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt werden, wobei z_{0m} der Abstand der Strahlteile zu einem Referenzpunkt und z_{Rm} die Rayleighlänge ist. Neuenschwander u. a. [1995] zeigen eine Methode zur Vermessung thermischer Linsen in stabilen Resonatoren, bei der die Strahlradien des Resonators im Nah- und Fernfeld ausgewertet werden. Allgemein kann also in gewissen Bereichen bei vorgegebener Resonatorgeometrie einem Strahlparameter q_m eine Brennweite der thermischen Linse f_{rod} zugewiesen werden. Dies wird für den hier dargestellten Resonator durchgeführt.

Es werden Kaustiken hinter dem Auskoppler für unterschiedliche Repetitionsraten im QS-MM-Betrieb vermessen und hieraus der komplexe Strahlparameter q_m sowie die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt. Der entsprechende Strahlparameter

$$q_t(f_{rod}) = z_{0t} + i z_{Rt} \quad (6.4)$$

wird zudem für unterschiedliche thermische Linsen mit der Brennweite f_{rod} mit Hilfe des ABCD-Matrixformalismus als Eigenlösung aus der Resonatorconfiguration berechnet. Für die Berechnung komplexer Strahlparameter als Eigenlösung der Gesamtumlaufmatrix auf Basis des ABCD-Formalismus sei hier auf [Siegmann, 1986] verwiesen. Da die Tailenposition durch den planen Auskoppler festgelegt ist, werden nur die Rayleighlängen des gemessenen und des berechneten q-Parameters verglichen. Die Güte einer möglichen Lösung wird mit der Fehlerfunktion

$$err(f_{rod}) = |z_{Rm} - z_{Rt}|. \quad (6.5)$$

bewertet. Mit einem brute-force-Optimierer wird zu jedem q_m die Brennweite f_{rod} mit minimalem err ermittelt. Es zeigt sich bei den Messungen ein Unterschied von etwa 10% zwischen x -Richtung und y -Richtung. Ursache hierfür ist wahrscheinlich ein nicht vollständig rotationssymmetrischer Wärmeabfluss aus dem Laserstab.

Der Laserstab wird für diese Experimente in eine Kupferwärmesenke aus zwei Halbschalen eingepresst. Der Wärmekontakt wird durch Indiumfolie hergestellt. Senkrecht und parallel zur Pressrichtung können prinzipiell unterschiedliche Kräfte entstehen, die zu unterschiedlichen Wärmekontaktierungen führen können. Dies kann prinzipiell durch Löttechniken verbessert werden.

Die Brennweiten der thermischen Linsen werden ebenfalls mit Gleichung (6.2) berechnet. Die entsprechenden Werte für den Pumpradius w_p , die Wärmeleitfähigkeit K_C , den Quantenwirkungsgrad η_Q und die Extraktionseffizienz η_{extr} sind der Abbildung 6.3 zu entnehmen. Die Berechnungen werden für unterschiedliche Extraktionseffizienzen (0%, 11% und 100%) durchgeführt, wobei $\eta_{extr} = 11\%$ einem praxisnahen Arbeitspunkt hoher Effizienz entspricht. Für diesen Wert werden ebenfalls mögliche Brennweiten der thermischen Linse berechnet, die sich durch die Unsicherheiten von K_C und dn_2/dT ergeben.

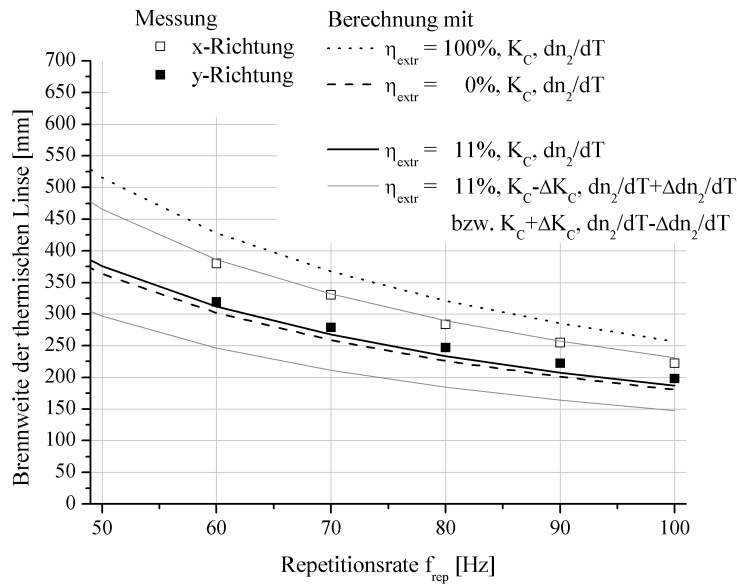


Abbildung 6.3: Messung und Berechnung der Brennweite der thermischen Linse gegen die Repetitionsrate des Lasers. Bei den Berechnungen sind folgende Parameter gewählt: $\eta_Q = 0,9$, $w_P = 518 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 6.2), $K_C \pm \Delta K_C = 6,2 \pm 1 \text{ W/m/K}$ (siehe Tabelle 3.4), $dn_2/dT \pm \Delta dn_2/dT = 17,6 \pm 1,1 \text{ K}^{-1}$ (siehe Tabelle 3.4)

Dabei zeigt sich, dass die gemessenen Werte innerhalb dieses Fehlerbereichs liegen. Mit diesem Parametersatz lassen sich also Brennweiten von thermischen Linsen vorhersagen. Die Kenntnis der thermischen Linse ist vor allem für das Laserdesign wichtig. Desweiteren zeigt sich, dass Berechnungen mit einer Extraktionseffizienz von $\eta_{extr} = 0\%$ im Vergleich zu den sonstigen Unsicherheiten ähnliche Werte liefern wie für den praxisnahen Fall. Aufgrund des geringeren Quantendefekts bei dem Laserübergang bei 935 nm im Vergleich zum Verstärkungsmaximum ergibt sich also bei geringen Extraktionseffizienzen keine deutliche Reduktion der thermischen Brechkraft.

6.1.4 Umlaufverluste

Die im Resonator umlaufende Strahlung erfährt neben der gewünschten Auskopplung am Auskoppelspiegel für gewöhnlich weitere ungewünschte Verluste, die zu einer Reduktion der Gesamteffizienz führen. Dies wird für den Fall des Demonstrator-Lasers experimentell untersucht.

Zum einen treten Verluste an optischen Beschichtungen auf. Bei reflektierenden Optiken wie den Pumpspiegeln, dem Endspiegel und in diesem Fall dem Polarisator, wird bei der Laserwellenlänge eine vollständige Reflexion angestrebt. Bei transmittierenden Optiken, wie der Pockelszelle, dem Laserkristall und ggf. Verzögerungsplättchen, ist entsprechend eine vollständige Transmission erwünscht. Hochreflektierende bzw. niedrigreflektierende Beschichtungen können jedoch dies technisch nicht vollständig leisten. Abhängig von der Beschichtungstechnik, dem Substrat und den sonstigen Anforderungen an spektralem Verlauf und Zerstörschwelle weichen die realisierbaren Eigenschaften von dem Optimum ab. Das heißt, dass Reflexion und Transmission immer < 1 sind und es daher zu entsprechenden Verlusten kommt.

Zum anderen kommen neben den Verlusten an der Oberfläche die Verluste durch Absorption in den ent-

sprechenden Medien hinzu. Im Falle der reinen Kristallmaterialien, wie dem YGG des Laserkristalls und BBO der Pockelszelle, sind diese Verluste vergleichsweise gering und können nur durch die Kristallzucht beeinflusst werden. Besonders bei Lasern im longitudinalen Einmodenbetrieb, die auf der Absorptionslinie eines Gases arbeiten, das in der Atmosphäre in nicht zu vernachlässigenden Anteilen vorkommt, kommt es ebenfalls zu relevanten Absorptionen der Laserstrahlung in der Luft. Technisch kann dies jedoch mit der Befüllung des Laserkompartments mit einem angepassten Gas verhindert werden. Im Falle von Wasserdampf-DIAL-Lasern eignen sich hierzu beispielsweise getrocknete Luft oder Stickstoff.

Während die oben genannten Verlustkanäle technischer Natur sind, also durch entsprechenden technischen Aufwand prinzipiell reduziert werden können, treten im Resonator Verluste auf, die inhärent sind und ggf. nur über entsprechendes Laserdesign reduziert werden können. Die größten Verluste dieser Art sind die Reabsorptionsverluste im Lasermedium durch die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus gemäß Boltzmann. Der hier verwendete Laserkristall erzeugt einen Umlaufverlust von

$$L_{Z_5 \rightarrow R_2} = 1 - \exp(-2\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}). \quad (6.6)$$

Mit $\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$ aus Tabelle 3.3 ergibt sich $L_{Z_5 \rightarrow R_2} = 7,3\%$ bei Raumtemperatur. Diese Verluste lassen sich prinzipiell durch Verkürzung des Kristalls reduzieren. Hierdurch sinkt jedoch die Absorptionseffizienz und somit auch die Gesamteffizienz. Für Kristalle mit einem optimalen Dotierungslängenprodukt betragen die Reabsorptionsverluste etwa 11% (siehe Abschnitt 4.1.1). In gewissen Grenzen können die Reabsorptionsverluste ebenfalls mit einer angepassten Kristalltemperatur minimiert werden (siehe auch Abschnitt 2.3 zur thermischen Besetzung).

Ein weiterer Verlustkanal im Resonator mit linearem Polarisationsfilter ist ungewollte Depolarisation. Diese Verluste können beispielsweise durch doppelbrechende Medien, wie dem BBO-Pockelszellenkristall im geschalteten Zustand aber auch durch Spannungsdoppelbrechung durch thermisch induzierte Spannung im gepumpten Lasermedium entstehen. Diese ist prinzipiell jedoch durch gewisse Anordnungen kompensierbar. Darüber hinaus kann gezeigt werden, dass in einer entsprechenden Kompensationsanordnung aus zwei Laserkristallen und einem Faraday-Rotator der Twisted-Mode unbeeinträchtigt bleibt [Lagoutte u. a., 1995].

Die gesamten Umlaufverluste im Resonator werden in dieser Arbeit mit L bezeichnet. L ist dabei äquivalent zu den Verlusten durch den Auskoppler $(1 - \tilde{R})$ definiert. Ist ϕ_n die Anzahl der Photonen beim Umlauf n , so ist die Anzahl für den folgenden Umlauf

$$\phi_{n+1} = \phi_n(1 - L)\tilde{R}. \quad (6.7)$$

In der Literatur ([Degnan u. a., 1998; Koechner, 2006; Findlay u. Clay, 1966]) wird der Verlustfaktor oft auch wie ein Produkt \tilde{L} aus Absorptionskoeffizient und Medienlänge mit

$$1 - \exp(-\tilde{L}) = L \quad (6.8)$$

definiert. Für $L \ll 1$ stimmen diese Werte überein.

Die gesamten Umlaufverluste L können experimentell mit der Methode von Findlay u. Clay [1966] erfasst werden. Dabei wird der Resonator bei mindestens zwei unterschiedlichen definierten Verlusten an der Schwelle betrieben. Zu diesen Arbeitspunkten werden die entsprechenden Schwellpumpenergien bestimmt. Üblicherweise werden dafür Auskoppelspiegel mit unterschiedlichem Reflexionsgrad \tilde{R}_i verwendet. Prinzipiell ist es auch möglich, Medien mit bekannter Transmission in den Resonator einzubringen. An der Schwelle gilt jeweils

$$\tilde{R}_i(1 - L)G_i = 1, \text{ wobei} \quad (6.9)$$

$$G_i = \exp(2g_0l_K) \quad (6.10)$$

die Verstärkung pro Resonatorumlauf ist. In homogen gepumpten Medien mit der Pumpfläche A_p gilt weiterhin

$$2 g_{0_i} l_K = \frac{2 \tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} E_{thres_i}}{E_{ph} A_p} \eta =: K E_{thres_i}, \quad (6.11)$$

wobei E_{ph} die Photonenenergie bei der Laserwellenlänge von 935 nm, E_{thres_i} die absorbierte Pumpenergie an der Schwelle und

$$\eta = \eta_{St} \eta_Q \eta_{store} \eta_M \quad (6.12)$$

das Produkt aus Stokes-, Quanten-, Speicher- und Überlappeneffizienz ist. Aus den Gleichungen (6.10) und (6.11) ergibt sich direkt die Beziehung

$$-\ln(\tilde{R}_i) = K E_{thres_i} - \ln(1 - L). \quad (6.13)$$

Wertepaare

$$(E_{thres_i}, -\ln(\tilde{R}_i)) \quad (6.14)$$

liegen also auf einer Geraden der Steigung K und dem y -Achsenabschnitt $-\ln(1 - L)$. Bei experimentell bestimmten Wertepaaren kann also durch linearen Fit über den y -Achsenabschnitt direkt der Gesamtverlust L bestimmt werden. Dies setzt jedoch voraus, dass L bei unterschiedlichen absorbierten Pumpenergien E_{thres_i} konstant ist. Experimentell wird E_{thres_i} meist über die Pumpleistung eingestellt. Hierdurch werden auch im Kristall unterschiedliche Wärmemengen deponiert und somit unterschiedliche thermische Linsen erzeugt. Dies wiederum beeinflusst die transversale Modenstruktur im Resonator und somit Beugungsverluste und Überlappeneffizienzen η_M . L ist also im Allgemeinen abhängig von der mittleren absorbierten Leistung P_{abs_i} . Durch unterschiedliche Repetitionsraten f_{rep} können bei gleicher absorbierten Pumpenergie pro Puls E_{abs_i} unterschiedliche mittlere absorbierte Leistungen

$$P_{abs_i} = f_{rep} E_{abs_i} \quad (6.15)$$

eingestellt werden, um die Verluste L anzupassen. Im Experiment ist weiterhin jedoch zu beachten, dass bei diodengepumpten Systemen die Zentralwellenlänge der Dioden mit der mittleren Leistung schiebt. Hierdurch ändert sich entsprechend die effektive Absorption der Pumpstrahlung im Kristall.

Es werden für 4 unterschiedliche Auskoppelspiegel mit den Reflexionsgraden

$$\tilde{R}_i \in \{80\%, 85\%, 90\%, 95\%\} \quad (6.16)$$

die entsprechenden Schwellpumpenergien $E_{thres_i,j}$ bei unterschiedlichen Repetitionsraten f_{rep_j} ermittelt. Die Schwellpumpenergie wird jeweils über den Pumpstrom I_i eingestellt. Um die entsprechenden absorbierten Energien E_{abs_i} aus I_i zu bestimmen, werden deshalb zunächst die absorbierte Pumpenergie im Kristall für unterschiedliche Pumpströme I und f_{rep_j} mit einer Schrittweite von 10 A bzw. 10 Hz vermessen. Zwischenwerte werden durch lineare Interpolation ermittelt. Entsprechend wird die mittlere absorbierte Pumpleistung über

$$P_{abs_i,j} = f_{rep_j} E_{abs_i,j} \quad (6.17)$$

bestimmt.

Zur Messung des Schwellpumpstroms wird der Pumpstrom zunächst soweit erniedrigt, bis der Resonator knapp überhalb der Schwelle läuft. In diesem Arbeitspunkt wird die Resonatorjustage über die Kippwinkel von Auskoppel- und Endspiegel auf maximale Ausgangsleistung optimiert. Danach wird der Pumpstrom zu der nun niedrigeren Schwelle abgesenkt und wiederum eine Justage vorgenommen. Dieser Prozess wird solange iteriert, bis das Minimum der Schwelle erreicht ist. Diese Schwelle wird dabei mit einer Auflösung von 0,1 A bestimmt.

In Abbildung 6.4 sind für die unterschiedlichen Reflexionsgrade \tilde{R}_i die Schwellpumpenergien $E_{thres,i,j}$ gegen die entsprechenden mittleren absorbierten Pumpleistungen $P_{abs,i,j}$ aufgetragen. Wie bereits zuvor erwähnt sind nur die Verluste L bei einer bestimmten mittleren Leistung vergleichbar. An den Stützstellen $P_{abs,m}$ mit $m=1$ bis 13 werden deshalb die entsprechenden Schwellpumpenergien $E_{thres,i,m}$ durch Interpolation ermittelt. Die Messungen zu den unterschiedlichen Reflexionsgraden \tilde{R}_i überdecken unterschiedliche mittlere Pumpleistungen. Dadurch ergeben sich Bereiche mit zwei, drei oder vier Messpunkten $E_{thres,i}$ pro $P_{abs,m}$. Die entsprechenden Wertepaare

$$(E_{thres,i,m}, -\ln(\tilde{R}_i)) \quad (6.18)$$

werden für jedes m nach Gleichung (6.13) linear gefittet. Daraus ergeben sich für jedes m die Fitparameter

$$(K_m, L_m). \quad (6.19)$$

Dem Abschnitt 8.7.4 des Anhangs sind die Details der linearen Fits zu entnehmen.

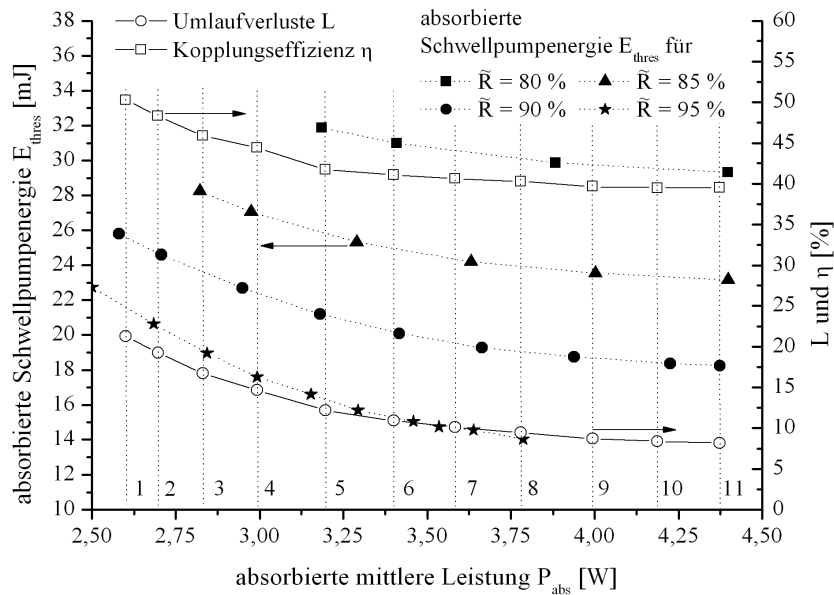


Abbildung 6.4: Messung der Umlaufverluste L und der Kopplungseffizienz η nach Findlay Clay [Findlay u. Clay, 1966] gegen die absorbierte mittlere Leistung. Grundlage hierfür ist die Messung der absorbierten Schwellpumpenergie für unterschiedliche Auskoppelgrade bei unterschiedlichen Repetitionsraten. Für elf unterschiedliche absorbierte mittlere Leistungen werden diese Daten interpoliert und daraus L und η bestimmt (siehe Abbildung 8.9 im Anhang).

Die leistungsabhängigen Verluste L sind ebenfalls Abbildung 6.4 zu entnehmen. Es zeigt sich eine deutliche Abnahme der Resonatorverluste hin zu höheren mittleren Pumpleistungen. Bei geringeren Pumpleistungen überschreitet der Modenradius der Grundmode den Pumpradius, wodurch hohe Beugungsverluste und Absorptionen im ungepumpten Bereich entstehen. Bei höheren Leistungen nähern sich die Verluste den Reabsorptionsverlusten im Kristall. Die über die Reabsorption im ungepumpten Fall hinausgehenden Verluste liegen demnach bei höheren Pumpleistungen bei etwa 1%.

Aus den Fitparametern K_m können gemäß Gleichung (6.11) die Effizienzen η_m bei gegebenem Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$ (siehe Tabelle 3.3) und der Pumpfläche A_p bestimmt werden. Die Pumpfläche kann dem

effektiven Pumpenergiedichteprofil nach Abbildung 6.2 entnommen werden. Als Radius der zylinderförmigen Pumpenergiedichteverteilung wird der Wert angenommen, bei dem das gemessene Profil auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist. Hierdurch ergibt sich eine Pumpfläche von

$$A_p = \pi (0,41 \text{ mm})^2 \approx 0,528 \text{ mm}^2. \quad (6.20)$$

Da die Stokes-Effizienz η_{st} gemäß Tabelle 3.3 bekannt ist und die Speichereffizienz η_{store} durch Gleichung (2.53) aus der Speicherzeit (siehe Abschnitt 3.5) für die hier verwendete Pumpdauer bestimmt werden kann, können aus K_m die Produkte aus Quanteneffizienz und Modenüberlapp-effizienz $(\eta_Q \eta_M)_m$ berechnet werden. Demnach ergibt sich bei hohen Leistungen

$$(\eta_Q \eta_M)_{m=11} = 72,5\%. \quad (6.21)$$

Die hier betrachteten Resonatorkonfigurationen mit entsprechend unterschiedlichen Auskoppelgraden wird energetisch im QCW-Betrieb charakterisiert. Dies ist im Abschnitt 8.6 des Anhangs dargestellt.

Es sei angemerkt, dass nach der Methode von Findlay u. Clay [1966] die Resonatorverluste im Arbeitspunkt des laufenden Lasers nur für reine 4-Niveau-Systeme gemessen werden können. Grund ist, dass bei der Messung an der Schwelle das obere Laserniveau weniger gepumpt und somit das Grundniveau entsprechend weniger entvölkert ist als im Arbeitspunkt. Hierdurch werden bei nicht 4-Niveau-Systemen an der Schwelle höhere Reabsorptionsverluste gemessen als im gewünschten Arbeitspunkt. Die Besetzung des unteren Laserniveaus ist jedoch im Fall von Nd:YGG mit etwa 0,9% vergleichsweise schwach.

Bei einer praxisnahen absorbierten Pumpenergie von 65 mJ in einem Kristallvolumen von 8,4 mm³ (dies entspricht einem zylinderförmigen Volumen mit der Länge 10 mm und einer Pumpfläche A_p) wird bei einer Neodym-Dotierung von 1 at% die Besetzung des unteren Niveaus im Mittel um etwa 40% reduziert. Entsprechend wird die Reabsorption im Arbeitspunkt um maximal diesen Faktor im Vergleich zum Betrieb an der Schwelle reduziert.

6.1.5 Vergleich Experiment und Simulation hinsichtlich Pulsenergie und -dauer

In diesem Abschnitt werden experimentelle Untersuchungen zu den energetischen Pulseigenschaften des Resonators dargestellt und mit Simulationen verglichen. Ziel ist neben der energetischen Charakterisierung, das theoretische Modell anhand der experimentellen Daten zu verifizieren. Dabei wird das 2-Niveau-Modell aus Abschnitt 2.5.3 verwendet, wobei jedoch explizit keine räumlichen Verteilungen berücksichtigt werden. n ist die mittlere Inversionsdichte innerhalb der Fläche A_p . Die Inversionsreduktion durch Thermalisierung wird mit dem Faktor $\tilde{\gamma}$ gemäß Gleichung 2.62 berücksichtigt. Die Ratengleichungen lauten somit

$$\dot{\tilde{n}}(t) = -\tilde{\gamma} \Gamma(t) \quad (6.22)$$

$$\dot{\Phi}(t) = l_K A_p \Gamma(t) - \Phi(t) \tau_c^{-1} \quad (6.23)$$

$$\Gamma(t) = c \tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} \tilde{n}(t) \Phi(t) l_R^{-1} A_p^{-1} \quad (6.24)$$

$$\tau_c = -2 l_R c^{-1} \ln(\tilde{R} (1 - L(P_{abs})))^{-1}. \quad (6.25)$$

Die Ratengleichungen 6.22 bis 6.25 werden numerisch mit dem Runge-Kutta-Verfahren 4ter Ordnung gelöst. Um die Energie im Kristall zu berechnen, die vor der Pulsextraktion im Volumen der Lasermode gespeichert ist, wird die leistungsabhängige Messung des Produktes $[\eta_Q \eta_M](P_{abs})$ gemäß Abbildung 6.4 verwendet. Die Besetzungsinversion kurz vor Beginn des Pulsaufbaus beträgt demnach

$$\tilde{n}_0 = E_{abs} E_{php}^{-1} \eta_Q [\eta_{store} \eta_M](P_{abs}) l_K A_p. \quad (6.26)$$

Entsprechend wird die Messung der leistungsabhängigen Verluste $L(P_{abs})$ gemäß Abbildung 6.4 in der Berechnung verwendet. Dadurch werden bereits die Verluste berücksichtigt, die durch die Besetzung des unteren Laserniveaus entstehen. Die Berechnungen werden für unterschiedliche Inversionsreduktionsfaktoren $\tilde{\gamma}$ durchgeführt. Sowohl die möglichen relevanten Grenzfälle nach Tabelle 2.4 als auch die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten werden berechnet. Desweiteren werden Messungen und entsprechende Rechnungen mit zwei unterschiedlichen Auskoppelgraden mit $\tilde{R} \in \{80\%, 85\%\}$ durchgeführt. Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Pulsenergien ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Für den Fall eines idealen Quasi-3-Niveau-Systems (Fall 2 aus Tabelle 2.4) mit $\tilde{\gamma} = 1,02$ zeigt sich eine deutliche Überschätzung der Pulsenergien in beiden Fällen. Für den Fall einer im Vergleich zum Laserpuls sehr langen Thermalisierungszeit des unteren Laserniveaus bzw. oberen Laserniveaus, also $\tilde{\gamma} = 3,19$ bzw. $\tilde{\gamma} = 2,21$, ergibt sich eine Unterschätzung der Pulsenergien. Die beste Übereinstimmung mit dem Experiment kann mit $\tilde{\gamma} = 1,75$ erzielt werden, für $\tilde{\gamma} = 2,21$ werden die experimentellen Daten nur leicht unterschätzt. Dies steht in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen aus den Verstärkungsexperimenten in Abschnitt 3.8.

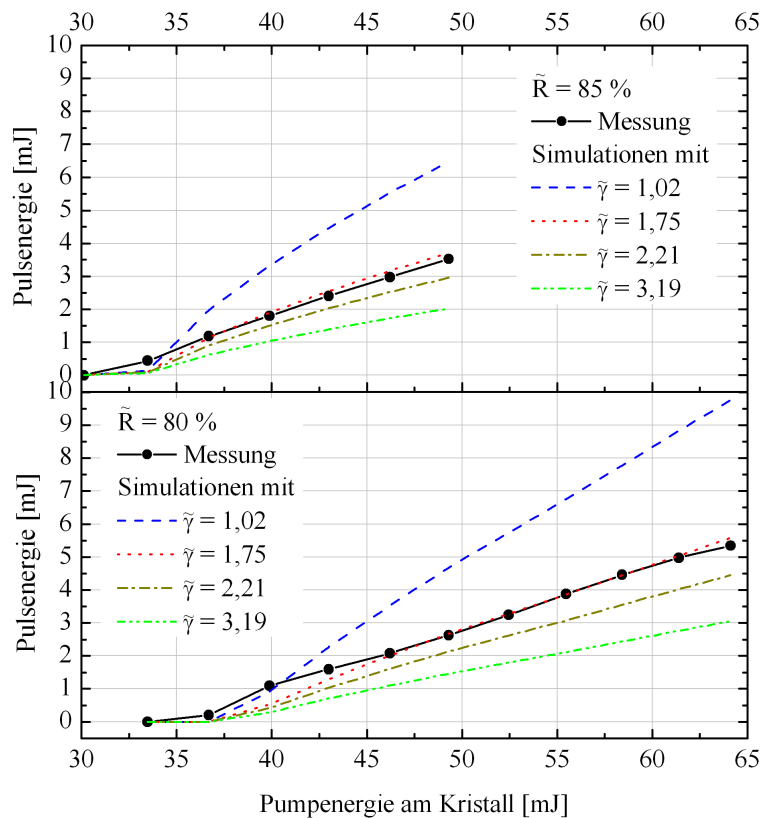


Abbildung 6.5: Pulsenergie des Oszillators gegen die einfallende Pumpenergie am Kristall, Vergleich Simulation und Experiment für zwei unterschiedliche Auskoppelgrade. In der Simulation werden unterschiedliche Inversionsreduktionsfaktoren berücksichtigt. Mit $\tilde{\gamma} = 1,75$ wird die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht.

Die zeitlichen Pulseigenschaften werden für unterschiedliche Pumpenergien und entsprechende unterschiedliche Pulsenergien vermessen. Dazu werden jeweils 100 Einzelpulse erfasst. Aus den Daten werden die mittlere Pulsdauer (FWHM) sowie die Standardabweichung auf die Pulsdauer ermittelt. Für die Messungen wird eine Photodiode [G-12] und für die AD-Wandlung der elektrischen Signale eine PCI-Digitalisiererkarte [G-13]

verwendet. Der Oszillator wird in drei unterschiedlichen Betriebsarten vermessen:

1. im longitudinalen Multimode (QS-MM) ohne die Verzögerungsplättchen L4-1 und L4-2, durchgehend linear polarisiert,
2. im longitudinalen Multimode (QS-MM) mit Verzögerungsplättchen zur Erzeugung des Twisted-Mode im Bereich des Laserkristalls,
3. im longitudinalen Einmodenbetrieb (QS-SLM), geseedet bei 935,31 nm (vac.) im Verstärkungsmaximum.

In Abbildung 6.6 sind die Pulsdauern gegen die entsprechenden Pulsenergien aufgetragen. Die Skalierung der Abszisse ist hyperbolisch. Im Falle des longitudinalen Multimodes (Fälle 1,2) stimmen die Ergebnisse weitestgehend überein. Die Pulse im Einmodenbetrieb (Fall 3) sind im Vergleich dazu leicht verkürzt. Bei Pulsenergien um 5 mJ werden Pulsdauern von etwa 50 ns erreicht. Dem Diagramm sind ebenfalls die für unterschiedliche $\tilde{\gamma}$ -Faktoren berechneten Pulsdauern zu entnehmen. Dabei zeigt sich, dass unter der Annahme eines idealen Quasi-3-Niveau-Verhaltens ($\tilde{\gamma} = 1,02$) die Pulsdauern deutlich überschätzt werden. Für den Fall kleiner Thermalisierungsraten des unteren Laserniveaus ($\gamma = 3,19$) werden die Pulsdauern dagegen deutlich unterschätzt. $\tilde{\gamma}$ -Werte im Bereich von 2 liefern gute Übereinstimmungen mit den Messungen. Im Bereich hoher Pulsenergien werden die gemessenen Pulsdauern gut mit $\tilde{\gamma} = 1,75$ wiedergegeben, mit $\tilde{\gamma} = 2,21$ werden die experimentellen Werte nur leicht unterschätzt.

Zusammenfassend lassen sich mit $\tilde{\gamma} = 1,75$ also sowohl die Pulsenergien als auch die Pulsdauern gut beschreiben. Ebenfalls die Experimente zur Pulsverstärkung können damit modelliert werden (siehe Abschnitt 3.8).

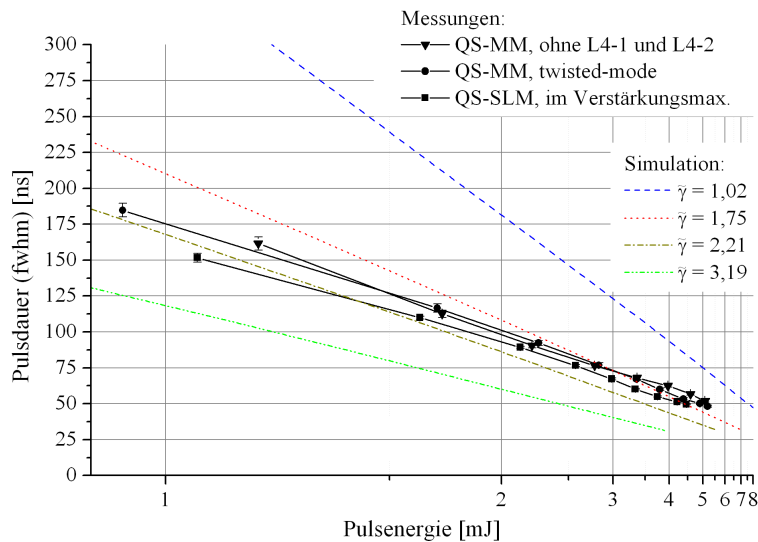


Abbildung 6.6: Messung der Pulsdauer des Oszillators in verschiedenen Betriebsmodi gegen die entsprechende Pulsenergie im Vergleich zu Simulationen mit unterschiedlichen Inversionsreduktionsfaktoren.

6.1.6 Strahlqualität

Die Strahlqualität des Oszillators bestimmt maßgeblich die des gesamten MOPA-Systems. Erfahrungsgemäß wird die Strahlqualität in jeder Verstärkerstufe reduziert, sodass die des Resonators deutlich über den Anforderungen der Gesamtstrahlquelle liegen muss.

Die Strahlkaustik wird mit Hilfe des Kaustikmessgeräts [G-14] für unterschiedliche Ausgangsleistungen vermessen. Dabei werden die unterschiedlichen Ausgangsleistungen durch die Pumpleistung eingestellt. Hierdurch ändert sich entsprechend die Brechkraft der thermischen Linse, wodurch unterschiedliche Kaustiken im Resonator erzeugt werden. Die Beugungsmaßzahl des Resonators liegt für Pulsenergien im Bereich von 2 mJ bis 5,4 mJ deutlich unterhalb von 1,06 (siehe Abbildung 6.7 links). Der Strahl weist sowohl im Nah- als auch im Fernfeld eine TEM₀₀-Modenstruktur auf (siehe Abbildung 6.7 rechts).

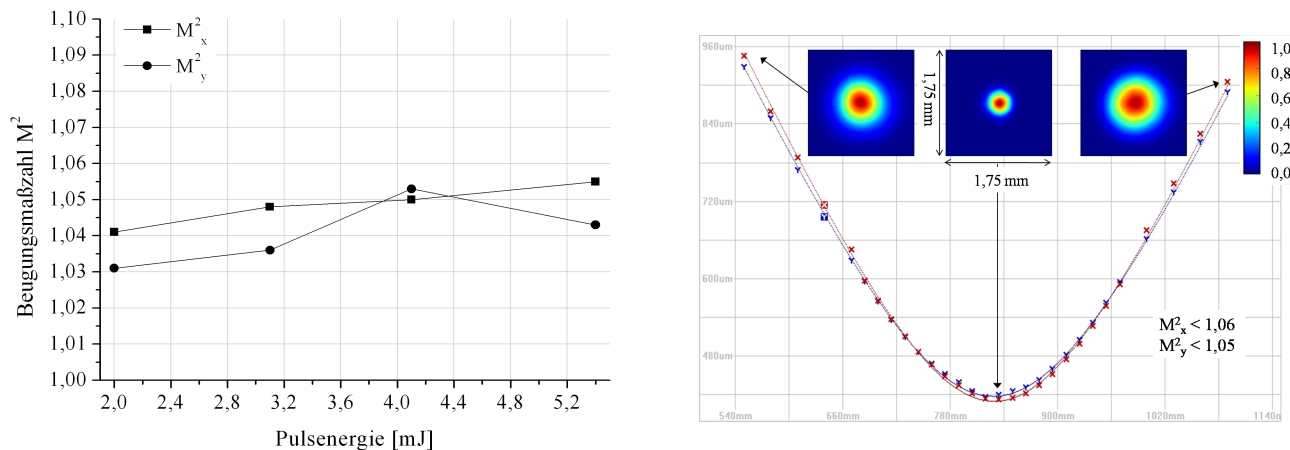


Abbildung 6.7: links: Messung der Beugungsmaßzahl M^2 des Oszillators im QS-Modus bei unterschiedlichen Ausgangspulsenergien. Die Strahlradien werden über die zweiten Momente der Intensitätsverteilung bestimmt; rechts: Beispielhafte Messung der Kaustik bei einer Pulsenergie von 5,4 mJ.

Der Oszillator ist für thermische Linsen mit einer Brennweite von 200 mm dynamisch stabil ausgelegt. Änderungen der thermischen Linse wirken sich nur gering auf den Modendurchmesser aus. Mit abnehmender Brechkraft der thermischen Linse nimmt der Modenradius am Ort des Kristalls stets zu (siehe auch Abschnitt 6.1.7). Hierdurch nehmen die Beugungsverluste zu und es werden entsprechend keine höheren Moden verstärkt. Daher bleibt die hohe Strahlqualität auch bei geringeren Pulsenergien erhalten.

6.1.7 Resonatorinterne Fluenzen

Bei Kenntnis der Resonatorgeometrie und der thermischen Linse kann über den ABCD-Formalismus der Verlauf des fundamentalen Modenradius w (hier $1/e^2$) im Resonator berechnet werden. Der Gleichung (4.36) entsprechend ist für eine bestimmte ausgekoppelte Pulsenergie E_{puls} die maximale resonatorinterne Fluenz in der Strahlmitte durch

$$F = \frac{2 E_{puls}}{\pi w^2} \psi \quad (6.27)$$

gegeben, wobei

$$\psi = (1 + \tilde{R}) / (1 - \tilde{R}) \quad (6.28)$$

die Resonatorüberhöhung und \tilde{R} der Reflexionsgrad des Auskopplers ist. Für den hier vorliegenden Fall von $\tilde{R} = 80\%$ ist $\psi = 9$.

In Abbildung 6.8 ist der fundamentale Modenradius für drei unterschiedliche thermische Linsen und die entsprechenden resonatorinternen Fluenzen für eine Pulsenergie von $E_{puls} = 4,3$ mJ dargestellt. Die Brennweite der thermischen Linse von $f = 200$ mm entspricht dabei dem Wert, der im QS-SLM-Modus für diese Pulsenergie vorliegt.

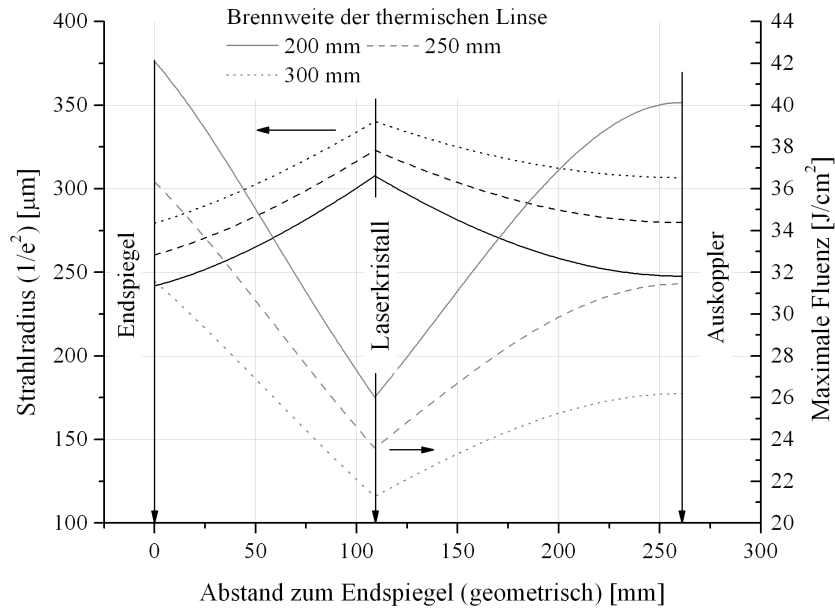


Abbildung 6.8: Fundamentaler Modenradius und resonatorinterne maximale Fluenz für eine Pulsenergie $E_{puls} = 4,3 \text{ mJ}$ für unterschiedliche thermische Linsen, berechnet mit Hilfe des ABCD-Formalismus und Gleichung (4.36). Die thermische Linse wird als dünne Linse angenommen.

Demnach liegt die maximale Fluenz am Ort des Laserkristalls bei etwa $26 \text{ J}/\text{cm}^2$, am Auskoppler bei $40 \text{ J}/\text{cm}^2$ und am Endspiegel bei etwa $42 \text{ J}/\text{cm}^2$. Diese Werte liegen im Bereich typischer Zerstörschwellenwerte von Laseroptiken (Beispiel: Laseroptik, High power cavity mirror, 1064 nm , 0° : $40 \text{ J}/\text{cm}^2$ für 10 ns -Pulse [Laseroptik, 2011]).

6.1.8 Spektrale Abstimmbarkeit eines Nd:YLu₄₂GG-Lasers

Es werden Experimente zur spektralen Abstimmbarkeit des Oszillators auf Basis von Nd:YLu₄₂GG durchgeführt. Hierzu werden energetische und spektrale Eigenschaften des Oszillators für unterschiedliche Seedwellenlängen bestimmt. Die Breite der Abstimmbarkeit dieses Lasers hat einen wichtigen Einfluss auf die möglichen Laserkonzepte für ein satellitenbasiertes Wasserdampf-DIAL-System. Reicht die Abstimmbarkeit eines Lasers auf Basis eines bestimmten Mischkristalls nicht aus, um den gesamten Spektralbereich gemäß WALES abzudecken, so müssen mindestens zwei unterschiedliche Mischkristalle für unterschiedliche Wellenlängenintervalle eingesetzt werden. Dies würde die Größe und Komplexität eines solchen Systems deutlich erhöhen. Zur Vermessung des Abstimmbereichs müssen alle an die Laserquelle gestellten Anforderungen bei unterschiedlichen Wellenlängen nachgewiesen werden. Während die energetischen, zeitlichen und räumlichen Eigenschaften messtechnisch wie bereits dargestellt mit Hilfe von kommerziell erhältlichen Geräten erfasst werden können, gilt dies nicht für alle spektralen Eigenschaften. Linienbreite und Frequenzstabilität lassen sich vergleichsweise einfach mit Heterodyne-Messungen bestimmen. Für die Bestimmung der spektralen Reinheit werden üblicherweise Transmissionsmessungen der Laserstrahlung durch das zu messende Gas (hier Wasserdampf) angestellt. Um eine spektrale Reinheit von mehr als 99,9% nachweisen zu können, sind jedoch in spektralen Bereichen neben der starken Absorptionslinie bei $\lambda_1 = 935,685 \text{ nm}$ sehr große Absorptionslängen jenseits eines Kilometers notwendig. Messungen dieser Art sind nicht mehr mit Hilfe herkömmlicher Absorptionszellen möglich, können jedoch mit dem DIAL-Verfahren selbst in der Atmosphäre durchgeführt werden [Fix u. a., 2011].

Die maximal mögliche Abstimmbarkeit der Laserquelle kann jedoch durch das energetische Verhalten bei unterschiedlichen Seedwellenlängen bewertet werden. Für diese Messungen wird der Oszillator mit dem Kristall YLu₄₂GG-P6 betrieben. Der Laser wird bei einer Leistung von etwa 3 mW mit unterschiedlichen Wellenlängen geseedet. Für die Messung der Abstimmbarkeit wird das Gehäuse des Lasers mit trockenem Stickstoff geflutet, bis eine relative Luftfeuchtigkeit von weniger als 3% bei Raumtemperatur erreicht ist. Für jede Seedwellenlänge wird die Pulsenergie des Oszillators vermessen (siehe Abbildung 6.9 links). Bei Seedwellenlängen unterhalb von 935,2 nm und oberhalb etwa 936,2 nm läuft der Laser im Energiemaximum mit mehr als 5 mJ. In diesen Bereichen ist die Seedwellenlänge spektral so weit von dem Verstärkungsprofil des Kristalls entfernt, dass der Laser im longitudinalen Multimode läuft. Wird der Seedlaser spektral immer weiter in Richtung Verstärkungsmaximum bewegt, so fällt zunächst die Leistung des Lasers ab, um dann für Wellenlängen größer 935,4 nm bzw. kleiner 936,0 nm wieder anzusteigen. Je geringer der spektrale Abstand zum Verstärkungsmaximum wird, umso stärker werden ungewünschte longitudinale Moden unterdrückt. In unmittelbarer Nähe zum Verstärkungsmaximum wird die im Kristall gespeicherte Energie fast ausschließlich durch die geseedete Mode extrahiert. Daher folgt der Verlauf der Pulsenergie mit der Seedwellenlänge in diesem Bereich dem Verstärkungsprofil des Kristalls. Aus diesen Messungen kann eine obere Grenze des Abstimmbereichs von etwa $\pm 0,3$ nm ermittelt werden.

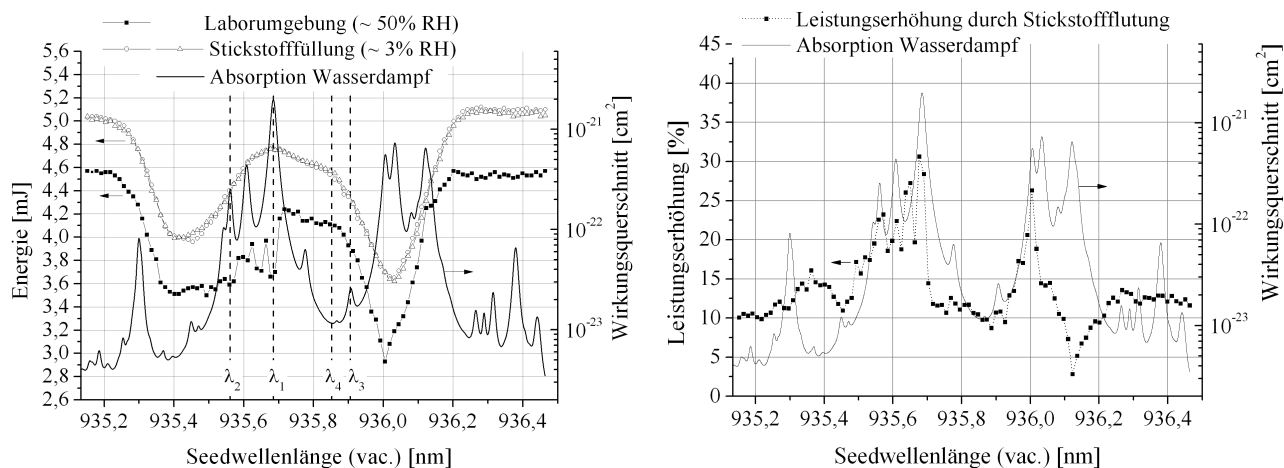


Abbildung 6.9: links: Messung der Pulsenergie des Oszillators gegen die Seedwellenlänge unter normaler Laborluft und zwei Messungen unter trockener Stickstoffatmosphäre. rechts: Erhöhung der Pulsenergie des Oszillators durch Stickstoffflutung. Die Erhöhung ist gegeben durch $(E_{N_2} - E_L)/E_L$, wobei E_{N_2} die gemessene Pulsenergie in Stickstoffatmosphäre (3% rel. Luftfeuchtigkeit) und E_L die Pulsenergie bei Laborluft (50% rel. Luftfeuchtigkeit) ist. Hinterlegt ist in beiden Abbildungen der Absorptionswirkungsquerschnitt von Wasserdampf (gemäß [Penndorf, 1957]). Desweiteren sind links die vier WALEL-Wellenlängen hinterlegt.

Um den Einfluss von Wasserdampf auf die Resonatoreigenschaften zu bestimmen, wird diese Messung ebenfalls mit normaler Raumluft bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50% bei Raumtemperatur wiederholt. Es zeigt sich ein deutlicher Einbruch der Pulsenergie im Bereich hoher Absorption. So fällt die Pulsenergie um etwa 30% bei der Wasserdampfabsorptionslinie $\lambda_1 = 935,685$ nm ab. In Abbildung 6.9 rechts ist die Leistungserhöhung durch Stickstoffflutung gegen die Wellenlänge aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Leistungserhöhung dem Absorptionsprofil des Wasserdampfes folgt. Der Energieabfall kann daher mit Absorptionen an Wasserdampf erklärt werden. Desweiteren ist diese Messung ein direkter Nachweis dafür, dass der eingesetzte Kristall spektral optimal auf die Absorptionslinien von Wasserdampf angepasst ist und keine

relevanten Fehler bei der spektralen Vermessung des Wasserdampfes oder der Emissionslinie vorliegen.

6.2 Innoslab-Verstärker (Nd:YGG)

Eine Innoslab-Verstärkerstufe auf Basis von Nd:YGG wird realisiert und im Detail analysiert. Dies beinhaltet die Vermessung des Pumpprofils und die Verstärkung sowohl für unterschiedliche Pulsenergien des Oszillators als auch unterschiedliche Pumpenergien. Die Abstimmbarkeit sowie die Linienbreite und Frequenzstabilität werden mit Hilfe von Heterodyne-Messungen bestimmt. Desweiteren wird die Strahlqualität des MOPA-Systems vermessen.

6.2.1 Aufbau

Um die Pulsenergie des Oszillators in den multi-10-mJ-Bereich zu skalieren, wird eine einfache Innoslab-Verstärkerstufe realisiert. Ziel ist, die Verstärkereigenschaften zu untersuchen und genügend Pulsenergie für die Erprobung eines Lasers im Rahmen eines bodengestützten Wasserdampf-LIDAR-Systems bereitzustellen.

Ein Slabkristall („LK“) mit den Abmessungen $14,8 \cdot 15 \cdot 2 \text{ mm}^3$ wird als Lasermedium verwendet. Dieser wird mit beiden $14,8 \cdot 15 \text{ mm}^2$ -Flächen auf eine Kupferwärmesenke gelötet, die mit einem wassergekühlten Kupferblock thermischen Kontakt hat. Beide optischen Facetten ($14,8 \cdot 2 \text{ mm}^2$) sind für die Laserwellenlänge um 935 nm, für die Pumpwellenlänge bei 806 nm und für Wellenlängen um 1062 nm antireflex beschichtet. Letzteres soll parasitäres Lasern bei dem stärksten Übergang verhindern. Der Kristall wird beidseitig endgepumpt. Pump- und Laserstrahlung werden über zwei dichroitische Spiegel („PS-1“, „PS-2“) getrennt, die eine hohe Transmission bei der Pumpwellenlänge und bei 1062 nm und eine hohe Reflexion bei 935 nm aufweisen (weitere Details sind dem Abschnitt 8.6.3 im Anhang zu entnehmen). Der Oszillatorstrahl passiert beim Eintritt in die Verstärkerkavität Spiegel „ES-1“. Danach wird er sechsmal von Spiegel „ES-1“ und „ES-2“ reflektiert und in 13 Durchgängen durch den Slabkristall verstärkt.

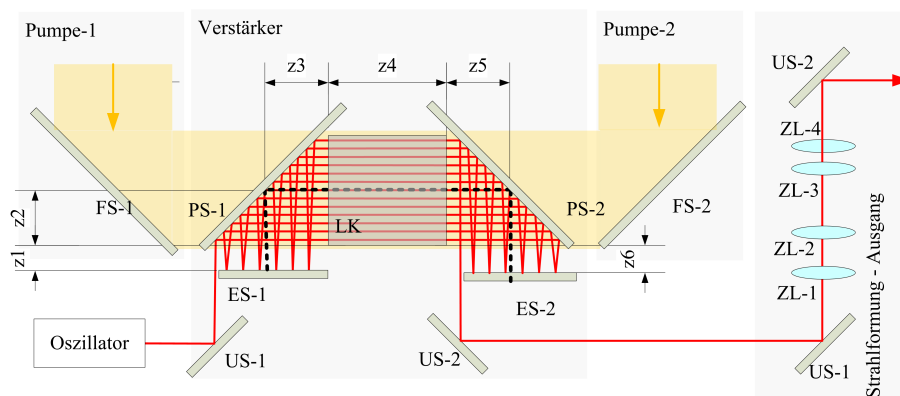


Abbildung 6.10: Schematischer Aufbau des Innoslab-Verstärkers. Dieser besteht aus folgenden Komponenten: Pumpspiegel (PS-1/-2), Endspiegel (ES-1/-2) und Laserkristall (LK). Hinter dem Verstärker wird der Strahl durch zwei Zylinderteleskope (ZL-1 bis -4) strahlgeformt. Details zu den Komponenten sind dem Anhang (Abschnitt 8.6.3) zu entnehmen.

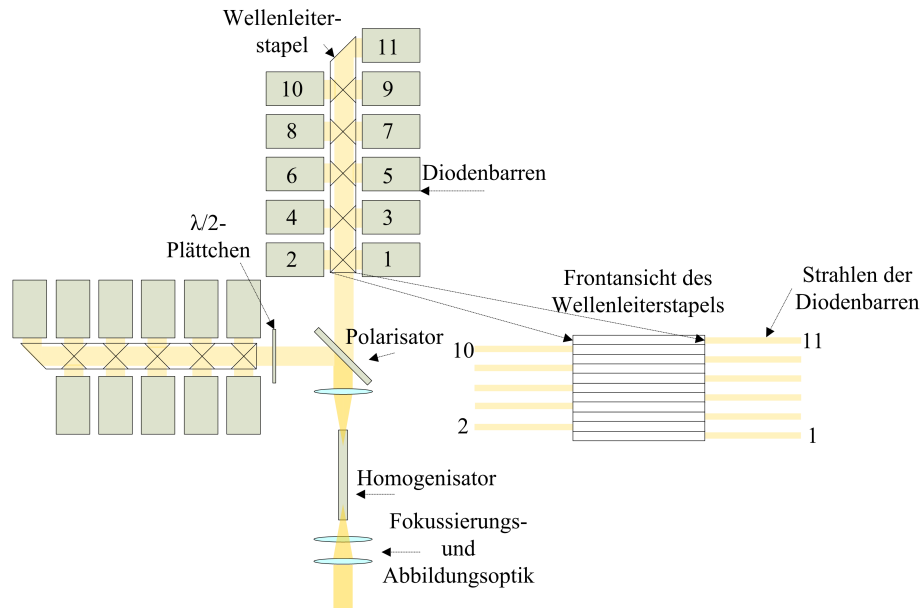


Abbildung 6.11: Schematischer Aufbau eines Pumpmoduls. 11 Diodenlaserbarren werden mit eindimensionalen Wellenleiterplatten in Fast-Richtung gestapelt. Jeweils zwei Module werden über Polarisation gekoppelt. Die Strahlung wird in Slow-Richtung in einem eindimensionalen Wellenleiter homogenisiert. Danach erfolgt eine Strahlformung.

Die geometrische Länge eines vollen Umlaufs im Verstärker beträgt etwa 140 mm. Beim letzten Durchlauf passiert der Strahl Spiegel „ES-2“ und wird ausgekoppelt. Anschließend wird der astigmatische Strahl durch zwei Zylinderteleskope strahlgeformt. Hierdurch werden sowohl die Rayleigh-Längen als auch die Tailenorte in beiden transversalen Richtungen angeglichen.

Für jede Kristallseite werden zwei polarisationsgekoppelte Pumpmodule eingesetzt (siehe Abbildung 6.11). Jedes dieser Module besteht aus 11 passiven Diodenbarren, die über eindimensionale Wellenleiterplatten in Fast-Richtung gestapelt werden. Die Apertur jedes Pumpmoduls beträgt $11 \cdot 13 \text{ mm}^2$, wobei jede einzelne Wellenleiterplatte 1 mm hoch ist. Der Divergenzwinkel (Vollwinkel in Fast-Richtung nach Kollimatorlinse) der Dioden (95% der vollen Leistung) beträgt $3,0 \pm 0,6 \text{ mrad}$. Mit Hilfe eines eindimensionalen Wellenleiters wird der Pumpstrahl in der Slow-Richtung hinter der Polarisationskopplung homogenisiert. Hierdurch wird sichergestellt, dass die Pumplinie auch bei einem partiellen Emitterausfall in Slow-Richtung homogen ist. Mit der danach folgenden Linsenordnung wird der Pumpstrahl in Fast-Richtung in den Kristall fokussiert und in Slow-Richtung der Austritt des Homogenisators in den Kristall abgebildet. Strahlenoptische Rechnungen zu dieser Pumpoptik sind dem Abschnitt 2.4.1 zu entnehmen.

6.2.2 Pumpprofil

Beide Pumpmodule liefern zusammen eine Pumpenergie von 828 mJ bei einer Pumpdauer von 200 μs . Weitere Details zur energetischen Charakterisierung sind auch [Becker, 2008] zu entnehmen. Die räumliche Verteilung der Pumpenergiedichte im Fokus wird mit Hilfe einer CCD-Kamera [G-9] vermessen (siehe Abbildung 6.12). Demnach beträgt der Durchmesser der Verteilung in Fast-Richtung (Pumphöhe) 0,45 mm (90/10-Schneidenmethode) bei einer Breite von 15 mm.

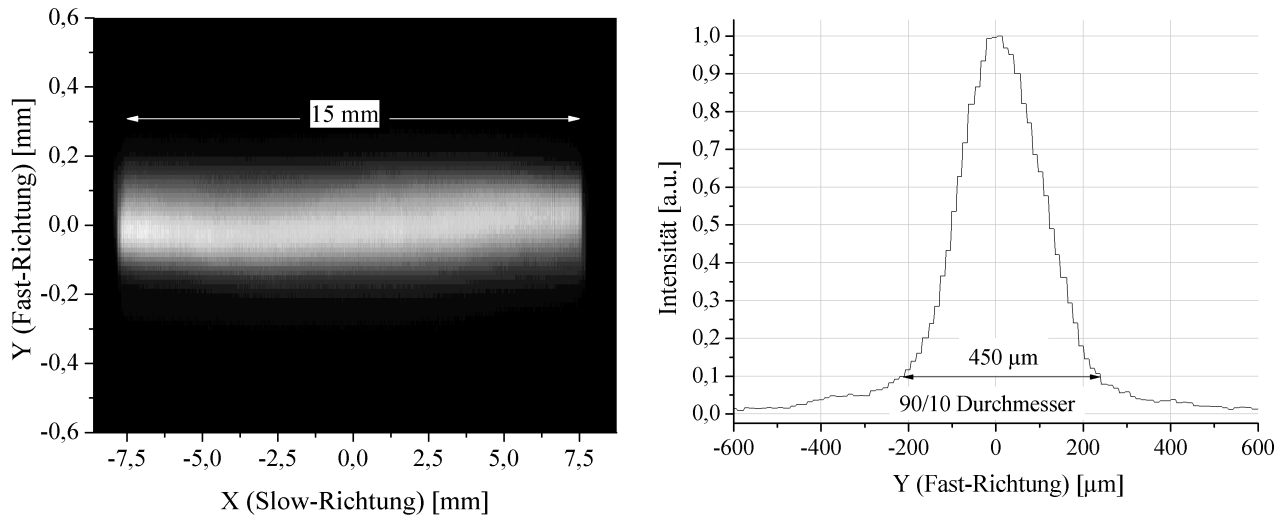


Abbildung 6.12: Gemessenes Strahlprofil der Slabpumpe im Fokus. Rechts: Schnitt in Fast-Richtung an der Stelle $X = 0$.

Die thermische Linse in Fast-Richtung im Slabkristall wird bei dieser Pumpleistung vermessen. Dazu wird der Oszillatorstrahl senkrecht zur optischen Achse mit Hilfe einer planparallelen Platte verschoben und der Schnittpunkt der Strahlen hinter dem Kristall bestimmt. Die Brennweite der thermischen Linse beträgt demnach 225 mm. Aufgrund der geringen Verstärkung wird in instabiler Richtung eine plan-plane Konfiguration gewählt. In stabiler Richtung wird eine plan-konvexe Anordnung gewählt, wobei ES-2 einen Krümmungsradius von 448 mm aufweist. Hierdurch kann der Durchmesser der fundamentalen Eigenmode auf die Pumphöhe angepasst werden (vergleiche hierzu den Strahlradius in Fast-Richtung in Abbildung 6.15 mit dem Pumpdurchmesser in Abbildung 6.12). Gleichzeitig wird eine geringe Verstärkerlänge erreicht. Prinzipiell ist es vorteilhaft, durch zwei gleich gekrümmte konvexe Spiegel den Strahldurchmesser in stabiler Richtung auf beiden Spiegeln anzugleichen. Hierdurch werden ähnliche Fluenzen auf den Spiegeln erzeugt. Aus Gründen der Verfügbarkeit von Spiegelmaterial wird jedoch die plan-konvexe Anordnung gewählt.

Durch zwei Zylinderteleskope wird der Oszillatorstrahl auf die Eigenmode in stabiler Richtung angepasst. In instabiler Richtung wird der Strahl durch seine Eigendivergenz aufgeweitet. Wie bereits zuvor darstellt, lässt sich hiermit keine auf die Verstärkung perfekt angepasste Aufweitung einstellen. Diese wird hier daher so eingestellt, dass besonders bei den letzten Kristalldurchgängen höhere Fluenzen erreicht werden. Dadurch werden höhere Gesamteffizienzen erreicht. Die genaue Spiegelanordnung wird mit Hilfe einer numerischen Rechnung auf Extraktionseffizienz hin optimiert. Details hierzu sind [Meissner, 2008] zu entnehmen.

6.2.3 Verstärkung und Pulsenergie

Die Verstärkereigenschaften werden für unterschiedliche eingehende Pulsenergien des Oszillators und für unterschiedliche Pumpenergien experimentell untersucht. Im ersten Fall wird der Strahl durch eine Anordnung aus $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen und Polarisator abgeschwächt, um konstante zeitliche, räumliche und spektrale Strahleigenschaften zu gewährleisten. Der Oszillator wird im QCW-, im QS-MM- und im QS-SLM-Modus betrieben. Wegen der höheren Pulsenergie des Oszillators im QS-MM-Betrieb wird hier die maximale Pulsenergie von 33,2 mJ erreicht (siehe Abbildung 6.13 links).

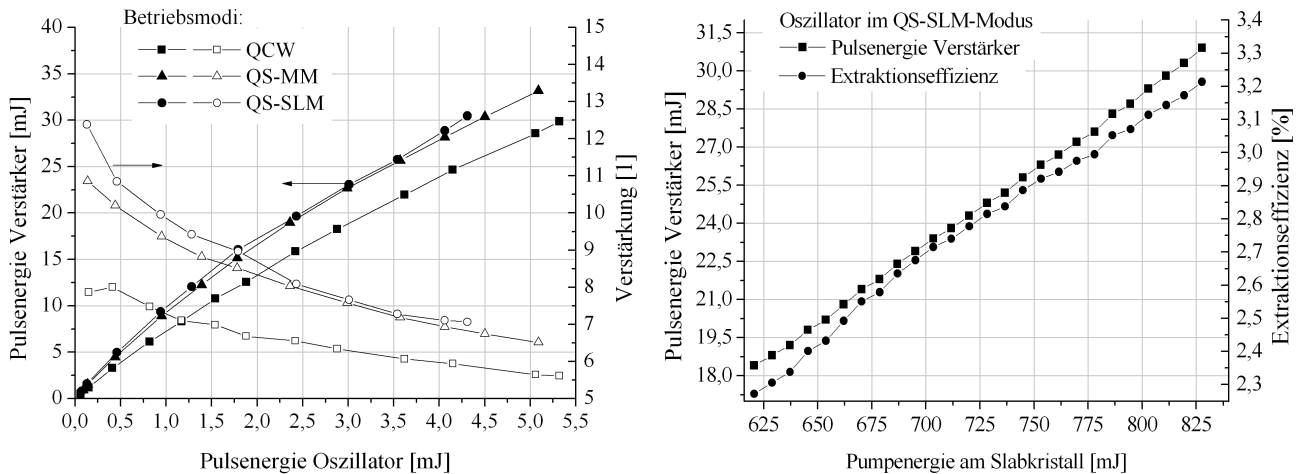


Abbildung 6.13: links: Messungen der Pulsenergie hinter dem Verstärker gegen Eingangsenergie bei konstanter Pumpenergie für unterschiedliche Betriebsmodi des Oszillators. rechts: Messungen der Pulsenergie und daraus berechnete Verstärkung hinter dem Verstärker gegen die einlaufende Pumpenergie am Ort des Verstärkerkristalls. Die Eingangspulsenergie in den Verstärker beträgt 4,3 mJ. Der Oszillator wird im QS-SLM-Modus im Verstärkungsmaximum betrieben.

Im QS-SLM-Betrieb können 30,5 mJ und im QCW-Betrieb 28,9 mJ erreicht werden. Dies entspricht einer Verstärkung von 6,5 für den QCW-, 7,1 für den QS-SLM- und 5,6 für den QCW-Betrieb. Es ist zu bemerken, dass an diesem Arbeitspunkt im QCW- und QS-MM-Betrieb der Laser sowohl bei 935 nm als auch bei 938 nm emittiert.

Die Extraktionseffizienz beträgt für den QS-SLM-Fall 3,2% (siehe Abbildung 6.13 rechts). Dabei steigen sowohl Pulsenergie als auch Extraktionseffizienz mit wachsender Pumpenergie. Also werden entsprechend höhere Effizienzen bei höherer Pumpenergie erwartet. Dies könnte jedoch durch das Einsetzen parasitären Laserns besonders bei 1062 nm begrenzt werden. In dieser Verstärkeranordnung wird jedoch keine Begrenzung dieser Art beobachtet.

Der Verlauf der Strahlfluenz in der Verstärkerkavität wird mit Hilfe der Frantz-Nodvik-Gleichungen und dem Simulationsprogramm OPT berechnet (siehe Abbildungen 6.14 und 6.15). OPT ist eine Eigenentwicklung des ILT und wird in diesem Fall zur Berechnung der Propagationen zwischen den Verstärkungsprozessen verwendet. Hierzu wird durch OPT das Kirchhoffsche Beugungsintegral gelöst. Details zu dem Berechnungsmodell sind auch Meissner [2008] zu entnehmen. Bei den Rechnung zur Verstärkung wird ein Inversionsreduktionsfaktor von $\tilde{\gamma} = 2,2$ sowie eine Quanteneffizienz von $\eta_Q = 0,85$ angenommen. Für diese Parameter wird bei einer Pulsenergie des einlaufenden Laserstrahls von 4,3 mJ und bei einer Pumpenergie von 828 mJ eine Ausgangsenergie von 30,5 mJ erreicht. Dies entspricht den experimentellen Werten bei maximaler Verstärkung im QS-SLM-Betrieb (siehe auch Abbildung 6.13).

Aus der berechneten Restenergiedichte nach dem Verstärkungsprozess und der gemessenen Energiedichte des Laserstrahls (siehe Abbildung 6.14) sowie aus den Kaustik- und Fluenzberechnungen (siehe Abbildung 6.15) geht hervor, dass der Strahl über die Umläufe an Intensität zunimmt und somit erst für die letzten Durchgänge eine hohe Effizienz erreicht werden kann. Die Strahlfluenz (maximaler Wert wie in Abschnitt 6.1.7) nimmt dabei von 4 J/cm^2 auf etwa 10 J/cm^2 zu. Beide Werte liegen deutlich unterhalb der Sättigungsfluenz von 14 J/cm^2 . Aufgrund dieser im Vergleich zum Oszillator geringen Strahlfluenzen ist vermutlich auch die Extraktionseffizienz reduziert.

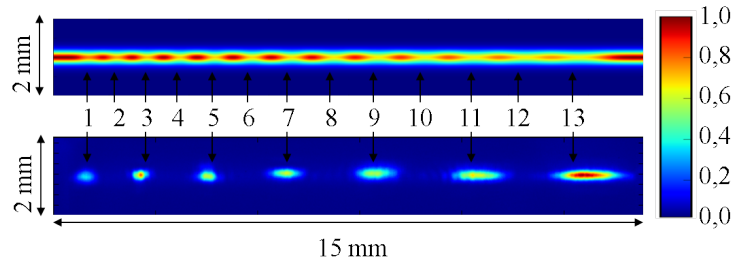


Abbildung 6.14: Oben: Berechnete Verteilung der gespeicherten Energiedichte nach dem Verstärkungsprozess; Unten: Gemessene Strahlintensität im Verstärker für ungerade Kristalldurchgangsnummern.

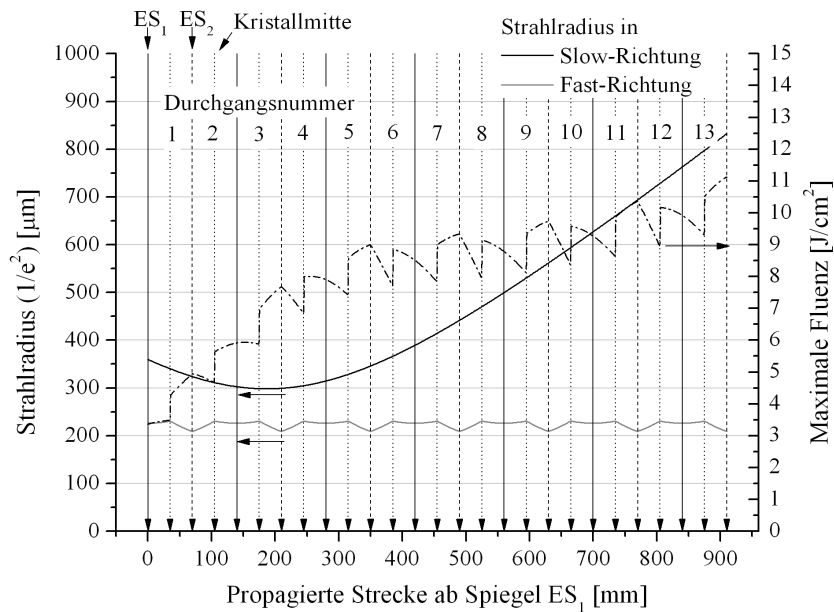


Abbildung 6.15: Berechnete Strahlkaustik in Fast- und Slow-Richtung und maximale Strahlfluenz (im Strahlschwerpunkt) für den kompletten Verstärkerdurchgang.

Prinzipiell können jedoch vergleichbare Effizienzen bei gleichen Fluenzen erreicht werden. Um eine höhere konstante Fluenz über mehrere Umläufe zu erreichen, kann beispielsweise eine brillantere Eingangsstrahlquelle verwendet werden. Es ist also zu erwarten, dass eine baugleiche Verstärkerstufe als Nachverstärker höhere Effizienzen erreicht. Desweiteren könnte durch eine Faltung in Fast-Richtung (vergleiche Abschnitt 2.4.1) der Verstärker verkürzt werden, wodurch die Strahlaufweitung durch Divergenz reduziert wird.

6.2.4 Abstimmbarkeit

In Analogie zu Abschnitt 6.1.8 wird die Abstimmbarkeit des MOPA-Systems experimentell untersucht (siehe Abbildung 6.16). Bei einer Seedleistung von 5 mW wird die Zentralwellenlänge des Seedlasers verstimmt und die entsprechende Pulsenergie des Systems gemessen. Das System läuft etwa in einem Bereich von 0,45 nm im QS-SLM-Modus. Wird der Seedlaser über diesen Bereich hinaus spektral verstimmt, können die ungewünschten longitudinalen Moden nicht mehr unterdrückt werden und der Laser läuft wieder im longitudinalen Multimode. Dies ist daran zu erkennen, dass die Pulsenergie in diesem Bereich wieder zunimmt.

Für die Bewertung der Abstimmbarkeit ist jedoch die spektrale Reinheit das entscheidende Kriterium. Diese nimmt in den Flanken der Verstärkungskurve tendenziell ab, weil dort vermehrt konkurrierende Moden bei dem Verstärkungsmaximum auftreten. Nur in begrenztem Maße kann dies durch Erhöhung der Seedleistung kompensiert werden (siehe auch [Fix u. a., 2011]). Die spektrale Reinheit im Bereich von 99,9% lässt sich jedoch in diesen spektralen Intervall nicht einfach mit Absorptionszellen vermessen, da aufgrund hoher Absorptionslängen Wege von einigen Kilometern benötigt werden. Bei einer On-line-Wellenlänge von 935,2992 nm im Verstärkungsmaximum von Nd:YGG und einer zur WALES alternativen Off-line-Wellenlänge von 935,2241 nm wird mit Hilfe des DIAL-Verfahrens die spektrale Reinheit durch das DLR-IPA vermessen. Diese beträgt demnach mehr als 99,996%, was die Anforderungen an das System deutlich übertrifft. Zur Untersuchung der Abstimmbarkeit des Lasers wird zusätzlich die Seitenmodenunterdrückung für unterschiedliche Seedwellenlängen und Seedleistungen bestimmt (siehe [Fix u. a., 2011]). Hierzu wird das Spektrum des Lasers mit einem optischen Spektrumanalysator vermessen. So kann ein Seitenmodenunterdrückungsverhältnis von 30 dB nachgewiesen werden.

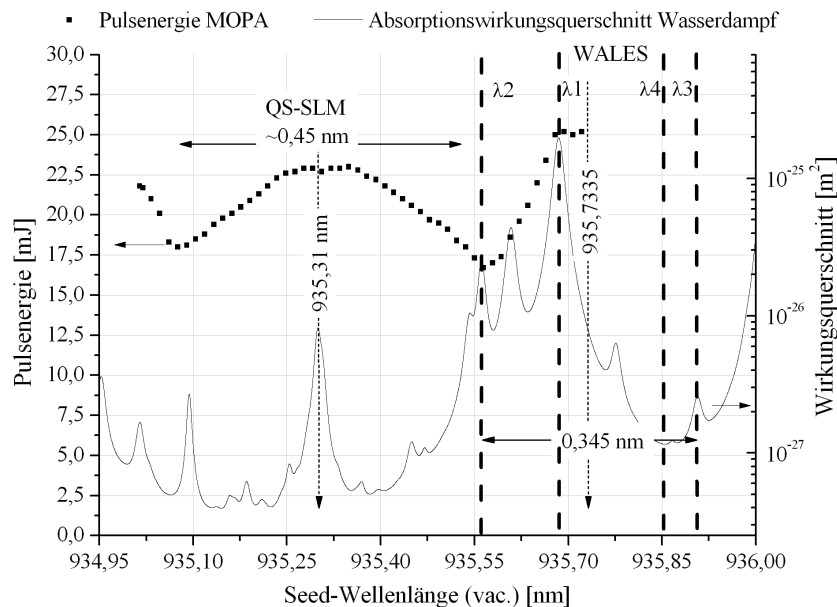


Abbildung 6.16: Messung der Pulsenergie des MOPA gegen die Wellenlänge des Seedlasers. In einem Bereich von 0,36 nm läuft der MOPA longitudinal einmodig (QS-SLM) (Kriterium hierfür ist eine Seitenmodenunterdrückung von 30 dB gemäß [Fix u. a., 2011]). Bis etwa 0,45 nm kann der Laser stabil geseedet werden. Unterlegt sind ebenfalls die Absorptionslinien von Wasserdampf gemäß [Penndorf, 1957] sowie die relevanten Absorptionslinien für WALES (siehe auch Tabelle 1.1).

Wird dieses Kriterium für den erfolgreichen QS-SLM-Betrieb verwendet, beträgt die Abstimmbarkeit etwa 0,36 nm. Da alle Mischkristalle eine ähnliche Verstärkungsbandbreite für den R_2-Z_5 -Übergang aufweisen (siehe Abbildung 3.9 auf Seite 50), könnten demnach vermutlich alle WALES-Wellenlängen in einem Kristall erzeugt werden. In einem Bereich von 0,36 nm bis 0,45 nm kann bereits ein Mehrmodenbetrieb nachgewiesen werden. Außerhalb dieses Bereichs beginnt der Laser spektral und zeitlich instabiler zu laufen, bis der freilaufende Betrieb erreicht ist. Für einen vollständigen Nachweis aller spektralen Eigenschaften sind jedoch insbesondere die spektralen Reinheiten in den Verstärkungsflanken zu vermessen.

6.2.5 Linienbreite und Frequenzstabilität

Die Stabilität der Mittenfrequenz und die Linienbreite werden mit einer Heterodyne-Messung bestimmt. Der Messaufbau der Heterodyne-Einheit ist in Abschnitt 8.6.7 des Anhangs dargestellt. Mit diesem Verfahren können pulsgenau Messungen im Vergleich zu einer optischen Referenzquelle durchgeführt werden. Als Referenzquelle wird hier der Seedlaser („DFB“ des Oszillators) verwendet. Es werden 579 Einzelpulse vermessen (siehe Abbildung 6.17). Demnach ist die spektrale Breite für alle Pulse < 28 MHz (Spitze) bzw. im Mittel $14,0 \pm 2,7$ MHz. Die Fluktuationen der Zentralwellenlänge liegen für alle Pulse in einem Bereich von $\pm 8,5$ MHz (Spitze-Spitze) bzw. $2,9$ MHz (rms). Bei einer Pulsdauer von $52,2$ ns ergibt sich hieraus ein Zeit-Bandbreite-Produkt von $0,731$. Sowohl spektrale Breite als auch Frequenzstabilität erfüllen die Anforderungen an die Laserstrahlquelle für das WALES-System.

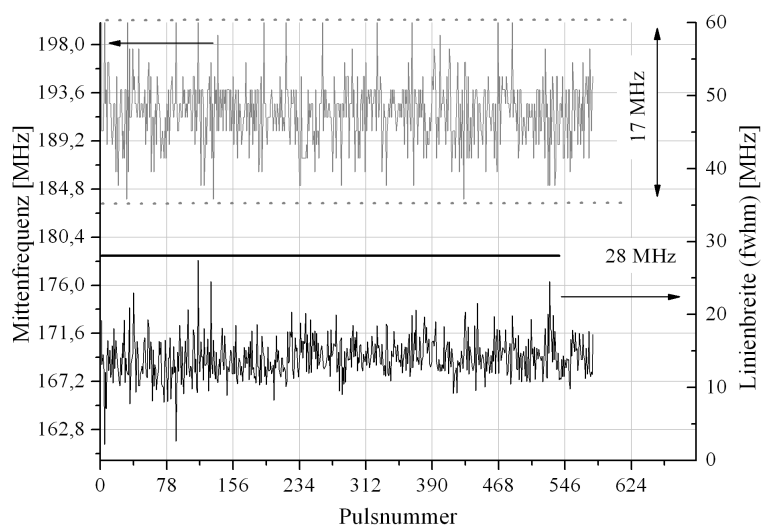


Abbildung 6.17: Puls aufgelöste Messung der Mittenfrequenz und der Linienbreite mit Hilfe der Heterodyne-Einheit. Die Linienbreite liegt unterhalb von 28 MHz (Spitze), die Variation der Mittenfrequenz liegt unterhalb von 17 MHz (Spitze-Spitze).

6.2.6 Strahlqualität

Die Strahlkaustik und Strahlqualität des Laserstrahls hinter dem MOPA wird vermessen. Durch die beiden Zylinderteleskope („ZL-1“, „ZL-2“, „ZL-3“, „ZL-4“) werden die prinzipbedingte Elliptizität und der Astigmatismus hinter dem Slab-Verstärker ausgeglichen.

Während sich im Fernfeld der Anordnung eine gaußförmige Verteilung zeigt (siehe Abbildung 6.18) weist das Strahlprofil im Nahfeld Beugungsstrukturen in Fast-Richtung auf. Die Beugungsmaßzahl des Ausgangsstrahls in Fast-Richtung und Slow-Richtung beträgt $1,36$ bzw. $1,18$. Damit erfüllt das System bei weitem die Strahlqualitätsanforderungen. Zu bemerken ist jedoch, dass für eine weitere energetische Skalierung in den 70 mJ-Bereich mindestens eine weitere Verstärkerstufe benötigt wird. Hierdurch kann die Strahlqualität weiter verringert werden. Gegebenenfalls kann zwischen den Verstärkerstufen noch eine Strahldrehung durchgeführt werden, um die Strahlqualitäten in beiden Strahlachsen zu symmetrisieren.

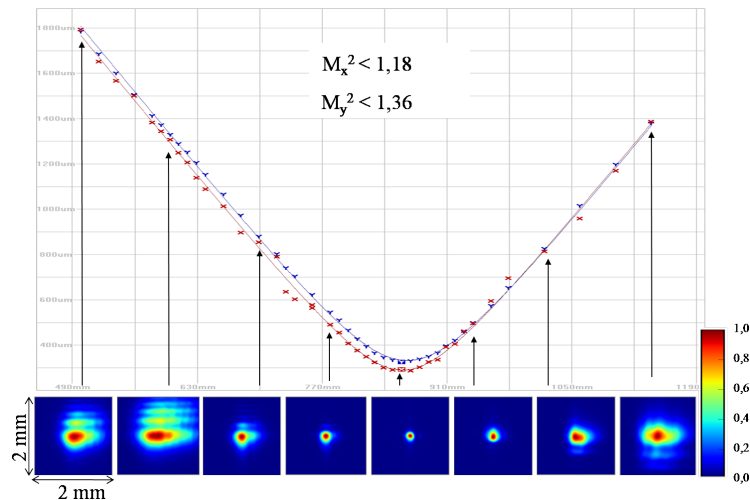


Abbildung 6.18: Messung der Strahlkaustik hinter der Strahlformung (hinter ZL-4). Im Fernfeld liegt eine gaußförmige Verteilung der Energiedichte vor. Im Nahfeld weist der Strahl Beugungsstrukturen in stabiler Richtung auf.

6.3 Zusammenfassung der Laserparameter des Nd:YGG-Demonstrators

Die optischen Eigenschaften des Nd:YGG-basierte Laser-Demonstrators sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Eine photographische Darstellung des Demonstrators ist in Abbildung 6.19 gegeben.

Merkmal	Parameter	Wert
spektral	Zentralwellenlänge (Verstärkungsspitze)	935,31 nm (vac.)
	Abstimmbereich (SLM)	935,10 nm - 935,55 nm (vac.)
	Linienbreite	< 28 MHz (Spitze), $14,0 \pm 2,7$ MHz
	Stabilität der Zentralwellenlänge	< $\pm 8,5$ MHz (Spitze-Spitze), 2,9 MHz (rms)
	Reinheit	>99,996% [Fix u. a., 2011]
energetisch	Leistung Seedlaser	5 mW
	Pulsenergie Oszillator	4,3 mJ
	Pulsenergie Verstärker	30,5 mJ
	Effizienz Oszillator	5,7% (Pumplicht am Kristall \rightarrow Laserlicht)
	Effizienz Verstärker	3,2% (Pumplicht am Kristall \rightarrow Laserlicht)
zeitlich	Effizienz MOPA	3,3% (Pumplicht am Kristall \rightarrow Laserlicht)
	Pulsdauer MOPA	52,5 ns (FWHM)
räumlich	Repetitionsrate	100 Hz
	Strahlqualität	$M^2 < 1,4$

Tabelle 6.1: Optische Eigenschaften des Laser-Demonstrators. Bis auf die Zentralwellenlängen und die Pulsenergie können alle wesentlichen Anforderungen an die Strahlquelle gemäß WALES nachgewiesen werden.

Abgesehen von der Zentralwellenlänge können alle spektralen Anforderungen an das WALES-System erfüllt werden. Das System zeigt eine hervorragende spektrale Reinheit, die etwa Faktor 25 bis 250 höher ist als bei

dem OPO-basierten WALES-System des DLR-IPA. Dies hat, abhängig von der Pulsenergie, eine spektrale Reinheit von 99,9% bis 99,0% [Wirth u. a., 2009]. Im Vergleich zu dem Ti:Saphir-Laser von Schiller [2010] ist die spektrale Reinheit um einen Faktor 4 höher. Die Pulsenergie des Nd:YGG-Demonstrators liegt mit 30,5 mJ zwar um einen Faktor von etwa zwei unterhalb der Anforderungen. Mit einer gleichartigen zweiten Verstärkerstufe kann jedoch eine weitere Skalierung der Pulsenergie erfolgen. Die Effizienz des gesamten MOPA liegt mit 3,3% im Bereich der Werte, die mit OPOs und Ti:Saphir-Lasern auch erreicht wurden. Die hohe Effizienz des Oszillators zeigt jedoch das mögliche Verbesserungspotential. Pulsdauer und Wiederholrate erfüllen ebenfalls die Anforderungen. Die Strahlqualität des Systems liegt ebenfalls deutlich höher als die des OPO-basierten Systems des DLR-IPA. Hier werden Beugungsmaßzahlen von etwa 7 gemessen, der Nd:YGG-MOPA erreicht einen Wert $<1,4$.

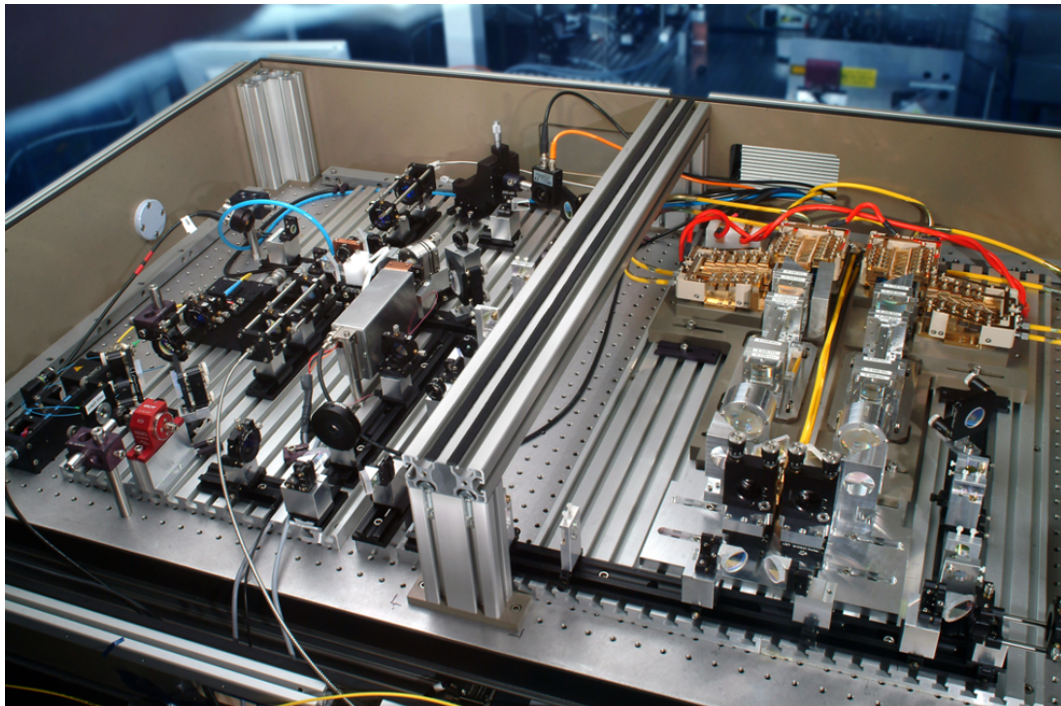


Abbildung 6.19: Photographische Darstellung des Demonstrator-Aufbaus auf Nd:YGG-Basis. Die vordere Seitenwand und der Deckel von dem Gehäuse wurden für diese Aufnahmen entfernt. Auf der linken Seite ist der Oszillator- und auf der rechten Seite der Innoslab-Verstärkeraufbau zu sehen. Die Details zum Aufbau sind diesem Kapitel zu entnehmen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden Nd:YLuGG-basierte Laserstrahlquellen bei 935 nm untersucht mit dem Ziel, die stringenten Anforderungen an den Lasertransmitter eines satellitenbasierten Wasserdampf-DIAL-Systems gemäß den Studien zur WALES-Mission zu erfüllen oder die grundsätzliche Erfüllbarkeit zu zeigen. Insbesondere wird das simultane Erreichen aller wesentlichen Spezifikationen angestrebt. Erstmals werden hier Nd:(Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂-Mischgranate mit Mischungsverhältnissen ($0 \leq x \leq 1$) als Lasermedium eingesetzt und für diese spezielle Anwendung im Detail analysiert. Es kann gezeigt werden, dass sich prinzipiell alle notwendigen Wellenlängen adressieren lassen und dass ein effizienter Laserbetrieb möglich ist. Dabei wird das Design von stabilen Oszillatoren und von Innoslab-Verstärkern auf Basis dieser Kristalle im Detail diskutiert, wobei insbesondere Effizienzgrenzen betrachtet werden. Zudem werden erstmals gütegeschaltete Resonatoren auf Basis dieser Kristalle sowie ein Nd:YGG-basierter Innoslab-Verstärker erfolgreich demonstriert. Die Eignung der Nd:YGG-basierten Oszillator-Verstärker-Anordnung im longitudinalen Einmodenbetrieb wird in detaillierten Analysen und durch das DLR-IPA in direkten Wasserdampfmessungen in der Atmosphäre nachgewiesen. Dies ist der erste direkt diodengepumpte Laser, der für Messungen dieser Art eingesetzt wurde. Dieser Laser kann jedoch nicht alle WALES-Wellenlängen erreichen. Ebenfalls gelingt erstmals die Realisierung eines spektral angepassten Nd:YLuGG-Lasers, der im longitudinalen Einmodenbetrieb läuft und auf alle Absorptionslinien gemäß WALES abgestimmt werden kann. Eine Oszillator-Verstärker-Anordnung auf Basis des spektral angepassten Kristalls gilt als vielversprechender Kandidat für die Laserstrahlquelle eines zukünftigen satellitenbasierten Wasserdampf-DIAL-Instrumentes bei 935 nm. Ein solches Instrument kann die Verteilung von Wasserdampf mit hoher lateraler Auflösung bei gleichzeitig globaler Abdeckung vermessen. Diese Daten sind besonders im Bereich der Klimaforschung von großer Bedeutung.

Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass auf Basis von direkt diodengepumpten und spektral angepassten Laserkristallen prinzipiell kompakte und effiziente Strahlquellen mit hervorragenden räumlichen und vor allem spektralen Eigenschaften entwickelt werden können. Dies ermutigt zu Entwicklungen von entsprechenden Lasern zur Adressierung anderer applikationsspezifischer Wellenlängen. Insbesondere sind für die Klimaforschung neben Wasserdampf auch z.B. CO₂- und CH₄-Dichten von entscheidender Bedeutung. Die hier untersuchten Laser weisen Vorteile hinsichtlich Komplexität sowie Strahlqualität und spektraler Reinheit gegenüber etablierten OPO-basierten Strahlquellen [Ehret u. a., 2010; Quatrevalet u. a., 2010] auf und haben damit Potential für künftige LIDAR-Systeme.

7.1 Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse

Aufgrund des stark eingeschränkten Abstimmbereichs der hier untersuchten Neodym-dotierten Granate im Vergleich zu den bislang eingesetzten Quellen, ist das Verstärkungsmaximum des Lasermediums auf den für die Messungen geforderten Wellenlängenbereich präzise abzustimmen. Da die hier verwendeten Kristallmaterialien vergleichsweise selten Verwendung finden und für das Laserdesign relevante Eigenschaften nicht veröffent-

licht sind, kommt der Charakterisierung der entsprechenden Kristallparameter eine hohe Bedeutung zu. Während sich zu Nd:YGG und Nd:LuGG bereits einzelne Veröffentlichungen finden lassen, sind die Nd:YLuGG-Mischkristalle hier durch das Kristallforschungsinstitut FEE erstmals gezüchtet und im Rahmen dieser Arbeit erstmals als Lasermaterial eingesetzt worden. Insgesamt fünf unterschiedliche Kristallboules aus Nd:Y₃Ga₅O₁₂, einer aus Nd:Lu₃Ga₅O₁₂ sowie 3 Mischgranate aus Nd:(Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂ mit einem Lutetiumanteil 1-x von 30%, 42% und 50% wurden durch das Kristallforschungsinstitut FEE sowie das Institut für Laserphysik der Universität Hamburg gezüchtet im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert. Durch die Firma FGK wird zunächst die Zusammensetzung und insbesondere die Neodym-Dotierung der Kristalle gemessen. Daraus wird der Verteilungskoeffizient für das Neodym bestimmt. Demnach gehen abhängig von der Kristallzusammensetzung 37% bis 54% des Neodym aus der Schmelze in den Kristall über. Für die restlichen Komponenten beträgt der Verteilungskoeffizient 1. Aus den Verteilungskoeffizienten wird die Neodym-Verteilung im Kristallboule bestimmt. Diese liegt bei etwa 1 at% und nimmt entsprechend im Zuchtprozess zu. Aus den Dichten der Boules werden über die Zusammensetzungen die entsprechenden Gitterparameter der Einheitszelle bestimmt. Diese liegen zwischen 12,14 Å für Nd:YGG und 12,28 Å für Nd:LuGG, wobei die Gittergröße mit dem Lutetiumanteil annähernd linear ansteigt. Es wird das Absorptionsspektrum in einem Bereich von 800 bis 900 nm vermessen. Hieraus werden der Absorptionswirkungsquerschnitt sowie effektive Werte für typische Spektren von Diodenlasern um 806 nm berechnet, die zum Pumpen eingesetzt werden. Der effektive Absorptionskoeffizient der Kristalle liegt in einem Bereich von 3/cm für eine Neodym-Dotierung von 1 at% bei einer spektralen Breite der Pumpquelle von 3 nm.

Mit Hilfe der Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung und der Reziprozitätsmethode wird aus dem Fluoreszenzspektrum und dem Absorptionswirkungsquerschnitt der Emissionswirkungsquerschnitt bestimmt. Für den R₂ → Z₅-Übergang um 935 nm liegt er für alle Mischkristalle im Bereich von 1,5 · 10⁻²⁰ cm². Es zeigt sich keine eindeutige Korrelation zwischen Emissionswirkungsquerschnitt und Kristallzusammensetzung. Die Zentralwellenlänge dieses Übergangs wird bestimmt. Mit diesem Übergang lassen sich Wellenlängen in einem Bereich von 935,30 nm bis 936,65 nm (vac.) durch unterschiedliche Mischkristalle adressieren. Dabei steigt die Wellenlänge annähernd linear mit dem Lutetium-Anteil des Kristalls an. Es könnten also alle für WALES relevanten Wellenlängen mit bestimmten Kristallmischungen erzeugt werden. Ein Mischkristall mit 42% Lutetium emittiert bei einer Wellenlänge von etwa 935,7 nm (vac.). Dies ist ein guter Kandidat, mit dem alle WALES-Wellenlängen adressiert werden könnten.

Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur dn/dT und die thermische Leitfähigkeit bestimmen maßgeblich die Brennweite der thermischen Linse im Kristall. dn/dT wird für alle Kristallproben bestimmt und liegt im Bereich von 16 bis 19 · 10⁻⁶. YAG weist im Vergleich dazu einen etwa halb so großen Wert auf. Die Wärmeleitfähigkeit von Nd:Y₃Ga₅O₁₂ und Nd:(Y_{0,5}Lu_{0,5})₃Ga₅O₁₂ wird durch das Institut IWM vermessen. Bei Raumtemperatur ergeben sich 4,5 W/m/K bzw 6,18 W/m/K. Nd:YAG hat mit 14 W/m/K eine zwei- bis dreimal höhere Wärmeleitfähigkeit als diese Kristalle. Für die hier untersuchten Kristalle ist festzustellen, dass die thermischen Linsen etwa vier- bis sechsmal kurzbrennweitiger sind als in Nd:YAG.

Außerdem wird die Fluoreszenzlebensdauer für unterschiedliche Kristallproben vermessen. Diese legt die Speichereffizienz des Materials fest. Die Werte liegen in einem Bereich von 217 - 272 μs. Dabei ist keine eindeutige Korrelation zur Neodym-Dichte oder zum Mischungsverhältnis aus Lutetium und Yttrium zu erkennen.

Der Quantenwirkungsgrad sowie die Thermalisierungszeiten der beteiligten Multipletts haben einen großen Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad des Lasers. Da diese Werte experimentell nicht leicht zugänglich sind, werden Pulsverstärkungsexperimente im Einfachdurchgang an endgepumpten Nd:YGG-Stäbchen in einem Fluenzbereich bis 45 J/cm² durchgeführt. Diese werden mit Rechnungen basierend auf den Frantz-Nodvik-

Gleichungen zur Pulsverstärkung verglichen. Es zeigen sich für Inversionsreduktionsfaktoren von etwa 2 und Quantenwirkungsgraden um 90% die besten Übereinstimmungen. Dies bedeutet eine deutliche Effizienzminde- rung, die bei der Auslegung von entsprechenden Lasersystemen berücksichtigt werden muss.

Basierend auf den grundlegenden Kristalleigenschaften wird das Design eines entsprechenden Oszillators dis- kutiert. Zur Berechnung der energetischen und zeitlichen Pulseigenschaften wird ein Ratengleichungs-Modell dargestellt. Dies wird mit experimentellen Daten verglichen. Hiermit wird die Extraktionseffizienz, die resonatorinterne Energiedichte und die Pulsdauer berechnet.

Darüber hinaus wird das Design von Resonatorkonfigurationen im transversalen Grundmode diskutiert, die sowohl dynamisch stabil als auch insensitive gegen Verkippungen der Spiegel sind. Dazu wird das Modell nach Magni verwendet. Eine günstige plan-konvexe Konfiguration wird mit einer Gesamtlänge von 288 mm und einem Modenradius von 0,32 mm am Ort des Kristalls identifiziert. Diese Konfiguration wird im Detail experi- mentell untersucht. Ebenfalls wird für Nd:YGG die minimale Pumpfleckgröße für unterschiedlich brillante Strahlquellen und Neodym-Dotierungen diskutiert. Der Modenradius im Kristall ist in Grundmoderesonatoren auf den Pumpfleck anzupassen.

Aufgrund der thermischen Besetzung von 0,9% des unteren Laserniveaus bei Raumtemperatur kommt es im hier betrachteten Laserübergang zu einer nicht vernachlässigbaren Reabsorption des Laserlichtes. Daher sind für einen effizienten Laserbetrieb ungepumpte Bereiche und damit lange Kristalle zu vermeiden. Auf der anderen Seite sind lange Kristalle für eine hohe Absorptionseffizienz günstig. Aus den Absorptions- und Emissions- wirkungsquerschnitten wird ein hinsichtlich maximaler Verstärkung optimales Dotierungslängenprodukt von 14,6 mm% für Nd:YGG abgeleitet.

Es werden gütegeschaltete Resonatoren auf Basis aller untersuchter Kristallproben realisiert und im longi- tudinalen Multimodebetrieb charakterisiert. Die Resonatoren mit $\text{Nd}:(\text{Y}_{0,58}\text{Lu}_{0,42})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ und $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ werden zudem Injection-geseedet und im longitudinalen Einmodenbetrieb betrieben. Der $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ -basierte Resonator wird dabei im Detail analysiert. Die thermische Linse wird für unterschiedliche Repetitionsraten bis 100 Hz vermessen. Dort beträgt die Brennweite bei einem Pumpstrom von 200 A etwa 200 mm. Dies entspricht dem Arbeitspunkt, bei dem der Resonator üblicherweise betrieben wird. Desweiteren werden die Umlauf- verluste und Koppeffizienzen für unterschiedliche mittlere Leistungen mit Hilfe der Findlay-Clay-Methode vermessen. In einem Bereich der mittleren absorbierten Leistung von 2,6 W bis 4,4 W fallen die Umlaufverlus- te von 22% auf 7% ab. Dies entspricht etwa den Reabsorptionsverlusten im ungepumpten Kristall. Bei 4,4 W beträgt die Koppeffizienz etwa 40%. Dies ist der Anteil des absorbierten Pumplichts, das in Laserstrahlung umgewandelt wird.

Mit den hier bestimmten Verlusten und Koppeffizienzen wird die Ausgangsleistung und Pulsdauer des Os- zillators simuliert und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei zeigt sich nur eine gute Übereinstim- mung von Experiment und Simulation für einen Inversionsreduktionsfaktor von etwa 1,75. Unter der Annahme von instantaner Thermalisierung (Faktor 1,02) wird die Ausgangsenergie etwa um den Faktor zwei überschätzt. Bei Simulationen ist also dieser Faktor zu berücksichtigen.

Es werden in $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ maximal 7,7 mJ Pulsenergie erreicht bei einer Pumpenergie von 82,3 mJ. Dies entspricht einer Effizienz von 9,4%. Bei den Mischgranaten wird in $\text{Nd}:(\text{Y}_{0,58}\text{Lu}_{0,42})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ bei 5,8 mJ die höchste Effizienz von etwa 10% (Pumplicht am Kristall zu Laserlicht) erreicht. Die Pulsdauer fällt mit der Pulsenergie ab und liegt bei etwa 4 mJ bis 5 mJ im Bereich von 50 ns (FWHM). Der Strahl ist über einen weiten Pulsenergiebereich beugungsbegrenzt ($M^2 < 1,02$).

Der $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ -basierte Resonator wird in einen Demonstrator integriert. Dieser wird für Messungen

von Wasserdampf von dem DLR-IPA eingesetzt. Der Oszillator arbeitet bei einer Pulsenergie von bis zu 4,3 mJ im longitudinalen Einmodenbetrieb. Diese Pulsenergie wird erreicht, wenn die Seedwellenlänge auf das Verstärkungsmaximum eingestellt ist. Aufgrund der geringen Verstärkungen werden hohe Energiedichten im Laserkristall erreicht. Der Spitzenwert liegt bei etwa 26 J/cm^2 im Arbeitspunkt des Demonstrators. Der Nd:(Y_{0,58}Lu_{0,42})₃Ga₅O₁₂-basierte Oszillator wird energetisch im longitudinalen Einmodenbetrieb bei unterschiedlichen Seedwellenlängen zum einen bei normaler Laborluft und zum anderen in trockener Stickstoffumgebung charakterisiert. Es zeigt sich ein Energieabfall durch Absorption an der Laborluft. Der höchste Energieabfall von etwa 30% wird bei der starken Wasserdampfabsorptionslinie bei 935,685 nm (vac.) registriert. Wird in den schwach verstärkenden spektralen Flanken der Verstärkungskurve geseedet, so läuft der Resonator wieder im longitudinalen Multimode. Dort ergibt sich eine Reduktion der Energie um etwa 10%. Für einen effizienten Betrieb ist also besonders beim longitudinal einmodigen Betrieb auf starken Wasserdampf-Absorptionslinien stets eine trockene Umgebungsluft zu verwenden.

Zur Energieskalierung in den 30 mJ-Bereich wird ein Innoslab-basierter Verstärker realisiert. Für den hier betrachteten Laserübergang ergeben sich besondere Designanforderungen, die diskutiert werden. Aufgrund der geringen Verstärkung bei gleichzeitig hohen Sättigungsfluenzen, kann der Verstärker nicht über die komplette Kristallbreite bei konstanter optimaler Fluenz betrieben werden. Hierdurch ist die Extraktionseffizienz reduziert. Bei einer Pumpenergie von 828 mJ wird die Pulsenergie des Oszillators in 13 Kristalldurchgängen von 4,3 mJ auf 30,5 mJ hochverstärkt. Die Effizienz des Verstärkers beträgt demnach 3,2%. Mit Hilfe von Heterodyne-Messungen wird die spektrale Breite und die Frequenzstabilität des MOPA-Systems bestimmt. Es ergibt sich eine spektrale Breite von < 28 MHz (Spitzenwert) bzw. $14,0 \pm 2,7 \text{ MHz}$. Für die Stabilität der Zentralwellenlänge wird $< \pm 8,5 \text{ MHz}$ (Spitze-Spitze) bzw. 2,9 MHz (rms) gemessen. Die spektrale Reinheit wird durch das Institut für Physik der Atmosphäre (ILP) des DLR bestimmt und beträgt demnach mehr als 99,996%. Damit erfüllt das System mit Reserve die spektralen Anforderungen an das WALES-System. Darüber hinaus konnten mit dem System erfolgreich Wasserdampfmessungen an atmosphärischem Wasserdampf durchgeführt werden. Damit ist dieser Laser der erste direkt diodengepumpte Laser, der für Wasserdampfmessungen bei 935 nm geeignet ist.

7.2 Ausblick

Die hier dargestellten Ergebnisse bilden die Grundlage für weitere Entwicklungsschritte hin zu einem satellitenbasierten System. Hierzu sind zunächst die kompletten Strahlparameter nachzuweisen, wie sie für WALES gefordert werden. Dies bedeutet, dass der hier vorgestellte Demonstrator auf einen spektral angepassten Mischkristall umzurüsten ist, um die spektralen Eigenschaften zu erfüllen. Desweiteren muss der Strahl um weitere 42 mJ verstärkt werden. Das erfordert mindestens eine weitere Verstärkerstufe. Zu erwarten ist, dass aufgrund der höheren Strahlbrillanz ein effizienterer Arbeitspunkt erreicht werden kann. Aufgrund der guten Eigenschaften von Nd:(Y_{0,58}Lu_{0,42})₃Ga₅O₁₂ im Resonatorbetrieb werden im MOPA ebenfalls entsprechend höhere Effizienzen erwartet.

Bislang ist jedoch noch nicht geklärt, ob alle vier WALES-Wellenlängen in einem Laser auf Basis einer einzigen Kristallmischung erzeugt werden können unter Einhaltung der geforderten spektralen Reinheit. Um dies mit Messungen an Wasserdampf-Absorptionszellen nachzuweisen, werden hohe Absorptionen bei allen Wellenlängen benötigt. Hierfür kommt jedoch nur die stärkste Absorption bei einer der vier Wellenlängen (935,685 nm Vakuumwellenlänge) in Frage. Alternativ könnte die Abstimmbarkeit eines solchen Systems mit Hilfe von spektral fehlangepassten Nd:YLuGG-Lasern nachgewiesen werden, die bei dieser starken Wasserdampfabsorptionslinie

betrieben werden, jedoch dort nicht das Verstärkungsmaximum aufweisen. Hiermit kann untersucht werden, wie weit ein Laser dieser Art unter Erfüllung der spektralen Anforderungen in der Verstärkungsflanke betrieben werden kann. Voraussetzung ist jedoch, dass sich die Laser auf Basis der Mischkristalle untereinander ähnlich verhalten. Sollte die Erzeugung aller vier Wellenlängen in einem Kristall nicht möglich oder technisch ungünstig sein, so könnten jeweils zwei benachbarte Wellenlängenpaare (935,561 nm und 935,685 nm Vakuumwellenlänge) sowie (935,852 nm und 935,906 nm Vakuumwellenlänge) in jeweils einem speziell angepassten Kristall erzeugt werden. Für die letztere Kombination bietet sich der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte $\text{Nd}:(\text{Y}_{0,50}\text{Lu}_{0,50})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ -Kristall an.

Für einen Betrieb im Weltraum muss darüber hinaus die Strahlungsfestigkeit des Lasermaterials gegenüber kosmischer Strahlung nachgewiesen werden. Der Nachweis erfolgt üblicherweise dadurch, dass die Kristalleigenschaften vor und nach Beschuss mit Protonen und γ -Strahlung mit entsprechender Dosis und Energie verglichen werden. Bei den verwendeten sonstigen Optiken kann im Gegensatz dazu ggf. auf bereits für andere Lasersysteme qualifizierte Materialien zurückgegriffen werden. Zu beachten ist jedoch, dass bei diesem Lasermaterial fundamental höhere Energiedichten auftreten als z.B. bei Nd:YAG im Verstärkungsmaximum. Deshalb sind besonders für einen Betrieb im Weltall sehr hochwertige Oberflächengüten und Beschichtungen herzustellen.

8 Anhang

8.1 Variablen

Konstante	SI-Einheiten	Erläuterung
c	$[\text{ms}^{-1}]$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
ϵ_0	$[\text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}]$	Permittivitätszahl des Vakuums
h	$[\text{Js}]$	Plancksches Wirkungsquantum
\hbar	$[\text{Js}]$	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
k	$[\text{JK}^{-1}]$	Boltzmann-Konstante
u	$[\text{kg}]$	atomare Masseneinheit
π	$[1]$	Kreiszahl

Tabelle 8.1: Konstanten

Variable	SI-Einheiten	Erläuterung
a	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$	Temperaturleitfähigkeit
\bar{A}	$[\text{m}^2]$	effektive Pumpfläche nach Abschnitt 4.1.2
A_K	$[1]$	Absorption des Kristalls
A_p	$[\text{m}^2]$	Pumpfläche
ASE_ϕ	$[1]$	Verstärkungslängenprodukt entlang der Achse ϕ im Slabkristall
\mathfrak{A}	$[\text{m}^2]$	Fläche gemäß Abschnitt 8.4.6
B_{FA}	$[\text{W rad}^{-1} \text{m}^{-1}]$	Brillanz eines Diodenstapels in Fast-Richtung
b_K	$[\text{m}]$	geometrische Breite des Slabkristalls
C	$[1]$	Konstante in Lorentzfunktion (siehe Gleichung 3.25)
c_{K_i}	$[1]$	molare Stoffkonzentration des Stoffs i im Kristall
c_p	$[\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$	spezifische Wärmekapazität
c_{S_i}	$[1]$	molare Stoffkonzentration des Stoffs i in der Schmelze
d_0	$[\text{m}]$	Durchmesser des Laserstrahls bei Eintritt in den Innoslab-Verstärker
d_n	$[\text{m}]$	wie d_0 nach n Umläufen im Verstärker
dn_2	$[1]$	Änderung des Brechungsindex des Kristalls mit der Temperatur dT
dT	$[\text{K}]$	Temperaturerhöhung im Experiment zur Vermessung von dn/dT gemäß Abschnitt 3.6
$d\beta$	$[\text{rad}]$	Änderung des Winkels β mit der Temperatur dT
dn_2/dT	$[\text{K}^{-1}]$	Änderung des Brechungsindex des Kristallmaterials mit der Temperatur

dX	[rad]	Änderung des Ortes X mit der Temperatur dT
dot	[1]	Dotierung, Anteil der Dodekaederplätze im Granatkristall, die durch Neodym besetzt werden
E_{abs}	[J]	absorbierte Energie
E_i	[J]	Energie des Energieniveaus i bezogen auf das Grundniveau
$E_{j,i}$	[J]	Absorbierte Pumpenergie von Pumpe j in Kristallscheibe i
E_L	[J]	Pulsenergie des Oszillators bei Befüllung mit normaler Laborluft
E_{N_2}	[J]	Pulsenergie des Oszillators bei Befüllung mit trockenem Stickstoff
E_{ph}	[J]	Energie des Laserphotons mit der Vakuumwellenlänge λ_{out}
E_{phP}	[J]	Energie eines Photons der Pumpquelle
E_{Pj}	[J]	Pumpenergie des Pumpmoduls j
E_{puls}	[J]	Energie eines Laserpulses
E_{st}	[J]	gespeicherte Energie zum Zeitpunkt des Pulsaufbaus gemäß Abschnitt 4.1.3
$E_{thres,i}$	[J]	absorbierte Pumpenergie an der Laserschwelle bei einem Reflexionsgrad \tilde{R}_i des Auskopplers
$Ed_{abs,i}$	[Jm ⁻³]	gespeicherte Energiedichte in Kristallscheibe i
Ed_{FA}	[Jm ⁻¹]	gespeicherte Energielinien-dichte in Fast-Richtung im Slabkristall
Ed_{st}	[Jm ⁻³]	siehe Tabelle 2.2
Ed_{sti}	[Jm ⁻³]	gespeicherte Energiedichte
$\tilde{E}d_{sti}$	[Jm ⁻³]	gespeicherte Energiedichte
F	[Jm ⁻²]	Spitzenfluenz
f_a	[1]	siehe Tabelle 2.2
\tilde{f}_a	[1]	siehe Tabelle 2.3
f_b	[1]	siehe Tabelle 2.2
f_i	[1]	relative thermische Besetzung des Energieniveaus i im entsprechenden Multiplett
f_{rod}	[m]	Brennweite der thermischen Linse
f_u	[1]	siehe Tabelle 2.3
f_{Z_1}	[1]	relative thermische Besetzung des Energieniveaus Z_1 im Multiplett ${}^4I_{9/2}$
f_{rep}	[s ⁻¹]	Repetitionsrate des Lasers
F_{in}	[Jm ⁻²]	siehe Tabelle 2.2
F_{out}	[Jm ⁻²]	siehe Tabelle 2.2
F_{sat}	[Jm ⁻²]	siehe Tabelle 2.2
g_{EZ}	[m]	Gitterparameter
g_i	[1]	Entartungsgrad des Energieniveaus i
G	[1]	Verstärkung
g_0	[m ⁻¹]	Verstärkungskoeffizient
g_{max}	[1]	maximaler Verstärkungskoeffizient
G_{max}	[1]	maximale Verstärkung
h_{FA}	[m]	Pumphöhe des Diodenstapels in Fast-Richtung
\tilde{h}_{FA}	[m]	Auf die Wurzel der Beugungsmaßzahl der Pumpstrahlung normierte effektive Pumphöhe in Fast-Richtung

h_K	[m]	geometrische Höhe des Slabkristalls
h_{St}	[m]	geometrische Höhe eines Diodenstapels
I	[m ⁻¹]	spektrale Verteilung des Fluoreszenzlichtes
\tilde{I}	[Wm ⁻²]	Gesamtintensität des Fluoreszenzlichtes
I_0	[1]	Konstante in Lorentzfunktion (siehe Gleichung 3.25)
$I_{j,i}$	[Wm ⁻²]	Pumpstrahlintensität der Pumpe j an der Stelle z_i
I_g	[m ⁻¹]	spektrale Gaußverteilung
I_p	[m ⁻¹]	spektrale Verteilung der Pumpquelle gemäß Abschnitt 3.3.2
I_{pu}	[Wm ⁻²]	Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung
I_{mess}	[m ⁻¹]	gemessenes Fluoreszenzspektrum; Rohdaten
I_{P_0}	[Wm ⁻¹]	spektrale Verteilung eines idealen Planckschen-Strahlers
I_{P_m}	[Wm ⁻¹]	gemessene spektrale Verteilung eines Planckschen-Strahlers (I_{P_0})
K	[J ⁻¹]	Steigung in Gleichung 6.13 (Finday Clay)
K_i	[1]	molarer Verteilungskoeffizient des Stoffs i
L	[1]	siehe Tabelle 2.3
l_K	[m]	geometrische Länge des Laserkristalls
l_o	[m]	optische Weglänge
l_{oR}	[m]	siehe Tabelle 2.3
l_p	[m]	geometrischer Abstand zwischen Prisma und CCD-Kamera
l_R	[m]	geometrische Resonatorlänge oder geometrischer Abstand der Endspiegel im Innoslab-Verstärker
$L_{Z_3 \rightarrow R_2}$	[1]	Resonatorumlaufverluste, die durch Reabsorption verursacht werden
m_{Ga}	[kg]	Atommasse Gallium
m_{Lu}	[kg]	Atommasse Lutetium
m_O	[kg]	Atommasse Sauerstoff
m_Y	[kg]	Atommasse Yttrium
M_i	[1]	Vergrößerungsfaktor einer konfokalen Teleskopanordnung für einen Umlauf
\tilde{M}_i	[1]	wie M_i unter Berücksichtigung der Aufweitung durch Beugung
$M_{x,y}^2$	[1]	Beugungsmaßzahl eines Laserstrahls. Bei gegebenem Index x oder y sind die Beugungsmaßzahlen in den entsprechenden räumlichen Achsen gemeint.
M_{St}^2	[1]	Beugungsmaßzahl eines Diodenstacks in Fast-Richtung
n	[m ⁻³]	Besetzungsinversion gemäß Abschnitt 2.5.3
\tilde{n}	[m ⁻³]	Besetzungsinversion gemäß Abschnitt 2.5.3
n_0	[m ⁻³]	räumliche Besetzungsdichte des Grundniveaus
\tilde{n}_0	[m ⁻³]	siehe Tabelle 2.2
n_1	[1]	Brechungsindex der Luft
n_2	[1]	Brechungsindex des Kristalls
n_{20}	[1]	Brechungsindex des Kristalls bei Temperatur T_0
n_a	[m ⁻³]	siehe Tabelle 2.3
\tilde{n}_a	[m ⁻³]	siehe Tabelle 2.3
n_b	[m ⁻³]	siehe Tabelle 2.3
n_B	[1]	Anzahl der Diodenbarren in einem Stapel

n_g	[1]	Grad der Supergaußfunktion sg
n_i	$[m^{-3}]$	räumliche Besetzungsdichte des Energieniveaus i
n_l	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 2.3
n_{max}	$[m^{-3}]$	maximale Besetzungsinversion
n_p	[1]	Brechungsindex des Kristalls bei der Pumpwellenlänge
\tilde{n}_{pi}	$[m^{-3}]$	Besetzungsinversion im Slabkristall erzeugt von Pumpe i
\tilde{n}_{pi0}	$[m^{-3}]$	Besetzungsinversion an der Kristallfacette des Slabkristalls erzeugt von Pumpe i
n_{pu}	[1]	Anzahl der Pumpquellen beim Slab-Verstärker
n_{tot}	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 2.2
$n_{tot-1\%}$	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 3.3
n_u	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 2.3
\tilde{n}_u	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 2.3
n_{u0}	$[m^{-3}]$	siehe Tabelle 2.2
NA	[1]	numerische Apertur
P	[W]	Pumpleistung (Spitzenwert)
P_{abs}	[W]	absorbierte mittlere Pumpleistung
P_B	[W]	optische Leistung eines Diodenbarrens
P_{heiz}	[W]	thermische Heizleistung
P_{mess}	[1]	Messsignal im Probenarm des Zweistrahlenspektrometers (siehe Abschnitt 3.3.1)
P_{ref}	[1]	Messsignal im Referenzarm des Zweistrahlenspektrometers (siehe Abschnitt 3.3.1)
P_{sp}	[1]	spektrale Verteilung des Messstrahls im Zweistrahlenspektrometer (siehe Abschnitt 3.3.1)
P_{St}	[W]	optische Leistung eines Diodenbarrens
q_m	[m]	gemessener q-Parameter $z_{0m} + i z_{R_m}$
q_t	[m]	berechneter q-Parameter $z_{0t} + i z_{R_t}$
\tilde{R}	[1]	siehe Tabelle 2.3
R_i	[m]	Krümmungsradius des Spiegels i
R_K	[1]	Reflexion einer unbeschichteten Kristalloberfläche bei senkrechtem Einfall gemäß Fresnell
\tilde{R}_K	[1]	spektral gemittelte Reflexion einer unbeschichteten Kristalloberfläche bei senkrechtem Einfall gemäß Fresnell
S	[1]	Sicherheitsfaktor gemäß Gleichung 2.17
S_1, S_2	[1]	Sensitivität des Resonatorspiegels 1 bzw. 2 gegen Verkippung
S_{12}	[1]	Mittelwert der Resonatorspiegelsensitivität gemäß Gleichung 4.42
S_s	[1]	spektrale Empfindlichkeit des Detektors im Zweistrahlenspektrometer (siehe Abschnitt 3.3.1)
S_{s2}	[1]	spektrale Empfindlichkeit des OSA [G-2] (siehe Abschnitt 3.4)
sg	[1]	Supergaußfunktion
T	[K]	Temperatur

T_0	[K]	niedrigste Temperatur in dem Experiment zur Vermessung von dn/dT gemäß Abschnitt 3.6
T_K	[1]	Transmission des Kristalls
T_L	[1]	Transmission des Kristalls bei der Laserwellenlänge
T_{leer}	[1]	Transmission des Probenarms ohne Probe im Zweistrahlenspektrometer
T_P	[1]	quellenspezifische Transmission des Kristalls bei der Pumpwellenlänge
T_{pro}	[1]	Transmission des Probenarms einschließlich Probe im Zweistrahlenspektrometer
t_p	[s]	Pumpdauer
$T_{Schmelz}$	[K]	siehe Tabelle 3.3
\hat{U}_x	[1]	ABCD-Umlaufmatrix im Innoslab-Verstärker in instabiler Richtung bei konfokaler Spiegelgeometrie
V_{EZ}	[m ³]	Volumen der Einheitszelle
V_R	[m ³]	siehe Tabelle 2.3
V_K	[m ³]	siehe Tabelle 2.3
w	[m]	Strahlradius
\bar{w}	[m]	effektiver Pumpradius nach Abschnitt 4.1.2
w_1	[m]	Strahlradius auf Spiegel 1
w_2	[m]	Strahlradius auf Spiegel 2
w_K	[m]	Kerndurchmesser einer optischen Faser
w_M	[m]	Modenradius
w_P	[m]	effektiver Pumpradius
x	[1]	Anteil der Yttrium-Atome an der Summe aus Yttrium- und Lutetium-Atomen
x_0	[m]	geometrischer Abstand zur optischen Achse eines einlaufenden Strahls in einen Innoslab-Verstärker mit konfokaler Spiegelgeometrie
x_n	[m]	wie x_0 für den n-ten Umlauf
X	[m]	Position des Schwerpunktes des Prüfstrahls auf dem CCD-Chip
z_i, \tilde{z}_i	[m]	Ortskoordinate mit Index i
z_{0x_n}	[m]	Abstand zur Strahlteile eines Laserstrahls in instabiler Richtung in einem Innoslab-Verstärker nach n Umläufen
z_{01}	[m]	Abstand zur Strahlteile des Laserstrahls in Luft
z_{02}	[m]	Abstand zur Strahlteile des Laserstrahls im Kristallmaterial
z_{Rn}	[m]	Rayleighlänge eines Laserstrahls in instabiler Richtung in einem Innoslab-Verstärker nach n Umläufen
z_{R1}	[m]	Rayleighlänge des Pumplaserstrahls in Luft
z_{R2}	[m]	Rayleighlänge des Pumplaserstrahls im Kristallmedium

Tabelle 8.2: Lateinische und altdeutsche Symbole

Variable	SI-Einheiten	Erläuterung
α	[m ⁻¹]	Absorptionskoeffizient
α_1, α_2	[rad]	Verkipfung von Resonatorspiegel 1 bzw. 2
α_n	[rad]	Auftreffwinkel des Laserstrahls auf Spiegel 1 im Innoslab-Verstärker nach n Umläufen
α_p	[1]	quellenspezifischer Absorptionskoeffizient gemäß Abschnitt 3.3.2
α_{x1}, α_{x2}	[rad]	Kippwinkel der Flächennormalen der Spiegel 1 und 2 des Innoslab-Verstärkers zur optischen Achse
$\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$	[m ⁻¹]	siehe Tabelle 3.3
β	[rad]	Austrittswinkel des Prüfstrahls aus dem Prisma
β_0	[rad]	Winkel β bei Temperatur T_0
γ	[1]	Inversionsreduktionsfaktor siehe Abschnitt 2.5.3
$\tilde{\gamma}$	[1]	Inversionsreduktionsfaktor siehe Abschnitt 2.5.3
Γ	[1]	Definition siehe Gleichung 6.24
$\tilde{\Gamma}$	[m ⁻³ s ⁻¹]	Definition siehe Gleichung 2.66
Δ_h	[m]	Barrenabstand
$\Delta\lambda$	[m]	spektrale Breite der Lorentzfunktion
$\Delta\lambda_{FWHM}$	[m]	volle Halbwertsbreite der spektralen Gaußverteilung
$\Delta\nu$	[s ⁻¹]	Modenabstand im Frequenzraum
Δ_{x1}	[rad]	Winkel zwischen Spiegel 1 und 2 des Innoslab-Verstärkers für den plan-planen Fall
ζ	[m]	Länge der Diagonalen des Slabkristalls
η	[1]	kombinierte Effizienz = $\eta_{store}\eta_Q\eta_{St}\eta_M$
$\tilde{\eta}$	[1]	kombinierte Effizienz = $\eta_{store}\eta_Q\eta_{St}$
$\eta_{808-532}$	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
$\eta_{808-OPO}$	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
$\eta_{808-Ti:Sa}$	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
η_{abs}	[1]	Absorptionseffizienz
η_{extr}	[1]	Extraktionseffizienz
η_g	[1]	Gesamteffizienz des Lasers
η_M	[1]	Modenüberlappereffizienz
η_{OPO}	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
η_Q	[1]	Quanteneffizienz
η_{SHG}	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
η_{store}	[1]	Speichereffizienz gemäß Abschnitt 2.5.2
η_{St}	[1]	Stokes-Effizienz
$\eta_{Ti:Sa}$	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
η_{YAG}	[1]	optisch-optische Effizienz (siehe Tabelle 1.3)
Θ_{FA}	[rad]	Divergenzwinkel (Vollwinkel) eines Diodenbarrens in Fast Richtung
κ	[1]	siehe Tabelle 2.3
λ_0	[m]	Zentralwellenlänge der spektralen Gaußverteilung
λ_1	[m]	WALEN-Wellenlänge 1 (siehe Tabelle 1.1)

λ_2	[m]	WALEs-Wellenlänge 2 (siehe Tabelle 1.1)
λ_3	[m]	WALEs-Wellenlänge 3 (siehe Tabelle 1.1)
λ_4	[m]	WALEs-Wellenlänge 4 (siehe Tabelle 1.1)
λ_c	[m]	spektraler Scheitelwert der Lorentzfunktion
λ_{out}	[m]	siehe Tabelle 2.2
λ_{p1}	[m]	Wellenlänge der Pumpquelle in Luft
λ_{p2}	[m]	Wellenlänge der Pumpquelle im Kristallmaterial
λ_u	[m ⁻³ s ⁻¹]	siehe Tabelle 2.3
λ_w	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]	Wärmeleitfähigkeit
ξ	[rad]	Prismenwinkel
ρ	[kg m ⁻³]	Massendichte
$\tilde{\sigma}$	[m ²]	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
$\tilde{\sigma}_{abs}$	[m ²]	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt gemäß Abschnitt 3.3.1
σ_{ij}	[m ²]	atomarer Emissions- bzw Absorptionswirkungsquerschnitt des Übergangs $i \rightarrow j$
$\tilde{\sigma}_m$	[m ²]	maximaler effektiver Emissionswirkungsquerschnitt. Im Falle von Nd:YLuGG ist das der des Übergangs $R_2 \rightarrow Y_3$.
$\sigma_{R_2 \rightarrow Z_5}$	[m ²]	siehe Tabelle 2.3
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$	[m ²]	siehe Tabelle 2.2
$\tilde{\sigma}_{R_1 \rightarrow Z_5}$	[m ²]	siehe Tabelle 3.3
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Y_3}$	[m ²]	siehe Tabelle 3.3
τ_a	[s]	siehe Tabelle 2.3
$\tilde{\tau}_a$	[s]	gemessene Zeitkonstante für den exponentiellen Abfall der Fluoreszenzlichtintensität
τ_c	[s]	siehe Tabelle 2.3
τ_f	[s]	Fluoreszenzlebensdauer
τ_l	[s]	siehe Tabelle 2.3
τ_p	[s]	Pulsdauer
τ_r	[s]	siehe Tabelle 2.3
τ_{rad}^{-1}	[s ⁻¹]	strahlende Rate
τ_u	[s]	siehe Tabelle 2.3
ϕ	[m ⁻³]	Photonendichte gemäß Abschnitt 2.5.3
Φ	[m ⁻³]	Photonenzahl siehe Tabelle 2.3
ϕ_0	[m ⁻³]	normierte Photonendichte siehe Tabelle 2.3
ψ	[1]	resonatorinterne Leistungsüberhöhung
φ	[rad]	Winkel eines Verstärkungspfades im Slabkristall
φ_{max}	[rad]	Winkel der Diagonalen im Slabkristall

Tabelle 8.3: Griechische Symbole

8.2 Abkürzungen

Abkürzung	Ursprünglicher Ausdruck	Erläuterung
ASE	A mplified S pontaneous E mission	Verstärkte spontane Emission
CNRS	C entre N ational de la R echerche S cientifique	
DIAL	D ifferenz A bsorptions L IDAR	–
DLR	D eutsches Institut für L uft- und R aumfahrt	–
ESA	E uropean S pace A gency	Europäische Weltraumagentur
FEE	Forschungsinstitut für minearliche und metallische Werkstoffe - E delsteine/ E delmetalle-GmbH	–
Ga	Gallium	–
ILP	I nstitut für L aser p hysik	der Universität Hamburg
IPA	I nstitut für P hysik der A tmosphäre	des DLR
LASE	L idar A tmospheric S ensing E xperiment	LIDAR-System der NASA
LEANDRE	L idar E mbarque pour l'etude des A erosols et des N uages de l'interaction D ynamique R ayonnement et du cycle de l' E au	LIDAR-System des CNRS
LIDAR	L ight D etection A nd R anging	Entfernungsmessung und Detektion mit Licht
LIDT	L aser I nduced D amage T hreshold	Zerstörschwelle für laserinduzierte Zerstörung
Lu	L utetium	–
LuGG	L utetium G allium G ranat	$\text{Lu}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$
MOPA	M aster O scillator P ower A mplifier	Oszillator mit nachgeschalteter Verstärkerstufe
NASA	N ational A eronautics and S pace A dministration	–
MM	M ulti M ode	longitudinal mehrmodiger Betrieb
Nd	Neodym	–
OPO	O ptisch P arametrischer O szillator	–
QCW	Q uasi C ontinuous W ave	quasikontinuierlicher Betrieb: freilaufender Resonator gepulst gepumpt
QS	Q uality S witched	güteschalteter Betrieb
QS-SLM	–	güteschalteter und longitudinal einmodiger Betrieb
QS-MM	–	güteschalteter longitudinaler Multimodebetrieb
SLM	S ingle L ongitudinal M ode	longitudinal einmodiger Betrieb
vac.	vacuum	Vakuum (für Wellenlängenangaben bedeutet dies Vakuumwellenlängen)

WALES	Water vapor Lidar Experiment in Space	Projektname des satellitengestützten Wasserdampflidars bei der ESA [ESA, 2001][ESA, 2004].
Y	Yttrium	–
YGG	Yttrium Gallium Granat	$Y_3Ga_5O_{12}$
YLuGG	Yttrium Lutetium Gallium Granat	$Y_xLu_{3-x}Ga_5O_{12}$ Mischgranat mit $0 \leq x \leq 3$, ebenfalls inklusive YGG und LuGG

Tabelle 8.4: Abkürzungsverzeichnis

8.3 Geräteverzeichnis

- [G-1] UV/Vis/IR Spektrometer, Perkin Elmer, Lambda 1050
- [G-2] Optischer Spektrum Analysator, maximale Auflösung: 50 pm, Yokogawa, AQ6315A
- [G-3] Multimode-Faser, Kerndurchmesser: 105 μm , Manteldurchmesser: 105 μm , Numerische Apertur: 0,22, Thorlabs, AFS105/125Y
- [G-4] Schwarzer Referenzstrahler, Land Infrared, Landcal Blackbody Source R1500T
- [G-5] Schmalbandiger frequenzstabiler Diodenlaser mit externer Kavität (Littrow Konfiguration), Sacher, TEC-120-0920-150
- [G-6] Laser Flash Apparatur, Laserquelle: Nd:Cr:GGG-Laser mit variabler Leistung (<20 J/Puls) und Pulslänge (0.2-1.2 ms), Wellenlänge: 1046 nm, In-Sb-Infrarotdetektor (N_2 -gekühlt), Temperaturbereich: 20-1600 $^{\circ}\text{C}$, Messbereich: $0.001-10 \text{ cm}^2/2$, Atmosphäre: Argon 5.0/ 20 l/h., Messunsicherheit der Temperaturleitfähigkeit: < 5%, NETSCH Gerätebau GmbH, LFA-427
- [G-7] Apparatur zur dynamischen Differenzkalometrie (engl. DSC), Messunsicherheit der spezifischen Wärmekapazität: < 5 %, Probeniegel aus Pt/Rh, verwendete Heizrate: 15K/min., NETSCH Gerätebau GmbH, DSC 404/So
- [G-8] thermischer Leistungsmesskopf, Coherent, LM-10
- [G-9] CCD-Kamera, Spiricon, USB-L230
- [G-10] Laser Spektrum Analysator, Absolutgenauigkeit: 6 GHz, Auflösung: 1 GHz, High Finesse, LSA
- [G-11] Spektrometer, Auflösung: 44 pm, Spektralbereich: 880 nm - 1041 nm, Ocean Optics, HR4000 (Sonderanfertigung), SN: HR4C788
- [G-12] Hochgeschwindigkeits-Silizium-Photodiode, Anstiegs- und Abfallzeit: 1 ns, Thorlabs, DET210
- [G-13] Hochgeschwindigkeits-PCI Digitalisierer, 8bit, 1 GHz Bandbreite, 1-2 GS/s, Agilent Technologies, DP240

[G-14] Kaustikmessgerät, Spiricon, M^2 200, mit [G-9]

[G-15] Kontinuierlicher Laser im longitudinalen Monomode, Wellenlänge: 1064 nm, Linienbreite: <1 kHz (FWHM), Innolight, Mephisto

8.4 Rechnungen und Parameter - Details

8.4.1 Fehlerberechnung dn_2/dT (Abschnitt 3.6)

$$\Delta dn_2/dT = \sqrt{\left[\frac{\partial}{\partial n_1} \frac{dn_2}{dT} \cdot \Delta n_1 \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial n_{20}} \frac{dn_2}{dT} \cdot \Delta n_{20} \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{dn_2}{dT} \cdot \Delta \xi \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial l_p} \frac{dn_2}{dT} \cdot \Delta l_p \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial dX/dT} \frac{dn_2}{dT} \cdot \Delta dX/dT \right]^2} \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial n_1} \frac{dn_2}{dT} = \frac{dX/dT}{\sin(\xi) l_p} \left\{ \frac{n_{20}^2 \sin(\xi)^2}{n_1^2 \cos(\beta_0)} + \cos(\beta_0) \right\} \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial n_{20}} \frac{dn_2}{dT} = - \frac{dX/dT n_{20} \sin(\xi)}{l_p n_1 \cos(\beta_0)} \quad (8.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{dn_2}{dT} = - \frac{dX/dT \cos(\xi)}{l_p} \left\{ \frac{n_{20}^2}{\cos(\beta_0) n_1} + \frac{\cos(\beta_0) n_1}{\sin(\xi)^2} \right\} \quad (8.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial l_p} \frac{dn_2}{dT} = - \frac{dX/dT \cos(\beta_0) n_1}{\sin(\xi) l_p^2} \quad (8.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial dX/dT} \frac{dn_2}{dT} = \frac{\cos(\beta_0) n_1}{\sin(\xi) l_p} \quad (8.6)$$

8.4.2 Parameter zur Berechnung des optimalen Dotierungslängenproduktes (Abschnitt 4.1.1)

Parameter	Wert
$\sigma_{R_2 \rightarrow Z_5} = \tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5} / f_a$	$3,26 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
$\tilde{\sigma}_{R_2 \rightarrow Z_5}$	$1,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
f_a	46%
f_b	0,9%
$n_{tot-1\%}$	$1,3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-3}$
α_p	$0,3 \text{ mm}^{-1}$
$\alpha_{Z_5 \rightarrow R_2}$	$3,8 \text{ m}^{-1}$

Tabelle 8.5: Parameter, die zur Berechnung des optimalen Dotierungslängenproduktes (siehe Abbildung 4.1) verwendet werden.

8.4.3 Berechnung der Umlaufmatrix (Abschnitt 2.4.2)

Die ABCD-Matrix für einen vollen Umlauf in einer konfokalen Spiegelanordnung (instabile Richtung des Innoslab-Verstärkers) lautet

$$\hat{U}_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2/R_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_R \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (8.7)$$

wobei $R_1 > 0$ der Krümmungsradius von Spiegel 1 (konvex) und $R_2 > 0$ der Krümmungsradius von Spiegel 2 (konkav) (siehe Abbildung 2.9) und l_R die Länge der Verstärkeranordnung ist. Werden nun diese Größen gemäß den Gleichungen (2.11) sowie (2.12) und (2.13) ersetzt, so ergibt sich

$$\hat{U}_x = \begin{bmatrix} M_i & (M_i + 1)l_R \\ 0 & M_i^{-1} \end{bmatrix}, \quad (8.8)$$

wobei M_i der Vergrößerungsfaktor (siehe Gleichung (2.10)) ist. Für das ABCD-Gesetz sei hier auf die Veröffentlichung von Kogelnik [1966] oder auch Standardwerke wie [Siegmann, 1986] verwiesen.

8.4.4 Beweis der Gesamtumlauflmatrix für n Umläufe (Abschnitt 2.4.2)

Es wird durch vollständige Induktion bewiesen, dass die Gleichungen (2.27) und (2.28) für alle Umlaufzahlen $n \in \mathbb{N}$ gilt.

Induktionsanfang

Für $n = 1$ gilt

$$\Omega = 1. \quad (8.9)$$

Es folgt, dass $\hat{U}_x^1 = \hat{U}_x$ (Gleichung (8.8) für einen Umlauf). Somit gilt die Aussage für $n = 1$.

Induktionsschritt

Seien Gleichungen (2.27) und (2.28) wahr für ein beliebiges $n \in \mathbb{N}$. Definiere

$$\varsigma := (M_i + 1)l_R, \quad (8.10)$$

so kann Matrix (2.27) geschrieben werden als

$$\hat{U}_x^n = \begin{bmatrix} M_i^n & \varsigma \Omega(n) \\ 0 & M_i^{-n} \end{bmatrix}. \quad (8.11)$$

Für den folgenden Umlauf $n + 1$ muss die Umlaufmatrix gemäß Gleichung (8.8) von rechts an \hat{U}_x^n multipliziert werden, und es ergibt sich

$$\hat{U}_x^{n+1} = \hat{U}_x^n \begin{bmatrix} M_i & \varsigma \\ 0 & M_i^{-1} \end{bmatrix} \quad (8.12)$$

$$= \begin{bmatrix} M_i^{n+1} & B \\ 0 & M_i^{-(n+1)} \end{bmatrix}. \quad (8.13)$$

Für den Matrixeintrag B gilt dabei

$$B = \varsigma \Omega(n) M_i^{-1} + \varsigma M_i^n \quad (8.14)$$

$$= \varsigma \left\{ M_i^{n-1} + M_i^{n-3} + \dots + M_i^{-(n-3)} + M_i^{-(n-1)} \right\} M_i^{-1} + \varsigma M_i^n \quad (8.15)$$

$$= \varsigma \left\{ M_i^{(n+1)-1} + M_i^{(n+1)-3} + \dots + M_i^{-((n+1)-3)} + M_i^{-((n+1)-1)} \right\} \quad (8.16)$$

$$= \varsigma \Omega(n+1). \quad (8.17)$$

Somit sind Gleichungen (2.27) und (2.28) auch wahr für $n+1$. Insgesamt sind Gleichungen (2.27) und (2.28) also wahr $\forall n \in \mathbb{N}$, was zu beweisen war.

8.4.5 Berechnung der Strahlposition x_n (Abschnitt 2.4.2)

Im Folgenden sollen die Ausdrücke (2.36) und (2.37) hergeleitet werden. Dabei ist x_n der Abstand des Strahls von dem Eingangsstrahl am Ort des Spiegels 2 bei Umlauf n , wobei für den einlaufenden Strahl $n=0$ gilt. Desweiteren haben die Strahlen, die vom Ort x_n Richtung Spiegel 1 propagieren, einen Winkel ε_n zur optischen Achse, wobei für den einlaufenden Strahl $\varepsilon_0=0$ gilt. Spiegel 1 und 2 seien um die Winkel α_{x1} bzw. α_{x2} gegen die optische Achse verkippt (siehe auch Abbildung 2.10). Da der Strahl bei jeder Reflexion an Spiegel 1 und 2 den doppelten Verkipfungswinkel des entsprechenden Spiegels aufammelt, gilt offensichtlich

$$\varepsilon_n = 2n(\alpha_{x1} - \alpha_{x2}). \quad (8.18)$$

Der Abstand zweier benachbarter Strahlen am Ort des Spiegels 2 ($x_n - x_{n-1}$) kann über den Strahlwinkel ε_n und der Länge des Verstärkers l_R berechnet werden. Wie leicht einzusehen ist, gilt in Kleinwinkelnäherung

$$x_n - x_{n-1} = \varepsilon_{n-1} l_R + (\varepsilon_{n-1} + 2\alpha_{x1}) l_R \quad (8.19)$$

$$= 2l_R(\varepsilon_{n-1} + \alpha_{x1}) \quad (8.20)$$

$$= 2l_R\{\alpha_{x1}(2n-1) - \alpha_{x2}(2n-2)\}. \quad (8.21)$$

Mit

$$\alpha_{x1} = \alpha_{x2} + \Delta_{x1} \quad (8.22)$$

ergibt sich Gleichung (2.37)

$$x_n - x_{n-1} = 2l_R\{(2n-1)\Delta_{x1} + \alpha_{x2}\}. \quad (8.23)$$

Durch Summation dieser Abstände kann x_n bestimmt werden gemäß

$$x_n = \sum_{k=1}^n x_k - x_{k-1} \quad (8.24)$$

$$= 2l_R \left\{ \left(2 \sum_{k=1}^n k - \sum_{k=1}^n 1 \right) \Delta_{x1} + \alpha_{x2} \sum_{k=1}^n 1 \right\} \quad (8.25)$$

$$= 2l_R \left\{ \left(2 \frac{n(n+1)}{2} - n \right) \Delta_{x1} + \alpha_{x2} n \right\} \quad (8.26)$$

$$= 2l_R \{n^2 \Delta_{x1} + n \alpha_{x2}\}. \quad (8.27)$$

8.4.6 Berechnung von \mathcal{Q} (Abschnitt 4.1.2)

$$\begin{aligned}
 \mathcal{Q}(\alpha_p, w_{02}, \lambda_{p2}, z_{02}) = & (\alpha_p^2 \pi^2 w_{02}^4 + \alpha_p^2 \lambda_{p2}^2 z_{02}^2 - 2 \alpha_p \lambda_{p2}^2 z_{02} \\
 & + 2 \lambda_{p2}^2 - T_P \alpha_p^2 \pi^2 w_{02}^4 - T_P \alpha_p^2 \lambda_{p2}^2 z_{02}^2 + 2 T_P \alpha_p \lambda_{p2}^2 z_{02} \\
 & - 2 T_P \lambda_{p2}^2 + 2 T_P \lambda_{p2}^2 l_K \alpha_p^2 z_{02} - 2 T_P \lambda_{p2}^2 l_K \alpha_p \\
 & - T_P \lambda_{p2}^2 l_K^2 \alpha_p^2) / (w_{02}^2 \pi \alpha_p^2) \quad \text{mit}
 \end{aligned} \tag{8.28}$$

$$T_P = \exp(-\alpha_p l_K) \tag{8.29}$$

8.5 Kristallproben - Details

8.5.1 Kristalldotierung (Abschnitt 3.1)

Probe	Bouleposition	Nd-Konz. at%	Lu-Konz. at%	K_{Nd}	K_{Lu}
YGG-2-P1	Ende	1,11 ± 0,17	0	0,53 ± 0,08	-
YGG-5-P1	Animpfst.	0,50 ± 0,08	0	0,54 ± 0,08	-
YGG-5-P2	Ende	0,81 ± 0,12	0	0,47 ± 0,07	-
YLu30GG-P1	Animpfst.	0,37 ± 0,06	29,6 ± 4,4	0,37 ± 0,06	1,0 ± 0,15
YLu42GG-P1	Animpfst.	0,40 ± 0,06	42,3 ± 6,3	0,37 ± 0,06	1,0 ± 0,15
YLu50GG-P1	Animpfst.	0,40 ± 0,06	49,9 ± 7,5	0,37 ± 0,06	1,0 ± 0,15
LuGG-P1	Animpfst.	0,45 ± 0,07	100,0	0,37 ± 0,06	-

Tabelle 8.6: Messung der Zusammensetzung verschiedener Kristallproben

8.5.2 Atommassen der Basiselemente (Abschnitt 3.1)

Element	Symbol	Atommasse [u]
Neodym	Nd	$m_{Nd} = 144.24$
Yttrium	Y	$m_Y = 88.91$
Lutetium	Lu	$m_{Lu} = 174.97$
Gallium	Ga	$m_{Ga} = 69.72$
Sauerstoff	O	$m_O = 16.00$

Tabelle 8.7: Atommassen der Basiselemente der Nd:YLuGG-Kristalle nach [Aylward u. Findlay, 1981]

8.5.3 Absorptionswirkungsquerschnitt (Abschnitt 3.3.1)

Bezeichnung	Boule	Boulepos. mm	Nd-Konz. at%	Länge mm
YGG-5-P3	YGG-5	27	$0,51 \pm 0,08$	2,45
YLu30GG-P2	YLu30GG	34	$0,41 \pm 0,06$	2,50
YLu42GG-P2	YLu42GG	88	$0,58 \pm 0,09$	2,45
YLu50GG-P2	YLu50GG	29	$0,41 \pm 0,06$	2,65
YLuGG-P2	YLuGG	28	$0,47 \pm 0,07$	2,65

Tabelle 8.8: Übersicht der Proben, die für die Absorptionsmessungen verwendet werden

8.5.4 Fluoreszenzspektrum (Abschnitt 3.4)

Bezeichnung	Boule	Boulepos. mm	Nd-Konz. at%	Länge mm	Durchm. mm	Beschichtung
YGG-5-P4	YGG-5	100-110	$0,65 \pm 0,10$	10	3	keine
YLu30GG-P3	YLu30GG	80-90	$0,57 \pm 0,09$	10	3	keine
YLu42GG-P3	YLu42GG	40-50	$0,44 \pm 0,07$	10	3	keine
YLu50GG-P3	YLu50GG	78-88	$0,50 \pm 0,08$	10	3	keine
YLuGG-P3	YLuGG	35-45	$0,49 \pm 0,07$	10	3	keine

Tabelle 8.9: Übersicht der Proben, die für die spektralen Fluoreszenzlichtmessungen verwendet werden

8.5.5 Dichten und Gitterkonstanten (Abschnitt 3.2)

Boule	Dichte g/cm^3	Gitterkonstante Å	Nd-Dichte bei 1 at% 10^{20} cm^{-3}
YGG-2	5,800	12,274	1,298
YGG-5	5,810	12,267	1,300
YLu30GG	6,404	12,243	1,308
YLu42GG	6,664	12,222	1,315
YLu50GG	6,830	12,212	1,318
LuGG	7,892	12,150	1,338

Tabelle 8.10: Gemessene Dichten der Kristallboules und die daraus bestimmten Gitterkonstanten

8.5.6 Fluoreszenzlebensdauer (Abschnitt 3.5)

Bezeichnung	Boule	Boulepos. mm	Nd-Konz. at%	Länge mm	Ø mm	τ_a μs
YGG-1-P1	YGG-1	unbek.	ca.0,6	6	3	258,3±1,1
YGG-2-P1	YGG-2	101-108	0,93 ± 0,14	6	3	217,1±0,7
YGG-2-P2	YGG-2	0-42	0,72 ± 0,11	Mantel	-	226,0±3,2
YGG-3-P1	YGG-3	unbek.	ca.0,5	8	3	260,1±0,3
YGG-4-P1	YGG-4	unbek.	ca.0,75	8	3	251,7±1,7
YGG-5-P3	YGG-5	26-46	0,53 ± 0,08	12	3	221,3±0,8
YLu30GG-P3	YLu30GG	35-45	0,43 ± 0,06	12	3	272,4±0,9
YLu42GG-P3	YLu42GG	40-50	0,44 ± 0,07	12	3	270,0±0,6
YLu50GG-P3	YLu50GG	35-45	0,42 ± 0,06	12	3	264,9±0,8
LuGG-P3	LuGG	35-45	0,49 ± 0,07	12	3	226,1±0,4

Tabelle 8.11: Eigenschaften der Proben, die für die Fluoreszenzlebensdauerermessungen verwendet werden, sowie die extrapolierte Fluoreszenzlebensdauer τ_a bei einer Pumpleistung von 0 W.

8.5.7 Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur (Abschnitt 3.6)

Bezeichnung	$A \pm \Delta A$	$l \pm \Delta l$ mm	$n_{20} \pm \Delta n_{20}$	$dX/dT \pm \Delta dX/dT$ $\mu m/K$	$dn_2/dT \pm \Delta dn_2/dT$ $10^{-6} 1/K$
YGG-2-P3	30° 25' ± 5'	750 ± 5	1,915 ^(a) ± 0,005	27,17±0,41	17,6±1,1
YLu30GG-P4	29° 59' ± 4'	781 ± 3	1,92 ± 0,03	21,82±0,30	15,8±3,9
YLu42GG-P4	29° 55' ± 4'	781 ± 3	1,89 ± 0,03	20,93±0,46	18,0±2,3
YLu50GG-P4	29° 55' ± 4'	781 ± 3	1,91 ± 0,03	23,73±0,17	18,6±2,9
LuGG-P4	29° 58' ± 4'	781 ± 3	1,93 ± 0,03	23,34±0,49	16,0±3,3
YAG-P1	29° 25' ± 5'	750 ± 5	1,821*±0,005	8,25±0,30	8,15±0,36

Tabelle 8.12: Übersicht der Proben, die zur Messung von dn_2/dT verwendet werden. *: Berechnet aus den Sellmeiergleichungen gemäß Abschnitt 8.5.10 im Anhang bei einer Wellenlängen von 935 nm. ^(a): aus [Kaminski, 1981].

8.5.8 Wärmeleitfähigkeit (Abschnitt 3.7)

Bezeichnung	Durchmesser mm	Dicke mm	Masse mg	Messung
YGG-5-P4	12,674	1,939	1408,6	a
YGG-5-P5	5	1	131,8	c_p, ρ
YLu50GG-P5	12,670	1,938	1659,3	a
YLu50GG-P6	5	1	114,1	c_p, ρ

Tabelle 8.13: Verwendete Kristallproben für die Messung der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Dichte ρ und der Temperaturleitfähigkeit a

8.5.9 Oszillatorexperimente (Abschnitt 4.2.1)

Bezeichnung	Boule	Boulepos. mm	Nd-Konz. at%	Länge mm	Ø mm
YGG-2-P4/P5	YGG-2	88-109	0,90	10	3
YGG-5-P6	YGG-5	38-50	0,53	12	3
YLu30GG-P5	YLu30GG	35-47	0,43	12	3
YLu42GG-P5	YLu42GG	40-52	0,44	12	3
YLu42GG-P6	YLu42GG	40-56	0,44	16	3
YLu50GG-P7	YLu50GG	35-47	0,43	12	3
LuGG-P4	LuGG	34-46	0,49	12	3

Tabelle 8.14: Eigenschaften der Proben, die für Resonatorexperimente verwendet werden

8.5.10 Sellmeiergleichungen

Im Folgenden sind die Sellmeiergleichungen zur Berechnung des Brechungsindex n in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ für YGG und YAG gegeben.

YGG

$$n^2 = 1 + 2,5297 (\lambda/\mu\text{m})^2 / [(\lambda/\mu\text{m})^2 - 0,019694] \quad (8.30)$$

Diese Gleichung ist in einem Spektralbereich von 460 nm bis 630 nm gültig [Weber, 2002].

YAG

$$n^2 = 1 + 2,293 (\lambda/\mu\text{m})^2 / [(\lambda/\mu\text{m})^2 - 0,1095^2] + 3,705 (\lambda/\mu\text{m})^2 / [(\lambda/\mu\text{m})^2 - 17,825^2] \quad (8.31)$$

Diese Gleichung ist in einem Spektralbereich von 400 nm bis 4000 nm gültig [Weber, 2002]

8.6 Experimentelle Aufbauten - Details

8.6.1 Oszillator (Abschnitt 3.8)

Der Aufbau und die Eigenschaften des Oszillators für Verstärkungsexperimente ist in Abb. 8.1 dargestellt, die Eigenschaften der entsprechenden Komponenten sind Tab. 8.15 zu entnehmen. Der Oszillator besteht aus einer linearen plan-konkaven Kavität. Der Laserkristall LK wird beidseitig gepumpt bei einem Pumpdurchmesser von etwa $800\ \mu\text{m}$ bei einer Pumpdauer von $200\ \mu\text{s}$. Die Güte des Oszillators wird mit der Anordnung aus Pockelszelle PZ und Dünnschichtpolarisator TFP geschaltet. Dabei wird der Oszillator durch das Anlegen der $\lambda/4$ -Spannung für $935\ \text{nm}$ an PZ gesperrt. Weitere Details zu diesem Aufbau sind [Kujath, 2006] zu entnehmen.

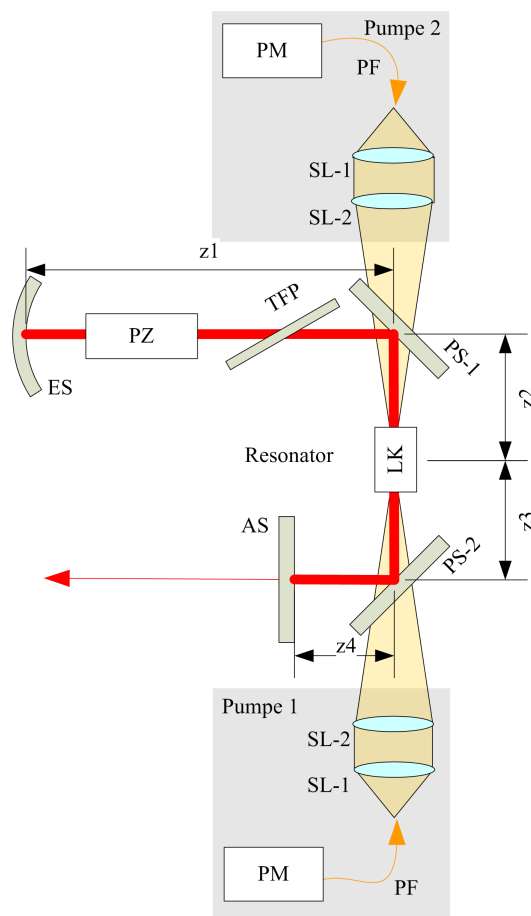


Abbildung 8.1: Aufbau des Oszillators für Verstärkungsexperimente

Bezeichnung	Beschreibung	Eigenschaften
Resonator		
ES	Endspiegel	konkav, Sputterschicht 935 nm (0°): $R > 99,9\%$ 1064 nm (0°): $R < 3\%$

AS	Auskoppelspiegel	plan, Sputterschicht
	Seite 1	935 nm: R = 80% 1062 nm: R < 2%
	Seite 2	808 nm: R < 3% 1064 nm: R < 3%
PS-1, PS-2	Pumpspiegel	plan, Sputterschicht
	Seite 1	806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 2% 935 nm (s+p-Pol., 45°): R > 99,9% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 15%
	Seite 2	806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 0,7% 1064 nm (s+p-Pol., 45°): R < 1,5%
LK	Laserkristall	Kristall: Nd:YGG, Boule: YGG-2 Bouleposition: 107,9 mm-116,9 mm Nd-Dotierung: 0,94% - 0,99% Länge: 8 mm, Durchmesser: 3 mm gedampfte Beschichtung (e-Beam) beidseitig: 806 nm: R < % 0,8% 935 nm: R < % 0,1% 1062 nm: R < % 0,5%
PZ	Pockelszelle	Doppel-BBO, Apertur: 3,2 mm, AR@935 nm
TFP	Dünnschichtpolarisator	plan, Sputterbeschichtung 935 nm (s-Pol): R > 99,9% 935 nm (p-Pol): R < 2%
z1-z4	geometrische Längen	–
L	geometrische Gesamtlänge	280 mm
<hr/>		
Pumpe1, Pumpe2		
SL-1	sphärische Linse	$f = 50 \text{ mm}$
SL-2	sphärische Linse	$f = 100 \text{ mm}$
PF	Pumpfaser	Kerndurchmesser: 400 μm , NA=0,22
PM	Pumpmodul	Eigenentwicklung ILT, Polkopplung von 2 Diodenbarren: 80 A, cw
<hr/>		
Eigenschaften		
E_p	Pulsenergie	3 mJ
τ_p	Pulsdauer	(56,2 \pm 0.3) ns volle Halbwertsbreite
f_{rep}	Repetitionsrate	50 Hz
λ_{out}	Wellenlänge	935 nm, longitudinaler Multimode
(M_x^2, M_y^2)	Beugungsmaßzahl	(1,07, 1,01)

Tabelle 8.15: Übersicht der Resonatorparameter und Eigenschaften für Verstärkungsexperimente

8.6.2 Komponenten der Oszillatoren (Abschnitte 4.2.1 und 6.1.1)

Bezeichnung	Beschreibung	Eigenschaften
Resonator		
ES	Endspiegel	konvex, IBS-Sputterbeschichtung 935 nm: R > 99,8% 1062 nm: R < 1%
AS	Auskoppelspiegel Seite 1	plan, Sputterschicht 935 nm: R = 80% 1062 nm: R < 2%
	Seite 2	808 nm: R < 3% 1064 nm: R < 3%
PS-1, PS-2	Pumpspiegel Seite 1	plan, IBS-Sputterbeschichtung 806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 4% 935 nm (s+p-Pol., 45°): R > 99,75% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 5%
	Seite 2	806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 1% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 2%
L4-1, L4-2	$\lambda/4$ - Verzögerungsplättchen	zero order, 935 nm 806 nm: R < 1,0% 935 nm: R < 0,15% 1064 nm: R < 5%
LK	Laserkristall	diverses Kristallmaterial, Durchmesser: 3 mm gedampfte Beschichtung (e-Beam) beidseitig 806 nm: R < 0,8% 935 nm: R < 0,1% 1062 nm: R < 0,5%
PZ	Pockelszelle	BBO, Apertur: 3x3 mm ² , Länge: 20 mm, AR@935 nm
TFP	Dünnschichtpolarisator	plan, Sputterbeschichtung 935 nm (s-Pol): R > 99,9% 935 nm (p-Pol): R < 2%
z1, z2, z3, z4, z5	geometrische Abstände	–
Pumpe1, Pumpe2		
SL-1	sphärische Linse	f = 50 mm
SL-2	sphärische Linse	f = 100 mm
PF	Pumpfaser	Kerndurchmesser: 400 μm , NA = 0,22
PM	Pumpmodul	Eigenentwicklung ILT, Polkopplung von 2 Diodenbarren: JOLD-200-QPFN-1L 808, 200 W qcw
Cavity Control		
PA	Piezoaktor	niedervolt Ringaktor, gestapelt

L2	$\lambda/2$ - Verzögerungsplättchen	low-order, AR@935 nm
TFP	Dünnschichtpolarisator	siehe Resonator
PD	Photodiode	verstärkte Photodiode, InGaAs, PDA10CF-ED
Seedanordnung		
DFB	DFB-Diodenlaser	fasergekoppeltes Modul, Eigenentwicklung des DLR-IPA, beinhaltet FI-1, Wellenlängenregelung über Temperatur
FI-1, FI-2	Faraday-Isolator	Dämpfung in Sperrichtung > 30 dB
US-1, US-2	Umlenkspiegel	siehe Oszillator PS-1/-2
SL-1-2	sphärische Linse	diverse sphärische Linsen, AR@935 nm
Modenanpassung		
US-1, US-2	Umlenkspiegel	siehe Seedanordnung
ZL-1,2,3,4	Zylinderlinse	diverse Zylinderlinsen, AR@935 nm

Tabelle 8.16: Auflistung von verwendeten Komponenten sowie geometrischen Abmessungen der Resonatoraufbauten (siehe Abschnitt 4.2.1 bzw. 6.1.1).

8.6.3 Komponenten des Innoslab-Verstärkers (Abschnitt 6.2.1)

Bezeichnung	Beschreibung	Eigenschaften
Verstärker		
ES-1	Endspiegel	Fast-Richtung: plan, Slow-Richtung: plan
ES-2		Fast-Richtung: konvex (R = 448 mm), Slow-Richtung: plan IBS-Sputterbeschichtung mit 935 nm: R > 99,8% 1062 nm: R < 1%
PS-1, PS-2	Seite 1	plan, IBS-Sputterbeschichtung 806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 4% 935 nm (s+p-Pol., 45°): R > 99,75% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 5%
	Seite 2	806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 1% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 2%

LK	Laserkristall	Kristall: Nd:YGG, Boule: YGG-2 Bouleposition: 71,7 mm - 87,8 mm, Nd-Dotierung: 0,82% - 0,87% Höhe: 2 mm, Breite: 14,8 mm (z2), Länge: 15 mm (z4) 806 nm: R < 0,8% 935 nm: R < 0,1% 1062 nm: R < 0,5%
US-1, US-2 z1+z2+z3 = z5=z3; z6=z1 z4=	Umlenkspiegel geometrische Abstände	siehe Verstärker PS-1/-2 28 mm 15 mm
Pumpe-1, Pumpe-2		
FS-1, FS-2	Faltungsspiegel	plan, HR@806 nm (45°)
Strahlformung-Ausgang		
US-1, US-2	Umlenkspiegel	siehe PS-1/-2
ZL-1,2,3,4	Zylinderlinse	diverse Zylinderlinsen, AR@935 nm (0°)

Tabelle 8.17: Auflistung aller im Verstärkaufbau (siehe Abschnitt 6.2) verwendeten Komponenten sowie geometrischer Abmessungen.

8.6.4 Komponenten des Stab-basierten Verstärkers (Abschnitt 3.8)

Bezeichnung	Beschreibung	Eigenschaften
Verstärker		
PS-1, PS-2	Pumpspiegel Seite 1	plan, IBS-Sputterbeschichtung 806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 4% 935 nm (s+p-Pol., 45°): R > 99,75% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 5%
	Seite 2	806 nm (s+p-Pol., 45°): R < 1% 1062 nm (s+p-Pol., 45°): R < 2%
‘ LK	Laserkristall	Kristall: Nd:YGG, Boule: YGG-2 Bouleposition: 100,9 mm - 109,9 mm, Nd-Dotierung: 0,91% - 0,95% Länge: 6 mm, Durchmesser: 3 mm 806 nm: R < 0,8% 935 nm: R < 0,1% 1062 nm: R < 0,5%
Pumpe1, Pumpe2		

SL-1 = SL-2	sphärische Linse	Brennweite $f = 75$ mm (Strahlformung A), 60 mm (B)
PF	Pumpfaser	Kerndurchmesser: $400 \mu\text{m}$, $NA=0,22$
PM	Pumpmodul	V-Modul, Eigenentwicklung ILT, Seriennummern: VP051001 und VP051001, Nennstromstärke: 80 A
Strahlformung		
US-1, US-2	Umlenkspiegel	siehe Pumpspiegel
SL-1	sphärische Linse	Strahlformung A: 100 mm, B: 300 mm
SL-2	sphärische Linse	Strahlformung A: -50 mm, B: 100 mm

Tabelle 8.18: Übersicht der optischen Elemente, die in dem Verstärkungsexperiment verwendet werden (siehe Abbildung 3.18).

8.6.5 Spektrale Verteilung des Messstrahls des Zweistrahlenspektrometers (Abschnitt 3.3)

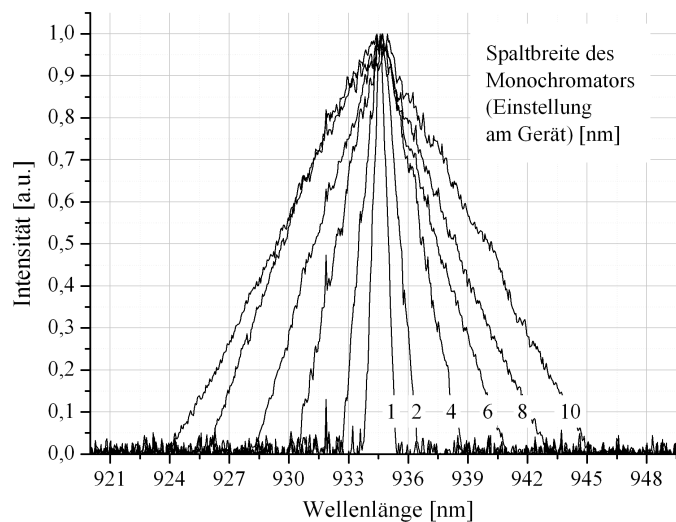


Abbildung 8.2: Spektrale Verteilung des Messstrahls des Absorptionsspektrometers [G-1] für verschiedene Spaltbreiten gemäß Geräteeinstellung. Die Spektren werden mit dem optischen Spektrum-Analysator [G-2] vermessen. Als Lichtquelle wird eine Wolframlampe verwendet. Das Licht wird durch einen Filter und einen Monochromator (holographisches Gitter) spektral angepasst.

8.6.6 Apparatefunktion des optischen Spektrum-Ansalyators mit Faser (Abschnitt 3.4)

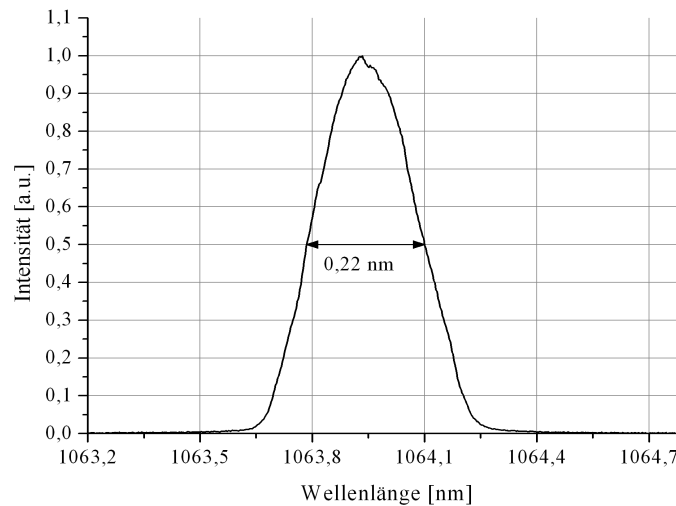


Abbildung 8.3: Apparatefunktion des OSA [G-2] inklusive der Faser [G-3]. Durch die Verwendung der Multimode-Faser wird das Auflösungsvermögen im Vergleich zur Monomode-Faser reduziert. Als Strahlquelle wird der Laser [G-15] verwendet. Die Linienbreite des Lasers von 1 kHz ist etwa 10^5 schmäler als die nominelle Auflösung des Spektrometers. Die Apparatefunktion hat eine Halbwertsbreite von 0,22 nm.

8.6.7 Messaufbau Heterodyne-Einheit (Abschnitt 6.2.5)

In Abbildung 8.4 ist der schematische Aufbau der Heterodyne-Messungen dargestellt. Eine Übersicht der verwendeten Komponenten ist in Tabelle 8.19 gegeben. Mit der Heterodyne-Einheit können Linienbreite und Frequenzstabilität eines Lasers im Vergleich zu einem optischen Referenzsignal gemessen werden. In dem hier dargestellten Fall wird als Referenzquelle der Seedlaser verwendet.

Ein Teil des Seedsignals wird am zweiten Faraday-Isolator in eine polarisationserhaltende Single-Mode-Faser eingekoppelt. Dieses Signal wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators um 200 MHz frequenzverschoben. Der Ausgangspuls des MOPA wird abgeschwächt und ebenfalls in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt und mit dem frequenzverschobenen Seedsignal gemischt. Das Mischsignal wird von einer Photodiode aufgenommen und mit einer AD-Wandlerkarte ([G-13]) digitalisiert. Das digitalisierte Mischsignal wird anschließend Fourier-analysiert. Aus den Frequenzdaten werden Mittenfrequenz und Linienbreite pulsaufgelöst ermittelt (siehe Abbildung 6.17). Dabei ist die Mittenfrequenz das Maximum der spektralen Verteilung und die Linienbreite die volle Halbwertsbreite.

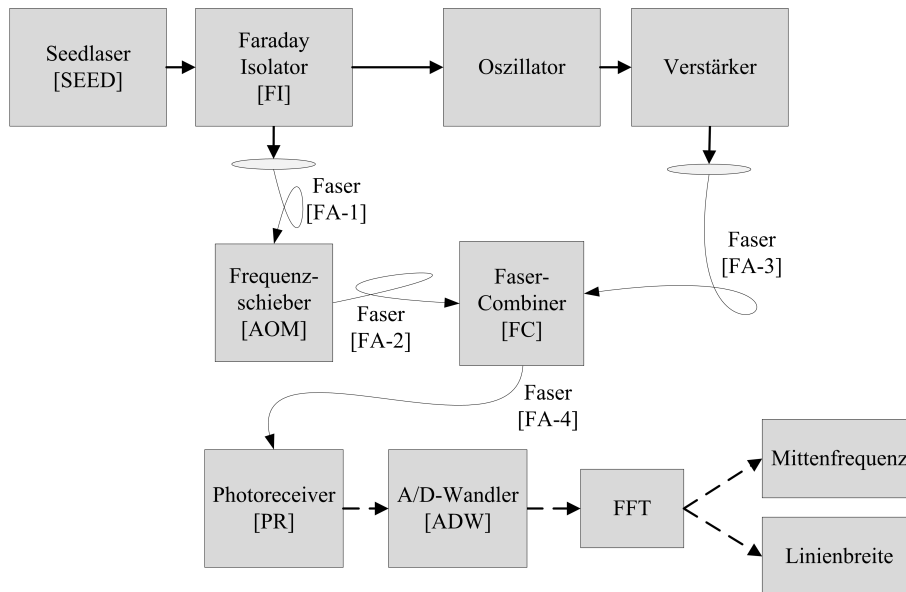


Abbildung 8.4: Blockdiagramm des Aufbaus zur Messung von Zentralwellenlänge und spektraler Breite des MOPA mit Hilfe der Heterodyne-Einheit

Bezeichnung	Beschreibung	Eigenschaften
SEED	Seedlaser	siehe Oszillator (Tabelle 8.15)
FI-2	Faraday-Isolator	siehe Oszillator (Tabelle 8.15)
FA-1/ FA-2/ FA-3/ FA-4	Faser	polarisationserhaltend, Monomode
AOM	Akustooptischer Frequenzschieber	Frequenzshift: 200 MHz, fasergebunden
FC	Faser-Combiner	nicht polarisierender Breitband-Strahlkombinierer, fasergebunden
PD	Photoreceiver	3,5 GHz NIR-Photoreceiver
ADW	A/D-Wandler	Gerät [G-13]

Tabelle 8.19: Übersicht der Komponenten der Heterodyne-Einheit

8.7 Oszillatorexperimente - Leistungskennlinien

8.7.1 QS-MM Betrieb des Oszillators mit unterschiedlichen Mischkristallen (Abschnitt 4.2.2)

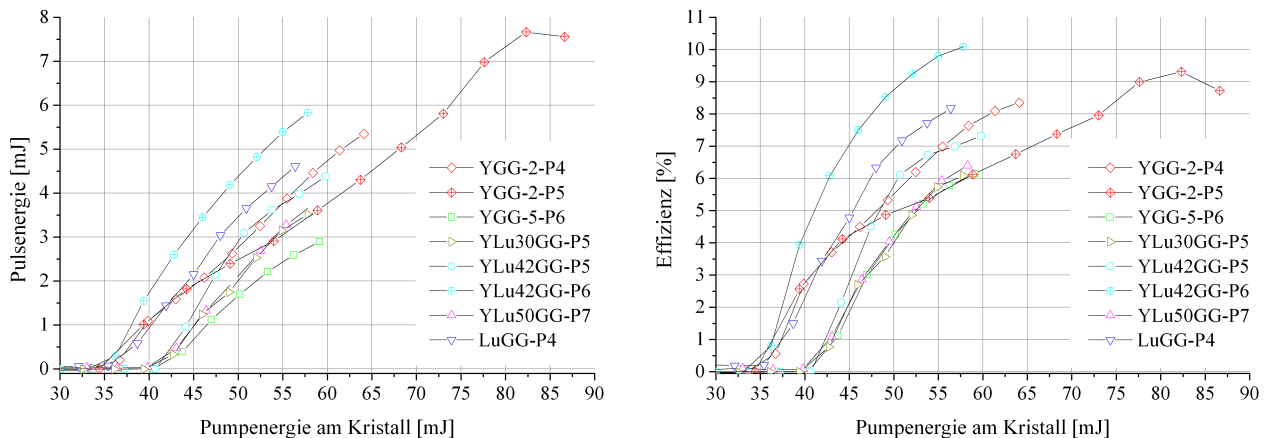


Abbildung 8.5: Gemessene Pulsenergie (links) und Effizienz (rechts) des Oszillators im QS-MM-Modus gegen die Pumpenergie gemessen am Ort des Kristalls (hinter allen Pumpoptiken) für unterschiedliche Kristallproben. Die Effizienz ist bezogen auf diese Pumpenergie.

8.7.2 QCW-Betrieb des Oszillators mit unterschiedlichen Auskoppelgraden (Abschnitt 6.1.4)

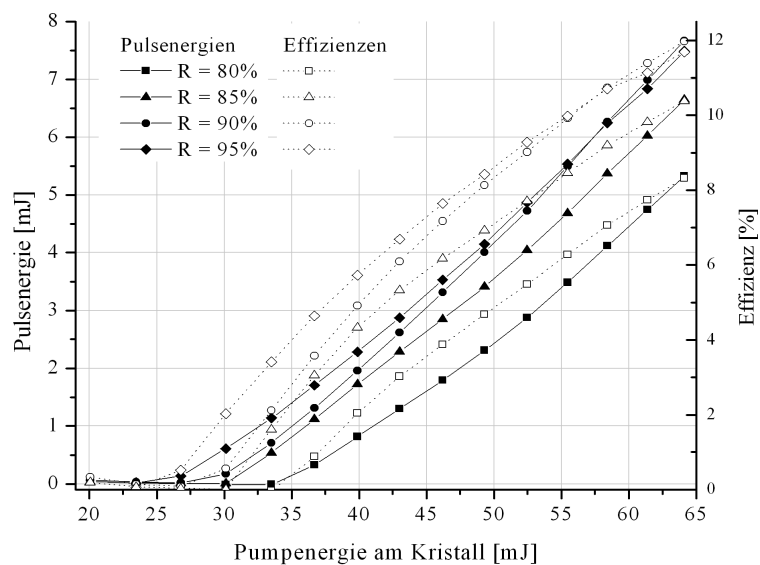


Abbildung 8.6: Pulsenergien und Effizienzen (Pulsenergie/Pumpenergie) im QCW-Betrieb für unterschiedliche Auskoppelgrade

8.7.3 Pulsenergien und Effizienzen unterschiedlicher Nd:YLuGG-Resonatoren im QCW-Betrieb (Abschnitt 4.2.2)

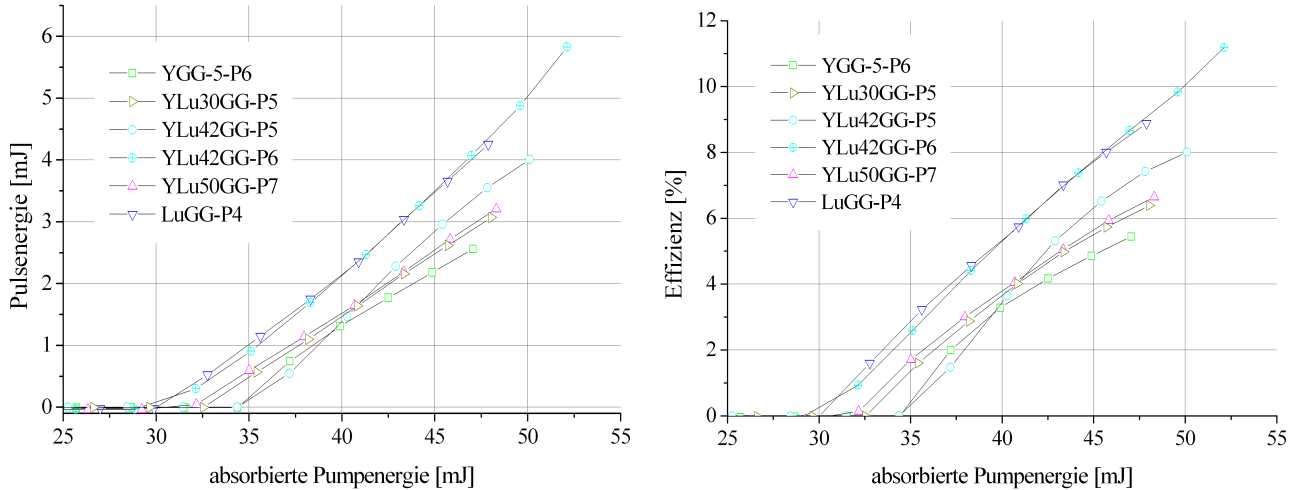


Abbildung 8.7: Gemessene Pulsenergie (links) und Effizienz (rechts) des Oszillators im QCW-Modus mit eingebauter Pockelszelle ohne Verzögerungsplättchen gegen die absorbierte Pumpenergie für unterschiedliche Kristallproben. Die Effizienz ist bezogen auf die absorbierte Energie.

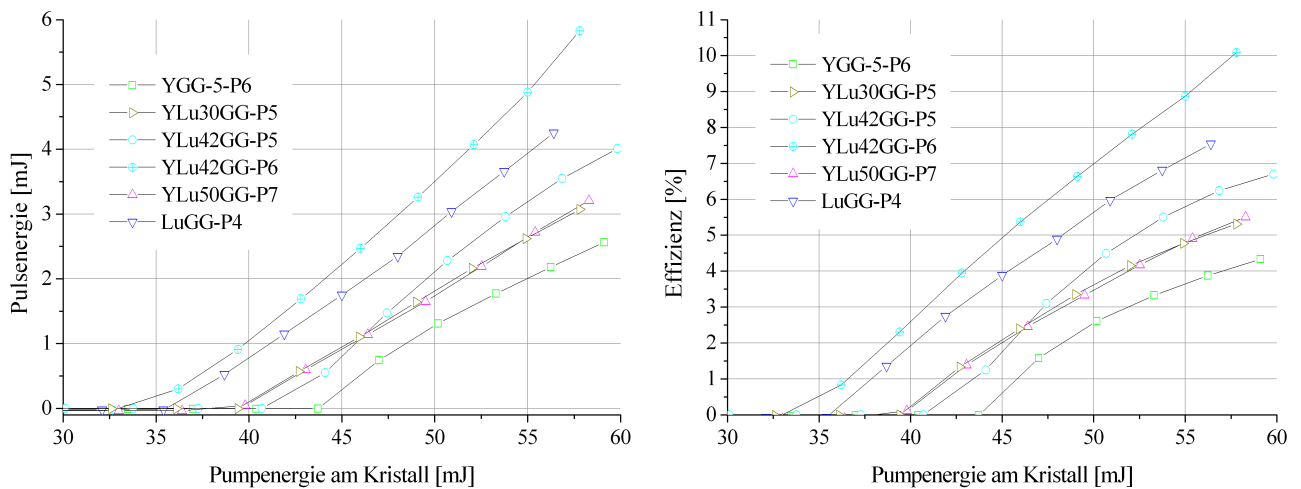


Abbildung 8.8: Gemessene Pulsenergie (links) und Effizienz (rechts) des Oszillators im QCW-Modus mit eingebauter Pockelszelle ohne Verzögerungsplättchen gegen die Pumpenergie gemessen am Ort des Kristalls (hinter allen Pumpoptiken) für unterschiedliche Kristallproben. Die Effizienz ist bezogen auf diese Pumpenergie.

8.7.4 Schwellpumpenergien bei unterschiedlichen Auskoppelgraden und Arbeitspunkten (Abschnitt 6.1.4)

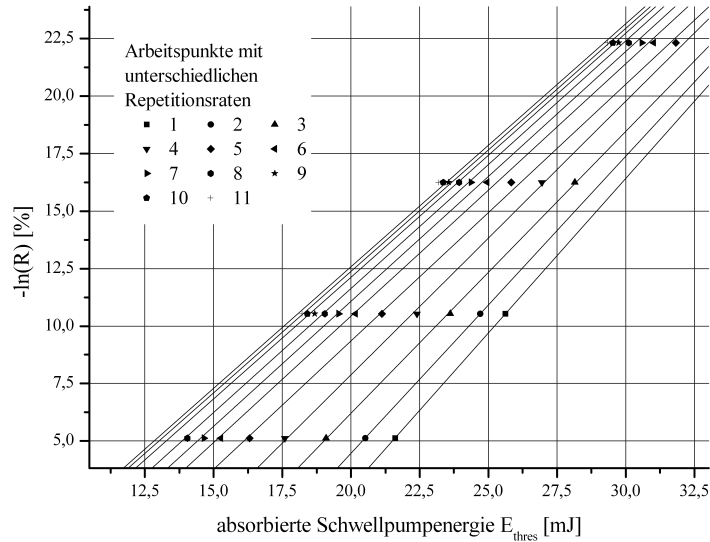


Abbildung 8.9: Darstellung der Messdaten (siehe Abbildung 6.4) gemäß Gleichung 6.13. Die 11 unterschiedlichen Arbeitspunkte entsprechen den Schnitten in Abbildung 6.4. Die Daten werden linear gefittet und daraus Umlaufverlust L und Kopplungseffizienz η bestimmt.

Literaturverzeichnis

- [Afzal u. a. 2007] AFZAL, R.S. ; YU, A.W. ; DALLAS, J.L. ; MELAK, A. ; LUKEMIRE, A.T.L. ; RAMOS-IZQUEIRDO, L. ; MAMAKOS, W.: The Geoscience Laser Altimeter System (GLAS) Laser Transmitter. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 13 (2007), Mai-Jun., Nr. 3, S. 511–536. <http://dx.doi.org/10.1109/JSTQE.2007.896051>. – DOI 10.1109/JSTQE.2007.896051. – ISSN 1077–260X
- [Amediek u. a. 2008] AMEDIK, A. ; FIX, A. ; WIRTH, M. ; EHRET, G.: Development of an OPO system at 1.57 μm for integrated path DIAL measurement of atmospheric carbon dioxide. In: *Appl. Phys. B* (2008), S. 295–302. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-008-3075-6>. – DOI 10.1007/s00340-008-3075-6
- [Aull u. Jenssen 1982] AULL, B. ; JENSSEN, H.: Vibronic interactions in Nd:YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18 (1982), Mai, Nr. 5, S. 925 – 930. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.1982.1071611>. – DOI 10.1109/JQE.1982.1071611. – ISSN 0018–9197
- [Axenson u. a. 2002] AXENSON, T. J. ; BARNES, N. P. ; REICHLER, D. J. ; KOEHLER, E. E.: High-energy Q-switched 0.946- μm solid-state diode pumped laser. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 19 (2002), Jul, Nr. 7, 1535–1538. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.19.001535>. – DOI 10.1364/JOSAB.19.001535
- [Aylward u. Findlay 1981] AYLWARD, H. ; FINDLAY, T. J. V.: *Datensammlung Chemie in SI-Einheiten*. Verlag Chemie, Weinheim, 1981. – ISBN 3527210849 / 3–527–21084–9
- [Barnes 2005] BARNES, N. P.: Compositionally tuned lasers: Practical lasers at designer wavelengths. In: *Optical Materials* 27 (2005), Nr. 11, 1653 - 1657. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optmat.2004.11.053>. – DOI 10.1016/j.optmat.2004.11.053. – ISSN 0925–3467. – Selected Papers of the Second International Workshop on Photonic and Electronic Materials
- [Barnes u. a. 1996] BARNES, N. P. ; MURRAY, K. E. ; ERTUR, E. B. ; WALSH, B. M. ; HUTCHESON, R. L.: Compositionally Tuned Solid State Lasers. In: *Advanced Solid State Lasers* (1996), SM14. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ASSL-1996-SM14>
- [Barnes u. Walsh 1999] BARNES, N. P. ; WALSH, B. M.: Amplified spontaneous emission – application to Nd:YAG lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 35 (1999), S. 101–109. <http://dx.doi.org/10.1109/3.737626>. – DOI 10.1109/3.737626
- [Barnes u. Walsh 2002] BARNES, N. P. ; WALSH, B. M.: Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG. In: *Advanced Solid-State Lasers* (2002), TuB15. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2002-TuB15>
- [Becker 2008] BECKER, P.: Experimentelle Untersuchungen zu Nd:YGG-basierten InnoSlab-Verstärkern. (2008). – RheinAhrCampus Remagen der Fachhochschule Koblenz, Bachelorarbeit

- [Behrendt u. a. 2007a] BEHRENDT, A. ; WULFMEYER, V. ; BAUER, H.-S. ; SCHABERL, T. ; DI GIROLAMO, P. ; SUMMA, D. ; KIEMLE, C. ; EHRET, G. ; WHITEMAN, D. N. ; DEMOZ, B. B. ; BROWELL, E. V. ; ISMAIL, S. ; FERRARE, R. ; KOOI, S. ; WANG, J.: Intercomparison of Water Vapor Data Measured with Lidar during IHOP_2002. Part I: Airborne to Ground-Based Lidar Systems and Comparisons with Chilled-Mirror Hygrometer Radiosondes. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 24 (2007), Nr. 1, S. 3–21. <http://dx.doi.org/10.1175/JTECH1924.1>. – DOI 10.1175/JTECH1924.1
- [Behrendt u. a. 2007b] BEHRENDT, A. ; WULFMEYER, V. ; KIEMLE, C. ; EHRET, G. ; FLAMANT, C. ; SCHABERL, T. ; BAUER, H.-S. ; KOOI, S. ; ISMAIL, S. ; FERRARE, R. ; BROWELL, E. V. ; WHITEMAN, D. N.: Intercomparison of Water Vapor Data Measured with Lidar during IHOP_2002. Part II: Airborne-to-Airborne Systems. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 24 (2007), S. 22–39. <http://dx.doi.org/10.1175/JTECH1925.1>. – DOI 10.1175/JTECH1925.1
- [Bengtsson u. a. 2004] BENGTSSON, L. ; HODGES, K. I. ; HAGEMANN, S.: Sensitivity of large-scale atmospheric analyses to humidity observations and its impact on the global water cycle and tropical and extratropical weather systems in ERA40. 56A (2004), S. 202–217. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1600-0870.2004.00053.x>. – DOI 10.1111/j.1600-0870.2004.00053.x
- [Bibeau u. a. 1995] BIBEAU, C. ; PAYNE, S. A. ; POWELL, H. T.: Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995), Okt., Nr. 10, 1981–1992. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.12.001981>. – DOI 10.1364/JOSAB.12.001981
- [BMBF 2010] BMBF: Ideen. Innovation. Wachstum, Hightech-Strategie 2020 für Deutschland. In: *Bundesministerium für Bildung und Forschung* (2010). http://www.bmbf.de/pub/hts_2020.pdf
- [Browell u. a. 1998] BROWELL, E.V. ; ISMAIL, S. ; GRANT, W.B.: Differential absorption lidar (DIAL) measurements from air and space. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 67 (1998), 399–410. <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050523>. – ISSN 0946–2171. – 10.1007/s003400050523
- [Bruneau u. a. 2001] BRUNEAU, D. ; QUAGLIA, P. ; FLAMANT, C. ; MEISSONNIER, M. ; PELON, J.: Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. I. System description. In: *Appl. Opt.* 40 (2001), Nr. 21, S. 3450–3461. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.40.003450>. – DOI 10.1364/AO.40.003450
- [Czeranowsky 2004] CZERANOWSKY, C.: Mixed Garnet Laser, Detailed Feasibility Analysis: Material and Concept Optimization and Validation. In: *Interner Bericht des ILP der Universität Hamburg* (2004)
- [Degnan 1989] DEGNAN, J.J.: Theory of the optimally coupled Q-switched laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25 (1989), Feb, Nr. 2, S. 214 –220. <http://dx.doi.org/10.1109/3.16265>. – DOI 10.1109/3.16265. – ISSN 0018–9197
- [Degnan u. a. 1998] DEGNAN, J.J. ; COYLE, D.B. ; KAY, R.B.: Effects of thermalization on Q-switched laser properties. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 34 (1998), Mai, Nr. 5, S. 887–899. <http://dx.doi.org/10.1109/3.668777>. – DOI 10.1109/3.668777. – ISSN 0018–9197
- [Di Girolamo u. a. 2008] DI GIROLAMO, P. ; BEHRENDT, A. ; KIEMLE, C. ; WULFMEYER, V. ; BAUER, H. ; SUMMA, D. ; DÖRNBRACK, A. ; EHRET, G.: Simulation of Satellite Water Vapour Lidar Measurements:

- Performance Assessment under Real Atmospheric Conditions. *Remote Sensing of the Environment*. In: *Remote Sens. Environ.* 112 (2008), S. 1552. <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2007.08.008>. – DOI 10.1016/j.rse.2007.08.008
- [Di Girolamo u. a. 2004] DI GIROLAMO, P. ; SUMMA, D. ; BAUER, H. ; WULFMAYER, V. ; BEHRENDT, A. ; EHRET, G. ; MAYER, B. ; WIRTH, M. ; KIEMLE, C.: Simulation of the performance of WALES based on an end-to-end model. In: *2004 Matera Int. Laser Radar Conf.* 15 (2004), 07, Nr. ESA SP-561, 0815. <http://elib.dlr.de/49355>
- [Dilas 2011] DILAS: *Fast Axis Collimated Conduction Cooled QCW Vertical Diode Laser Stack*. www.dilas.com, DILAS_808_940_150W_VStack_NY.pdf, Abruf am 08.05.2011, 2011. – Dilas Diodenlaser GmbH
- [Drever u. a. 1983] DREVER, R. W. P. ; HALL, J. L. ; KOWALSKI, F. V. ; HOUGH, J. ; FORD, G. M. ; MUNLEY, A. J. ; WARD, H.: Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 31 (1983), S. 97–105. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00702605>. – DOI 10.1007/BF00702605. – ISSN 0946–2171
- [Du u. a. 2000] DU, K. ; LOOSEN, P. ; POPRAWA, R.: *Optical Amplifier Arrangement for a Solid State Laser*. Schutzrecht, WO 00/74185 A1, Dez. 2000
- [Dupré 2010] DUPRÉ, K.: *private Mitteilung*. 2010. – FEE, Idar Oberstein
- [Durand u. a. 2008] DURAND, Y. ; CARON, J. ; HÉLIÈRE, A. ; BÉZY, J.-L. ; MEYNART, R.: Lidar technology developments in support of ESA earth observation missions. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Space Optics (ICSO 2008)* (2008). <http://www.icsconference2008.com/cd/pdf/S15-Lidars-Durand.pdf>
- [Durand u. a. 2006] DURAND, Y. ; CHINAL, E. ; ENDEMANN, M. ; MEYNART, R. ; REITEBUCH, O. ; TREICHEL, R.: ALADIN airborne demonstrator: a Doppler Wind lidar to prepare ESA's ADM-Aeolus Explorer mission. In: *Earth Observing Systems XI* 6296 (2006), Nr. 1, S. 62961D. <http://dx.doi.org/10.1117/12.680958>. – DOI 10.1117/12.680958
- [Ehret u. a. 2010] EHRET, G. ; FLAMANT, P. ; AMEDIEK, A. ; CIAIS, P. ; GIBERT, F. ; FIX, A. ; KIEMLE, C. ; QUATREVALET, M. ; WIRTH, M.: The French-German Climate Monitoring Initiative on Global Observations of Atmospheric Methane. In: *25th Int. Laser Radar Conf. (ILRC)* (2010). http://elib.dlr.de/67279/1/Seiten_aus_ILRC_25_PROCEEDINGS_VOL_2_2.pdf
- [Ehret u. a. 2008] EHRET, G. ; KIEMLE, C. ; WIRTH, M. ; AMEDIEK, A. ; FIX, A. ; HOUWELING, S.: Spaceborne remote sensing of CO₂, CH₄, and N₂O by integrated path differential absorption lidar: a sensitivity analysis. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 90 (2008), 593-608. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-007-2892-3>. – ISSN 0946–2171. – 10.1007/s00340-007-2892-3
- [Ehret u. a. 2000] EHRET, G. ; KLINGENBERG, H.H. ; HEFTER, U. ; ASSION, A. ; FIX, A. ; POBERAY, G. ; BERGER, S. ; GEIGER, S. ; LÜ, Q.: High peak and average power all-solid-state laser systems for airborne LIDAR applications. In: *LaserOpto* 32 (2000), Nr. 1, 29-37. <http://elib.dlr.de/10452/>

- [Eichler u. a. 2006] EICHLER, H. J. ; KALLMEYER, F. ; RHEE, H. ; RIESBECK, T. ; STROHMAIER, S.: Efficient laser systems for 935 and 942 nm for water vapor lidar. In: *XVI International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers* 6346 (2006), Nr. 1, 63460Y. <http://dx.doi.org/10.1117/12.738075>. – DOI 10.1117/12.738075
- [Einstein 1916] EINSTEIN, A.: Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie. In: *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (1916)
- [Elliott 1998] ELLIOTT, S.: *The Physics and Chemistry of Solids*. John Wiley & Sons, Chichester, New York, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto, 1998. – ISBN 978-0471981954
- [ESA 2001] ESA: *WALES - Water Vapour Lidar Experiment in Space, Reports for Assessment*. http://esamultimedia.esa.int/docs/sp_1257_2_walessc.pdf. Version: 2001. – SP-1257(2)
- [ESA 2004] ESA: *WALES - Water Vapour Lidar Experiment in Space, Reports for Mission Selection*. http://esamultimedia.esa.int/docs/EEUCM/WALES_TPA.pdf. Version: 2004. – SP-1279(3)
- [Evtuhov u. Siegman 1965] EVTUHOV, V. ; SIEGMAN, A. E.: A "Twisted-Mode" Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity. In: *Appl. Opt.* 4 (1965), Jan, Nr. 1, 142–143. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.4.000142>. – DOI 10.1364/AO.4.000142
- [Fan u. Byer 1987] FAN, Tso ; BYER, R.: Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd: YAG laser. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 23 (1987), Mai, Nr. 5, S. 605 – 612. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.1987.1073371>. – DOI 10.1109/JQE.1987.1073371. – ISSN 0018-9197
- [Findlay u. Clay 1966] FINDLAY, D. ; CLAY, R.A.: The measurement of internal losses in 4-level lasers. In: *Physics Letters* 20 (1966), Nr. 3, 277 - 278. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(66\)90363-5](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(66)90363-5). – DOI 10.1016/0031-9163(66)90363-5. – ISSN 0031-9163
- [Fix u. a. 2011] FIX, A. ; EHRET, G. ; LÖHRING, J. ; HOFFMANN, D. ; ALPERS, M.: Water vapor differential absorption lidar measurements using a diode-pumped all-solid-state laser at 935 nm. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 102 (2011), 905-915. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-010-4310-5>. – ISSN 0946-2171. – 10.1007/s00340-010-4310-5
- [Frantz u. Nodvik 1963] FRANTZ, L. M. ; NODVIK, J. S.: Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. In: *Applied Physics* 34 (1963), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1702744>. – DOI 10.1063/1.1702744
- [Fu u. Gong 2010] FU, X. ; GONG, M.: Single-Side-Pumped Slab Laser Amplifier Chain: Design and Numerical Modeling. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 46 (2010), Aug., Nr. 8, S. 1197 –1205. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2010.2045105>. – DOI 10.1109/JQE.2010.2045105. – ISSN 0018-9197
- [Gieseke 2006] GIESEKUS, J.: *Diodengepumpte Laserverstärker mit flachen Lasermedien*, Fakultät für Maschinenwesen der RWTH-Aachen, Diss., 2006. http://darwin.bth.rwth-aachen.de/opus3/volltexte/2007/1849/pdf/Gieseke_Joachim.pdf. – Shaker Verlag, ISBN 978-3-8322-5899-3
- [Goren u. a. 2006] GOREN, C. ; TZUK, Y. ; MARCUS, G. ; PEARL, S.: Amplified Spontaneous Emission in Slab Amplifiers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 42 (2006), Dez., Nr. 12, S. 1239 –1247. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2006.884580>. – DOI 10.1109/JQE.2006.884580. – ISSN 0018-9197

- [Hélière u. a. 2003] HELIÈRE, A. ; BÉZY, J.-L. ; BENSI, P. ; INGMANN, P.: System definition of the ESA Earth Explorer WALEs mission. In: *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* 4881 (2003), S. 24. <http://dx.doi.org/10.1117/12.463033>. – DOI 10.1117/12.463033
- [Henderson u. a. 1986] HENDERSON, S. W. ; YUEN, E. H. ; FRY, E. S.: Fast resonance-detection technique for single-frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers. In: *Opt. Lett.* 11 (1986), Nr. 11, 715–717. <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-11-11-715>
- [Hoefler 2011] HOEFER, M.: *private Mitteilung*. 2011. – Fraunhofer ILT, Aachen
- [Hurrell u. a. 1968] HURRELL, J. P. ; PORTO, S. P. S. ; CHANG, I. F. ; MITRA, S. S. ; BAUMAN, R. P.: Optical Phonons of Yttrium Aluminum Garnet. In: *Phys. Rev.* 173 (1968), Sep, Nr. 3, S. 851–856. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.173.851>. – DOI 10.1103/PhysRev.173.851
- [Ileri u. a. 2005] ILERI, B. ; CZERANOWSKY, C. ; PETERMANN, K. ; HUBER, G.: Mixed garnet laser crystals for water vapour detection. In: *2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe Europe* (2005), Jun., S. 10. <http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE.2005.1567799>. – DOI 10.1109/CLEOE.2005.1567799
- [Jenoptik 2011] JENOPTIK: *Vertical Diode Laser Stacks; qcw, passively cooled*. [www.jenoptik.com, jold_x_qx_8a_stack_up_to_2400w_qcw-1.pdf](http://www.jenoptik.com/jold_x_qx_8a_stack_up_to_2400w_qcw-1.pdf), Abruf am 08.05.2011, 2011. – Jenoptik Diode Lab GmbH
- [Jungbluth 2010] JUNGBLUTH, B.: *Gewinngeschaltete Ti:Saphir-Laser mit ultrabreitem Abstimmbereich*, Fakultät für Maschinenwesen der RWTH-Aachen, Diss., 2010. <http://darwin.bth.rwth-aachen.de/opus3/volltexte/2011/3517/>. – 165 S.
- [Kallmeyer u. a. 2005] KALLMEYER, F. ; HERMERSCHMIDT, A. ; EICHLER, H. J. ; KLINGENBERG, H. H. ; NIKOLOV, S.: *Injection seeding of a high energy Ti:Sapphire laser for water vapor detection around 935 nm*. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ASSP-2005-718>. Version: 2005
- [Kaminski 1981] KAMINSKI, A. A.: *Laser Crystals*. Springer, 1981. – ISBN 3540095764
- [Koechner 2006] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering (Springer Series in Optical Sciences)*. Springer, 2006. – ISBN 038729094X
- [Koehler 2000] KOEHLER, E. E.: *Quasi-Four-Level-Laser Design and Analysis of Nd:YAG Operating at the 946 nm Transition*, The University of Arizona, Diss., 2000. <http://proquest.umi.com/pqdlink?did=728380531&Fmt=7&clientId=137233&RQT=309&VName=PQD>. – 139 S.
- [Kogelnik 1966] KOGELNIK, H.: Imaging of optical modes — Resonators with internal lenses. In: *Bell Sys. Tech. J.* 44 (1966), Mär, S. 455–494
- [Kujath 2006] KUJATH, N.: *Untersuchung von Nd:YGG als aktives Medium in gepulst betriebenen Oszillatoren für den LIDAR-Einsatz*. (2006). – Fachbereich Photoingenieurwesen der Fachhochschule Köln, Diplomarbeit
- [L. Dobrzycki 2004] L. DOBRZYCKI, D. A. Pawlak Z. Frukacz W. W. E. Bulska B. E. Bulska: Structure of YAG Crystals Doped/Substituted with Erbium and Ytterbium. In: *Inorganic Chemistry* 43 (2004), S. 7656. <http://dx.doi.org/10.1021/ic049920z>. – DOI 10.1021/ic049920z

- [Lagoutte u. a. 1995] LAGOUTTE, P. ; BALCOU, Ph. ; BRETENAKER, F. ; FLOCH, A. L.: Double-helicoidal eigenstates in lasers. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995), Nr. 1, S. 132–138. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.12.000132>. – DOI 10.1364/JOSAB.12.000132
- [Laseroptik 2011] LASEROPTIK: *High power cavity mirror, HR 1064/0°, R>99,8%*. www.laseroptik.de - Internetshop, Abruf in 2011, 2011. – Laseroptik GmbH
- [Löhring u. a. 2011a] LÖHRING, J. ; MEISSNER, A. ; HOFFMANN, D. ; FIX, A. ; EHRET, G. ; ALPERS, M.: Diode-pumped single-frequency-Nd:YGG-MOPA for water–vapor DIAL measurements: design, setup and performance. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 102 (2011), 917–935. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-010-4314-1>. – ISSN 0946–2171. – 10.1007/s00340-010-4314-1
- [Löhring u. a. 2009] LÖHRING, J. ; MEISSNER, A. ; MORASCH, V. ; BECKER, P. ; HEDDRICH, W. ; HOFFMANN, D.: Single-frequency Nd:YGG laser at 935 nm for future water-vapour DIAL systems. In: *Proc. SPIE* 7193 (2009), Nr. 1, 71931Y. <http://dx.doi.org/10.1117/12.814715>. – DOI 10.1117/12.814715
- [Löhring u. a. 2007] LÖHRING, J. ; NICKLAUS, K. ; KUJATH, N. ; HOFFMANN, D.: Diode pumped Nd:YGG laser for direct generation of pulsed 935 nm radiation for water vapour measurements. In: *Proc. SPIE* 6451 (2007), Nr. 1, 64510I. <http://dx.doi.org/10.1117/12.708220>. – DOI 10.1117/12.708220
- [Löhring u. a. 2011b] LÖHRING, J. ; SCHLÖSSER, M. ; HOFFMANN, D.: Compositionally tuned Nd:(Y_xLu_{1-x})₃Ga₅O₁₂-laser at 935 nm for H₂O-dial systems. In: *Proc. SPIE* 7912 (2011), Nr. 1, 79121N. <http://dx.doi.org/10.1117/12.878478>. – DOI 10.1117/12.878478
- [Li u. a. 2008] LI, Q. ; FENG, B. ; WEI, Z. ; ZHANG, D. ; LI, D. ; ZHANG, Z. ; ZHANG, H. ; WANG, J.: Continuous wave 935 nm Nd:CNGG laser at watt-level power. In: *Opt. Lett.* 33 (2008), Nr. 3, 261–263. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.33.000261>. – DOI 10.1364/OL.33.000261
- [Li u. a. 2009] LI, Q. ; FENG, B. ; ZHANG, D. ; ZHANG, Z. ; ZHANG, H. ; WANG, J.: Q-switched 935 nm Nd:CNGG laser. In: *Appl. Opt.* 48 (2009), Nr. 10, 1898–1903. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.006131>. – DOI 10.1364/OE.18.006131
- [Lin u. a. 2010] LIN, Z. ; WANG, X. ; KALLMEYER, F. ; EICHLER, H. J. ; GAO, C.: Single frequency operation of a tunable injection-seeded Nd:GSAG Q-switched laser around 942nm. In: *Opt. Express* 18 (2010), Nr. 6, 6131–6136. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.006131>. – DOI 10.1364/OE.18.006131
- [Luttmann u. a. 2008] LUTTMANN, J. ; NICKLAUS, K. ; MORASCH, V. ; FU, S. ; HOFER, M. ; TRAUB, M. ; HOFFMANN, H.-D. ; TREICHEL, R. ; WUHRER, C. ; ZELLER, P.: Very high-efficiency frequency-tripled Nd:YAG MOPA for spaceborne lidar. In: *Proc. SPIE* 6871 (2008), Nr. 1, 687109. <http://dx.doi.org/10.1117/12.763640>. – DOI 10.1117/12.763640
- [Magni 1986] MAGNI, V.: Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. In: *Appl. Opt.* 25 (1986), Nr. 1, 107–117. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.25.000107>. – DOI 10.1364/AO.25.000107
- [McCumber 1964] MCCUMBER, D. E.: Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra. In: *Phys. Rev.* 136 (1964), Nov, Nr. 4A, S. A954–A957. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.136.A954>. – DOI 10.1103/PhysRev.136.A954

- [Meissner 2008] MEISSNER, A.: Untersuchung von Nd:YGG als Lasermedium in gepulst betriebenen InnoSlab-Verstärkern. (2008). – Lehrstuhl für Technologie Optischer Systeme der RWTH-Aachen, Diplomarbeit
- [Menzer 1929] MENZER, G.: Die Kristallstruktur der Granate. In: *Zeitschrift für Kristallographie* 69 (1929), S. 300 – 396
- [Moore u. a. 1996] MOORE, A. S. ; BROWN, K. E. ; HALL, W. M. ; BARNES, J. C. ; EDWARDS, W. C. ; PETWAY, L. B. ; LITTLE, A. D. ; LUCK, W. S. ; JONES, I. W. ; ANTILL, C. W. ; BROWELL, E. V. ; ISMAIL, S.: Development of the Lidar Atmospheric Sensing Experiment (LASE) - An Advanced Airborne DIAL Instrument. (1996). <http://hdl.handle.net/2060/20040110422>. – NASA Langley Technical Report Server
- [Moos 1970] MOOS, H. W.: Spectroscopic relaxation processes of rare earth ions in crystals. In: *Journal of Luminescence* 1-2 (1970), 106 - 121. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-2313\(70\)90027-x](http://dx.doi.org/10.1016/0022-2313(70)90027-x). – DOI 10.1016/0022-2313(70)90027-X. – ISSN 0022-2313
- [Murray 1983] MURRAY, J. E.: Pulsed gain and thermal lensing of Nd:LiYF₄. In: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-19 (1983), Nr. 4, S. 488–491. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.1983.1071924>. – DOI 10.1109/JQE.1983.1071924
- [Neuenschwander u. a. 1995] NEUENSCHWANDER, B. ; WEBER, R. ; WEBER, H. P.: Determination of the Thermal Lens in Solid-State Lasers with Stable Cavities. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1109/3.387046>. – DOI 10.1109/3.387046
- [Nicklaus u. a. 2007] NICKLAUS, K. ; MORASCH, V. ; HOEFER, M. ; LUTTMANN, J. ; VIERKOTTER, M. ; OSTERMEYER, M. ; HOFFNER, J. ; LEMMERZ, C. ; HOFFMANN, D.: Frequency stabilization of Q-switched Nd:YAG oscillators for airborne and spaceborne lidar systems. In: *Proc. SPIE* 6451 (2007), Nr. 1, 64511L. <http://dx.doi.org/10.1117/12.701187>. – DOI 10.1117/12.701187
- [Palombo u. a. 1993] PALOMBO, K. ; MATTHEWS, S. ; SHELDRAKE, S. ; CAPPS, D.: Determination of the Effective Lower Level Lifetime for Nd:YLF and Nd:YAG Through Experimental Measurement and Computer Modeling. In: *Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America, 1993, NL4
- [Payne u. a. 1992] PAYNE, S.A. ; CHASE, L.L. ; SMITH, L.K. ; KWAY, W.L. ; KRUPKE, W.F.: Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 28 (1992), Nov, Nr. 11, S. 2619 –2630. <http://dx.doi.org/10.1109/3.161321>. – DOI 10.1109/3.161321. – ISSN 0018-9197
- [Penndorf 1957] PENNDORF, R.: Tables of the Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 μ and Their Application to Atmospheric Optics. In: *J. Opt. Soc. Am.* 47 (1957), Nr. 2, 176-182. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.47.000176>. – DOI 10.1364/JOSA.47.000176
- [Pfaff 2009] PFAFF, E.: Report Nr. 67-09, Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von YLuGG-Kristallen. In: *Interner Bericht des Lehrstuhls für Werkstoffanwendungen im Maschinenbau der RWTH-Aachen* (2009)
- [Pfstner u. a. 1994] PFISTNER, C. ; WEBER, R. ; WEBER, H.P. ; MERAZZI, S. ; GRUBER, R.: Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF rods. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of*

- 30 (1994), Jul., Nr. 7, S. 1605–1615. <http://dx.doi.org/10.1109/3.299492>. – DOI 10.1109/3.299492. – ISSN 0018–9197
- [Poberaj 2000] POBERAJ, G.: *Airborne Differential Absorption Lidar for Water Vapour Measurements in the Upper Troposphere and Lower Stratosphere in the Spectral Region around 940 nm*, Institut für Physik der Atmosphäre der DLR, Diss., 2000. <http://elib.dlr.de/10505>. – 111 S.
- [Poberaj u. a. 2002] POBERAJ, G. ; FIX, A. ; ASSION, A. ; WIRTH, M. ; KIEMLE, C. ; EHRET, G.: Airborne all-solid-state DIAL for water vapour measurements in the tropopause region: system description and assessment of accuracy. In: *Appl. Phys. B* (2002), S. 165–172. <http://dx.doi.org/10.2007/s00340-002-0965-x>. – DOI 10.2007/s00340-002-0965-x
- [Pohlmann-Lortz 2010] POHLMANN-LORTZ, M.: Prüfbericht 1068-09 über Entwicklung einer Messmethode für die Röntgenfluoreszenzanalyse von Nd-dotierten Lu-Y-Ga-Granaten mit anschließender Probenanalyse. In: *Interner Bericht des Forschungsinstituts für Anorganische Werkstoffe - Glas/Keramik - GmbH* (2010)
- [Powell 1998] POWELL, R. C.: *Physics of Solid-State Laser Materials*. Springer, 1998. – ISBN 978–1–56396–658–3
- [Quatrevalet u. a. 2010] QUATREVALET, M. ; AMEDIK, A. ; FIX, A. ; KIEMLE, C. ; WIRTH, M. ; BÜDENBENDER, B. ; SCHWEYER, S. ; EHRET, G. ; HOFFMANN, D. ; MEISSNER, A. ; LÖHRING, J. ; LUTTMANN, J.: CHARM-F: The airborne integral path differential absorption lidar for simultaneous measurements of atmospheric CO₂ and CH₄. In: *25th International Laser Radar Conference* (2010). <http://elib.dlr.de/67276/>
- [Rahn 1985] RAHN, L. A.: Feedback stabilization of an injection-seeded Nd:YAG laser. In: *Appl. Opt.* 24 (1985), Apr, Nr. 7, 940-942. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.24.000940>. – DOI 10.1364/AO.24.000940
- [Riseberg u. Moos 1968] RISEBERG, L. A. ; MOOS, H. W.: Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals. In: *Phys. Rev.* 174 (1968), Okt, Nr. 2, S. 429–438. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.174.429>. – DOI 10.1103/PhysRev.174.429
- [Risk 1988] RISK, W. P.: Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 5 (1988), Nr. 7, 1412–1423. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.5.001412>. – DOI 10.1364/JOSAB.5.001412
- [Russbueldt u. a. 2010] RUSSBUELDT, P. ; MANS, T. ; WEITENBERG, J. ; HOFFMANN, H. D. ; POPRAWA, R.: Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier. In: *Opt. Lett.* 35 (2010), Dez, Nr. 24, 4169–4171. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.35.004169>. – DOI 10.1364/OL.35.004169
- [Schiller 2010] SCHILLER, Max: *A high-power laser transmitter for ground-based and airborne water-vapor measurements in the troposphere*, Institut für Physik und Meteorologie der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Hohenheim, Diss., 2010. http://opus.ub.uni-hohenheim.de/volltexte/2010/454/pdf/Schiller_thesis_eng.pdf
- [Schlösser 2010] SCHLÖSSER, M.: Untersuchung von stöchiometrisch angepassten Nd:YLuGG-Kristallen für Wasserdampf-Lidar-Laser. (2010). – Lehrstuhl für Technologie Optischer Systeme der RWTH-Aachen, Diplomarbeit

- [Schnitzler 2003] SCHNITZLER, C.: *Slablaser hoher Brillanz für den Einsatz in der Mikro- und Makro-Materialbearbeitung*, Fakultät für Maschinenwesen der RWTH-Aachen, Diss., 2003. http://www.shaker.de/de/content/catalogue/Element.asp?ID=&Element_ID=20950&Mode=Page. – Shaker Verlag, ISBN 978-3-8322-2750-0
- [Schotland 1974] SCHOTLAND, R. M.: Errors in the Lidar Measurement of Atmospheric Gases by Differential Absorption. In: *Journal of Applied Meteorology* 13 (1974), Nr. 1, S. 71–77. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450\(1974\)013<0071:EITLMO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0450(1974)013<0071:EITLMO>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0450(1974)013<0071:EITLMO>2.0.CO;2
- [Siegmann 1986] SIEGMANN, A. E.: *Lasers*. University Science Books, 1986. – ISBN 978-0935702118
- [Slack u. Oliver 1971] SLACK, G. A. ; OLIVER, D. W.: Thermal Conductivity of Garnets and Phonon Scattering by Rare-Earth Ions. In: *Phys. Rev. B* 4 (1971), Jul, Nr. 2, S. 592–609. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.4.592>. – DOI 10.1103/PhysRevB.4.592
- [Solomon u. a. 2007] SOLOMON, S. ; QIN, D. ; MANNING, M. ; CHEN, Z. ; MARQUIS, M. ; AVERYT, K.B. ; TIGNOR, M. ; (EDS.), H.L. M.: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Forth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. In: *Cambridge University Press* (2007), S. 592–609
- [Song u. a. 2002] SONG, F. ; ZHANG, C. ; DING, X. ; XU, J. ; ZHANG, G.: Determination of thermal focal length and pumping radius in gain medium in laser-diode-pumped Nd:YVO₄ lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), Nr. 12, S. 2145–2147. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1506789>. – DOI 10.1063/1.1506789
- [Strohmaier u. a. 2007] STROHMAIER, S.G.P. ; EICHLER, H.J. ; CZERANOWSKY, C. ; ILERI, B. ; PETERMANN, K. ; HUBER, G.: Diode pumped Nd:GSAG and Nd:YGG laser at 942 and 935 nm. In: *Optics Communications* 275 (2007), Nr. 1, 170 - 172. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2007.02.065>. – DOI 10.1016/j.optcom.2007.02.065. – ISSN 0030-4018
- [Tidwell u. a. 1992] TIDWELL, S. C. ; SEAMANS, J. F. ; BOWERS, M. S. ; COUSINS, A. K.: Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 28 (1992), S. 997–1009. <http://dx.doi.org/10.1109/3.135219>. – DOI 10.1109/3.135219
- [Traub 2011] TRAUB, M.: *private Mitteilung*. 2011. – Fraunhofer ILT, Aachen
- [Treichel u. a. 2004] TREICHEL, R. ; CZERANOWSKY, C. ; ILERI, B. ; PETERMANN, K. ; HUBER, G.: Mixed Garnet laser crystals for water vapour DIAL transmitter. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Space Optics (ICSO 2004)* 554 (2004), Jun., 639-642. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ESASP.554..639T>
- [Walsh u. a. 1998] WALSH, B. M. ; BARNES, N. P. ; HUTCHESON, R. L. ; EQUALL, R. W. ; DI BARTOLO, B.: Spectroscopy and lasing characteristics of Nd-doped Y₃Ga_xAl_{5-x}O₁₂ materials: application toward a compositionally tuned 0.94- μ m laser. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 15 (1998), Nr. 11, 2794–2801. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.15.002794>. – DOI 10.1364/JOSAB.15.002794
- [Walsh u. a. 2001] WALSH, B.M. ; BARNES, N.P. ; HUTCHESON, R.L. ; EQUALL, R.W.: Compositionally tuned 0.94- μ m lasers: a comparative laser material study and demonstration of 100-mJ Q-switched lasing at

- 0.946 and 0.9441 μm . In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 37 (2001), sep., Nr. 9, S. 1203 –1209. <http://dx.doi.org/10.1109/3.945326>. – DOI 10.1109/3.945326. – ISSN 0018–9197
- [Weber 2002] WEBER, M. J.: *Handbook of optical materials*. CRC Press, 1. Auflage, 2002. – ISBN 0–8493–3512–4
- [Wilke u. Bohm 1988] WILKE, K. T. ; BOHM, J.: *Kristallzüchtung*. Harri Deutsch, Frankfurt, 1988. – ISBN 3–87144–971–7
- [Winkler 1981] WINKLER, G.: *Magnetic Garnets*. F. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 1981. – ISBN 3528084871
- [Wirth u. a. 2009] WIRTH, M. ; FIX, A. ; MAHNKE, P. ; SCHWARZER, H. ; SCHRANDT, F. ; EHRET, G.: The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar WALES: system design and performance. In: *Applied Physics B* (2009), 02, 1 - 13. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-009-3365-7>. – DOI 10.1007/s00340-009-3365-7
- [Y.-N. Xu 1999] Y.-N. XU, W. Y. C.: Electronic structure of yttrium aluminum garnet ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$). In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 10530. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.59.10530>. – DOI 10.1103/PhysRevB.59.10530
- [Zlenko u. a. 1973] ZLENKO, A. A. ; SYCHUGOV, V. A. ; SHIPULO, G. P.: Measurement of the relaxation time τ_{21} of a $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$ crystal. In: *Soviet Journal of Quantum Electronics* 2 (1973), Nr. 5, 474. <http://dx.doi.org/10.1070/QE1973v002n05ABEH004496>. – DOI 10.1070/QE1973v002n05ABEH004496

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Reinhart Poprawe M.A. für die Betreuung der Arbeit, für stets wertvolle Anregungen und für die motivierende Begeisterung, die er durchweg für das Thema und die Arbeit gezeigt hat. Desweiteren danke ich Prof. Dr. Günter Huber sowohl für die Übernahme des Koreferats als auch für die sehr hilfreichen fachlichen Diskussionen sowie für die Zucht der ersten Kristallproben, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Herr Huber hat darüber hinaus den hier untersuchten Mischgranat vorgeschlagen. Dies hat maßgeblich zum Erfolg dieses Vorhabens und auch dieser Arbeit beigetragen.

Ich möchte Hans-Dieter Hoffmann, dem Leiter der Abteilung „Laser und Laseroptik“ dafür danken, dass er immer für Fragestellung jeglicher Art ein offenes Ohr und meistens auch eine gute Idee gehabt hat. Ihm ist auch zu verdanken, dass in der Abteilung ein freundschaftliches und produktives Klima herrscht, von dem auch diese Arbeit profitiert hat.

Ich möchte mich auch bei den Arbeitskollegen bedanken, die zu dieser Arbeit beigetragen haben. Bei Marco Höfer und Jörg Luttmann bedanke ich mich besonders für die Unterstützung bei allen Fragen rund um Innoslab-Verstärker und Simulationen mit Python, bei Dr. Rolf Wester für die Unterstützung mit dem Simulationsprogramm OPT, bei Martin Traub für die Berechnungen mit Zeemax und Durchsicht von Teilen des Manuskriptes, bei Dominik Esser für Hilfestellungen rund um Stab-Resonatoren und dafür, dass er dieses Thema nun weiter vorantreiben wird. Für die Konstruktionsarbeit möchte ich mich vor allem bei Dieter Plum und für weitere Unterstützung bei konstruktiven Aufgaben bei Frank Voigt und Carsten Heuter und für Hilfe bei allerlei Elektroproblemen bei Christian Gräfe bedanken. Besonders möchte ich auch Dr. Kolja Nicklaus danken, der zu seiner Zeit am ILT dieses Thema begonnen und vorangetrieben hat sowie Valentin Morasch, der sich in dieser Zeit intensiv mit der Resonatorregelung beschäftigt hat. Ludger Becks von der Beratron GmbH möchte besonders für die Unterstützung bei allen Fragestellungen rund um Diodentreiber und Regelelektronik danken.

Ich möchte auch den Diplomanden und Bacheloranden Ansgar Meissner, Michael Schlösser, Nadine Kujath und Peter Becker und Praktikant Alexander Wissel meinen Dank aussprechen, die mit an diesem Thema gearbeitet und viele wertvolle Stunden im Labor verbracht haben. Ein besonderer Dank geht auch an Prof. Dr. Wolfgang Heddrich, der ein Praxissemester bei uns verbracht und diese Arbeiten mit unterstützt hat.

Dr. Andreas Fix vom DLR-IPA möchte ich für die gute Zusammenarbeit bei den Wasserdampfmessungen und gemeinsamen Veröffentlichungen sowie die vielen Diskussionen rund um Laser und DIAL-Messung danken. Für die Bereitstellung des Kristallmaterials und für zahlreiche erhellende Diskussionen über Laserkristalle und ihre Züchtung danke ich Dr. habil Lothar Ackermann und Dr. Klaus Dupré vom Kristallforschungsinstitut FEE sowie Dr. Klaus Petermann vom ILP der Universität Hamburg.

Ein besonderer Dank gilt Ansgar Meissner und Johannes Weitenberg für die detaillierte inhaltliche Durchsicht der Arbeit und ihre stets kritischen und klugen Anmerkungen.

Für die sehr vielen interessanten und ausdauernden Diskussionen, wichtigen Denkanstöße, andersartige erhellende Sichtweisen und die insgesamt schöne Zeit sowie für die weitsichtigen Korrekturen des Manuskriptes möchte ich mich bei meinem Bürokollegen Dr. Bernd Jungbluth bedanken. Er hat immer ein offenes Ohr für

meine Fragen gehabt und hat sich dafür immer Zeit genommen.

Ein ganz besonderer Dank gilt ebenfalls meiner Familie, insbesondere meinen Eltern Reinhold und Irmgard Löhring, die mich in den letzten Jahren stets unterstützt und mir die notwendigen Freiräume geschaffen haben. Ohne Euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Danke auch für die akribischen Rechtschreibkorrekturen.

Meiner Frau Olga und meiner Tochter Emma danke ich für die vielen, vielen Stunden, die ich mich zurückziehen durfte, um mich dieser Arbeit zu widmen. Vor allem habt ihr mich besonders in harten Zeiten liebevoll zum Durchhalten motivieren können und habt mir gezeigt, was wirklich wichtig ist. Bei meinem frisch geborenem Sohn Nils bedanke ich mich für das erste Lächeln vor ein paar Tagen und dafür, dass er mit seinem Kommen meinen persönlichen Abgabetermin gesetzt hat.

Abschließend möchte ich auch allen danken, die hier nicht namentlich erwähnt sind, aber trotzdem zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.