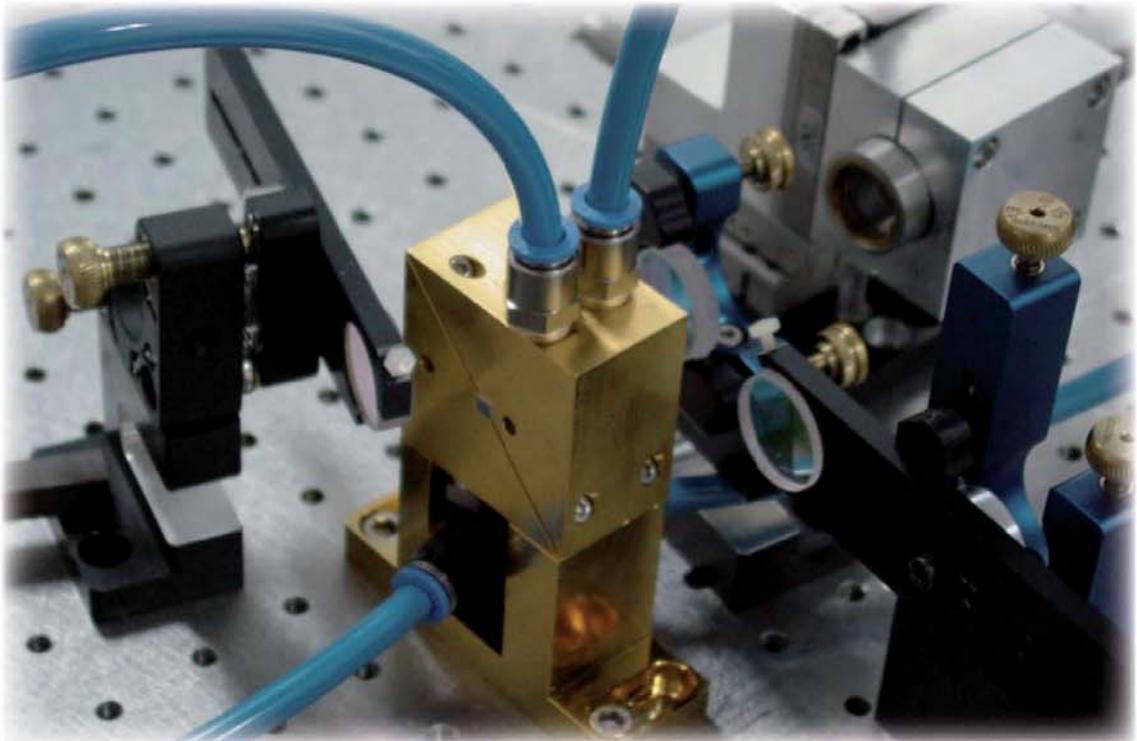


Florian Lenhardt

**Experimentelle Realisierung von neuen
Konzepten für Hochleistungs-Nd:YVO₄-
Laser bei 1342 nm**



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag



Experimentelle Realisierung von neuen Konzepten
für Hochleistungs-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm





Experimentelle Realisierung von neuen Konzepten für Hochleistungs-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

Dissertation

Florian Lenhardt

Vom Fachbereich der Physik der Universität Kaiserslautern zur
Verleihung des akademischen Grades „Doktor der
Naturwissenschaften“ genehmigte Dissertation

Betreuer: *Dr. habil. J. L’huillier*
Zweitgutachter: *Prof. Dr. R. Beigang*

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 11. Januar 2012

D 386



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über

<http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2012

Zugl.: Kaiserslautern, Univ., Diss., 2012

978-3-95404-045-2

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2012

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2012

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-95404-045-2

Abstract

Experimental Realization of New Concepts for High-Power Nd:YVO₄ Lasers at 1342 nm

The subject of this work is the development and characterization of high-power continuous-wave, nanosecond and picosecond 1342 nm lasers based on the solid-state material Nd:YVO₄. For such compact and efficient diode laser-pumped solid-state lasers at 1342 nm, there is a wide variety of application fields, such as for example in fiber optics or in medicine. In particular, the second and third harmonic of the 1342 nm radiation at the wavelengths 671 nm and 447 nm in the red and blue spectral region open another large field of applications, especially for wavelength-sensitive processes in the visible.

In order to generate 1342 nm laser radiation the ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition in Nd:YVO₄ is exploited. This offers a lower stimulated emission cross section in comparison with the strongest transition at a wavelength of 1064 nm. Until now, the output power of 1342 nm lasers was limited by the huge heat load into the laser crystal for 1342 nm emission. Due to the high quantum defect and the additional excited state absorption, 40 % of the absorbed pump power contributes directly to the heat load of the crystal. This leads to very strong thermal lensing and in extreme cases to the destruction of the laser crystal. By pumping at 888 nm and using a low doped 30 mm long Nd:YVO₄ crystal the heat load can be spread over a larger volume of the laser crystal. This opens the opportunity to use high pump powers of up to 110 W without risking damage of the crystal and the thermal lens is considerably reduced. With the help of a numerical simulation of the thermo-optical and thermo-mechanical properties of the laser crystal and the experimental determination of the focal length of the thermal lens it is possible to develop a resonator, which allows for stable mode matched laser operation.

Utilizing this pump concept a laser can be realized, which emits diffraction-limited continuous-wave laser radiation at a maximum output power of 24 W. So far, there are no powerful continuous-wave light sources in the red spectral range based on frequency doubling of a solid-state laser at 1.3 μm . This is caused by the lack of appropriate 1.3 μm lasers. Based on this continuous-wave laser at 1342 nm it is possible to efficiently generate radiation at 671 nm by external frequency doubling in magnesium oxide doped periodically poled lithium niobate (MgO:PPLN). The conversion efficiency is 51 %, corresponding to an output power of 10 W.

With the help of active Q-switching by an acousto-optical modulator (AOM) it is possible to modify the continuous-wave Nd:YVO₄ laser for the emission of nanosecond pulses with very high peak powers of up to 108 kW. By shortening the cavity it is possible to reach a minimum pulse duration of 14.8 ns. The average output power is, depending on repetition rate, between 10 W and 20 W. Thereby, the laser is optimized for an interval of repetition rates between 6 kHz and 30 kHz, wherefore the laser offers stable TEM₀₀ mode operation for this interval. The high peak powers and the excellent beam quality of the presented nanosecond Nd:YVO₄ laser ensure an efficient generation of the second and third harmonic in bismuth borate (BiBO) and accordingly lithium triborate (LBO). This leads to average output powers of 12.2 W at 671 nm and 6.8 W at 447 nm, corresponding to conversion efficiencies of 62 % and 49 %.

Until now the output powers for picosecond lasers at 1342 nm are limited due to the thermal problems at 1342 nm but especially because of the lack of appropriate mode-locking techniques at 1342 nm. The method of parametric Kerr-lens mode-locking (PKLM) is based on a lensing effect, equivalent to the Kerr effect, generated by a cascaded $\chi^{(2)}$ process in a nonlinear crystal. In the past with the help of PKLM it was possible to realize stable cw-mode-locking at 1064 nm. Therefore a possibility for power scaling of mode-locked lasers at 1342 nm can be demonstrated by transferring this technique to an emission wavelength of 1342 nm. The presented picosecond laser at 1342 nm offers self-starting cw-mode-locking by PKLM. Thereby no evidence for cw-underground in the mode-locked radiation shows up. A hard aperture is used in order to transform the phase modulation into a loss modulation. Thus, an average output power of up to 6.5 W with a pulse duration of 20 ps is achieved. A maximum peak power of 7.3 kW is emitted for an average output power of 4.8 W and a pulse duration of 4 ps. Thereby mode-locking is stable over several hours, without any signs of breakdown. The presented picosecond Nd:YVO₄ laser demonstrates for the first time mode-locking of a 1342 nm laser by pure PKLM. By external frequency doubling of the picosecond Nd:YVO₄ laser in a short MgO:PPLN crystal an average output power of 2.3 W with a conversion efficiency of 49 % is generated.

The present work proves, that with the help of 888 nm pumping and the analysis of the thermal properties of the laser material power scaling of lasers at 1342 nm is possible. Based on a powerful continuous-wave laser nanosecond pulses via AOM and picosecond pulses via PKLM can be produced. Furthermore it is possible to create powerful light sources in the visible spectral range by frequency doubling and tripling of the 1342 nm laser.

Kurzzusammenfassung

Experimentelle Realisierung von neuen Konzepten für Hochleistungs-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

Inhalt dieser Arbeit ist die Entwicklung und Charakterisierung von leistungsstarken kontinuierlich emittierenden, Nanosekunden- und Pikosekunden-1342 nm-Lasern, basierend auf dem Festkörpermateriale Nd:YVO₄. Für solche kompakte und effiziente Diodenlaser-gepumpte Festkörperlaser bei 1342 nm finden sich eine Vielzahl von Anwendungen, wie zum Beispiel in der Faseroptik oder in der Medizin. Vor allem die zweite und dritte Harmonische der 1342 nm-Strahlung, die bei 671 nm und 447 nm und damit im roten und blauen Spektralbereich liegen, eröffnen weitere große Anwendungsfelder, speziell für Wellenlängen-sensitive Prozesse im Sichtbaren.

Für die Erzeugung der 1342 nm-Laserstrahlung wird der ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ -Übergang in Nd:YVO₄ ausgenutzt. Dieser weist einen geringeren Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission auf als der stärkste Übergang bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Die Ausgangsleistung von 1342 nm-Lasern war bisher durch den sehr hohen Wärmeeintrag bei 1342 nm-Emission in den Laserkristall begrenzt. Aufgrund des hohen Quantendefekts und der zusätzlich auftretenden *excited state absorption* tragen 40 % der absorbierten Pumpleistung direkt zur Erwärmung des Kristalls bei. Dies führt zu sehr starken thermisch induzierten Linsen und im Extremfall zur Zerstörung des Laserkristalls. Durch die optische Anregung bei 888 nm und das Verwenden eines niedrig dotierten 30 mm-langen Nd:YVO₄-Kristalls kann die Wärmelast auf ein großes Volumen verteilt werden. Dadurch wird die Verwendung hoher Pumpleistungen von bis zu 110 W ohne Zerstörung des Kristalls möglich und die thermisch induzierte Linse wird erheblich reduziert. Durch eine numerische Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls und die experimentelle Bestimmung der Brennweite der thermischen Linsen ist es möglich einen Resonator zu entwickeln, der stabilen modenangepassten Laserbetrieb erlaubt.

Mit Hilfe dieses Pumpkonzepts kann ein Laser realisiert werden, der kontinuierlich eine beugungsbegrenzte Strahlung bei einer maximalen Ausgangsleistung von 24 W emittiert. Bisher gibt es keine leistungsstarken Dauerstrich-Strahlquellen im roten Spektralbereich, die auf der Frequenzverdopplung der Strahlung eines Festkörperlaser bei 1,3 μm basieren. Dies ist auf das Fehlen geeigneter Laser bei 1,3 μm zurückzuführen. Aufbauend auf dieser Dauerstrich-Strahlquelle bei 1342 nm kann mittels externer Fre-



quenzverdopplung in Magnesiumoxid-dotiertem periodisch gepolten Lithiumniobat (MgO:PPLN) effizient Strahlung bei 671 nm erzeugt werden. Die Effizienz beträgt hierbei 51 %, was einer Leistung von 10 W entspricht.

Mit Hilfe aktiver Güteschaltung durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) ist es möglich den gegebenen Dauerstrich-Nd:YVO₄-Laser für die Emission von Nanosekunden-Impulsen mit sehr hohen Impulsspitzenleistungen von bis zu 108 kW zu modifizieren. Durch eine Verkürzung des Resonators kann dabei eine minimale Impulsdauer von 14,8 ns erreicht werden. Die mittlere Ausgangsleistung liegt, je nach Repetitionsrate, zwischen 10 W und 20 W. Der Laser ist dabei für den Repetitionsratenbereich zwischen 6 kHz und 30 kHz optimiert, weshalb er für diese Repetitionsraten stabilen Betrieb im Gauß'schen Grundmode aufweist. Die hohen Spitzenleistungen und sehr gute Strahlqualität des vorgestellten ns-Nd:YVO₄-Lasers gewährleisten eine effiziente Erzeugung der zweiten und dritten Harmonischen in Wismutborat (BiBO) beziehungsweise Lithiumtriborat (LBO). Es werden dabei mittlere Ausgangsleistungen von 12,2 W bei 671 nm und 6,8 W bei 447 nm erzeugt. Dies entspricht hohen Konversionseffizienzen von 62 % und 49 %.

Die Ausgangsleistungen für ps-Laser bei 1342 nm sind bisher zum einen aufgrund der thermischen Problematik bei 1342 nm, aber vor allem wegen des Fehlens von geeigneten Modenkopplungsverfahren bei 1342 nm beschränkt. Das Verfahren der parametrischen Kerrlinsen-Modenkopplung (PKLM) basiert auf einer, dem Kerr-Effekt äquivalenten, Linsenwirkung, die durch einen kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozess in einem nichtlinearen Kristall erzeugt wird. Mit PKLM wurde in der Vergangenheit stabile cw-Modenkopplung bei 1064 nm erreicht. Daher kann durch die in dieser Arbeit vorgestellte Übertragung dieses Verfahrens auf eine Emissionswellenlänge von 1342 nm eine Möglichkeit der Leistungsskalierung aufgezeigt werden. Der vorgestellte Pikosekunden-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm weist selbststartende cw-Modenkopplung mittels PKLM auf. Dabei ist kein Anzeichen für cw-Untergrund der modengekoppelten Strahlung erkennbar. Zur Umwandlung der Phasenmodulation in eine Verlustmodulation wird eine Modenblende verwendet. Dadurch wird eine mittlere Ausgangsleistung der modengekoppelten Strahlung von bis zu 6,5 W bei einer Impulsdauer von 20 ps erreicht. Eine maximale Impulsspitzenleistung von 7,3 kW wird bei einer mittleren Ausgangsleistung von 4,8 W und einer Impulsdauer von 4 ps emittiert. Die Modenkopplung ist dabei über mehrere Stunden stabil, ohne Anzeichen von Einbrüchen. Das System stellt damit den ersten mittels reiner PKLM modengekoppelten Laser bei 1342 nm dar. Durch externe Frequenzverdopplung des ps-Nd:YVO₄-Lasers in einem kurzen MgO:PPLN-Kristall

wird eine mittlere Ausgangsleistung von 2,28 W im roten Spektralbereich bei einer Konversionseffizienz von 49 % erzeugt.

Die vorliegenden Arbeiten belegen, dass mit Hilfe der optischen Anregung bei 888 nm und der Analyse der thermischen Eigenschaften des Lasermaterials eine Leistungsskalierung von Lasern bei 1342 nm möglich ist. Basierend auf einem leistungsstarken Dauerstrich-Laser können mittels AOM ns-Impulse und mit dem PKLM-Verfahren ps-Impulse erzeugt werden. Zudem kann durch die Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifung der 1342 nm-Laser leistungsstarke Strahlung im sichtbaren Spektralbereich erzeugt werden.



Publikationen

Zeitschriftenbeiträge

1. F. Lenhardt, M. Nittmann, T. Bauer, J. Bartschke, and J. A. L’huillier: *High-power 888-nm-pumped Nd:YVO₄ 1342-nm oscillator operating in the TEM₀₀ mode*. Appl. Phys. B **96**, 803-807 (2009).
2. F. Lenhardt, C. Schäfer, C. Theobald, M. Nittmann, J. Bartschke, R. Knappe, and J. A. L’huillier: *888 nm pumped 1342 nm Nd:YVO₄ oscillator Kerr-lens mode-locked using cascaded second-order nonlinearities*. Appl. Phys. B **106**, 5-8 (2012).

Tagungsbeiträge (international)

1. F. Lenhardt, M. Nittmann, T. Bauer, J. Bartschke, and J. A. L’huillier: *24 W 888 nm pumped Nd:YVO₄ 1342 nm oscillator operating in the TEM₀₀ mode*. Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, Optical Society of America, 2009, paper CtuP4.
2. F. Lenhardt, A. Nebel, R. Knappe, M. Nittmann, J. Bartschke, and J. A. L’huillier: *Efficient Single-Pass Second Harmonic Generation of a Continuous Wave Nd:YVO₄-Laser at 1342 nm Using MgO:PPLN*. Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, Optical Society of America, 2010, paper CthEE5.

Tagungsbeiträge (national)

1. F. Lenhardt, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke und J. L’huillier: *888 nm gepumpter Nd:YVO₄-Hochleistungslaser im TEM₀₀-Mode bei 1342 nm*. DPG-Frühjahrstagung 2009, Hamburg.
2. F. Lenhardt, A. Nebel, R. Knappe, T. Bauer, J. Bartschke und J. A. L’huillier: *Effiziente Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang eines kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Hochleistungslaser bei 1342 nm in MgO:PPLN*. DPG-Frühjahrstagung 2010, Hannover.
3. F. Lenhardt, A. Nebel, R. Knappe, T. Bauer, J. Bartschke und J. L’huillier: *888 nm diode-pumped nanosecond Nd:YVO₄-highpowerlaser at 1342 nm*. DPG-Frühjahrstagung 2011, Dresden.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Leistungskalierung diodengepumpter Festkörperlaser bei 1342 nm	7
2.1	Das Lasermaterial Nd:YVO ₄	8
2.1.1	Physikalische Eigenschaften	9
2.1.2	Spektroskopische und thermo-mechanische Eigenschaften	12
2.2	Thermische Eigenschaften von Nd:YVO ₄	15
2.2.1	Thermische Effekte in Laserkristallen	15
2.2.2	Thermische Belastung in Nd:YVO ₄ für Laseremission bei 1342 nm	16
2.3	Optimierte Anregung bei 888 nm	21
2.3.1	Anregung bei 808 nm	22
2.3.2	Anregung bei 888 nm	23
2.3.3	Charakterisierung der Laserdiode bei 888 nm	25
2.4	Analyse der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften	28
2.4.1	Numerische Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften	29
2.4.2	Experimentelle Bestimmung der thermischen Linse	39
3	Kontinuierlich emittierender Nd:YVO₄-Hochleistungslaser bei 1342 nm	45
3.1	Aufbau und Optimierung des kontinuierlich emittierenden Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	46
3.2	Charakterisierung des kontinuierlich emittierenden Nd:YVO ₄ -Hochleistungslasers bei 1342 nm	50
3.2.1	Leistungskennlinien	50
3.2.2	Spektrale Eigenschaften	52
3.2.3	Strahlqualität	53
3.3	Fazit	54



4	Aktiv gütegeschalteter Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm	57
4.1	Theoretische Grundlagen der Güteschaltung	59
4.1.1	Güteschaltung mit akusto-optischer Modulation	60
4.1.2	Aktive Güteschaltung: Auswertung der Ratengleichungen	61
4.2	Aktiv gütegeschalteter Nd:YVO ₄ -Laser bei 1342 nm	66
4.2.1	Aufbau und Optimierung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	66
4.2.2	Kenmlinien	68
4.2.3	Spektrale Eigenschaften	73
4.2.4	Strahlqualität	74
4.3	Fazit	76
5	Passiv modengekoppelter Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm	79
5.1	Theoretische Grundlagen der Modenkopplung	81
5.1.1	Modenkopplungsverfahren	85
5.2	Theorie der parametrischen Kerrlinsen-Modenkopplung durch kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung	89
5.2.1	Kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung	90
5.2.2	Modenkopplung mittels kaskadierter Nichtlinearitäten zweiter Ordnung	97
5.3	Der modengekoppelte ps-Nd:YVO ₄ -Laser bei 1342 nm	100
5.3.1	Aufbau und Optimierung des parametrisch Kerrlinsen-modengekoppelten Nd:YVO ₄ -Lasers	100
5.3.2	Charakterisierung des modengekoppelten Nd:YVO ₄ -Lasers	109
5.4	Fazit	113
6	Erzeugung von höheren Harmonischen	115
6.1	Theoretische Grundlagen der Erzeugung der höheren Harmonischen	116
6.1.1	Summenfrequenzmischung	116
6.1.2	Erzeugung der zweiten Harmonischen	118
6.1.3	Erzeugung der dritten Harmonischen	122
6.2	Frequenzverdopplung	124
6.2.1	Wahl der nichtlinearen Materialien	126
6.2.2	Charakterisierung der zweiten Harmonischen des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	131
6.2.3	Fazit	134



6.2.4	Charakterisierung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	135
6.2.5	Fazit	141
6.2.6	Charakterisierung der zweiten Harmonischen des cw-modengekoppelten Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	142
6.2.7	Fazit	148
6.3	Frequenzverdreifachung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	148
6.3.1	Der Aufbau der Frequenzverdreifachung	148
6.3.2	Charakterisierung der dritten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO ₄ -Lasers bei 1342 nm	151
6.3.3	Fazit	157
7	Zusammenfassung	159
	Literaturverzeichnis	164





Kapitel 1

Einleitung

Aufgrund ihrer ausgezeichneten Strahlqualität im Vergleich zu anderen Lasertypen, der kompakten und stabilen Bauweise und ihres hohen Wirkungsgrades finden sich für diodengepumpte Festkörperlaser eine Vielfalt von Einsatzmöglichkeiten, wie in der Medizin, der Spektroskopie, der Faseroptik oder der Materialbearbeitung.

Vor allem Festkörperlaser, die auf einer Kombination von Ionen der Seltenen Erden (z.B. Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , ...) und einem geeigneten Wirtskristall (z.B. YVO_4 , YAG, GdVO_4 , ...) basieren, haben in der Vergangenheit immer mehr an Bedeutung gewonnen. Ein charakteristisches Merkmal von Seltenen Erden ist, dass das lokale Feld des Wirtskristalls durch die äußeren Elektronen abgeschirmt wird [1], weshalb sie spektral sehr schmalbandige Laserübergänge aufweisen. Zudem sind die Lebensdauern des oberen Laserniveaus sehr groß und bewegen sich im Bereich von einigen Mikro- bis Millisekunden, da der Dipolübergang ins untere Laserniveau eigentlich verboten, aber aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kristallfeld schwach erlaubt ist. Deshalb lässt sich eine sehr große Besetzungsinversion aufbauen, was vor allem für die Erzeugung von kurzen gütegeschalteten Impulsen von Vorteil ist. Ein Nachteil dieser Lasermaterialien ist, dass sie nur wenige diskrete Laserübergänge aufweisen, die alle im infraroten Spektralbereich liegen. Durch die Methoden der Nichtlinearen Optik, ist es möglich durch Frequenzkonversion andere Wellenlängenbereiche zu erreichen. Vor allem die Erzeugung von Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich eröffnet eine Vielzahl neuer Anwendungsfelder für solche Festkörperlaser, wie zum Beispiel in der Display-Technologie, der LCD-Display-Produktion, der Mikromaterialbearbeitung, der Stereolithographie, als Pumpquelle für einen Laser- oder weiteren nichtlinearen Prozess oder generell für Wellenlängen-sensitive Prozesse.

Aufgrund des Fehlens von leistungsstarken Festkörperlaser-basierten Strahlquellen im Sichtbaren, den grünen Spektralbereich ausgenommen, ist besonders die Erzeugung von roter und blauer Laserstrahlung durch die Frequenzverdopplung beziehungsweise Frequenzverdreifachung der Strahlung eines Nd-basierten Festkörperlasers, der den ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ -Übergang bei 1,3 μm ausnutzt, von Interesse.

Gerade im Bereich der Wellenlängen-sensitiven Prozesse in der Materialbearbeitung finden sich viele Einsatzmöglichkeiten für ein Lasersystem, das sowohl rote als auch blaue Laserstrahlung zur Verfügung stellt. Wellenlängen-sensitive Prozesse finden sich zum Beispiel in der Reparatur von LCD-Displays, bei der gezielt defekte Farbpixel zerstört werden, oder aber auch im selektiven Ausbleichen von Farbstoffen für die RGB-Laserbeschriftung. Dabei findet vor allem Strahlung in Form von kurzen intensiven Impulsen mit hoher Repetitionsrate Verwendung, was zu einer hohen Prozessgeschwindigkeit führt.

Eine weitere Anwendung, speziell für die zweite Harmonische von Laserstrahlung bei 1,3 μm , ist zum Beispiel die Verwendung als Strahlquelle für die Anregung von Cr:LiSAF- [2] oder Cr:LiCAF-Lasern [3], die im roten Spektralbereich gepumpt werden. Dabei sind vor allem eine möglichst hohe Ausgangsleistung und gute Strahlqualität der roten Strahlung erwünscht. In der Nichtlinearen Optik kann durch die Anregung eines PPLN-OPOs oder OPGs mit Strahlung im roten Spektralbereich die grün-induzierte Infrarot-Absorption (GRIIRA) vermieden werden, die bei der Verwendung von PumpLasern auftritt, die bei 1 μm und deren zweiter Harmonischer arbeiten [4]. Zudem kann mit Hilfe einer leistungsstarken gepulsten Laserstrahlquelle bei 1,3 μm durch die Erzeugung von weiteren Harmonischen Strahlung bis ins mittlere und ferne UV (zum Beispiel sechste Harmonische bei 224 nm und siebte Harmonische bei 192 nm) generiert werden, welche im Fall der siebten Harmonischen Anwendung in der VUV-Lithographie findet [5, 6].

Es besteht also ein großer Bedarf an der Entwicklung leistungsstarker Laserstrahlquellen im sichtbaren Spektralbereich. Je nach Anwendung wird dabei kontinuierlich emittierte Laserstrahlung oder aber in Form von kurzen intensiven Impulsen im Nanosekunden (mittels Güteschaltung) oder Pikosekunden-Bereich (mittels Modenkopplung) benötigt. Dabei stellt die Frequenzkonversion von auf Nd-basierenden Lasern bei 1,3 μm einen vielversprechenden Ansatz für die Erzeugung von roter und blauer Laserstrahlung dar. Bisher waren auf Nd-dotierten Festkörpermateriale basierende, kontinuierlich emittierende Laserstrahlquellen bei 1,3 μm mit guter Strahlqualität in ihrer Ausgangsleistung limitiert. Die Ausgangsleistungen betragen dabei zwischen 6 W und 11 W [7, 8, 9, 10, 11]. Es konnten zwar Systeme mit Ausgangsleistungen von bis zu 120 W realisiert werden, diese wiesen aber eine sehr schlechte Strahlqualität

mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 > 34$ auf [12, 13]. Das Fehlen von leistungsstarken Festkörperlasern bei $1,3 \mu\text{m}$ mit guter Strahlqualität resultiert aus der thermischen Belastung des Laserkristalls durch die absorbierte Pumpleistung. Der Laserübergang bei 1342 nm in Nd:YVO_4 weist, bei optischer Anregung bei 808 nm , einen sehr hohen Quantendefekt auf. Zusätzlich wird der Wärmeeintrag in den Laserkristall durch die bei 1342 nm auftretende *excited state absorption* (ESA) erhöht [14]. Dadurch tragen über 40% der absorbierten Pumpleistung direkt zur Erwärmung des Kristalls bei. Dies führt zur Bildung einer sehr starken, thermisch induzierten Linsenwirkung im Laserkristall, die durch entsprechend stark gekrümmte Spiegel im Resonator kompensiert werden muss. Für die, bei sehr starken thermischen Linsen auftretenden, asphärischen Anteile ist dies nicht mehr möglich [15]. Zudem kommt es beim Überschreiten der Bruchspannung des Kristalls aufgrund der thermischen Ausdehnung letztendlich zu dessen Zerstörung.

Aufgrund der thermischen Problematik bei der Leistungsskalierung von Laserstrahlquellen bei $1,3 \mu\text{m}$ sind auch die bisher veröffentlichten gütegeschalteten Laser bei $1,3 \mu\text{m}$ in ihrer Leistung beschränkt. Die meisten dieser Systeme basieren auf passiver Güteschaltung mit Hilfe eines $\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ -Kristalls als sättigbaren Absorber und liefern mittlere Ausgangsleistungen um 1 W [16, 17, 18, 19]. Mittels aktiver Güteschaltung konnten die höchsten mittleren Ausgangsleistungen und Impulsspitzenleistungen erreicht werden. M. Nittmann realisierte einen ns- Nd:YVO_4 -Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von $4,9 \text{ W}$ und einer Impulsdauer von 11 ns bei einer Repetitionsrate von 15 kHz , was einer Impulsspitzenleistung von 30 kW entspricht [20]. C. Lu erzeugte ebenfalls mit Nd:YVO_4 bei einer Repetitionsrate von 50 kHz eine mittlere Ausgangsleistung von $11,2 \text{ W}$ bei einer Impulsdauer von 60 ns , also eine Impulsspitzenleistung von $3,7 \text{ kW}$ [21].

Die Entwicklung von leistungsstarken modengekoppelten Lasern bei $1,3 \mu\text{m}$ wurde, zusätzlich zur thermischen Problematik, durch das Fehlen von geeigneten Modenkopplungsverfahren bei 1342 nm erschwert. Die passive Modenkopplung mit Hilfe von sättigbaren Halbleiterabsorberspiegeln (SESAM) ist zwar eine gebräuchliche Methode zur Erzeugung ultrakurzer Impulse [22, 23, 24, 25], war aber in der Vergangenheit durch das Fehlen von Halbleiterstrukturen, die sich für den Wellenlängenbereich um $1,3 \mu\text{m}$ eignen, nur eingeschränkt nutzbar [26]. Erst in den letzten Jahren konnte durch die Entwicklung neuer Konzepte für SESAMs bei $1,3 \mu\text{m}$ das Problem behoben werden [26, 27, 28]. Dennoch sind die bisher durch Modenkopplung mit einem SESAM erreichten Leistungen auf $2,3 \text{ W}$ bei einer Impulsdauer von 29 ps beschränkt [29], da bei einer Leistungsskalierung das Auftreten von Q-switch-Modenkopplung und die damit

verbundene Zerstöranfälligkeit des SESAMs immer mehr in den Fokus rücken [30, 31]. Die besten Ergebnisse, im Bezug auf die mittlere Ausgangsleistung, konnten bisher von D. Krennrich mit Hilfe einer modifizierten selbststabilisierenden Form des *additive pulse mode-locking* (APM) mit einer Ausgangsleistung von 4,7 W bei einer Impulsdauer von 7 ps erzielt werden [32]. Ein großer Nachteil ist aber, dass APM eine interferometrische Stabilisierung der Längen beider gekoppelter Resonatoren benötigt.

Als Konsequenz des Fehlens von leistungsstarken Strahlquellen bei 1,3 μm mit guter Strahlqualität sind auch die durch Frequenzkonversion erreichbaren Ausgangsleistungen im sichtbaren Spektralbereich limitiert. Man kann zwar auch bei geringen Ausgangsleistungen der fundamentalen Strahlung durch resonatorinterne Frequenzverdopplung und -verdreifung sehr hohe Effizienzen für den jeweiligen Prozess erreichen, die Ausgangsleistung ist aber dennoch durch die zur Verfügung stehende Leistung der 1,3 μm -Strahlung beschränkt. Die SHG von Dauerstrich-Lasern in den roten Spektralbereich wurde bisher ausschließlich resonatorintern durchgeführt. Dabei konnten mittlere Ausgangsleistungen im Bereich zwischen 1 W und 5 W bei guter Strahlqualität erreicht werden [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39]. Im Fall von gütegeschalteter Strahlung wurden die meisten Ergebnisse ebenfalls mittels resonatorinterner SHG beziehungsweise THG realisiert. Die erreichten mittleren Ausgangsleistungen bei guter Strahlqualität waren dabei für die SHG auf den einstelligen Watt-Bereich beschränkt [20, 40, 41, 42, 43] und für die THG kleiner als 2 W [20, 44, 45]. Da die modengekoppelten Laser bei 1342 nm in ihrer Leistung stark begrenzt sind, gibt es bisher nur sehr wenige Veröffentlichungen, die die Frequenzverdopplung der Strahlung eines solchen Systems beschreiben. Die bisher höchste mittlere Ausgangsleistung im Bezug auf die SHG modengekoppelter Strahlung bei 1,3 μm wurde mit 3 W von D. Krennrich durch externe SHG in periodisch gepoltem KTP bei einer sehr hohen Konversionseffizienz von 80 % erreicht [46].

Es wird deutlich, dass für die Realisierung von Hochleistungslasern bei 1,3 μm und damit auch einer möglichen Steigerung der Ausgangsleistung, der durch Frequenzkonversion erzeugten Strahlung im sichtbaren Spektralbereich, die Entwicklung neuer innovativer Konzepte nötig ist, durch die die bei 1,3 μm auftretenden Limitierungen, wie die starke thermische Linse und die mögliche Zerstörung des Laserkristalls, überwunden werden können.

Das Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung und experimentelle Realisierung von neuen Konzepten zur Leistungsskalierung von Nd-dotierten Lasern bei 1,3 μm . Als Lasermaterial wird dabei Neodym-dotiertes Yttrium Vanadat (Nd:YVO₄) verwendet, dessen ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ -Übergang einer Wellenlänge von 1342 nm entspricht. Nd:YVO₄

verfügt über herausragende spektroskopische Eigenschaften. Vor allem in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission übertrifft dieses Lasermaterial alle anderen gebräuchlichen Festkörpermateriale. Nd:YVO₄ eignet sich aufgrund der relativ langen Lebensdauer des oberen Laserniveaus sehr gut für die Verwendung in gütegeschalteten Lasern. Des Weiteren ermöglicht die Fluoreszenzbandbreite von Nd:YVO₄ die Erzeugung kurzer Pikosekunden-Impulse mit Impulsdauern kleiner 10 ps mittels Modenkopplung.

In dieser Arbeit wird erstmals das Pumpkonzept, das auf der optischen Anregung des Lasers mit einer Laserdiode bei einer Wellenlänge von 888 nm basiert, für die Erzeugung von Laserstrahlung bei 1342 nm in Nd:YVO₄ angewandt. Aufgrund der nur schwach ausgeprägten Absorption bei 888 nm kann die Wärmelast des Kristalls durch die Verwendung eines langen, niedrig-dotierten Nd:YVO₄-Kristalls auf ein größeres Volumen verteilt werden. Ein weiterer Vorteil stellt der um 15 % reduzierte Quantendefekt, im Vergleich zur optischen Anregung bei 808 nm, dar. Durch die optische Anregung bei 888 nm ist es also möglich mit wesentlich höheren Pumpleistungen zu arbeiten, ohne eine Zerstörung des Laserkristalls zu riskieren. Zudem wird durch die Verteilung der Wärmelast die thermisch induzierte Linse erheblich reduziert. Dieses Pumpkonzept wurde von L. McDonagh entwickelt und mit großem Erfolg für die Leistungsskalierung eines 1064 nm-Nd:YVO₄-Lasers ausgenutzt [47].

Um das Pumpkonzept erfolgreich umsetzen zu können, müssen als erstes die thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls unter Pumplichteinstrahlung untersucht werden. Dadurch erhält man eine Abschätzung der im Kristall auftretenden Spannungsintensitäten, wodurch sich eine mögliche Zerstörung des Kristalls durch die thermische Ausdehnung ausschließen lässt. Des Weiteren wird es durch die Kenntnis der Brennweite der thermischen Linse möglich, diese bei der Resonatorplanung zu berücksichtigen. Dazu wird sowohl eine numerische Simulation der Kristalleigenschaften mittels Finite Elemente Analyse als auch eine experimentelle Bestimmung der Brennweite der thermisch induzierten Linse durchgeführt, sowohl mit aktivem Laserprozess bei 1342 nm als auch ohne Laserbetrieb. Die thermische Linse ohne Laserbetrieb ist wichtig, da der Laserresonator auch für diese Brennweite stabil sein muss, um den Laserprozess starten zu können.

Anhand dieser Ergebnisse ist es möglich einen, speziell an die sehr kleinen und zudem stark unterschiedlichen Brennweiten mit und ohne Laserbetrieb, angepassten Resonator für den Dauerstrich-Betrieb zu konzipieren, der sowohl mit als auch ohne Laserbetrieb stabil ist. Zusätzlich wird durch das Resonatordesign gleichzeitig guter Modenüberlapp gewährleistet. Dadurch ist die Entwicklung eines leistungsstarken Dauerstrich-Lasers

bei 1342 nm möglich, der beugungsbegrenzte Strahlung im Gauß'schen Grundmode emittiert. Basierend auf diesem Laser können durch aktive Güteschaltung mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators intensive ns-Impulse erzeugt werden. Dazu wird der Resonator des Dauerstrich-Lasers durch geeignete Modifikationen an die Anforderungen für die Güteschaltung angepasst. Der Laser wird dabei bei Repetitionsraten betrieben, die eine hohe Impulsspitzenleistung gewährleisten, um in der Folge effiziente Frequenzkonversion erreichen zu können.

Zur Erzeugung von ultrakurzen Impulsen bei 1342 nm ergaben sich, durch die Verwendung von kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozessen, eine Reihe neuer vielversprechender Modenkopplungsverfahren, wie zum Beispiel das *nonlinear mirror mode-locking* (NLM) oder Stankov-Modenkopplung [48] und die parametrische Kerrlinsen-Modenkopplung (PKLM) [49]. Ein Vorteil dieser Verfahren ist die Verwendbarkeit bei allen Laserwellenlängen, eine hohe Transmission des nichtlinearen Kristalls für die jeweilige Wellenlänge vorausgesetzt. Bisher wurden damit, aufgrund der bei 1342 nm grundlegenden thermischen Leistungslimitierung, nur mittlere Ausgangsleistungen bis zu 1,4 W erreicht [50, 51]. C. Schäfer demonstrierte 2011 die Realisierung eines 888 nm-gepumpten Hochleistungs-Nd:YVO₄-Lasers bei 1064 nm mittels PKLM [52]. Durch die Überführung dieses Verfahrens zu der Emissionswellenlänge 1342 nm ist es möglich einen leistungsstarken ps-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm zu entwickeln.

Basierend auf den zuvor realisierten Hochleistungs-Nd:YVO₄-Lasern bei 1342 nm kann, für die verschiedenen Betriebsmodi und durch daran angepasste Wahl geeigneter nichtlinearer Materialien, effizient leistungsstarke Strahlung im roten Spektralbereich bei 671 nm durch externe Frequenzverdopplung der 1342 nm-Strahlung erzeugt werden. Für die gütegeschaltete Strahlung wird zusätzlich die dritte Harmonische erzeugt und damit eine Laserstrahlquelle mit hoher Leistung im blauen Spektralbereich bei 447 nm realisiert.



Kapitel 2

Leistungsskalierung diodengepumpter Festkörperlaser bei 1342 nm

Das Ziel dieser Arbeit ist die Leistungsskalierung von Festkörperlaser bei 1,3 μm . Die Hauptlimitierung stellen dabei die thermischen Effekte im Laserkristall aufgrund des Wärmeeintrags durch die absorbierte Pumpleistung dar. Der sehr große Quantendefekt und die zusätzlich auftretende *excited state absorption* (ESA) für Nd-dotierte Festkörperlaser, die den ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ -Übergang bei 1,3 μm ausnutzen, führen zu einem sehr hohen Wärmeeintrag in den Laserkristall. Die starke Erwärmung des Laserkristalls führt dabei zu sehr starken thermischen Linsen im Kristall und bei hohen Pumpleistungen letztendlich zur Zerstörung des Kristalls. Daher waren Festkörperlaser bei 1,3 μm in der Vergangenheit in ihrer Ausgangsleistung beschränkt.

In diesem Kapitel sollen die in dieser Arbeit experimentell realisierten, neuartigen Konzepte beschrieben werden, mit deren Hilfe eine Leistungsskalierung von Festkörperlaser bei 1,3 μm möglich ist. Um zu verdeutlichen warum in den folgenden Experimenten Nd:YVO₄ als Lasermaterial verwendet wird, werden zunächst dessen spektroskopische und thermo-mechanischen Eigenschaften vorgestellt und mit anderen gebräuchlichen Nd-dotierten Lasermaterialien verglichen. Danach werden die Ursachen der thermischen Belastung von Laserkristallen bei Laseremission bei 1,3 μm und deren Auswirkungen im Bezug auf die Leistungsskalierung diskutiert. Durch ein neues Pumpkonzept bei einer Pumpwellenlänge von 888 nm kann eine Reduzierung des Quantendefekts und eine Verteilung der Wärmelast auf ein größeres Volumen erreicht werden. Damit werden höhere Pumpleistungen ohne Zerstörung des Laserkristalls möglich und die Brennweite der thermischen Linse reduziert. Um den Einfluss des neuen Pumpkonzepts auf die

thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls theoretisch vorhersagen zu können, werden numerische Simulationen mittels Finite Elemente Analyse (FEA) durchgeführt. Zusätzlich wird die Brennweite der thermischen Linse des Kristalls, unter den in den späteren Experimenten vorherrschenden Bedingungen, experimentell bestimmt, um eine zuverlässige Berechnung eines geeigneten Resonators zu ermöglichen.

2.1 Das Lasermaterial Nd:YVO₄

In der Regel basieren Festkörperlaser auf einem dielektrischen Wirtsmaterial, in welches laseraktive Ionen als Dotierung eingebracht werden. Dabei kommen häufig Oxide, wie Saphir oder YAG, oder auch Vanadate, wie YVO₄ oder GdVO₄, als Wirtskristall zum Einsatz. Dotiert werden diese mit Vertretern der Seltenen Erden, wie zum Beispiel Nd oder Yb, oder Übergangsmetallen, wie zum Beispiel Ti oder Cr. Die optischen Eigenschaften, wie Absorption und Emission, werden in erster Linie vom Dotierungsion bestimmt. Die mechanischen und thermischen Eigenschaften, wie Bruchspannung und Wärmeleitfähigkeit, werden durch das Wirtsmaterial vorgegeben [20].

Neodym-dotierte Yttrium Vanadate (Nd:YVO₄) erweisen sich aufgrund ihrer spektroskopischen Eigenschaften als besonders geeignet für die optische Anregung mit Diodenlasern. Zum einen überzeugt Nd:YVO₄ durch einen großen Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission, welcher fünf mal so hoch ist als der von Nd:YAG. Zudem besitzt Nd:YVO₄ eine starke breitbandige Absorption bei 808 nm. Durch stetige Weiterentwicklung der Herstellungsverfahren ist es heutzutage möglich sehr große Nd:YVO₄-Kristalle von hervorragender Qualität herzustellen. Dies ermöglicht die optische Anregung mit Laserdioden, unter Verwendung einer longitudinalen Pumpgeometrie. Mit Hilfe der starken Absorption bei 808 nm kann durch das longitudinale Pumpen eine hohe Verstärkung in einem begrenzten Pumpvolumen erreicht werden. Zudem weisen die Vanadat-Kristalle eine natürliche Doppelbrechung auf. Daher ist die Laserstrahlung linear polarisiert in Richtung der außerordentlichen π -Achse. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass dadurch unerwünschte thermisch induzierte Doppelbrechung vermieden wird. Ein weiterer Vorteil ist, dass Nd:YVO₄-Kristalle in Standardgrößen relativ günstig zu erwerben sind. Bei allen Vorteilen stellen die relativ schlechten mechanischen und thermischen Eigenschaften den größten Nachteil von Nd:YVO₄ dar. Nd:YVO₄ weist eine wesentlich geringere Bruchspannung als Nd:YAG auf und besitzt eine geringere Wärmeleitfähigkeit. Dadurch ergibt sich ein niedrigeres Limit, der maximalen absorbierten Pumpleistung in Nd:YVO₄, bevor zu starke thermische Linsen und Ab-

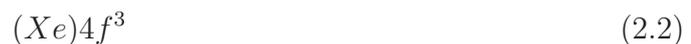
berationen und letztendlich die Zerstörung des Kristalls auftreten. Weitere Informationen zu Nd:YVO₄ finden sich in den Monographien von Haken und Wolf [53], Powell [54] und Kaminskii [55]. Der nächste Abschnitt behandelt zunächst die physikalischen Eigenschaften von Nd:YVO₄, worauf abschließend die laserspezifischen Eigenschaften von Nd:YVO₄ mit den Eigenschaften anderen potentieller Lasermaterialien verglichen werden.

2.1.1 Physikalische Eigenschaften

Neodym gehört zu der Gruppe der Seltenen Erden, genauer gesagt zu der Gruppe der Lanthanoiden. Es besitzt eine Ordnungszahl von 60 und hat daher die folgende Elektronenkonfiguration [53]:



In Xenon sind dabei die ersten drei Elektronenhüllen komplett gefüllt. Die vierte Elektronenhülle hat alle s-, p- und d-Orbitale voll besetzt und besitzt vier f-Elektronen. Die fünfte besitzt komplett gefüllte s- und p-Orbitale und die sechste Elektronenhülle nur zwei s-Elektronen. Die Valenzelektronen, die für die Bindung mit dem Wirtskristall verwendet werden, sind die $4f^4$ - und die $6s^2$ -Elektronen [54]. Bei der Dotierung von YVO₄ mit Neodym wird ein Y³⁺-Ion durch ein Nd³⁺-Ion ersetzt. Dabei lautet die Elektronenkonfiguration des aktiven Laserions Nd³⁺:



Als Absorptions- und Emissionsübergänge, die für den Laserbetrieb verwendet werden, dienen Übergänge zwischen den 4f-Zuständen (4f-4f-Übergänge). Diese stellen einen eigentlich verbotenen Dipolübergang dar, der aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kristallfeld schwach erlaubt ist. Daher weist Nd:YVO₄ eine relativ lange Lebensdauer des oberen Laserniveaus im Bereich um hundert Mikrosekunden auf.

Die drei 4f-Elektronen können sich in unterschiedlichen Zuständen neu anordnen, die in drei Arten von Wechselwirkungen unterteilt sind. Dies resultiert in einer Vielzahl an Energieniveaus (Abbildung 2.1). Die erste und stärkste Wechselwirkung ist die elektrostatische Coulomb-Wechselwirkung zwischen den drei 4f-Elektronen. Diese spaltet die 4f-Zustände um $\sim 10000 \text{ cm}^{-1}$ auf, wie zum Beispiel zwischen den ⁴I- und ⁴F-Niveaus. Jedes dieser Niveaus ist zudem durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Mannigfaltigkeiten mit dem Abstand $\sim 2000 \text{ cm}^{-1}$ aufgeteilt. Dadurch entstehen die Grundniveaus und die unteren Laserniveaus der Laserübergänge (⁴I-Niveaus) sowie die

Pump- und oberen Laserniveaus (4F -Niveaus). Die schwächste Wechselwirkung ist die Wirkung des Kristallfeldes auf die 4f-Zustände. Der sogenannte Stark-Effekt ist, als Folge des Abschirmeffekts der $5s^2$ - und $5p^6$ -Elektronen auf die 4f-Elektronen, die effektiv den Einfluss des lokalen Kristallfeldes einschränken, auf Energieabstände von $\sim 200 \text{ cm}^{-1}$ beschränkt. Zudem ist jede Atomlinie, die zu Übergängen zwischen diesen Niveaus gehört, thermisch verbreitert durch Elektronen-Phonon-Wechselwirkung, wobei die Schwingungszustände des Gitters mit den 4f-Zuständen gekoppelt sind. Aber auch hier schränkt der Abschirmeffekt der äußeren Elektronen die Größenordnung der thermischen Verbreiterung ein, so dass die Übergangslinien bei Raumtemperatur sehr schmal bleiben.

Die Benennung der Zustände folgt der $^{2S+1}L_J$ -Schreibweise. Dabei ist S die Spin-Quantenzahl, L die Drehimpuls-Quantenzahl und J die Gesamtdrehimpuls-Quantenzahl. Daher gehört der Grundzustand $^4I_{9/2}$ zu einem Zustand in dem $S = 3/2$, $L = 6$ und $J = 9/2$ sind. Jedes Niveau ist $(2J + 1)$ -fach entartet, wobei die Quantenzahl m_J Werte von $-J$ bis J in ganzzahligen Schritten annimmt. Die Symmetrie des Kristallfeldes bewirkt zudem, dass Zustände mit gleichem $|m_J|$ die gleiche Energie besitzen. Dadurch spaltet sich jedes $^{2S+1}L_J$ -Niveau in $(2J + 1)/2$ doppelt entartete Unterniveaus auf, weshalb man jedes Unterniveau als einzelnes nicht entartetes Niveau betrachten kann. Daher bestehen der Grundzustand $^4I_{9/2}$, das untere Laserniveau $^4I_{13/2}$ und das obere Laserniveau $^4F_{3/2}$ jeweils aus fünf, sieben und zwei Unterniveaus, wie in Abbildung 2.1 dargestellt.

Der Wirtskristall kann speziell nach seinen physikalischen Eigenschaften und seinem Einfluss auf die spektroskopischen Eigenschaften des Laserions ausgewählt werden. Die Größe des Dotierungsions wird ähnlich der Größe des Atoms, das im Wirtskristall durch dieses ersetzt wird, gewählt. Dadurch werden die Spannungen, die dadurch auf das Gitter ausgeübt werden, reduziert. Zudem wird dadurch eine wesentlich höhere Dotierung mit aktiven Ionen möglich. Für die Leistungsskalierung von Festkörperlasern ist es wichtig, dass dabei harte Materialien, die eine hohe Bruchspannung, hohe thermische Leitfähigkeit, eine geringe Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und hohe optische Transparenz sowie geringe Streuverluste aufweisen, verwendet werden. Diese sollen gleichzeitig einfach und günstig herstellbar sein. Außerdem sind die Effekte der Struktur des Wirtsmaterials auf die Energieniveaus, die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte, die Fluoreszenzlebensdauer und die spektrale Linienbreite des aktiven Ions von großer Bedeutung.

Der Radius von Nd^{3+} ist um 5 % größer als der von Y^{3+} , weshalb hohe Dotierungen zu Kristallen mit hohen Spannungsintensitäten führen. Daher ist es von Vorteil,

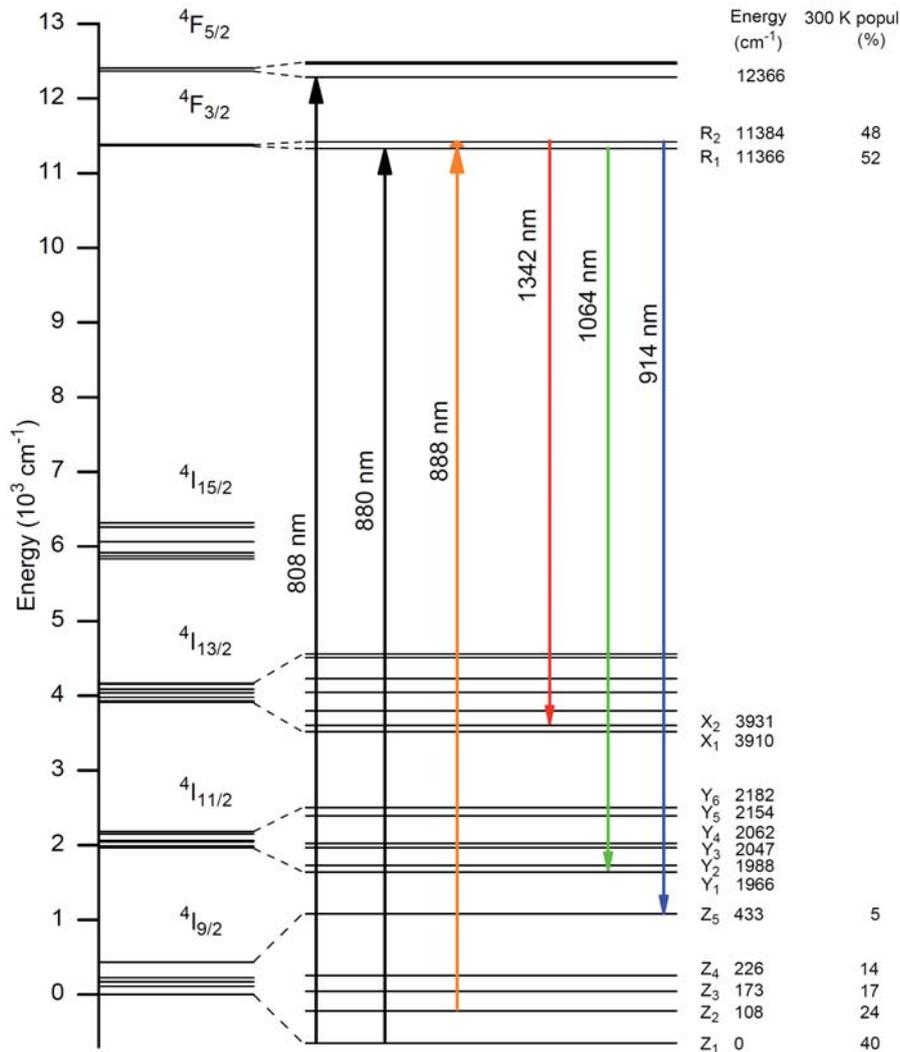


Abbildung 2.1: Energieniveauschema von Nd³⁺ in einem YVO₄ Wirtskristall. Ein-gezeichnet sind die wichtigsten Pump- und Laserübergänge [47].

dass die Absorptionskoeffizienten für die Pumpwellenlängen so groß sind, dass in den meisten Fällen nur Dotierung unter 1 at.% nötig sind. Da das Kristallgitter nur eine Stelle besitzt an der Neodym an Stelle von Yttrium eingesetzt werden kann, sieht jedes Neodymion, aufgrund der Ordnung der Kristallstruktur, dasselbe lokale Feld. Dadurch liegt eine rein homogene Linienverbreiterung vor. Im Gegensatz dazu weisen Wirtskristalle aus Glas eine ungeordnete Struktur und damit unterschiedliche Fehlstellen auf, was zu einer inhomogenen Verbreiterung der Linien führt. In Kristallen von sehr hoher

Qualität, wie zum Beispiel den heutzutage erhältlichen Nd:YVO₄-Kristallen, können die Änderungen der lokalen Felder geringer sein als 0,5 cm⁻¹ [56]. Dies ist wesentlich kleiner als die homogene Verbreiterung der 1064 nm-Emissions-Linie bei Raumtemperatur von 6,9 cm⁻¹ [57].

Üblicherweise wird Nd:YVO₄ wegen seiner hohen Schmelztemperatur von 1810 °C mit Hilfe des Czochralski-Verfahrens in einem Iridium-Schmelztiegel unter einer inaktiven Gas-Atmosphäre gewachsen [58]. Dabei wird ein richtig orientierter Einzelkristall-Keim gedreht und nach und nach aus der Schmelze gezogen, so dass die Kristallisation auf der Oberfläche der Keim-Schmelze auftritt. Optimierte Wachs-Techniken erlauben heutzutage die Herstellung von qualitativ hochwertigen Einkristallstäben bis zu einer Höhe von 50 mm. Obwohl so 50 mm lange Kristalle hergestellt wurden, sind heute kommerziell Kristalle einer Länge von 30 mm erhältlich, die eine hohe homogene Qualität aufweisen [59].

2.1.2 Spektroskopische und thermo-mechanische Eigenschaften

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wie sich die Wahl des verwendeten Dotierungsions und Wirtsmaterials sowohl auf die spektroskopischen als auch auf die thermo-mechanischen Eigenschaften des daraus resultierenden laseraktiven Materials auswirkt. Anhand dieser Eigenschaften soll ein Vergleich zwischen Nd:YVO₄ und den gebräuchlichsten ebenfalls Nd-dotierten Wirtsmaterialien, Nd:YAG und Nd:GdVO₄, durchgeführt werden. Dadurch wird deutlich, warum in den folgenden Experimenten zur Leistungsskalierung von Festkörperlasern bei 1,3 μm Nd:YVO₄ verwendet wird.

Dazu sind in Tabelle 2.1 die wichtigsten Materialparameter für die drei zu vergleichenden laseraktiven Materialien aufgetragen. Da diese Arbeit auf die Realisierung eines Lasersystems abzielt, das Strahlung bei einer Wellenlänge von 1,3 μm emittiert, kommen als laseraktive Medien nur Nd-dotierte Wirtsmaterialien in Frage, weil die Wellenlänge der Laserübergänge hauptsächlich durch die Wahl des Dotierungsions vorgegeben wird. Dabei entspricht der ⁴F_{3/2} → ⁴I_{13/2}-Übergang bei Nd:YVO₄ und Nd:GdVO₄ einer Emissionswellenlänge von 1342 nm und bei Nd:YAG einer Emissionswellenlänge von 1319 nm.

Der Vergleich der thermo-mechanischen Eigenschaften zeigt zum einen, dass Nd:YAG eine wesentlich höhere Bruchspannung aufweist als die anderen beiden Materialien. Die Bruchspannung liegt dabei für Nd:YAG zwischen 220 und 270 MPa und für Nd:YVO₄ und Nd:GdVO₄ fast identisch bei ca. 50 MPa. Dies führt dazu, dass Nd:YAG mit einer



Material	Nd:YVO ₄	Nd:GdVO ₄	Nd:YAG
Kristallstruktur	tetragonal [60], uniaxial	tetragonal [61], uniaxial	kubisch [60], isotrop
Gitterkonstante [Å]	7, 12 (a) 6, 29 (c) [60]	7, 21 (a) 6, 35 (c) [61]	12, 008 (a) [62]
Thermische Leitfähigkeit [W/(m·K)]	5, 1 (a) 5, 23 (c) [65]	11, 7 [63]	13 [64]
Thermischer Ausdehnungs- koeffizient [10 ⁻⁶ /K]	4, 4 (a) 11, 4 (c) [66]	1, 5 (a) 7, 3 (c) [61]	6, 9 [66]
dn/dT [10 ⁻⁶ /K]	8, 3 (a) 3, 0 (c) [66]	6, 9 (a) 4, 6 (c) [67]	7, 3 [11]
Bruchspannung [MPa]	51 [11]	50 [11]	220 – 270 [11]
Fluoreszenzlebensdauer bei 1 at.% [μs]	100 [60]	90 [68]	220 [60]
Laserwellenlänge [nm]	1342	1342	1319
Wirkungsquerschnitt der stim. Emission [10 ⁻¹⁹ cm ⁻¹]	4, 5 (c) [69]	1, 8 (c) [69]	1, 0 [55]
Fluoreszenzbandbreite [GHz]	230 [66]	360 [68]	190 [66]

Tabelle 2.1: Materialparameter für verschiedene laseraktive Materialien.

wesentlich höheren Pumpleistung angeregt werden kann, bevor es zu einer Zerstörung der Kristalls aufgrund der thermisch induzierten Spannungen kommt. Zudem weist Nd:YAG die höchste thermische Leitfähigkeit auf, gefolgt von Nd:GdVO₄ und Nd:YVO₄. Die thermische Leitfähigkeit führt dazu, dass der im Kristall deponierte Wärmeeintrag besser abgeführt werden kann und dadurch geringere Spannungen und Brechungsindexgradienten auftreten, die zu einer thermischen Linse führen.

In Bezug auf diese thermisch induzierte Linse, die eine wichtige Rolle bei der Leistungsskalierung von Lasern spielt, ist die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex dn/dT und der thermische Ausdehnungskoeffizient von Bedeutung. Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex ist für die c-Achse (da Nd:YVO₄-Laser in der Regel in Richtung der c-Achse polarisiert sind) von Nd:YVO₄ mit einem dn/dT von $3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ am geringsten, für Nd:GdVO₄ liegt dieser Wert mit $4,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ etwas höher und für Nd:YAG ist dn/dT mit einem Wert von $7,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ mehr als doppelt so hoch wie für Nd:YVO₄. Nd:YVO₄ weist den höchsten thermischen Aus-

dehnungskoeffizienten auf. Daher wird die Linsenwirkung, die durch die Wölbung der Kristalloberflächen aufgrund der thermischen Ausdehnung erzeugt wird, in Nd:YVO₄ am größten sein. Diese spielt jedoch bei dem in dieser Arbeit verwendeten Pumpkonzept nur eine untergeordnete Rolle. Dies bedeutet, dass bei Verwendung von Nd:YAG zwar sehr hohe Pumpleistungen möglich sind bis es zu einer Zerstörung des Kristalls kommt, aber früher starke thermische Linsen auftreten, die nichtsphärische Anteile aufweisen und somit mittels Anpassung des Resonators nicht mehr zu kompensieren sind.

Die nichtsphärischen Anteile der thermischen Linse entstehen durch eine nicht homogene räumliche Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung, zum Beispiel im Falle eines Gaußprofils [1]. Dieses weist im Zentrum des Kristalls eine höhere Intensität auf als in den äußeren Bereichen. Die Brennweite der thermischen Linse ist für Bereiche in denen eine höhere Intensität der absorbierten Pumpstrahlung vorliegt stärker als in den Bereichen geringer Intensität. Daher ist die Brennweite der thermischen Linse im Zentrum des Kristalls kleiner als in den äußeren Bereichen. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass das thermisch induzierte parabolische Brechungsindexprofil noch Terme höherer Ordnung enthält.

Mit Hilfe des in der Folge vorgestellten Pumpkonzepts sollte für jedes dieser drei Lasermaterialien eine zerstörungsfreie Leistungsskalierung zu Pumpleistungen im Bereich um 100 W möglich sein. Daher gilt es ein Lasermaterial zu wählen, welches eine geringere Tendenz zur Bildung einer thermischen Linse besitzt. Dies spricht für eine Verwendung von Nd:YVO₄, da dieses das kleinste dn/dT aufweist.

Betrachtet man die spektroskopischen Eigenschaften der drei verschiedenen Lasermaterialien, so fällt vor allem der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission ins Gewicht. Dabei weist Nd:YVO₄ den mit Abstand höchsten Wert von $\sigma_e = 4,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-1}$ auf. Nd:GdVO₄ und Nd:YAG besitzen nur Werte von $\sigma_e = 1,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-1}$ und $\sigma_e = 1,0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-1}$. Das bedeutet, dass mit Nd:YVO₄ sowohl eine geringere Schwellpumpleistung als auch eine höhere Ausgangsleistung zu erwarten ist. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus, die hier für eine Dotierung von 1 at.% angegeben ist. Diese gibt Aufschluss darüber, wie lange die Inversion im oberen Laserniveau gespeichert werden kann. Dies spielt vor allem für gütegeschaltete Laser eine Rolle, da dadurch eine Untergrenze der sinnvoll verwendbaren Repetitionsraten gesetzt ist. Das bedeutet, dass für Pumpzeiten, die im Bereich der Lebensdauer des oberen Laserniveaus liegen, Verluste durch spontane Emission auftreten, weshalb der Aufbau der Inversion ab einer gewissen Repetitionsrate in Sättigung geht. Diesbezüglich weist Nd:YAG, mit einer

doppelt so hohen Lebensdauer, für den gütegeschalteten Betrieb bei kleinen Repetitionsraten die besseren Eigenschaften als Nd:YVO₄ und Nd:GdVO₄ auf. Die letzte spektroskopische Größe, die betrachtet werden soll, ist die Fluoreszenzbandbreite bei 1,3 μm . Je größer diese ist, desto kürzer sind die durch Modenkopplung möglichen Impulsdauern aufgrund des Zeit-Bandbreite-Produkts. Nd:GdVO₄ besitzt die größte Fluoreszenzbandbreite von 360 GHz. Nd:YVO₄ und Nd:YAG weisen mit 230 GHz und 190 GHz kleinere Fluoreszenzbandbreiten auf.

Man sieht, dass in Hinblick auf die spektroskopischen Eigenschaften alle drei Lasermaterialien ihre individuellen Vor- und Nachteile aufweisen. Letztendlich gibt jedoch eindeutig der sehr hohe Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission den Ausschlag für die Verwendung von Nd:YVO₄, da dieses auch für die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveau und die Fluoreszenzbandbreite ausreichend gute Werte aufweist, um die erwünschten Ergebnisse erzielen zu können.

Nd:YVO₄ erweist sich also sowohl im Bezug auf die thermo-optischen Eigenschaften als auch besonders im Bezug auf die spektroskopischen Eigenschaften als geeignetes Lasermaterial für die Realisierung eines Hochleistungslasers bei 1,3 μm . Die Wahl von Nd:YVO₄ als laseraktivem Material wurde zudem dadurch begünstigt, dass die Kristalle, wie auch Nd:YAG und Nd:GdVO₄, in herausragender reproduzierbarer Qualität in den benötigten Längen kommerziell zu erschwinglichen Preisen verfügbar sind.

2.2 Thermische Eigenschaften von Nd:YVO₄

Eine hohe Hürde bei der Leistungsskalierung diodengepumpter Festkörperlaser stellt die bei hohen Pumpleistungen starke thermisch induzierte Linse und die letztendlich auftretende Zerstörung des Laserkristalls dar. Daher ist es notwendig, nachdem im vorherigen Abschnitt die physikalischen, spektroskopischen und thermo-mechanischen Eigenschaften von Nd:YVO₄ vorgestellt wurden, in diesem Abschnitt die auftretenden thermischen Effekte in Nd:YVO₄ genauer zu beleuchten.

2.2.1 Thermische Effekte in Laserkristallen

Aufgrund der Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserphoton, dem sogenannte Quantendefekt, wird bei der optischen Anregung von Laserkristallen ein Teil der Energie des Pumpphotons in Wärme umgewandelt. Aus der Erwärmung des Laserkristalls resultieren im wesentlichen folgende Effekte [70]:

- (i) Für Materialien mit temperaturabhängigem Brechungsindex ($\frac{dn}{dT} \neq 0$) bildet sich ein thermisch induziertes Brechungsindexprofil aus. Dieses wiederum wirkt auf das Licht wie eine Linse.
- (ii) Vor allem bei longitudinal gepumpten Festkörperlaser wird ein Großteil der Wärme direkt an der gepumpten Oberfläche erzeugt. Die dadurch induzierten Spannungen im Material verursachen nach dem Hookeschen Gesetz eine Ausdehnung entlang der optischen Achse des Pumplichts und damit eine Wölbung der Oberfläche. Der Laserkristall wird dadurch zu einer dicken Linse.
- (iii) Thermisch induzierte Spannungen können eine Änderung des Brechungsindex hervorrufen und damit ebenfalls eine wie in (i) beschriebene Linsenwirkung. Dieser Effekt ist aber im Allgemeinen klein gegenüber (i) und (ii) und wird daher im Folgenden vernachlässigt.
- (iv) Das in (i) beschriebene Brechungsindexprofil verursacht optische Doppelbrechung. Dieser Effekt ist vor allem für ursprünglich optisch isotrope Materialien von Bedeutung. Bei Materialien mit natürlicher Doppelbrechung wie Nd:YVO₄ ist er jedoch vernachlässigbar klein.
- (v) Werden die kristallinternen Spannungen zu groß, so kommt es zu einem Bruch des Materials. Ein auf der Oberfläche des Materials befindlicher Mikroriss kann durch thermisch induzierte Spannungen vergrößert werden. Hierbei ist vor allem die Differenz der Spannungen an der Kristalloberfläche von Bedeutung, deren Maximum als Spannungsintensität bezeichnet wird. Übersteigt die Spannungsintensität einen materialspezifischen Grenzwert, so dringt der Riss immer weiter in das Innere des Kristalls ein und zerstört diesen. Ist die thermische Oberflächenbelastung unterhalb der Bruchgrenze kommt es erst dann zu einem Bruch, wenn der Betrag der Gesamtspannung, die sich aus der vektoriellen Summe ihrer Komponenten ergibt, die materialspezifische Spannungsbruchgrenze erreicht hat.

2.2.2 Thermische Belastung in Nd:YVO₄ für Laseremission bei 1342 nm

Um die Ursachen der thermischen Belastung in Nd:YVO₄ detaillierter zu untersuchen, gilt es sich das Energieniveauschema von Nd³⁺ in einem YVO₄-Wirtskristall genauer anzuschauen. Dieses ist dazu in vereinfachter Darstellung in Abbildung 2.2 gezeigt. Der Laserprozess in Nd:YVO₄ kann durch ein 4-Niveau-System beschrieben werden. Die meisten diodengepumpten Nd:YVO₄-Laser werden bei einer Wellenlänge von 808 nm gepumpt, da hier das Maximum der Absorption erreicht wird. Aufgrund der Ener-

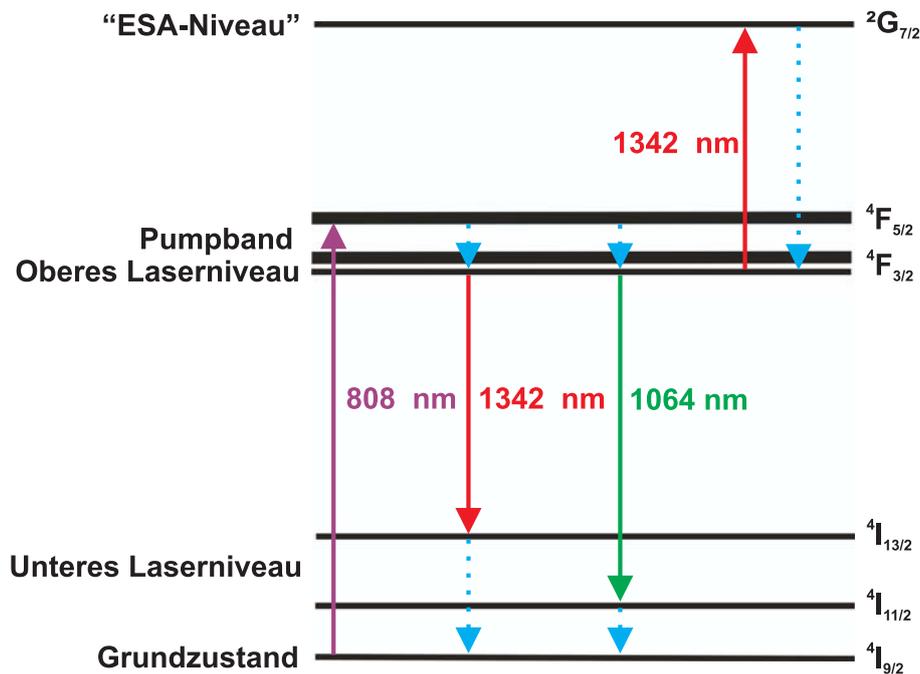


Abbildung 2.2: Vereinfachtes Energieniveauschema von Nd³⁺ in einem YVO₄-Wirtskristall.

giedifferenz zwischen Pump- und Laserphoton kommt es zu einem Wärmeeintrag in den Laserkristall, den sogenannten Quantendefekt. Dieser wird in Form der schnellen nichtstrahlenden Übergänge (blau gestrichelt dargestellt) vom Pumpband ins obere Laserniveau und vom unteren Laserniveau zurück in den Grundzustand verursacht. Der Quantendefekt kann wie folgt berechnet werden:

$$\eta_q = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \quad (2.3)$$

Dabei steht λ_P für die Wellenlänge der Pumpquelle und λ_L für die Laserwellenlänge.

Betrachtet man sich das 4-Niveau-System für den stärksten Laserübergang von Nd:YVO₄ bei 1064 nm, so erkennt man, dass die Energie, die in den nichtstrahlenden Übergängen verloren geht, relativ gering ist. Es ergibt sich ein Quantendefekt von $\eta_{q,1064} = 0,24$. Der nichtstrahlende Übergang vom unteren Laserniveau in den Grundzustand ist für den in dieser Arbeit verwendeten Übergang bei 1342 nm viel energiereicher als bei 1064 nm. Der Quantendefekt ist aus diesem Grund bei 1342 nm mit einem Wert von $\eta_{q,1342} = 0,4$ um ca. 70 % höher als bei 1064 nm. Das heißt 40 % der im Laserkristall absorbierten Pumpleistung steht aufgrund des Quantendefekts nicht für den Laserprozess zur Verfügung, sondern führt zu einem signifikanten Wärmeeintrag in den Kristall.

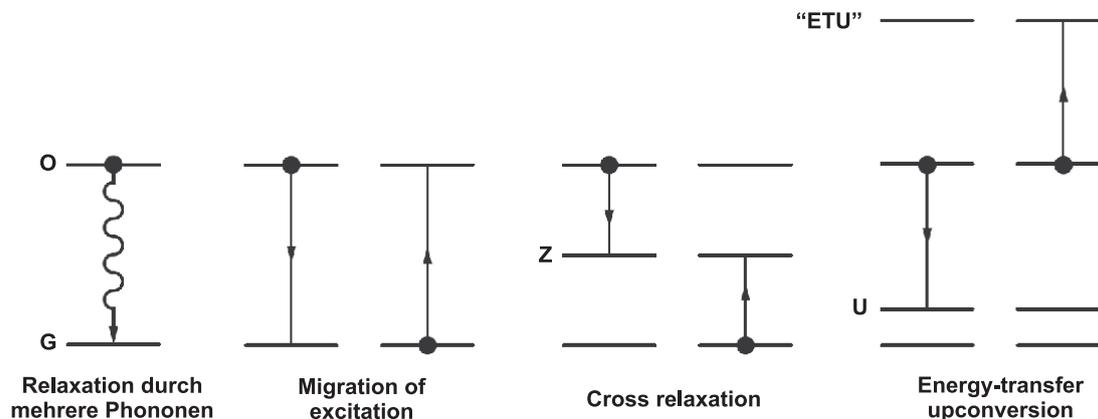


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der verschiedenen Effekte, die in einem Wärmeeintrag in den Kristall resultieren [47].

Zu diesem sehr großen Quantendefekt kommt zusätzlich noch der Effekt der sogenannten excited state absorption (ESA) hinzu. Dabei wird die erzeugte Laserstrahlung bei 1342 nm reabsorbiert und führt zur Anregung von Atomen aus dem oberen Laserniveau ${}^4F_{3/2}$ in das energetisch höher gelegene ${}^2G_{7/2}$ -Niveau. Dieser Effekt führt zum einen zur Verringerung der Besetzungsinversion, da das obere Laserniveau entleert wird, und zum anderen zu einer Reduzierung der resonatorinternen Laserstrahlung aufgrund der Absorption. Zudem führt die ESA durch den nichtstrahlenden Übergang zurück ins obere Laserniveau zu einer zusätzlichen Erwärmung des Laserkristalls.

Im Fall von aktivem Laserbetrieb kann man näherungsweise davon ausgehen, dass das obere Laserniveau ausschließlich durch die stimulierte Emission entleert wird. Ohne aktiven Laserprozess können aber weitere Effekte auftreten, die zu einer Entleerung des oberen Laserniveaus führen und letztendlich durch nichtstrahlende Übergänge einen Beitrag zum Wärmeeintrag in den Kristall liefern (siehe Abbildung 2.3). Zu diesen Effekten zählen die Relaxation durch mehrere Phononen, die *migration of excitation*, die *cross relaxation* oder auch *self-quenching* und die *energy-transfer upconversion* (ETU). Der wichtigste Prozess ist hierbei die ETU oder auch Auger-Upconversion. Die ETU findet zwischen zwei Ionen statt, die ins obere Laserniveau angeregt wurden. Dabei gibt das eine Ion seine Energie durch eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung an das benachbarte Ion ab, welches dann weiter in ein höheres Niveau angeregt wird. Die Relaxation aus dem höheren ETU-Niveau in das obere Laserniveau und dem unteren Laserniveau in

den Grundzustand erfolgt nun nichtstrahlend und resultiert somit in einem Wärmeeintrag in den Kristall. Zudem führt die ETU zusätzlich zu einer Verringerung der Besetzungsinversion.

Die übrigen Effekte tragen alle nur sehr schwach zum Wärmeeintrag in den Kristall bei. Relaxation durch mehrere Phononen ist für das obere Laserniveau sehr unwahrscheinlich und kann damit vernachlässigt werden. Bei der *migration of excitation* gibt ein angeregtes Ion seine Energie durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung an ein benachbartes Ion weiter und relaxiert dabei in den Grundzustand. Dadurch wird das andere beteiligte Ion aus dem Grundzustand in das obere Laserniveau angeregt. Dies geschieht solange bis die Energie an ein Farbzentrum oder eine Fehlstelle im Kristall weitergegeben wird, welches durch einen nichtstrahlenden Übergang relaxiert (*excitation trapping*). Beim *self-quenching* verhält es sich ähnlich. Durch eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung relaxiert ein angeregtes Ion in das Zwischenniveau ${}^4I_{15/2}$, wodurch ein benachbartes Ion aus dem Grundzustand in dasselbe Zwischenniveau angeregt wird. Aus diesem Niveau tritt dann nichtstrahlende Relaxation in den Grundzustand auf. Die Stärke dieser beiden Effekte hängt sehr stark von der Dotierungskonzentration des Lasermaterials ab, da sie eine Wechselwirkung zwischen benachbarten Ionen ausnutzen. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Dotierungskonzentration von 0,5 at.% treten diese Effekte nur noch sehr schwach auf. Eine Kombination dieser beiden Effekte resultiert im sogenannten Konzentrations-Quenching. Dies führt für hohe Dotierungskonzentrationen zu einer geringeren Lebensdauer des oberen Laserniveaus und einem nicht zu vernachlässigenden Wärmeeintrag in den Kristall.

Um nun eine allgemeine Aussage über die Größe des Wärmeeintrags in den Kristall treffen zu können, wird die fraktionale thermische Last η_h eingeführt. Diese gibt den Anteil der Pumpleistung an, der zu einer Erwärmung des Kristalls führt $\eta_h = P_{Wärme}/P_P$. Diese berücksichtigt neben dem Quantendefekt auch andere Einflüsse, wie zum Beispiel im Falle des 1342 nm-Übergangs die ESA. Zudem ermöglicht diese Größe auch eine Aussage über die thermische Belastung bei Pumplichteinstrahlung ohne aktiven Laserbetrieb zu treffen. Für Laserbetrieb bei 1064 nm, 1342 nm und ohne Laserbetrieb ist die fraktionale thermische Last wie folgt definiert [14]:

$$\eta_{h,1064} = 1 - \eta_P \left((1 - \eta_L)(1 - \beta) \frac{\lambda_P}{\lambda_F} + \eta_L \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \right) \quad (2.4)$$

$$\eta_{h,1342} = 1 - \eta_P \left((1 - \eta_L)(1 - \beta) \frac{\lambda_P}{\lambda_F} + \eta_L \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_{ESA}} \right) \quad (2.5)$$

$$\eta_{h,ohne} = 1 - \eta_P (1 - \beta) \frac{\lambda_P}{\lambda_F} \quad (2.6)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{1/\tau_o - 1/\tau_S}{1/\tau_o}. \quad (2.7)$$

Dabei ist η_P die Pumpquanteneffizienz und gibt den Anteil der Pumpleistung an, der zur Besetzung des oberen Laserniveaus beiträgt. Diese kann für Nd:YVO₄ mit $\eta_P = 1$ genähert werden [71]. η_L wird aus dem Überlapp zwischen der Lasermode und Pumpmode berechnet und wird für die folgenden Berechnungen ebenfalls mit 1 genähert. β gibt den Anteil der angeregten Ionen im oberen Laserniveau an, die durch einen nichtstrahlenden Übergang relaxieren, wodurch die zuvor beschriebenen Verlustmechanismen, wie die ETU und das Konzentrations-Quenching, berücksichtigt werden. τ_o ist dabei die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, die stark von der Dotierungskonzentration des Kristalls abhängt, und τ_S die Strahlungslebensdauer, also die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, wenn dieses nur durch spontane Emission entleert würde. λ_F ist die mittlere Fluoreszenzwellenlänge von Nd:YVO₄, welche bei 1032 nm liegt [72], σ_e der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission bei 1342 nm und σ_{ESA} der Wirkungsquerschnitt der ESA bei 1342 nm.

Aus den getätigten Näherungen ergeben sich folgende vereinfachte Ausdrücke für die fraktionale thermische Last:

$$\eta_{h,1064} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \quad (2.8)$$

$$\eta_{h,1342} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_{ESA}} \quad (2.9)$$

$$\eta_{h,ohne} = 1 - (1 - \beta) \frac{\lambda_P}{\lambda_F} \quad (2.10)$$

Für eine Pumpwellenlänge von 808 nm und einen 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall ergeben sich daraus folgende Werte:

$$\eta_{h,1064} = 0,24 \quad (2.11)$$

$$\eta_{h,1342} = 0,46 \quad (2.12)$$

$$\eta_{h,ohne} = 0,35 \quad (2.13)$$

Dabei sind $\sigma_e = 4,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ [69], $\sigma_{ESA} = 0,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ [69], $\tau_o = 100 \mu\text{s}$ [47] und $\tau_S = 120 \mu\text{s}$ [14].

Wie man sieht, ist die fraktionale thermische Last für den 1064 nm-Laserbetrieb wesentlich geringer als ohne Laserbetrieb. Dies spiegelt sich darin wieder, dass die thermische Belastung bei einsetzendem Laserbetrieb bei 1064 nm geringer wird. Dies ist, trotz des etwas größeren Quantendefekts im Vergleich zur mittleren Fluoreszenzwellenlänge, der Fall, weil die Relaxation aus dem oberen Laserniveau ohne Laserbetrieb auch nichtstrahlend, zum Beispiel durch die ETU, stattfinden kann. Dies führt dann zu einer zusätzlichen Erwärmung des Kristalls.

Für Laserbetrieb bei 1342 nm kann diese zusätzliche Erwärmung ohne Laserbetrieb den sehr großen Quantendefekt nicht kompensieren. Die zusätzlich auftretende ESA verstärkt die thermische Belastung des Kristalls im Vergleich zum reinen Quantendefekt noch einmal um 15 %. Daher ist für dieses Beispiel die fraktionale thermische Last mit Laserbetrieb bei 1342 nm um mehr als 30 % größer als ohne Laserbetrieb.

Aus diesen Betrachtungen der thermischen Belastung eines Nd:YVO₄-Kristalls unter Pumplichteinstrahlung bei 808 nm lassen sich nun drei signifikante Punkte, die sich dadurch für den 1342 nm Laserbetrieb ergeben, herausheben:

(i) Aus der sehr starken thermischen Belastung resultieren sehr große kristallinterne Spannungen. Dadurch kann die Bruchspannung des Kristalls überschritten werden, was zur Zerstörung des Kristalls führt. Dieser Punkt wirkt sich sehr stark einschränkend auf die verwendbaren Pumpleistungen und damit auf die Leistungsskalierung von Lasern bei 1342 nm aus.

(ii) Durch den großen Wärmeeintrag wird eine sehr starke thermische Linse induziert, die schwer zu kompensieren ist. Mit der Kompensation einer so starken thermischen Linse geht auch immer eine Verkleinerung des Stabilitätsbereichs des Laserresonators einher.

(iii) Der große Unterschied des Wärmeeintrags mit und ohne Laserbetrieb erschwert zusätzlich die Berechnung eines stabilen Resonators, da der Laser auch ohne Laserbetrieb stabil sein muss, um starten zu können. Dies gilt im Speziellen, wenn der Laser durch Modenanpassung in den transversalen Grundmode gezwungen werden soll.

Es wird deutlich, dass ohne die Entwicklung neuer Konzepte eine Leistungsskalierung von 1342 nm-Lasern, aufgrund des starken Wärmeeintrags in den Laserkristall bei 1342-Laserbetrieb, nicht möglich ist.

2.3 Optimierte Anregung bei 888 nm

Die Diskussionen im vorherigen Abschnitt ergaben, dass es für eine Leistungsskalierung von 1342nm-Lasern unabdingbar ist neue Konzepte zu entwickeln, die die zuvor erwähnten Probleme beseitigen beziehungsweise helfen damit umzugehen. Dieser Abschnitt behandelt ein neues Pumpkonzept, basierend auf der Verwendung von Laserdioden mit einer Pumpwellenlänge von 888 nm. Dieses wurde von L. McDonagh entwickelt und für die Leistungsskalierung von 1064 nm-Lasern angewandt [47]. Nach einer Beschreibung der Vor- und Nachteile der gebräuchlichen optischen Anregung bei 808 nm wird das neue Pumpkonzept mit einer Pumpwellenlänge von 888 nm vorge-

stellt. Abschließend folgt eine Charakterisierung der, in den Experimenten verwendeten, Pumpdiode.

2.3.1 Anregung bei 808 nm

Um die Vorteile einer Anregung bei 888 nm besser herausstellen zu können, werden zuerst die Vor- und Nachteile der konventionellen Anregung bei einer Pumpwellenlänge von 808 nm dargestellt. Dazu ist das Absorptionsspektrum eines Nd:YVO₄-Kristalls mit einer Nd-Dotierung von 1 at.% für parallel zur a- und c-Achse polarisiertes Licht und einen Wellenlängenbereich von 800 nm bis 900 nm in Abbildung 2.4 aufgetragen. Die Absorption bei 808 nm entspricht einer Anregung aus dem Grundzustand $^4I_{9/2}$ in das Pumpniveau $^4F_{5/2}$. Bei dieser Anregung wird der maximale Absorptionskoeffizient von $\alpha = 34 \text{ cm}^{-1}$ für Licht das parallel zur c-Achse polarisiert ist erreicht. Licht, das parallel zur a-Achse polarisiert ist, erfährt hingegen eine nur halb so starke Absorption. Die Absorption ist in diesem Fall also stark polarisationsabhängig. Eine weitere erwähnenswerte Absorptionslinie befindet sich bei 880 nm und entspricht einer Anregung aus dem Grundzustand direkt in das obere Laserniveau $^4F_{3/2}$. Bei dieser

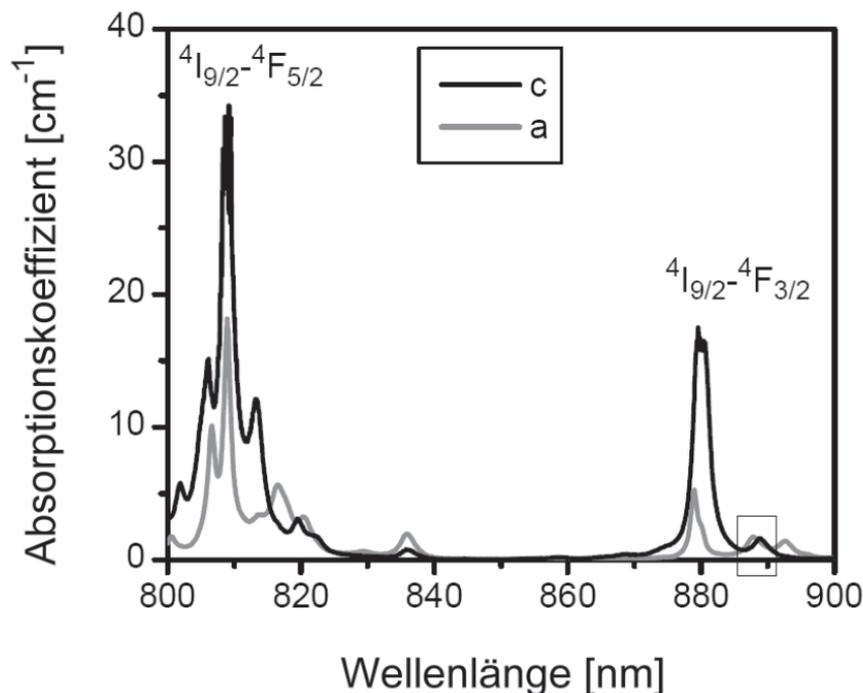


Abbildung 2.4: Absorptionsspektrum von Nd:YVO₄ (Dotierung 1 at.%) für parallel zur a- und c-Achse polarisierte Strahlung im Bereich von 800 nm bis 900 nm [47].

Wellenlänge ist die Absorption für Licht parallel zur c-Achse um einen Faktor 2 kleiner als für Anregung bei 808 nm und weist eine noch stärkere Polarisationsabhängigkeit auf. Des Weiteren ist die schwache Absorption um 888 nm erkennbar. Auf diese wird im nächsten Abschnitt detailliert eingegangen.

Die Vorteile einer Anregung bei 808 nm liegen darin, dass man bei Verwendung kurzer Laserkristalle von einigen Millimetern Länge auf einer relativ kurzen Distanz eine hohe Absorption der eingestrahnten Pumpstrahlung erreichen kann. Dies erlaubt, trotz relativ geringer Pumpleistungen, durch das Fokussieren der Pumpstrahlung auf kleine Radien, die Realisierung effizienter Laserstrahlquellen. Zudem sind Strahlquellen bei 808 nm standardmäßig von guter Qualität zu günstigen Preisen verfügbar.

Bei der Realisierung von Hochleistungslasern stößt man bei einer Pumpwellenlänge von 808 nm aber schnell an die Grenze des Möglichen. Aufgrund der sehr hohen Absorption auf kurzer Distanz kommt es bei höher werdenden Pumpleistungen zu sehr starken thermischen Linsen mit asphärischen Anteilen, die nicht mehr mit Hilfe eines geeigneten Resonatordesigns ausgeglichen werden können. Die endgültige Grenze stellt aber die Zerstörschwelle des Laserkristalls dar, die bei der starken Absorption auf kleinem Volumen schnell erreicht wird, da der Großteil der absorbierten Leistung in der unmittelbaren Umgebung der Endfacette absorbiert wird. Ein weiterer wichtiger Nachteil ist die polarisationsabhängige Absorption bei 808 nm. Bei Verwendung von teilweise polarisierten Pumpstrahlquellen kann es dadurch zu einer Änderung der absorbierten Leistung durch Beeinflussung der Polarisation, zum Beispiel durch mechanisches Biegen der Pumpfaser, kommen. Die optische Anregung mit einer polarisierten Strahlquelle kann dem zwar entgegenwirken, dies schließt aber die Führung der Strahlung des Diodenlasers zum Laserkristall in langen Multimodefasern aus, da diese eine Depolarisation des Pumplichts bewirken.

2.3.2 Anregung bei 888 nm

In Abbildung 2.5 ist links der in Abbildung 2.4 mit einem rechteckigen Kasten markierte Abschnitt vergrößert dargestellt zu sehen. Man erkennt, dass der Absorptionskoeffizient im Wellenlängenbereich um 888 nm, bei derselben Dotierungskonzentration von 1 at.%, um eine Größenordnung kleiner ist als für eine Wellenlänge von 808 nm. Zudem ist die Absorption für die beiden unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Lichts nahezu gleich. Dieser Effekt verstärkt sich noch dadurch, dass das optische Spektrum einer üblichen Pumpdiode eine nicht zu vernachlässigende spektrale Breite aufweist. In Abbildung 2.5 ist daher rechts die Faltung des Absorptionsspektrums mit

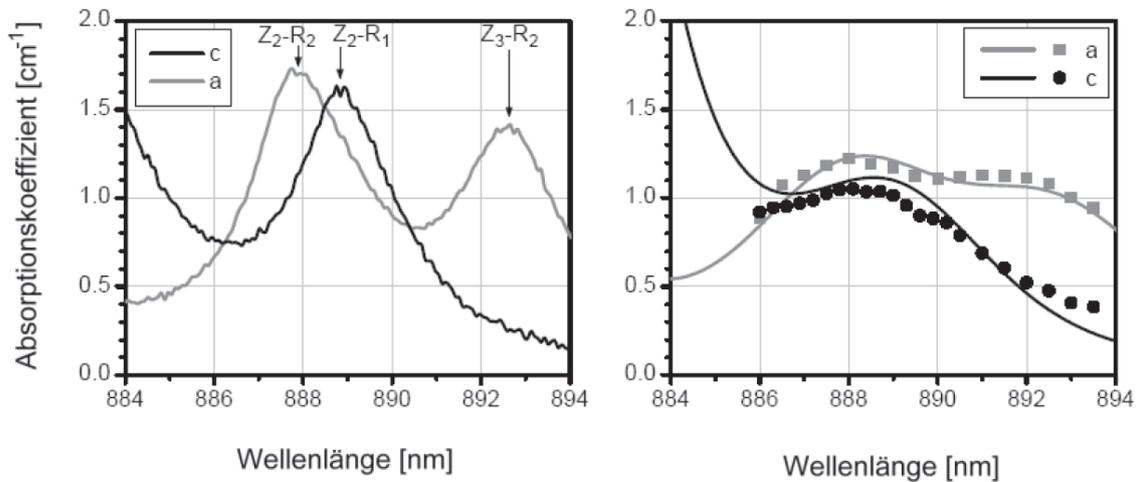


Abbildung 2.5: Links: Ausschnitt des Nd:YVO₄-Absorptionsspektrums. Rechts: Ergebnis einer Faltung des Absorptionsspektrums mit einem 3,5 nm (FWHM) breiten gaußförmigen Diodenlaserspektrum sowie Messwerte des effektiven Absorptionskoeffizienten einer 3,5 nm (FWHM) Diode in Abhängigkeit der Schwerpunktwellenlänge [47].

einem 3,5 nm (FWHM) breiten gaußförmigen Diodenlaserspektrum sowie Messwerte des effektiven Absorptionskoeffizienten einer 3,5 nm (FWHM) Diode in Abhängigkeit der Schwerpunktwellenlänge aufgetragen. Man sieht deutlich, dass durch die relativ große spektrale Breite einer solchen Pumpdiode von einigen Nanometern ein relativ breiter Wellenlängenbereich nahezu konstanter polarisationsunabhängiger Absorption entsteht.

Aufgrund dieses Absorptionsverhaltens um 888 nm ist es möglich eine wesentlich höhere Menge an Pumpleistung in einem Laserkristall zu deponieren. Abbildung 2.6 zeigt links das herkömmliche Prinzip für einen longitudinal bei 808 nm angeregten Festkörperlaser. Die Pumpleistung wird sehr scharf in den Kristall fokussiert und aufgrund der starken Absorption auf kürzester Strecke absorbiert. Dadurch sind, ohne eine Zerstörung des Kristalls zu riskieren, nur geringe Pumpleistungen möglich. Auf der rechten Seite ist das Prinzip der Anregung bei 888 nm dargestellt. Dabei wird die Pumpstrahlung auf einen großen Durchmesser in einen langen niedrig-dotierten Kristall fokussiert. Aufgrund der schwachen Absorption und dem großen Strahlradius der Pumpstrahlung wird die Leistung über ein sehr großes Volumen im Kristall verteilt, wodurch ohne Nachteile mit einer wesentlich höheren Leistung gearbeitet werden kann.

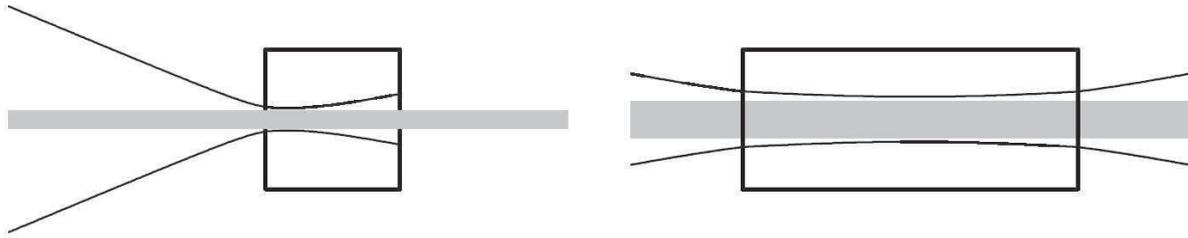


Abbildung 2.6: Links: Fokussierung der Pumpstrahlung bei 808 nm in einen 8 mm langen Kristall. Rechts: Fokussierung der Pumpstrahlung bei 888 nm in einen 30 mm langen Kristall. [47].

Ein weiterer Vorteil der optischen Anregung bei 888 nm ist der etwas geringere Quantendefekt. Beträgt der Quantendefekt bei einer Laserwellenlänge von 1342 nm bei 808 nm-Anregung noch $\eta_{h,808} = 0,4$, so reduziert sich dieser für 888 nm um 15 % zu $\eta_{h,888} = 0,34$.

Das vorgestellte Pumpkonzept sollte also höhere Pumpleistung und somit eine Leistungsskalierung von Festkörperlasern bei 1342 nm erlauben. Um dies zu bestätigen und einen solchen Laser stabil mit guter Modenanpassung realisieren zu können, ist es notwendig eine Aussage über die thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls unter Pumplichteinstrahlung treffen zu können, allen voran über die Stärke der thermischen Linse. Dazu wird in der Folge eine numerische Simulation dieser Eigenschaften für das vorgestellte Pumpkonzept durchgeführt. Dazu muss zunächst die in den Experimenten verwendete Pumpdiode und die Absorption der Pumpstrahlung im Laserkristall charakterisiert werden, um für die Simulationen die im Experiment vorliegenden Parameter verwenden zu können.

2.3.3 Charakterisierung der Laserdiode bei 888 nm

Um im nächsten Abschnitt eine Simulation der thermo-optischen Eigenschaften des Laserkristalls unter den im Experiment gegebenen Voraussetzungen zu ermöglichen, wird zunächst die verwendete Pumpdiode bei 888 nm charakterisiert und die Absorption der Pumpstrahlung im Nd:YVO₄-Kristall gemessen.

Aus Untersuchungen von Krennrich [64] geht hervor, dass die Leistungsskalierung von Nd:YVO₄-Lasern im TEM₀₀-Mode nicht nur durch die Zerstörung aufgrund der hohen Oberflächenspannungen, sondern auch durch die Strahlqualität der verwendeten Pump-

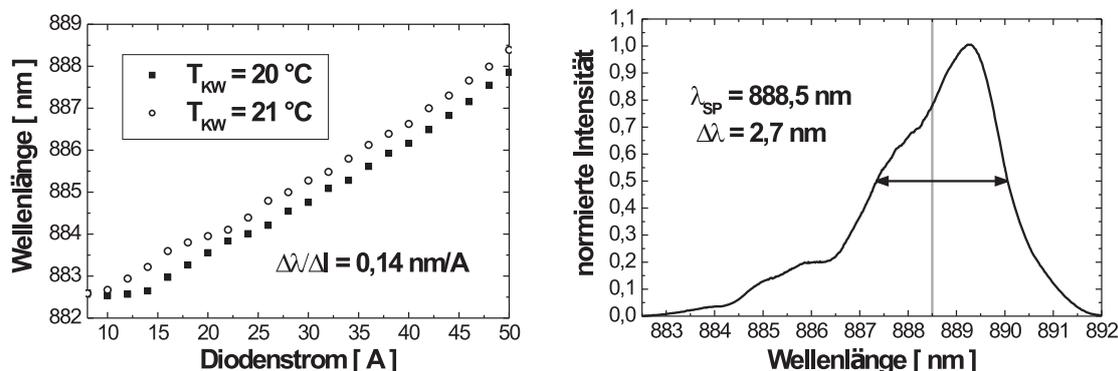


Abbildung 2.7: Links: Wellenlänge der Pumpdiode in Abhängigkeit des Diodenstroms für eine Kühlwassertemperatur von 20 °C und 21 °C. Rechts: Spektrum der Laserdiode bei einem Diodenstrom von $I = 50 \text{ A}$ und einer Kühlwassertemperatur von $T = 21 \text{ °C}$.

dioden eingeschränkt wird. Dabei ist die Ausbildung von Anteilen der thermischen Linse höherer Ordnung durch die inhomogenere Pumplichtverteilung bei schlechterer Strahlqualität der Laserdiode ausschlaggebend. Diese können durch sphärische Komponenten im Resonator nicht mehr ausgeglichen werden [15]. Daher wurde eine Steigerung der Ausgangsleistung in Nd:YVO₄-Lasern erst seit Ende der 90er Jahre durch die Entwicklung von fasergekoppelten Diodenlasern von sehr hoher Brillanz ermöglicht.

Die Strahlqualität eines fasergekoppelten Diodenlasers lässt sich direkt über den Kerndurchmesser der Faser und deren numerische Apertur NA berechnen. Dabei stellt sich der Zusammenhang zwischen der numerischen Apertur und dem Divergenzwinkel θ des aus der Faser austretenden Lichts wie folgt dar:

$$NA = \sin\theta \quad (2.14)$$

Somit kann man eine Größenordnung der Beugungsmaßzahl M^2 , und damit der Strahlqualität, über das Strahlparameterprodukt

$$\theta\omega_0 = \frac{M^2\lambda}{\pi} \quad (2.15)$$

abschätzen zu

$$M^2 = \frac{\sin^{-1}(NA)\omega_0\pi}{\lambda}. \quad (2.16)$$

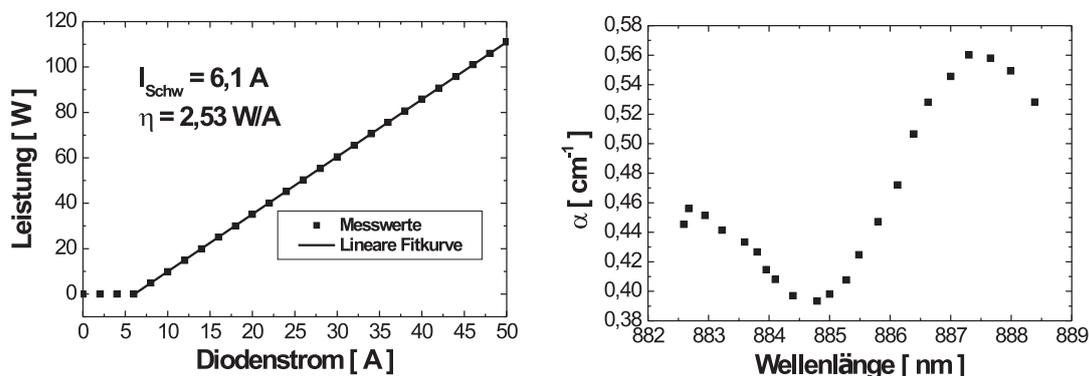


Abbildung 2.8: $T = 21$ °C: Links: Ausgangsleistung der Pumpdiode in Abhängigkeit des Diodenstroms. Rechts: Gemessene Absorptionskurve des 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristalls.

Als Pumpdiode wird in dieser Arbeit eine Laserdiode der Firma *DILAS* mit der Kennzeichnung *M1F4522-880-IS3.1W* verwendet. Diese setzt sich aus drei Diodenbarren zusammen, deren Strahlung mit Hilfe einer speziellen Mikrooptik in eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 400 μm und einer numerischen Apertur von 0,22 eingekoppelt wird. Daraus ergibt sich, gemäß Gleichung 2.16, eine Beugungsmaßzahl M^2 von ungefähr 155. Die Laserdiode ist auf einer von Kühlwasser durchflossenen Wärmesenke aufgebracht. Die Kühlwassertemperatur wird dabei mit Hilfe eines Umlaufkühlers konstant gehalten.

In Abbildung 2.7 ist links die Wellenlänge der Laserdiode für eine Kühlwassertemperatur von 20 °C und 21 °C in Abhängigkeit des angelegten Diodenstroms aufgetragen. Die Emissionswellenlänge der Laserdiode nimmt mit ansteigendem Diodenstrom mit einer Steigung von $\Delta\lambda/\Delta I = 0,14$ nm/A zu. Zudem führt eine Erhöhung der Kühlwassertemperatur ebenfalls zu einem Anwachsen der Wellenlänge der Laserdiode. Man sieht, dass bei einer Kühlwassertemperatur von 21 °C und hohen Diodenströmen der Wellenlängenbereich um 888 nm sehr gut erreicht wird. Daher wird diese Temperatur für die folgenden Experimente ausgewählt, was optimale Absorption bei hohen Pumpleistungen gewährleisten sollte.

Abbildung 2.7 zeigt rechts das optische Spektrum der Laserdiode bei einem Diodenstrom von $I = 50$ A und einer Kühlwassertemperatur von $T = 21$ °C. Die spektrale Breite der Diode beträgt hier $\Delta\lambda = 2,7$ nm. Die Faltung des optischen Spektrums mit dem Absorptionsspektrum von Nd:YVO₄ um 888 nm führt, wie in Kapitel 2.3.2 dar-

gestellt, zu einer polarisationsunabhängigen und nur schwach wellenlängenabhängigen Absorption.

In Abbildung 2.8 ist links die Leistungskennlinie der Laserdiode bei einer Kühlwassertemperatur von 21 °C aufgetragen. Die Schwelle des Diodenstroms für Laseremission beträgt $I_{\text{Schw}} = 6,1$ A und der differentielle Wirkungsgrad der Laserdiode $\eta = 2,53$ W/A. Damit erreicht die Laserdiode eine maximale Ausgangsleistung von 110,5 W bei dem maximalen Diodenstrom von $I = 50$ A.

Um in der Folge eine numerische Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls unter Pumplichteinstrahlung dieser Laserdiode vornehmen zu können, wird deren Absorption in dem, in den späteren Experimenten verwendeten, 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für verschiedene Pumpleistungen bei einer Kühlwassertemperatur von 21 °C gemessen. Dazu wird die hinter dem Kristall transmittierte Leistung gemessen und dadurch auf die jeweiligen Absorptionskoeffizienten zurückgerechnet. Als Ergebnis dieser Messung ist der Absorptionskoeffizient α in Abhängigkeit der eingestrahnten Pumpwellenlänge in Abbildung 2.8 auf der rechten Seite aufgetragen. Es wird ein maximaler Absorptionskoeffizient von $\alpha = 0,56$ cm⁻¹ bei einer Wellenlänge von 887,5 nm gemessen. Diese experimentell bestimmten Werte werden als Parameter für die im nächsten Abschnitt vorgestellten numerischen Simulationen verwendet.

2.4 Analyse der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften

In diesem Abschnitt wird die Analyse der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Laserkristalls vorgestellt, die die Entwicklung eines stabilen modenangepassten Resonators ermöglichen soll. Dabei wird zuerst die numerische Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften beschrieben mit deren Hilfe sowohl Aussagen über die Temperaturverteilung, die auftretenden Bruchspannungen als auch über das thermisch induzierte Brechungsindexprofil im Laserkristall getroffen werden können. Aus Letzterem lässt sich in Kombination mit der Oberflächenwölbung durch die thermische Ausdehnung des Kristalls dann die thermisch induzierte Linse im Laserkristall berechnen. Dabei werden die Simulationen sowohl für einen Pumpaufbau mit optischer Anregung bei 808 nm als auch für das in dieser Arbeit verwendete Pumpkonzept bei 888 nm durchgeführt. Dadurch sollen die Unterschiede für die beiden Konzepte in der thermischen Belastung aufgezeigt werden. Die numeri-

sche Simulation wird dabei mit Hilfe der Software *LasCad* der Firma *LASCAD GmbH* durchgeführt. Der zweite Teil behandelt die experimentelle Bestimmung der Brennweite der thermischen Linse, wodurch ein Vergleich der numerischen Simulation mit der im Experiment auftretenden thermischen Linse möglich wird.

2.4.1 Numerische Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften

Ein wichtiger Schritt zur Ermöglichung einer Leistungsskalierung von 1342 nm-Lasern ist die Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften im Laserkristall für das im Experiment verwendete Pumpkonzept.

Zunächst werden kurz die bei der Simulation berücksichtigten thermo-optischen und thermo-mechanischen Effekte diskutiert, bevor im Anschluss die Ergebnisse der numerischen Simulation beschrieben werden.

Wärmeentwicklung in Laserkristallen

Die in Abschnitt 2.2 vorgestellte fraktionale thermische Last gibt den Anteil η_h der absorbierten Pumpleistung an, der als Wärmeeintrag im Laserkristall deponiert wird. Die räumliche Verteilung dieses Wärmeeintrags ist also abhängig von der fraktionalen thermischen Last, der Absorption im Laserkristall und der räumlichen Verteilung des eingestrahnten Pumplichts

$$Q(x, y, z) = \alpha \eta_h I_P(x, y, z). \quad (2.17)$$

Dabei ist α der Absorptionskoeffizient des Lasermaterials und I_P die Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung. Für eine gaußförmige Verteilung der Pumpintensität ergibt sich daraus

$$Q(x, y, z) = \frac{\eta_h P_P}{\pi \omega_P^2(z)} e^{\left(-\frac{x^2+y^2}{\omega_P^2(z)}\right)} \alpha e^{-\alpha z} \quad (2.18)$$

mit P_P der eingestrahnten Pumpleistung und ω_P dem Strahlradius im Pumpfokus.

Temperatur- und Brechungsindexverteilung

Die Temperaturverteilung im Laserkristall lässt sich, ausgehend von der Verteilung des Wärmeeintrags, für den vereinfachten Fall einer isotropen Wärmeleitung und eines radialsymmetrischen Kristalls und einer ebenfalls radialsymmetrischen Pumplichtverteilung, wie zum Beispiel für einen isotropen zylindrischen Laserstab gegeben, durch die Lösung der Wärmeleitgleichung

$$\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} \left(r \frac{\delta T}{\delta r} \right) + \frac{Q(r, z)}{K_C} = 0 \quad (2.19)$$

berechnen. Dabei ist K_C die thermische Leitfähigkeit des Lasermaterials und r der Abstand zur optischen Achse. Für Gauß'sche Strahlen lässt sich das radiale Temperaturprofil für $r \leq \omega_P$ wie folgt annähern [73]

$$T(r) = T_M - ar^2 \text{ bzw.} \quad (2.20)$$

$$\Delta T(r) = T_M - T(r) = ar^2. \quad (2.21)$$

Dabei ist T_M die Temperatur in der Mitte des Kristall und a ein Fitparameter.

Weist ein Material einen temperaturabhängigen Brechungsindex auf, so gilt für diesen

$$\Delta n(r) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r) = \frac{dn}{dT} ar^2 = n_M - n(r). \quad (2.22)$$

Es entsteht also ein ebenfalls parabolisches Brechungsindexprofil

$$n(r) = n_M - a \frac{dn}{dT} r^2 \quad (2.23)$$

mit n_M dem Brechungsindex in der Mitte des Kristalls.

Thermisch induzierte Linse

Durchläuft Laserstrahlung ein optisches Medium, das ein Brechungsindexprofil gemäß Gleichung 2.23 aufweist, so wirkt sich dieses wie eine Linse der Brennweite

$$f_{dn/dT} = \frac{1}{\sqrt{2n_M a \frac{dn}{dT}} \sin \sqrt{\frac{2a \frac{dn}{dT} l^2}{n_M}}} \quad (2.24)$$

aus [74]. Für $dn/dT > 0$ entsteht eine fokussierende Linsenwirkung und für $dn/dT < 0$ eine defokussierende Linsenwirkung, wobei in diesem Fall aus dem Sinus ein Sinushyperbolicus wird.

Zusätzlich zur Linsenwirkung, die durch das Brechungsindexprofil verursacht wird, kommt eine Linsenwirkung mit der Brennweite f_{OW} hinzu, die durch die Wölbung der Oberflächen aufgrund der thermischen Ausdehnung des Lasermaterials hervorgerufen wird [70]. Es ergibt sich also eine Gesamtbrennweite der thermisch induzierten Linse von

$$\frac{1}{f_{ges}} = \frac{1}{f_{dn/dT}} + \frac{1}{f_{OW}}. \quad (2.25)$$

Thermisch induzierte Spannungen

Eine Aussage über die Schwelle der absorbierten Pumpleistung zur Zerstörung des Kristalls lässt sich durch die Betrachtung der thermisch induzierten Spannungen im Laserkristall treffen. Diese werden durch die Ausdehnung der Lasermaterials erzeugt, die aus dem Hook'schen Gesetz folgen. Der räumliche Spannungszustand ergibt sich dabei aus den Elementen des Spannungstensors

$$\begin{pmatrix} \sigma_x & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_z \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Die Hauptachsen der Matrix $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ erhält man aus der Hauptachsentransformation der Matrix, wobei diese so angeordnet sind, dass sie von σ_1 ausgehend immer kleinere Werte aufweisen.

In der Festigkeitslehre wird die experimentell gemessene Bruchspannung einer Vergleichsspannung σ_V gegenübergestellt [75]. Dabei gibt es mehrere Hypothesen für die Ermittlung der Vergleichsspannung, abhängig von der jeweiligen Materialbeschaffenheit. Für Laserkristalle ist die Schubspannungs-Hypothese von Tresca anzuwenden [76]. Hier sind die Hauptschubspannungen, gegeben durch

$$\tau_1 = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2), \tau_2 = \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_3) \text{ und } \tau_3 = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3), \quad (2.27)$$

verantwortlich für die Zerstörung der Laserkristalls. Dabei ist die Vergleichsspannung gegeben durch die zweifache Schubspannung

$$\sigma_V = \max(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_1 - \sigma_3|). \quad (2.28)$$

σ_V wird in der Regel auch als Spannungsintensität bezeichnet.

Ergebnisse der numerischen Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Effekte

Zur numerischen Simulation der thermo-optischen und thermo-mechanischen Effekte im Laserkristall wurde das Programm *LasCad* der Firma *LASCAD GmbH* verwendet. Mit Hilfe dieses Programmes ist es möglich eine sogenannte Finite Elemente Analyse (FEA) [78] durchzuführen. Bei einer FEA wird der Kristall in hinreichend kleine Volumenelemente aufgeteilt, so dass der Verlauf der erzeugten Wärmeleistungsdichte in jedem Element räumlich konstant ist. Dadurch kann, unter Vorgabe der Pump- und Laserparameter, die Wärmeleistungsdichte, die Temperaturverteilung und damit auch



Pumpwellenlänge [nm]	808	888
Lasermaterial	Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄
Dotierungskonzentration [at. %]	0,27	0,5
Absorptionskoeffizient [cm ⁻¹]	8(c), 2(a) [47]	0,52825
Pumpleistung [W]	30	110
Absorbierte Pumpleistung [W]	24,6	87,5
Länge des Laserkristalls (in z-Richtung) [mm]	8	30
Breite des Laserkristalls (in x-Richtung) [mm]	4	4
Höhe des Lasermaterials (in y-Richtung) [mm]	4	4
Strahlradius im Pumpfokus [μ m]	333	667
Abstand des Fokus von der Eintrittsfacette [mm]	4	15
Divergenz der Pumpstrahlung [mrad]	125	65,7
Intensitätsprofil der Pumpstrahlung	Gaußprofil	Gaußprofil
Kühlgeometrie	4-seitig	4-seitig
fraktionale thermische Last, 1342 nm	0,458	0,404
fraktionale thermische Last, 1064 nm	0,24	0,165
fraktionale thermische Last, ohne Laserbetrieb	0,35	0,28
	c-Achse	a-Achse
Thermische Leitfähigkeit [W/(m·K)]	5,23 [65]	5,1 [65]
Thermischer Ausdehnungskoeffizient [$10^{-6}/K$]	11,4 [66]	4,4 [66]
Elastizitätsmodul [N/mm ²]	8600 [77]	8600 [77]
Poissonzahl (xy-,yz-,xz-Komponente)	0,3 [77]	0,3 [77]
Brechungsindex	2,17 [77]	2,17 [77]
dn/dT [$10^{-6}/K$]	3,0 [66]	8,3 [66]

Tabelle 2.2: Parameter der numerischen Simulation.

die Brechungsindexänderung im Laserkristall numerisch berechnet werden. Des Weiteren wird damit die thermische Ausdehnung des Kristalls simuliert und damit auch die im Kristall auftretenden Spannungsintensitäten. Resultierend aus einer parabolischen Näherung der Brechungsindexverteilung und der Oberflächenwölbung durch die thermische Ausdehnung lässt sich dann die Brennweite beziehungsweise Brechkraft der thermischen Linse berechnen.

Die numerische Simulation wird zum einen für das in dieser Arbeit verwendete Pumpkonzept durchgeführt, bei dem ein 30 mm-langer 0,5 at.-%-dotierter Nd:YVO₄-Kristall

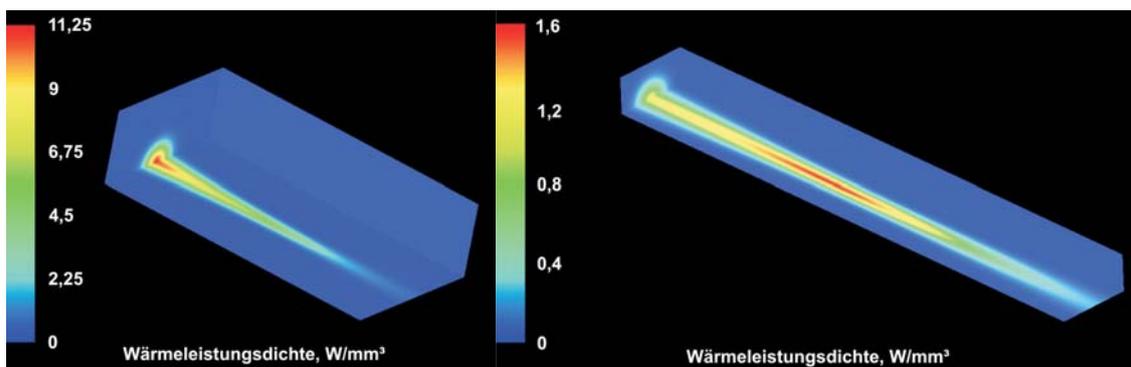


Abbildung 2.9: Links: Verteilung des Wärmeeintrags für einen 8 mm langen 0,27 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahlte Pumpleistung von 30 W bei 808 nm. Rechts: Verteilung des Wärmeeintrags für einen 30 mm langen 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahlte Pumpleistung von 110 W bei 888 nm.

bei einer Wellenlänge von 888 nm optisch angeregt wird. Die eingestrahlte Pumpleistung beträgt dabei 110 W und wird auf einen Strahlradius im Kristall von $667 \mu\text{m}$ fokussiert. Um die Vorteile dieses Pumpkonzepts hervorzuheben, wird zudem eine numerische Simulation für einen bei 808 nm optisch angeregten 8 mm langen 0,27 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall durchgeführt. Aus der gewählten Dotierungskonzentration und Länge des Kristalls resultiert die gleiche prozentuale Absorption der Pumpstrahlung wie beim Durchgang durch den 30 mm-Kristall bei 888 nm. Der Pumpstrahlradius und die Pumpleistung werden so gewählt, dass die Verstärkung in dieser Pumpgeometrie in etwa der bei 888 nm-Anregung entspricht. In Tabelle 2.2 sind die Pump- und Laserparameter für die numerische Simulation aufgetragen. Bei beiden Pumpkonzepten werden alle vier Seitenflächen des Kristalls mit Hilfe eines wasserdurchflossenen Kupferhalters gekühlt. Als räumliche Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung wird ein Gaußprofil angenommen. Die fraktionale thermische Last bei 1342 nm-Laserbetrieb wird durch die optische Anregung bei 888 nm im Vergleich zu dem Wert für 808 nm-Anregung um 14 % reduziert. Der verwendete Absorptionskoeffizient bei 888 nm-Anregung wurde aus der in Abbildung 2.8 aufgetragenen Messung entnommen.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation der Wärmeleistungsdichte im Laserkristall, der daraus resultierenden Temperaturverteilung und der im Kristall auftretenden Spannungsintensität sind für die beiden Pumpgeometrien in den Abbildungen 2.9, 2.10 und 2.11 für die obere Hälfte des Laserkristalls dargestellt. Zusätzlich sind die Ergebnisse der numerischen Simulation in Tabelle 2.3 aufgetragen.

In Abbildung 2.9 erkennt man, dass die Wärmeleistungsdichte im Kristall, wie die Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung, in der xy -Ebene ein Gaußprofil aufweist. Links ist die Verteilung für optische Anregung bei 808 nm zu sehen. Aufgrund der sehr hohen Absorptionskoeffizienten wird der Großteil der Leistung am Anfang des Kristalls absorbiert. Deshalb tritt die maximale Wärmeleistungsdichte von $11,25 \text{ W/mm}^3$ direkt an der Kristalloberfläche auf. Für optische Anregung bei 888 nm, rechtes Bild in Abbildung 2.9, wird die maximale Wärmeleistungsdichte von $1,6 \text{ W/mm}^3$ in der Mitte des Kristalls erreicht, da die Absorption gleichmäßiger verteilt ist und somit der kleinere Strahlradius in der Mitte des Kristalls den Ausschlag gibt. Die gleichmäßigere Verteilung der Absorption führt also zu wesentlich geringeren Wärmeleistungsdichten im Kristall.

Die Temperaturverteilung in Abbildung 2.10 erhält man aus der Lösung der Wärmeleitungsgleichung unter Berücksichtigung der Kühlgeometrie. Daraus erhält man für optische Anregung bei 808 nm im vorderen Bereich des Laserkristalls eine Temperaturerhöhung von bis zu 284 K im Vergleich zur Temperatur der Seitenflächen. Im Vergleich dazu resultiert die bessere Verteilung der Wärmelast bei 888 nm in einem geringeren Temperaturanstieg von 87 K.

Ein wichtiges Ergebnis der Simulationen sind die bei voller Pumpleistung auftretenden Spannungsintensitäten, da diese Aufschluss über eine mögliche Zerstörung des Kristalls geben. Im linken Bild von Abbildung 2.11 sieht man, dass bei optischer Anregung bei

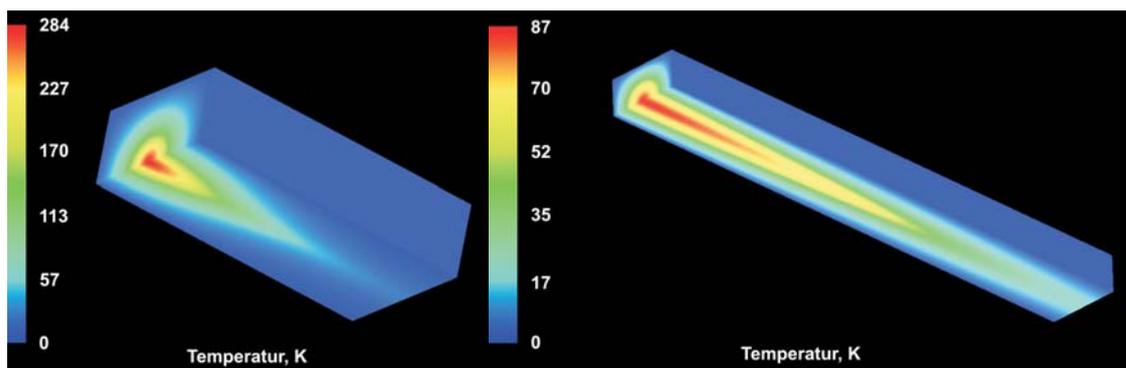


Abbildung 2.10: Links: Temperaturverteilung für einen 8 mm langen 0,27 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahelte Pumpleistung von 30 W bei 808 nm. Rechts: Temperaturverteilung für einen 30 mm langen 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahelte Pumpleistung von 110 W bei 888 nm.

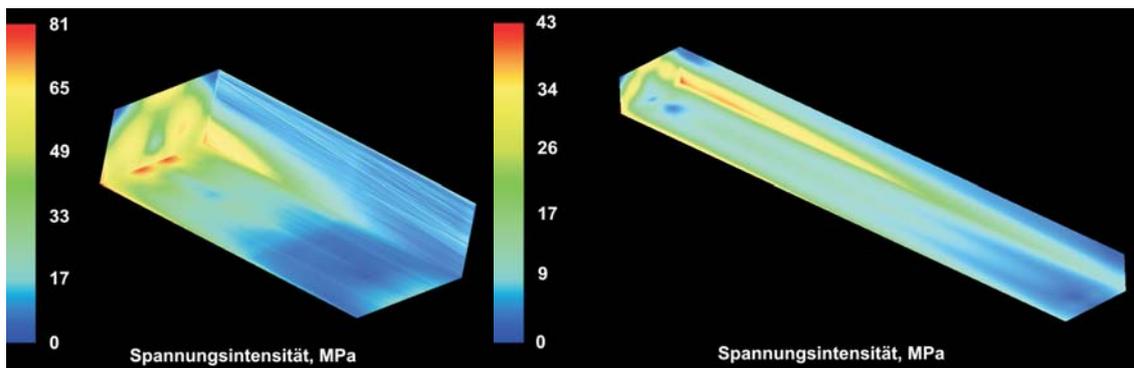


Abbildung 2.11: Links: Spannungsverteilung für einen 8 mm langen 0,27 at.%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahelte Pumpleistung von 30 W bei 808 nm. Rechts: Spannungsverteilung für einen 30 mm langen 0,5 at.%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall für eine eingestrahelte Pumpleistung von 110 W bei 888 nm.

808 nm eine maximale Spannungsintensität von 81 MPa auftritt. Die Bruchspannung von Nd:YVO₄ liegt laut Literatur bei 51 MPa [11]. Daher würde die optische Anregung bei 808 nm unter diesen Voraussetzungen zu einer Zerstörung des Laserkristalls führen. Für optische Anregung bei 888 nm (Abbildung 2.11 rechts) beträgt die maximale Spannungsintensität 43 MPa und liegt somit ungefähr 16 % unter der Bruchspannung. Es ist also keine Zerstörung des Laserkristalls aufgrund der thermisch induzierten Spannungen zu erwarten.

Mit Hilfe der numerischen Simulation kann die thermischen Linse für die beiden unterschiedlichen Pumpkonzepte berechnet werden. Für die optische Anregung bei 808 nm erhält man eine Brechkraft der durch das Brechungsindexprofil verursachten Linse von $D_{dn/dT,808} = 11,81 \text{ m}^{-1}$ und für das neue Pumpkonzept bei 888 nm eine Brechkraft von $D_{dn/dT,888} = 9,2 \text{ m}^{-1}$, was Brennweiten von $f = 85 \text{ mm}$ und $f = 109 \text{ mm}$ entspricht. Die höhere Brechkraft der Linse durch das Brechungsindexprofil bei 808 nm ist dadurch gegeben, dass für das Erreichen der gleichen Verstärkung bei optischer Anregung bei 808 nm eine um $888/808$ höhere Pumpleistungsdichte benötigt wird. Zusätzlich ist die fraktionale thermische Last bei 808 nm größer. Damit ergibt sich ein Faktor $888/808 \cdot \eta_{h,808}/\eta_{h,888} = 1,25$, um den $D_{dn/dT}$ für optische Anregung bei 808 nm größer ist als bei 888 nm.

Die Oberflächenwölbung der Kristalle ist auf die räumliche Verteilung der Absorption im Kristall (siehe Abbildung 2.9) zurückzuführen. Daher ist bei optischer Anregung bei 808 nm die Eintrittsfläche des Laserkristalls sehr stark gekrümmt ($R_{1,808} = 0,35 \text{ m}$),

Pumpwellenlänge [nm]	808	888
Krümmungsradius der linken Oberfläche [m]	0,35	1,45
Krümmungsradius der rechten Oberfläche [m]	6,87	6,55
Linse durch Brechungsindexprofil $D_{dn/dT}$ [m^{-1}]	11,81	9,20
Linse durch Oberflächenwölbung D_{OW} [m^{-1}]	3,54	0,98
gesamte thermische Linse D_{ges} [m^{-1}]	15,35	10,18
maximale Wärmeleistungsdichte [W/mm^3]	11,25	1,6
maximaler Temperaturanstieg [K]	284	87
maximale Spannungsintensität [MPa]	81	43

Tabelle 2.3: Ergebnisse der numerischen Simulation.

die Austrittsfläche aber nahezu unverändert ($R_{2,808} = 6,87$ m). Für optische Anregung bei 888 nm, bei der die Wärmeleistungsdichte in der Mitte des Kristalls am größten ist, ist die Eintrittsfläche um 75 % weniger stark gekrümmt ($R_{1,888} = 1,45$ m). Die Austrittsfläche ist hier auch fast unverändert ($R_{2,888} = 6,55$ m). Aus der Gleichung für dicke Linsen lässt sich mit Hilfe der Krümmungsradien der Oberflächen die daraus resultierende Linsenwirkung berechnen

$$D_{OW} = (n - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1)L}{nR_1R_2} \right] \quad (2.29)$$

mit $R_1 > 0$ und $R_2 < 0$. Da in der Praxis $L \ll R_1$ und R_2 gilt, kann die Näherung für dünne Linsen angewandt und somit der letzte Term der Gleichung vernachlässigt werden. Daraus ergibt sich eine Linsenwirkung der Oberflächenwölbung von $D_{OW,808} = 3,54 \text{ m}^{-1}$ beziehungsweise $f = 282$ mm für optische Anregung bei 808 nm und $D_{OW,888} = 0,93 \text{ m}^{-1}$ beziehungsweise $f = 1075$ mm für optische Anregung bei 888 nm.

Aus der Summe der Linsenwirkung des Brechungsindexprofils und der Oberflächenwölbung ergibt sich die Brechkraft der gesamten thermischen Linse zu $D_{ges,808} = 15,35 \text{ m}^{-1}$ für 808 nm und $D_{ges,888} = 10,18 \text{ m}^{-1}$ für 888 nm. Dies entspricht Brennweiten der thermischen Linse von $f = 65$ mm und $f = 98$ mm. Es entsteht also eine um 50 % stärkere thermische Linse für optische Anregung bei 808 nm im Vergleich zur optischen Anregung bei 888 nm.

Die Simulationen werden zudem für das neue Pumpkonzept bei 888 nm ohne Laserprozess und mit aktivem 1064 nm-Laserprozess durchgeführt. Die Stärke der thermischen

Linse ohne Laserbetrieb wird benötigt, da ein Resonator sowohl mit als auch ohne aktiven Laserprozess stabil sein muss. Daher geht diese direkt in die Resonatorplanung mit ein. Die thermische Linse bei 1064 nm-Laserbetrieb soll ausschließlich dem Vergleich zur bei 1342 nm-Betrieb vorherrschenden Situation dienen. Ohne aktiven Laserbetrieb beträgt die Brechkraft der thermischen Linse $6,95 \text{ m}^{-1}$ beziehungsweise die Brennweite $f = 144 \text{ mm}$. Läuft der Laser bei einer Wellenlänge von 1342 nm, so wächst, wie zuvor beschrieben, die Brechkraft der thermischen Linse aufgrund des sehr großen Quantendefekts um 50 % zu einem Wert von $10,18 \text{ m}^{-1}$ an. Im Gegensatz dazu wird bei 1064 nm-Betrieb die Brechkraft der thermischen Linse um 40 % auf einen Wert von $4,17 \text{ m}^{-1}$ verringert, was einer Brennweite von $f = 240 \text{ mm}$ entspricht. Diese Reduzierung des Wärmeeintrags tritt auf, obwohl der Quantendefekt im Vergleich zur mittleren Fluoreszenzwellenlänge ohne Laserbetrieb um 16 % höher wäre. Dies ist der Fall, da ohne Laserbetrieb vermehrt Verlustmechanismen, wie die ETU, auftreten, die zur Erwärmung des Kristalls führen.

Die numerische Simulation zeigt zum einen, dass die optische Anregung bei 888 nm im Vergleich zu der optischen Anregung bei 808 nm im Bezug auf die thermische Belastung des Laserkristalls wesentliche Vorteile mit sich bringt. Dabei ist vor allem die nur halb so große maximale Spannungsintensität im Kristall und die um 50 % geringere Brechkraft der thermischen Linse zu erwähnen. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass die thermische Linse mit aktivem 1342 nm-Laserprozess zum einen sehr stark und zum anderen um 50 % größer ist als ohne Laserbetrieb.

In der Arbeit von L. McDonagh, der das verwendete Pumpkonzept bei 888 nm entwickelte und zum ersten Mal realisierte, wurde die thermische Belastung des Laserkristalls bei 1064 nm-Laserbetrieb ebenfalls mit Hilfe einer FEA mit der Software *LasCad* numerisch simuliert [47]. Um die Simulation zu überprüfen wurde hier zusätzlich eine experimentelle Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse durchgeführt. Daraus ergaben sich Abweichungen der gemessenen Werte der Brechkraft von 57 %. Die experimentell bestimmte Brechkraft der thermischen Linse war also mehr als doppelt so groß als der Wert der numerischen Simulation. Daher sollen die in diesem Abschnitt berechneten Werte für das verwendete Pumpkonzept bei 888 nm durch eine experimentelle Bestimmung der Brechkraft der thermischen Linse überprüft werden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 2.4.2 vorgestellt.

Auswirkung der Pumpgeometrie auf die thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften

Im vorherigen Abschnitt wurden die Ergebnisse der Simulation für einen longitudinal einseitig gepumpten Laserkristall vorgestellt. Wie in den Arbeiten von M. Nittmann [20] für optische Anregung bei 808 nm gezeigt wurde, führt eine Verteilung der Pumpleistung auf zwei Laserdioden, von denen eine von der anderen Seite des Laserkristall eingestrahlt wird, zu einer Verbesserung der Lasereigenschaften. Dies folgt aus einer Verringerung der thermischen Linse durch den gleichmäßigeren Wärmeeintrag bei beidseitigem Pumpen. Die thermische Linse, die durch das thermisch induzierte Brechungsindexprofil erzeugt wird, hängt dabei nur vom gesamten im Kristall deponierten Wärmeeintrag ab. Durch die starke Absorption bei 808 nm treten aber sehr starke Oberflächenwölbungen der Eintrittsfacette auf, die einen zusätzlichen Beitrag zur thermischen Linse erzeugen. Dieser Beitrag wird durch das beidseitige Pumpen verringert, was letztendlich zur schwächeren thermischen Linsenwirkung führt.

Um die Auswirkungen von beidseitigem Pumpen bei 888 nm auf die thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften zu untersuchen, wird die numerische Simulation auch für diese Pumpgeometrie für eine Gesamtpumpleistung von 110 W, also 55 W von beiden Seiten, durchgeführt. Daraus ergibt sich eine Reduzierung der Brechkraft der thermischen Linse von ungefähr 0,7 %. Es hat sich also gezeigt, dass für das in dieser Arbeit verwendete Pumpkonzept bei 888 nm durch beidseitiges Pumpen keine nennenswerte Reduzierung der thermischen Linse erreicht werden kann. Der Grund dafür ist, dass aufgrund der großflächigen Verteilung des Wärmeeintrags für das Pumpkonzept bei 888 nm selbst bei einseitigem Pumpen nur eine sehr geringe Oberflächenwölbung der Eintrittsfacette auftritt. Ein Vorteil von beidseitigem Pumpen wären die geringeren Spannungsintensitäten auf den Kristallfacetten, die um 39 % kleiner sind als für einseitiges Pumpen. Da aber auch für einseitiges Pumpen die Bruchspannung des Lasermaterials nicht erreicht wird, kann in dieser Arbeit auf beidseitiges Pumpen verzichtet werden. Zudem wird in einem 0,5 at.-%-dotierten Nd:YVO₄-Kristall bei 888 nm nur ungefähr 80 % der Leistung absorbiert, weshalb in etwa 11 W in das gegenüberliegende Pumpteleskop und damit in die Diode gelangen, was zu einer Zerstörung der verwendeten Laserdioden führen kann.

Da bei optischer Anregung bei 888 nm für einen 30 mm langen Kristall, wie gerade erwähnt, ungefähr 20 % der eingestrahnten Pumpleistung nicht absorbiert werden, ist es für 1064 nm-Laser üblich die transmittierte Pumpstrahlung, mit Hilfe eines hochreflektierenden Konkavspiegels, mit passenden Modenradius in den Laserkristall zurück zu reflektieren [47]. Dadurch werden im Laserkristall Absorptionen im Doppeldurch-

gang von ca. 96 % erreicht, was zu einer Erhöhung der optischen Effizienz, also dem Verhältnis zwischen emittierter Laserleistung und eingestrahelter Pumpleistung, führt.

Daher werden die numerischen Simulationen für eine Pumpleistung von 110 W auch für diese Pumpgeometrie durchgeführt. Die Brechkraft der thermischen Linse steigt im Vergleich zum Pumpen ohne Rückreflektion um 22 % auf einen Wert von $12,37 \text{ m}^{-1}$ an. Was also bei 1064 nm aufgrund der weniger als halb so starken thermischen Linsen ohne Probleme möglich ist, resultiert bei 1342 nm in einer zusätzlichen Verstärkung der ohne Pumprückreflektion schon starken thermischen Linse. Zudem führt die Pumprückreflektion zu einer Erhöhung der Spannungsintensität um 5 %, wodurch man nur noch 11 % unter der theoretischen Bruchspannung von Nd:YVO₄ liegt. Es wird daher in dieser Arbeit auf eine Pumprückreflektion verzichtet, um zum einen die thermische Linse nicht noch weiter zu verstärken und zum anderen nicht bis an die Grenzen der Bruchspannung des Lasermaterials zu gelangen.

Die numerischen Simulationen der thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften für die drei verschiedenen Pumpgeometrien führen zu dem Ergebnis, dass für das in dieser Arbeit verwendete Pumpkonzept und Laseremission bei 1342 nm einseitiges Pumpen ohne Pumprückreflektion dazu geeignet ist die thermische Linse vergleichsweise gering zu halten und eine Zerstörung des Laserkristalls aufgrund des Wärmeeintrags auszuschließen.

2.4.2 Experimentelle Bestimmung der thermischen Linse

In der Vergangenheit wurden viele Verfahren zur Messung der thermischen Linse entwickelt. Dabei wurden üblicherweise Verfahren verwendet, die mit interferometrischen Methoden funktionieren [79], die Schwebungsfrequenzen der transversalen Moden verwenden [80], die Entartung der Resonatorlänge ausnutzen [81] oder die Ausgangsparameter des Lasers vermessen [82]. Diese Methoden benötigen für die Bestimmung der thermischen Linse aber einen aktiven Laserprozess. Aus diesem Grund können diese Methoden nicht verwendet werden, um die thermische Linse mit und ohne aktiven Laserprozess messen und vergleichen zu können. Deshalb wird hier eine Methode angewandt, bei der die Strahlung eines zweiten Lasers für die Messung verwendet wird. Eine ähnliche Messmethode wurde zum Beispiel in einer Veröffentlichung von Sumida beschrieben [83].

Um die Ergebnisse der numerischen Simulation experimentell zu verifizieren, wird der in Abbildung 2.12 gezeigte Messaufbau verwendet. Dabei wird ein He-Ne-Laser mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels linear polarisiert und danach die Polarisation mit ei-

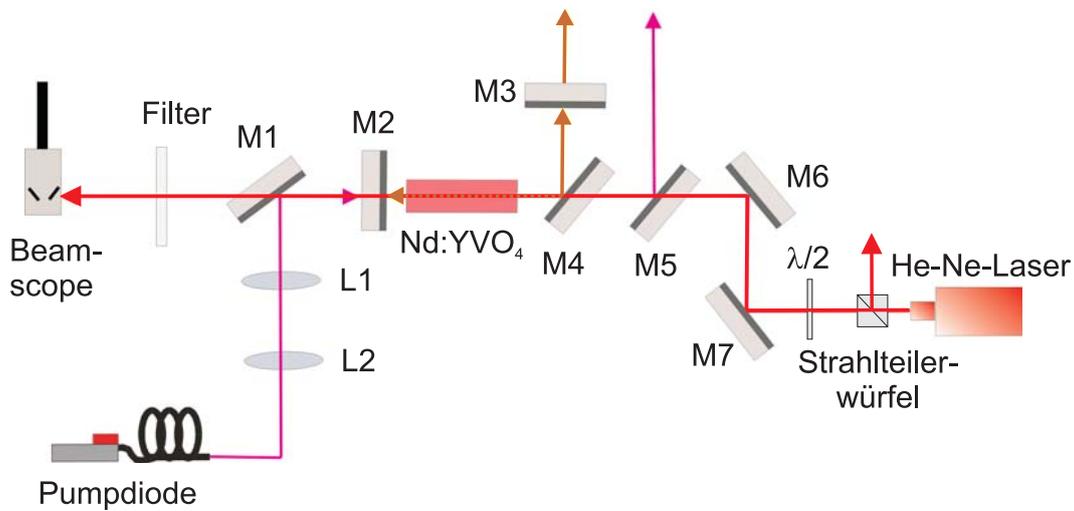


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Aufbaus zur experimentellen Bestimmung der thermischen Linse.

ner $\lambda/2$ -Platte parallel zur c -Achse des Laserkristalls ausgerichtet. Dies geschieht, um tatsächlich die Linsenwirkung zu messen, die im Laserbetrieb auf die in Richtung der c -Achse polarisierte Strahlung einwirkt. Die polarisierte Strahlung wird dann über zwei Umlenkspiegel (M6, M7) in genauem Überlapp mit der Pumpstrahlung der Laserdiode in den Laserkristall eingefädelt. Die Strahlung des He-Ne-Lasers ist beugungsbegrenzt und nahezu kollimiert mit Strahlradien von $440 \mu\text{m}$ in x - und $460 \mu\text{m}$ in y -Richtung. Der Strahlradius ist damit klein genug, um nicht durch Beugungseffekte aufgrund des Pumpprofils beeinflusst zu werden. Die Leistung des He-Ne-Lasers beträgt dabei nur einige Milliwatt.

Im Experiment gelten dieselben Bedingungen wie zuvor bei den numerischen Simulationen. Als Pumpquelle dient die in Abschnitt 2.3.3 vorgestellte Laserdiode der Firma DILAS, die eine Leistung von 110 W bei 888 nm emittiert. Das Pumplicht wird mit Hilfe eines Teleskops auf einen Strahlradius von $667 \mu\text{m}$ im Laserkristall aufgeweitet. Dabei muss es über den Umlenkspiegel M1 in den Resonator gebracht werden, um den Strahlverlauf des He-Ne-Lasers hinter dem Laserkristall weiter verfolgen zu können. Die Spiegel M2 bis M4 bilden den Laserresonator. Dabei werden ausschließlich plane Spiegel verwendet, wodurch sich bei der gegebenen Resonatorlänge transversaler Multimode-Betrieb des Lasers einstellt. Dies soll gewährleisten, dass über den kompletten Bereich der absorbierten Pumpleistung ein nahezu konstanter Modenüberlapp der Laserstrahlung und der Pumpstrahlung gegeben ist. Dadurch soll der räumliche

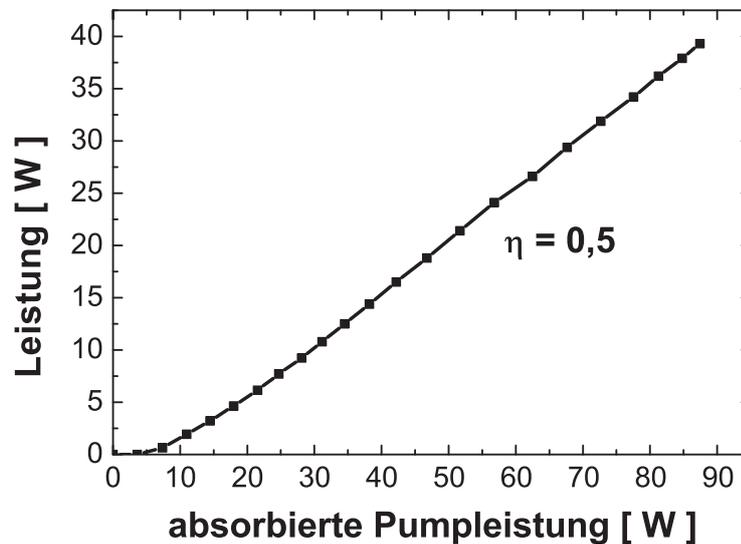


Abbildung 2.13: Leistungskennlinie des Multimode-Resonators.

Beitrag der ESA, die nur bei vorhandener 1342 nm-Strahlung auftritt, zur Erwärmung des Kristalls nicht durch einen sich ändernden Modenüberlapp beeinflusst werden.

Um die Brennweite der thermischen Linse für 1342 nm- und 1064 nm-Betrieb messen zu können, kann derselbe Resonatoraufbau mit zwei unterschiedlichen Spiegelsätzen verwendet werden. Als Auskoppelspiegel dient dabei der Spiegel M3. Die Transmission beträgt 10 % bei 1342 nm und 40 % für den 1064 nm-Resonator. Um die thermische Linse ohne Laserbetrieb zu untersuchen, kann Spiegel M3 aus dem Aufbau entfernt werden. Spiegel M1 ist hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge beschichtet. In Abbildung 2.13 ist die Leistungskurve für den kurzen Multimode-Resonator bei 1342 nm aufgetragen. Es wird eine maximale Ausgangsleistung von 39,3 W erreicht, was einer optischen Effizienz von 45 % entspricht. Die Laserschwelle liegt bei einer absorbierten Pumpleistung von 7 W und der differentielle Wirkungsgrad ist 0,5. Die Beugungsmaßzahl M^2 liegt in diesem Fall bei ungefähr 5, was auf die höheren transversalen Moden zurückzuführen ist.

Die thermische Linse wird durch ihre Wirkung auf die Strahlpropagation hinter dem Laserkristall bestimmt. Dazu wird an einer festgelegten Stelle mit Hilfe eines Strahlprofil-Analyse-Gerätes, dem *Beamscope P8* der Firma *DataRay Inc.*, der Strahlradius des He-Ne-Lasers bestimmt. Dadurch ist es möglich bei Kenntnis der Strahlparameter des

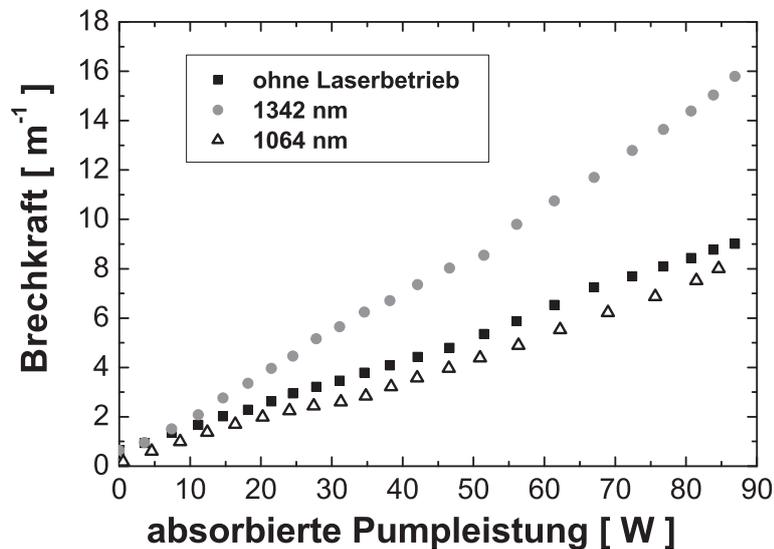


Abbildung 2.14: Brechkraft der thermischen Linse in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für 1342 nm-Laserbetrieb (graue Kreise), ohne Laserbetrieb (schwarze Quadrate) und mit Laserbetrieb bei 1064 nm (ungefüllte Dreiecke).

He-Ne-Lasern auf die thermische Linse im Laserkristall zurückzurechnen, wobei die thermische Linse als dünne Linse angenähert wird. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 2.14 zu sehen. Für aktiven Laserprozess bei 1342 nm steigt die Brechkraft der thermischen Linse linear bis zu einem Wert von $15,8 \text{ m}^{-1}$ an, was einer Brennweite von $63,3 \text{ mm}$ entspricht. Ohne Laserbetrieb wird eine Brechkraft von 9 m^{-1} beziehungsweise Brennweite von 111 mm gemessen. Mit Laserbetrieb bei 1064 nm beträgt die gemessene Brechkraft der thermischen Linse 8 m^{-1} . Dies entspricht einer Brennweite von 125 mm . Vergleicht man diese Werte mit der numerischen Simulation, so erhält man jeweils erheblich größere Brechkraftwerte für die experimentell bestimmten Werte. Bei 1342 nm-Laserbetrieb ist die numerisch berechnete Brechkraft mit einem Wert von $10,18 \text{ m}^{-1}$ um 35% kleiner als die experimentell bestimmte Brechkraft, ohne Laserbetrieb mit $6,95 \text{ m}^{-1}$ um 23% kleiner und mit Laserbetrieb bei 1064 nm mit $4,17 \text{ m}^{-1}$ um 48% kleiner. Diese Abweichungen liegen damit in der Größenordnung der Abweichung, die schon in den Arbeiten von L. McDonagh aufgetreten sind [47]. Hier betrug die Abweichung sogar 57% .

Es gibt mehrere Parameter in der numerischen Simulation, die eine gewisse Ungenauigkeit aufweisen, deren Änderung zu einer stärkeren thermischen Linse in der Simulation führen können. Die Position des Fokus wurde in der Simulation genau in die Mitte des Kristalls gelegt. In den Experimenten wurde die Position des Fokus durch die Optimierung der aus dem Multimode-Resonator extrahierten Leistung erhalten. Diese Position kann von der Mitte des Kristalls abweichen und führt bei Annäherung an die Eintrittsfläche zu einer stärkeren thermischen Linse für die Simulation. Eine weitere Fehlerquelle ist die Pumpquanteneffizienz η_P , für die der Wert 1 angenommen wurde. Eine Abweichung von diesem Wert würde zu einer Erhöhung der fraktionierten thermischen Last und somit auch der Brechkraft der thermischen Linse führen. Die in der numerischen Simulation verwendete Strahldivergenz der Pumpstrahlung wurde über den Kerndurchmesser und die numerische Apertur der zur Einkopplung der Diodenlaserstrahlung in die Pumpoptik verwendeten Faser abgeschätzt. Treten in der Realität kleinere Werte auf, so resultiert dies ebenfalls in einer stärkeren thermischen Linse.

Es wurde gezeigt, dass die Ergebnisse der Simulation sehr stark von den im Experiment gemessenen Werten abweichen. Da die experimentell bestimmten Werte der thermischen Linse die real für das verwendete Pumpkonzept entsprechenden Bedingungen widerspiegeln, werden diese für die weitere Berechnung eines geeigneten Resonators in Betracht gezogen. Zudem stimmen die in diesen Experimenten gemessenen Werte bei Laserbetrieb mit 1064 nm und ohne Laserbetrieb sehr gut mit den von L. McDonagh gemessenen Werten für einen sehr ähnlichen Aufbau überein, welche in den Experimenten zur Entwicklung von 888 nm-gepumpten Hochleistungslasern bei 1064 nm erfolgreich verwendet und dadurch verifiziert wurden [47].

Um stabilen, modenangepassten Laserbetrieb bei einer Pumpleistung von 110 W zu erreichen, gilt es einen Resonator zu realisieren, der sowohl für eine Brennweite von ungefähr 65 mm (mit Laserbetrieb) als auch eine Brennweite von 110 mm (ohne Laserbetrieb) stabil ist. Zudem muss der Strahlradius im Laserkristall für die Brennweite mit aktivem Laserbetrieb an die Pumpmode angepasst sein, um eine Bevorzugung des Laserbetriebs im transversalen Grundmode zu erreichen.





Kapitel 3

Kontinuierlich emittierender Nd:YVO₄-Hochleistungslaser bei 1342 nm

Um die Entwicklung eines leistungsstarken gütegeschalteten beziehungsweise modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm zu ermöglichen, gilt es zunächst einen kontinuierlich emittierenden Nd:YVO₄-Laser mit hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität zu realisieren. Basierend auf diesen Ergebnissen können dann geeignete Modifikationen vorgenommen werden, um die Erzeugung kurzer Impulse zu erreichen.

Zudem gibt es für kontinuierlich emittierende Strahlquellen bei 1,3 μm wichtige Anwendungsfelder in der Medizin, in der Faseroptik oder zum Beispiel als Pumpquelle für einen Co:MgF₂-Laser [84]. Zusätzlich ergeben sich durch die Frequenzverdopplung der 1342 nm-Strahlung in den roten Wellenlängenbereich viele neue Anwendungsmöglichkeiten in der Display-Technologie oder als Pumpquelle für weitere Laser- oder nichtlineare Prozesse. Für die Großzahl der Anwendungen wird, neben einer möglichst hohen zur Verfügung stehenden Ausgangsleistung, zusätzlich eine sehr gute Strahlqualität benötigt.

Die bisher veröffentlichten kontinuierlich emittierenden Festkörperlaser bei 1,3 μm kann man in zwei Gruppen unterteilen. Zum einen die Laser, die eine hohe Ausgangsleistung liefern, aber gleichzeitig eine schlechte Strahlqualität aufweisen. Mit einem Nd:YAlO₃-Laser wurde zum Beispiel von H. Y. Zhu eine Ausgangsleistung von 120 W (bei einer Pumpleistung von mehr als 550 W) mit einer limitierten Strahlqualität von $M^2 > 34$ erreicht [13]. Die zweite Gruppe von Lasern zeichnet sich durch eine sehr gute Strahlqualität aus, ist aber in der emittierten Ausgangsleistung beschränkt. Die



höchste Ausgangsleistung von 11 W bei einer guten Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,4$ wurde von A.-Y. Yao in einem Nd:YVO₄-Laser realisiert [9].

Die Hauptlimitierung für eine weitere Leistungsskalierung bei gleichzeitig guter Strahlqualität waren bisher die im vorherigen Kapitel diskutierten thermischen Effekte, die zu starken thermischen Linsen und einer Limitierung der verwendbaren Pumpleistung durch die Zerstörung des Kristalls führen. Mit Hilfe eines neuen Pumpkonzepts, das die optische Anregung eines langen, schwach-dotierten Kristalls mit einer Laserdiode bei 888 nm beinhaltet, und der theoretischen und experimentellen Bestimmung der thermo-optischen Eigenschaften des Laserkristalls ist es möglich diese Limitierung zu überwinden und den in der Folge vorgestellten Nd:YVO₄-Laser zu realisieren. Dazu wird zuerst mit Hilfe der gemessenen Brennweiten der thermischen Linse ein geeigneter Resonator berechnet. Dieser wird zunächst experimentell umgesetzt und dann weiter bezüglich der Ausgangsleistung und Strahlqualität des Lasers optimiert. Die fertig optimierte Konfiguration soll dann ausführlich charakterisiert werden.

3.1 Aufbau und Optimierung des kontinuierlich emittierenden Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Nachdem im vorherigen Kapitel die thermo-optischen Eigenschaften von Nd:YVO₄ für das verwendete Pumpkonzept sowohl theoretisch als auch experimentell detailliert untersucht wurden, ist es möglich mit Hilfe der gemessenen Brennweiten der thermischen Linse einen stabilen, modenangepassten Resonator zu entwickeln. Dabei ist es vor allem wichtig ein Resonator design zu finden, dass sowohl ohne Laserbetrieb als auch mit Laserbetrieb bei 1342 nm stabil ist, was einen großen Stabilitätsbereich voraussetzt. Bei der maximal eingestrahelten Pumpleistung von 110,5 W bedeutet dies, dass der Resonator für beide Brennweiten der thermischen Linse, $f_{\text{ohne}} = 110$ mm und $f_{1342} = 65$ mm, stabil sein muss. Zudem benötigt man im Laserbetrieb einen guten Modenüberlapp zwischen der Pump- und der Lasermode, um den Laser in den TEM₀₀-Mode zu zwingen. Dabei sollte der Radius der TEM₀₀-Mode der Laserstrahlung zwischen 80 % und 85 % des Pumpstrahlradius betragen. Die Untergrenze entsteht dadurch, dass bei zu geringem Modenradius der TEM₀₀-Mode höhere transversale Moden aufgrund der im Bereich ohne Modenüberlapp nicht abgebauten Besetzungsinversion anschwingen können. Dadurch käme es zu einer Verschlechterung der Strahlqualität des Lasers. Wählt man den Modenradius zu groß, so kann Beugung am Profil der durch die Pumpstrahlung thermisch induzierten Linse auftreten, was ebenfalls zu einer schlechteren Strahlqualität und einer Verringerung der Ausgangsleistung führt. Diese

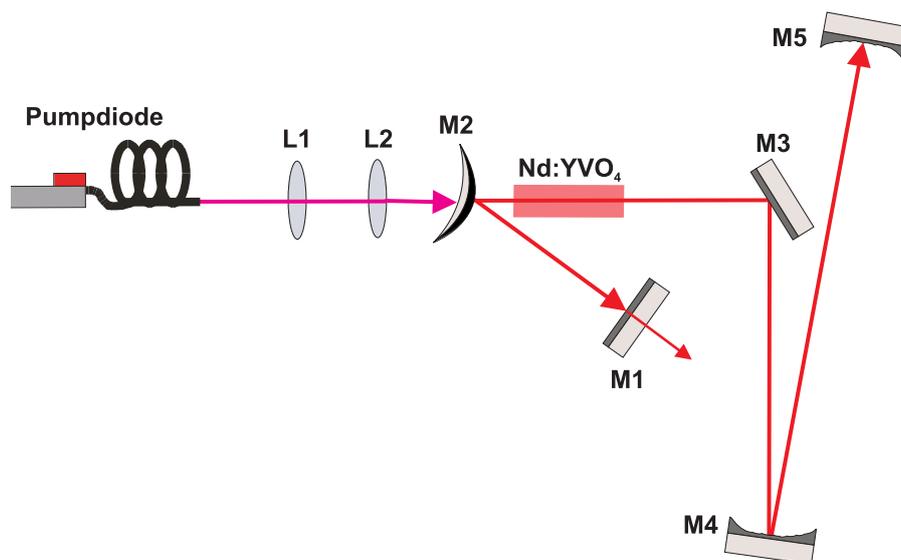


Abbildung 3.1: Schematische Aufbauskinne des Nd:YVO₄-Hochleistungslasers bei 1342 nm.

Anforderungen an den Resonator konnten durch die Berechnung einer Drei-Spiegel-Konfiguration zur Kompensation der thermischen Linse erfüllt werden.

Der Aufbau des realisierten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers bei 1342 nm ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Als Laserkristall dient ein 30 mm langer Nd:YVO₄-Kristall mit einer Nd-Dotierung von 0,5 at.% und einem Querschnitt von 4 * 4 mm². Der Kristall wird in einem durch einen Umlaufkühler wassergekühlten Kupferhalter befestigt und dabei mittels 4-seitigem Wärmekontakt durch Indium-Folie aktiv gekühlt. Der Laser wird mit der in Kapitel 2 beschriebenen Laserdiode von der Firma *DILAS* optisch angeregt, die bei einer Wellenlänge von 888 nm eine Ausgangsleistung von bis zu 110,5 W liefert. Die Strahlung der Laserdiode wird über eine 400 μm-Faser mit einer numerischen Apertur von 0,22 und ein Teleskop, bestehend aus zwei Konvexlinsen L1 und L2 mit Brennweiten von $f_1 = 30$ mm und $f_2 = 100$ mm, in den Laserkristall fokussiert. Daraus ergibt sich ein Strahlradius im Laserkristall von 667 μm. Durch die niedrige Nd³⁺-Dotierung des Kristalls in Verbindung mit der großen Kristalllänge und dem großen Strahldurchmesser im Fokus der Pumpstrahlung ergibt sich eine sehr gute Verteilung des Wärmeeintrags im Kristall. Dadurch ist es möglich bei der vollen Pumpleistung von 110,5 W zu arbeiten, ohne eine Zerstörung des Kristalls zu riskieren.

Der Laserresonator besteht insgesamt aus fünf Spiegeln. Spiegel M1 dient als Auskoppelspiegel. Mit Hilfe einer Rigrod-Analyse wurde die optimale Transmission, bei der die

höchste Leistung bei 1342 nm emittiert wird, zu $T = 20\%$ bestimmt. Spiegel M2 ist ein gekrümmter Spiegel mit einem konvexen Krümmungsradius von $R = 200$ mm. Um das longitudinale Pumpen durch diesen Spiegel zu ermöglichen, ist dieser hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge beschichtet. Zudem ist die Rückseite des Spiegels so gekrümmt, dass die Linsenwirkung auf die Pumpstrahlung beim Durchlaufen des Spiegels vernachlässigbar klein ist (Zero-Lens-Spiegel), um so eine Änderung des Orts und des Strahlradius des Fokus der Pumpstrahlung im Laserkristall zu verhindern. Die Hauptaufgabe dieses Spiegels ist die Kompensation der sehr starken thermischen Linse. Durch die stark defokussierende Wirkung der konvexen Krümmung wirkt diese der fokussierenden Wirkung der thermischen Linse entgegen. Spiegel M3 ist ein 45°-Umlenkspiegel, der zur Entfernung der restlichen Pumpstrahlung aus dem Resonator dient. Die Spiegel M4 und M5 sind konkav gekrümmte Spiegel mit einem Radius von $R = -200$ mm.

Die sogenannten g-Parameter geben Aufschluss über die Stabilität einer gegebenen Resonatorconfiguration. Sie enthalten Informationen über die Krümmungsradien der verwendeten Spiegel des Resonators, deren Abstände dazwischen wie auch über die Brennweite der thermischen Linse. Ist der Betrag des Produkts der g-Parameter $|g_1 \cdot g_2| \leq 1$ so liegt ein stabiler Resonator vor und für $|g_1 \cdot g_2| > 1$ ist der Resonator instabil. Daher ist es möglich durch die passende Wahl des Abstandes zwischen M4 und M5 die g-Parameter des Resonators und damit die Position des Resonators im Stabilitätsdiagramm, in dem g_2 in Abhängigkeit von g_1 aufgetragen ist, zu verschieben. Für kleinere Brennweiten der thermischen Linse wirkt sich die Verschiebung schwächer aus als für größere Brennweiten. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.2 für zwei unterschiedliche Abstände (rot und blau) zwischen den Spiegeln M4 und M5 und unterschiedliche Brennweiten der thermischen Linse zwischen 65 mm für Laserbetrieb bei 1342 nm und $f = 110$ mm ohne Laserbetrieb dargestellt. Für die grün markierten Bereiche ist $|g_1 \cdot g_2| \leq 1$ und der Resonator somit stabil. Die grauen Flächen stellen die Bereiche der instabilen Resonatoren mit $|g_1 \cdot g_2| > 1$ dar. Um einen stabilen Resonator bei 1342 nm zu erhalten, muss dieser sowohl für eine thermische Linse von 65 mm mit Laserbetrieb als auch von 110 mm ohne Laserbetrieb im stabilen grünen Bereich liegen. Für den Abstand der konkaven Spiegel, der den blauen Kreuzen entspricht ($d_{45} = 250$ mm), ist dies nicht der Fall. Der Laser wäre zwar mit Laserbetrieb stabil, aber nicht bei der schwächeren thermischen Linse ohne Laserbetrieb und kann daher nicht starten. Man kann erkennen, dass der Verlauf des g-Parameter-Produkts in Abhängigkeit der Brennweite der thermischen Linse einer Geraden entspricht. Die Steigung dieser Geraden lässt sich durch die Wahl des Abstandes der beiden konkaven Spiegel verändern. Dies

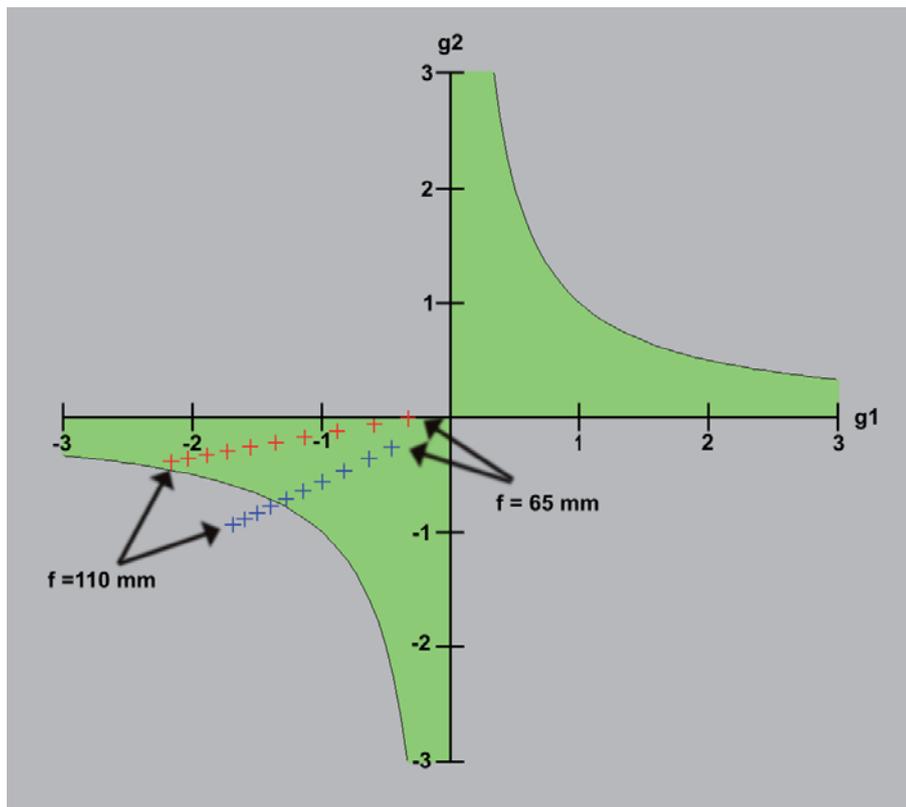


Abbildung 3.2: Position der Resonatorconfiguration im Stabilitätsdiagramm für zwei verschiedene Abstände zwischen den beiden konkav gekrümmten Spiegeln (rot und blau) und für unterschiedliche Brennweiten der thermischen Linse. Die grünen Flächen markieren die Bereiche für stabile Resonatoren und die grauen Flächen für instabile Resonatoren.

wird gerade durch die für verschieden große Brennweiten unterschiedlich großen Verschiebungen im Stabilitätsdiagramm bewirkt. Für den Abstand, der den roten Kreuzen entspricht ($d_{45} = 296 \text{ mm}$), ist deutlich die geringere Steigung des Verlaufs zu erkennen. Dadurch liegt der Resonator sowohl mit als auch ohne Laserbetrieb im stabilen Bereich. Der Resonator liegt hier mit Laserbetrieb nahe am Rand des Stabilitätsbereichs, was sich aber aufgrund der starken thermischen Linsen nicht vermeiden lässt.

Durch Variieren des Abstands der beiden konkaven Spiegel lässt sich in Kombination mit der Optimierung der Position des Auskoppelspiegels M1 der Modenradius im Laserkristall an den Strahldurchmesser der Pumpstrahlung anpassen und somit stabiler Laserbetrieb im Gauß'schen Grundmode realisieren. Der daraus resultierende Strahlradius der TEM₀₀-Mode im Laserkristall ist in Abhängigkeit der Brennweite der thermi-

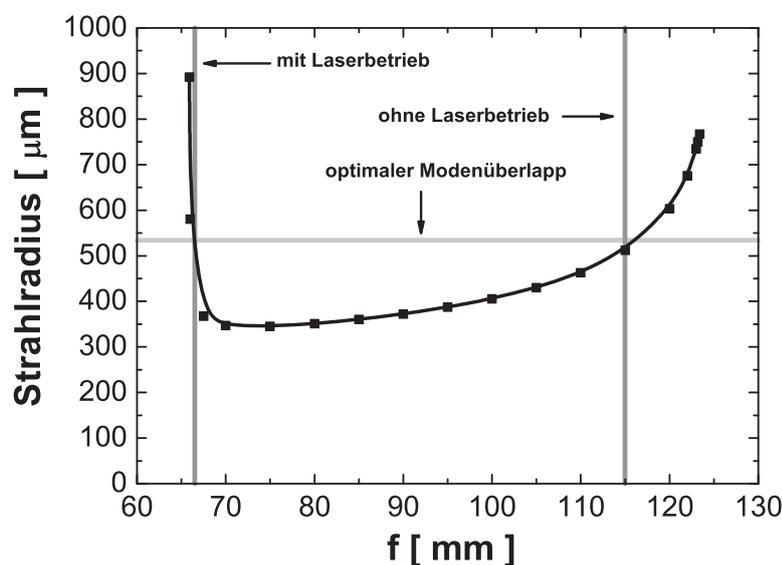


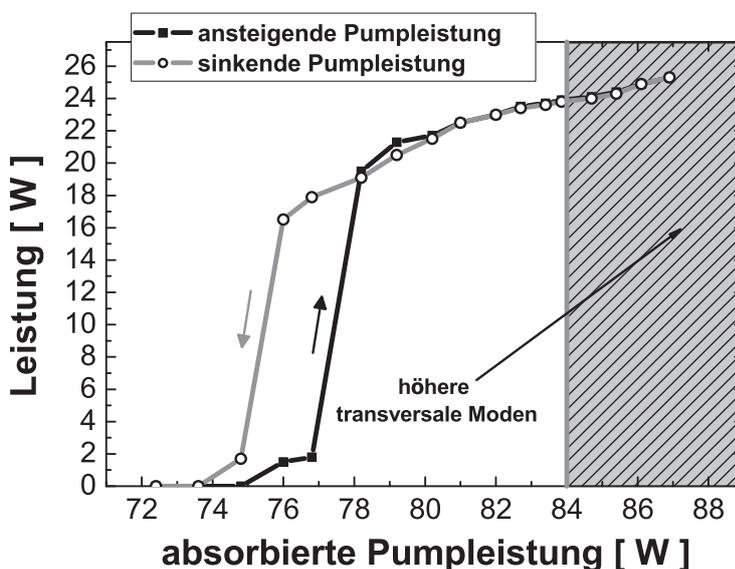
Abbildung 3.3: Strahlradius der TEM₀₀-Mode im Laserkristall in Abhängigkeit der Brennweite der thermischen Linse für den verwendeten Resonator.

schen Linse in Abbildung 3.3 zu sehen. Diese Konfiguration entspricht ebenfalls den in Abbildung 3.2 rot dargestellten Kreuzen. Der Laser ist sowohl mit als auch ohne Laserbetrieb stabil und erreicht für eine Brennweite der thermischen Linse von 66,5 mm, die einer absorbierten Pumpleistung von 84 W entspricht, einen guten Modenüberlapp mit der Pumpstrahlung. Mit Hilfe dieser Resonatorconfiguration sollte also die Erzeugung von leistungsstarker Laserstrahlung bei 1342 nm im TEM₀₀-Mode möglich sein.

3.2 Charakterisierung des kontinuierlich emittierenden Nd:YVO₄-Hochleistungslasers bei 1342 nm

3.2.1 Leistungskennlinien

Abbildung 3.4 zeigt die Ausgangsleistung des Lasers in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für ansteigende Pumpleistung (schwarz) und sinkende (grau) Pumpleistung. Es wird eine maximale Ausgangsleistung im TEM₀₀-Mode von 24 W für eine absorbierte Pumpleistung von 84 W erreicht, was einer optischen Effizienz von 29 % entspricht. Der differentielle Wirkungsgrad des Lasers nach Erreichen der Schwelle beträgt

Abbildung 3.4: Leistungskennlinie des Nd:YVO₄-Lasers.

$\eta_{diff} = 0,5$. Unter Berücksichtigung der fraktionalen thermischen Last von $\eta_h = 0,4$ und der Reabsorption der 1342 nm-Strahlung aufgrund der ESA ist dieser Wirkungsgrad sehr nahe am theoretisch möglichen Maximum. Erhöht man die Pumpleistung weiter, so führt dies aufgrund der stärkeren thermischen Linse zu einer Verschlechterung der Strahlqualität. Zudem ist auffällig, dass die Leistungskennlinie eine Hysterese für ansteigende und sinkende Pumpleistung zeigt. Der Grund für dieses Verhalten ist der höhere Wärmeeintrag über der Laserschwelle im Vergleich zu dem Fall ohne Laserbetrieb. Daher kann für die Regionen niedrigerer Pumpleistung nur Laserbetrieb erreicht werden, wenn diese durch das Verringern der Pumpleistung direkt aus dem Laserbetrieb angefahren werden. Die plötzliche Änderung der Ausgangsleistung kurz über der Schwelle resultiert aus dem starken Unterschied der Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes für die beiden unterschiedlichen Polarisationen des Lasers. Da die thermische Linse für die σ -Polarisation stärker ist, ist der Resonator für diese bei geringeren Pumpleistungen stabil. Daher kann der Laser, bevor er auf der π -Polarisation stabil ist, schon auf der σ -Polarisation starten. Da bei σ -polarisiertem Licht der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission geringer ist als bei π -polarisiertem Licht, ist die Ausgangsleistung in diesem Bereich deutlich kleiner.

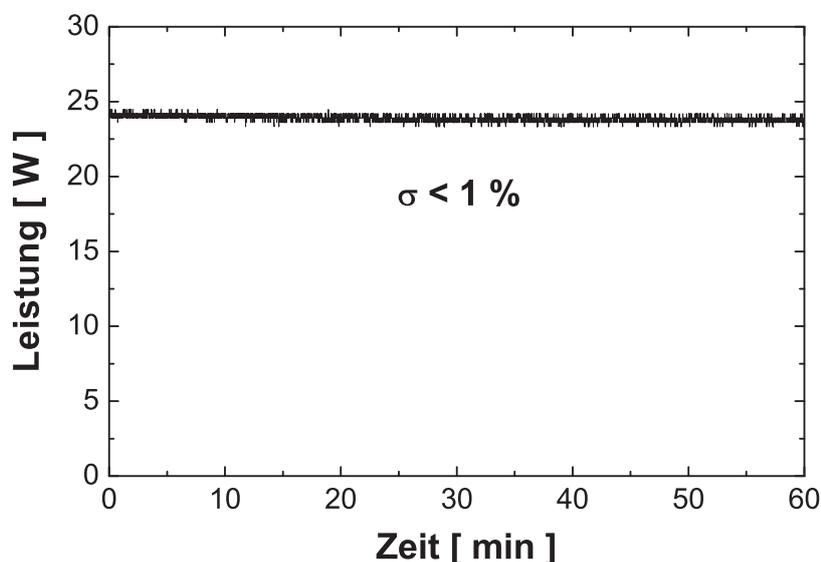


Abbildung 3.5: Stabilitätsmessung der Ausgangsleistung des Nd:YVO₄-Lasers bei einer Ausgangsleistung von 24 W.

Um eine Aussage über die Stabilität des realisierten Nd:YVO₄-Lasers treffen zu können, wird die Ausgangsleistung mit Hilfe des Spannungsausgangs des Leistungsmessgeräts und eines Datenloggers der Firma *Meilhaus (Labjack U12)* über einen Zeitraum von einer Stunde aufgezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Die Schwankungen, die über die Standardabweichung der gemessenen Leistung bestimmt werden, betragen $\sigma < 1 \%$. Damit ist die Leistung des Nd:YVO₄-Lasers sehr stabil.

3.2.2 Spektrale Eigenschaften

Viele Anwendungen, wie zum Beispiel in der Spektroskopie und der Nichtlinearen Optik, erfordern eine schmalbandige Laserquelle. Auch im Hinblick auf die geplante Frequenzverdopplung des Lasers ist es daher wichtig, die spektralen Eigenschaften genauer zu untersuchen. Das optische Spektrum des Nd:YVO₄-Lasers wird dazu mit einem Scanning-Fabry-Pérot-

Interferometer aufgenommen. Der freie Spektralbereich wird dabei zu $FSR = 15$ GHz gewählt, um das Spektrum noch komplett messen zu können, aber dennoch ein möglichst hohes Auflösungsvermögen von $\Delta\nu = 35$ MHz zu erhalten. Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Man kann im Spektrum die verschiedenen longitudina-

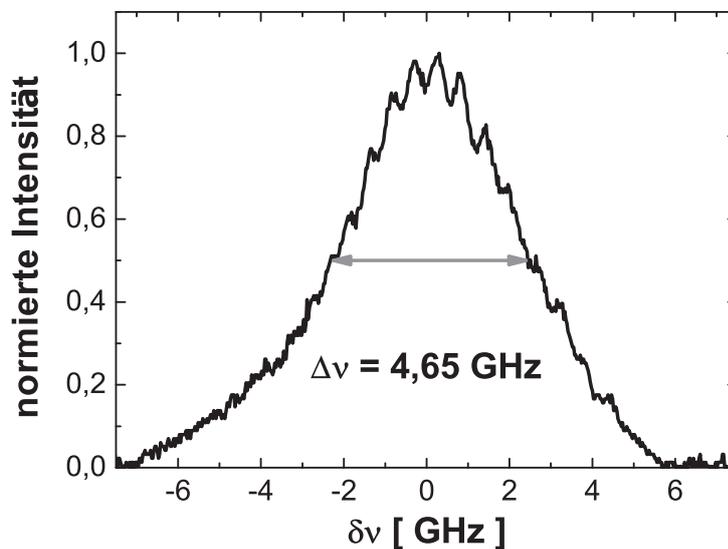


Abbildung 3.6: Aufnahme des optischen Spektrums des Nd:YVO₄-Lasers mit einem FPI mit einem FSR von 15 GHz bei einer Ausgangsleistung von 24 W.

len Moden des Lasers erkennen, die in einem Abstand von ungefähr 200 MHz liegen. Die spektrale Breite des Lasers kann somit zu $\Delta\nu_{FWHM} = 4,65$ GHz bestimmt werden. Dies entspricht einer Halbwertsbreite der spektralen Verteilung des Lasers von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,03$ nm. Die Wellenlängenakzeptanz für die, in Kapitel 6 vorgestellte, SHG dieser Strahlung beträgt für den verwendeten Kristall 0,39 nm [85, 86]. Die spektrale Breite des Lasers ist also klein genug, um eine Verringerung der Konversionseffizienz der SHG aufgrund der Wellenlängenakzeptanz ausschließen zu können.

3.2.3 Strahlqualität

Eine wichtige Voraussetzung für die Tauglichkeit eines Lasers ist in vielen Bereichen eine gute Strahlqualität. Gerade im Hinblick auf die Nichtlineare Optik ist eine sehr gute Strahlqualität des Lasers unabdingbar, um die Realisierung von nichtlinearen Prozessen mit hoher Effizienz zu ermöglichen. In Abbildung 3.7 ist links der Strahlradius in Abhängigkeit der Position um einen mit einer Linse außerhalb des Resonators erzeugten Fokus zu sehen. Für jeden Messpunkt wird das Strahlprofil mit einem Beamprofiler (*Beamscope P8*, der Firma *DataRay Inc.*) mit Hilfe der Moving-Slit-Methode aufgenommen, woraus dann der Strahlradius bestimmt werden kann. Aus diesen Er-

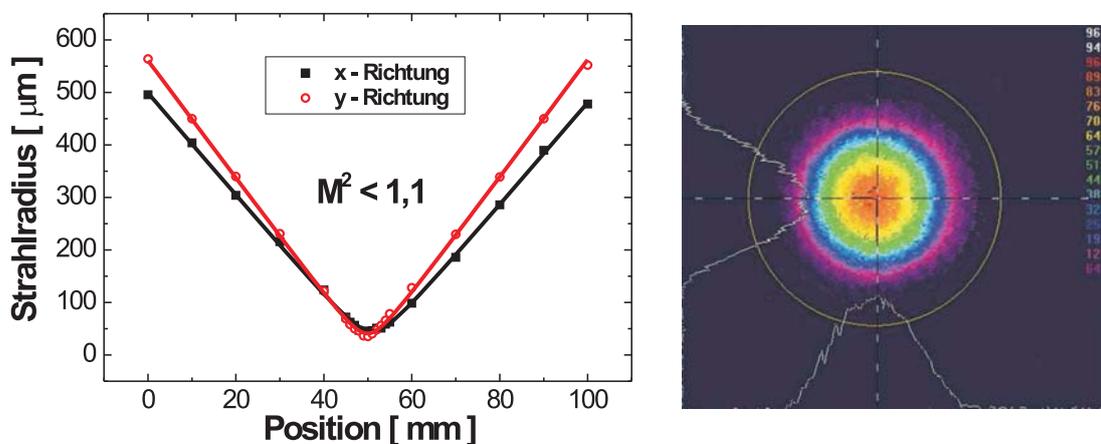


Abbildung 3.7: P= 24 W: Links: M^2 -Messung der Laserstrahlung. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils des Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera.

gebnissen kann die Beugungsmaßzahl für beide Raumrichtungen zu jeweils $M^2 < 1,1$ bestimmt werden. Dazu wird die Funktion des Strahlradius in Abhängigkeit der Position relativ zum Fokus

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{(M^2)^2 \lambda^2 (z - z_0)^2}{\omega_0^4 \pi^2}} \quad (3.1)$$

an die Messkurve angeglichen. Dabei sind z_0 die Position des Fokus und ω_0 der Strahlradius im Fokus.

Zudem wird das räumliche Strahlprofil mit Hilfe einer CCD-Kamera (*Micron Viewer Model 7290A*, der Firma *Electrophysics Corp*) aufgenommen. Dies ist in Abbildung 3.7 rechts gezeigt. Der Strahl hat ein radialsymmetrisches, nahezu gaußförmiges Profil. Daraus lässt sich schließen, dass der Laser ausschließlich im transversalen Grundmode läuft.

3.3 Fazit

Mit Hilfe der optischen Anregung bei 888 nm und einem langen schwach-dotierten Kristall war es möglich den Wärmeeintrag in den Laserkristall über ein größeres Volumen zu verteilen und somit dessen Auswirkungen auf den Laserkristall, wie die thermische Linse oder thermisch induzierte Spannungsintensitäten, zu reduzieren. Unter dieser



mittlere Ausgangsleistung [W]	24
absorbierte Pumpleistung [W]	84
optische Effizienz η_{opt} [%]	29
Leistungsschwankungen σ [%]	< 1
spektrale Breite [GHz]	4, 65
M^2	< 1, 1

Tabelle 3.1: Eigenschaften des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Hochleistungslasers

Voraussetzung konnte durch die Berechnung einer geeigneten Resonatorconfiguration ein stabiler, modenangepasster kontinuierlich betriebener Nd:YVO₄-Hochleistungslaser realisiert werden. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter des Lasers zusammenfassend aufgetragen. Der Laser überzeugt durch eine hohe Ausgangsleistung von 24 W und eine für einen 1342 nm-Laser gute Effizienz. Die Leistung des Lasers ist über einen Zeitraum von einer Stunde sehr stabil. Aufgrund seiner geringen spektralen Breite und der ausgezeichneten Strahlqualität ist der Laser hervorragend für Anwendungen in der Nichtlinearen Optik geeignet (siehe Kapitel 6).

Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der Ergebnisse dieser Arbeiten zum kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Hochleistungslaser stellte die erreichte Ausgangsleistung einen Rekord für 1342 nm-Laser mit gleichzeitig guter Strahlqualität dar [87]. Seitdem wurden weitere Konzepte zur Leistungsskalierung von 1342 nm-Lasern gefunden. Einerseits wurden mit Hilfe der Innoslab-Technologie, das heißt Verwendung eines Hybrid-Resonators, der in die eine Raumrichtung instabil und in die andere stabil ist, und optischer Anregung bei 880 nm bis zu 43,6 W erreicht [88, 89, 90]. Dabei ist anzumerken, dass in der zugehörigen Veröffentlichung die Beugungsmaßzahl M^2 nur für eine Ausgangsleistung von 34,5 W zu $M^2 < 1,3$ angegeben ist [90]. Des Weiteren wurde das Konzept der optischen Anregung bei 888 nm durch die Verwendung eines Nd:YVO₄-Kristalls mit undotierten Enden weiter ausgebaut und dadurch bei einer absorbierten Pumpleistung von 102 W eine Ausgangsleistung von 37,2 W erreicht [91].





Kapitel 4

Aktiv gütegeschalteter Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

Diodengepumpte gütegeschaltete ns-Laser bei 1342 nm bieten ein breites Feld von Einsatzmöglichkeiten, wie zum Beispiel in der Telekommunikation, der Mikromaterialbearbeitung oder der Informationsspeicherung. Vor allem die aufgrund der hohen Spitzenleistungen effiziente Erzeugung der höheren Harmonischen, die im sichtbaren Spektralbereich beziehungsweise im Ultravioletten liegen, öffnet zusätzlich das Tor für viele weitere interessante Anwendungen. Daher ist es das Ziel, den in diesem Kapitel vorgestellten gütegeschalteten 1342 ns-Laser für die weiteren nichtlinearen Prozesse bezüglich Impulsspitzenleistung und Strahlqualität zu optimieren.

Die meisten bisher veröffentlichten gütegeschalteten Lasersysteme bei 1342 nm basieren auf passiver Güteschaltung mittels V³⁺:YAG als sättigbaren Absorber. Dabei wurden bisher geringe mittlere Ausgangsleistungen um 1 W bei Impulsdauern im zweistelligen ns-Bereich erreicht [16, 17, 18, 19]. Für aktiv gütegeschaltete Laser bei 1342 nm gibt es hauptsächlich Veröffentlichungen mit zusätzlicher resonatorinterner Frequenzkonversion, wobei teilweise auf die Eigenschaften der Fundamentalen nicht eingegangen wird. Die höchste mittlere Ausgangsleistung wurde von C. Lu mit einem Wert von 11,2 W bei einer Repetitionsrate von 50 kHz und einer Impulsdauer von 60 ns realisiert [21]. Im Bezug auf die Impulsspitzenleistung lieferte ein von M. Nittmann realisierter Nd:YVO₄-Laser mit einem Wert von 30 kW bei einer Repetitionsrate von 15 kHz die besten Ergebnisse [20].

Basierend auf dem, in Kapitel 3 vorgestellten, kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm sollte eine Steigerung der bisher erreichten Ausgangsleistungen für einen gütegeschalteten 1342 nm-Laser möglich sein. Dabei ist es wichtig sich für eine

geeignete Güteschaltungsmethode zu entscheiden, mit der es möglich ist stabile Güteschaltung unter den gegebenen Einschränkungen an das Resonatordesign durch die thermische Linse und genügend hohe Spitzenleistung und Impulsenergie für die Erzeugung der höheren Harmonischen zu erhalten.

Passive Güteschaltung mit Hilfe eines sättigbaren Absorbers bringt den Vorteil mit sich, dass diese in einem kompakten und robusten Aufbau in einem einfachen Design möglich ist. Daher sind solche Systeme oft sehr kostengünstig realisierbar. Der entscheidende Nachteil ist aber, dass keine externe Ansteuerung der Güteschaltung möglich ist. Die Repetitionsrate des Lasers ist fest durch die Eigenschaften des Lasers selbst vorgegeben. Man kann also bei einem bestehenden Laserdesign keine Anpassung der Repetitionsrate vornehmen, um zum Beispiel die Impulsspitzenleistung für die nichtlinearen Prozesse zu optimieren. Zudem weisen solche Systeme aufgrund der höheren Verluste durch die Restabsorption im sättigbaren Absorber geringere Ausgangsleistungen auf. Die Absorption im sättigbaren Absorber kann bei dem Versuch einer Leistungsskalierung außerdem zu einer Zerstörung desselben führen. Des Weiteren zeigte eine 2009 veröffentlichte Studie, dass eine Leistungsskalierung durch die direkte Anregung des Lasers in das obere Laserniveau bei Verwendung passiver Güteschaltung mit sättigbaren Absorbern zu keiner Steigerung der Impulsspitzenleistung und der Impulsenergie führt, da sich die Repetitionsrate proportional zu der mittleren Ausgangsleistung mit erhöht [92].

Bei aktiver Güteschaltung ist eine externe Ansteuerung der Repetitionsrate des Lasers möglich. Dadurch kann diese bei der Erzeugung der höheren Harmonischen optimal an die bestehenden Randbedingungen angepasst werden. Ein großer Vorteil ist die einfache Umsetzung der aktiven Güteschaltung in einem schon bestehenden Aufbau für kontinuierlichen Betrieb, da ein elektro-optischer Modulator (EOM) oder akusto-optischer Modulator (AOM), bis auf die optische Längenänderung, keinen Einfluss auf die Resonatoreigenschaften hat. Ein sättigbarer Absorber hingegen stellt immer Bedingungen an die Intensität des auftreffenden Lichts. Zudem weisen sowohl AOMs als auch EOMs nur geringe intrinsische Verluste auf. Bei aktiver Güteschaltung mittels EOM werden ein EO-Treiber und eine Hochspannungsquelle benötigt, um diesen zu betreiben. Da für die akusto-optische Modulation nur ein RF-Treiber benötigt wird, wobei keine Hochspannungen nötig sind, und die mit einem AOM erreichbaren Beugungseffizienzen und Schaltzeiten ausreichen, wird für den in diesem Kapitel vorgestellten gütegeschalteten 1342 nm-Laser aktive Güteschaltung mittels AOM verwendet.

4.1 Theoretische Grundlagen der Güteschaltung

Güteschaltung ist eine weit verbreitete Technik zur Erzeugung kurzer Laserimpulse. Das Prinzip der Güteschaltung ist Schritt für Schritt in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Güteschaltung ermöglicht es durch den Pumpprozess eine viel größere Besetzungsinversion als üblich im Resonator aufzubauen, indem sie den Laserbetrieb unterdrückt. Dies wird durch die Unterdrückung der Rückkopplung beziehungsweise durch die Erhöhung der Resonatorverluste erreicht. Nachdem sich eine große Inversion aufbauen konnte, wird die Rückkopplung wiederhergestellt beziehungsweise die Resonatorgüte wieder auf den ursprünglichen Wert zurückgesetzt, wobei eine ausreichend schnelle Modulati-

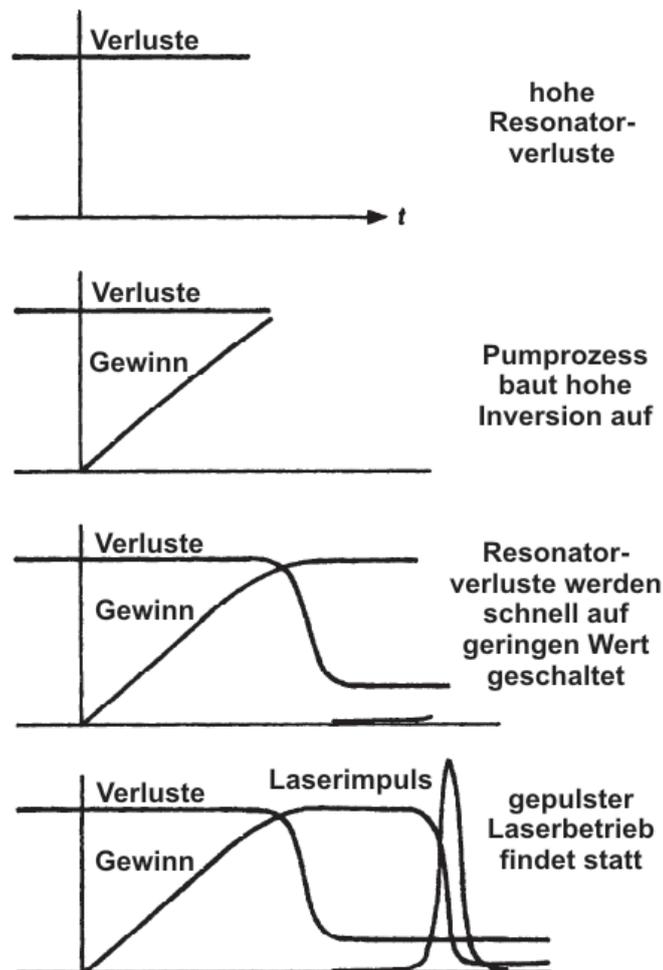


Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Güteschaltung [93].

onsmethode verwendet werden muss. Dies resultiert in einem sehr schnellen, intensiven Aufbau der Laserleistung, der die gesamte angesammelte Inversion in einem einzigen Laserimpuls abbaut. Typischerweise ist ein solcher Impuls einige zehn Nanosekunden lang.

In diesem Abschnitt soll die, diesem Kapitel zu Grunde liegende, Theorie der Güteschaltung behandelt werden. Dabei wird speziell auf die aktive Güteschaltung mittels akusto-optischer Modulation eingegangen, die in den Experimenten eingesetzt wird. Weitere Ausführungen zur Güteschaltung sind in der Literatur unter anderem in den Monographien von Siegmann [93], Koechner [1] und Svelto [56] zu finden.

4.1.1 Güteschaltung mit akusto-optischer Modulation

In akusto-optischen Güteschaltern wird eine Ultraschallwelle in einen Block aus einem transparenten optischen Material, üblicherweise Quarzglas, eingebracht. Durch das so entstandene akustische Feld wird ein Teil der Energie der Laserstrahlung aus dem Resonator gebeugt. Dies stellt einen Verlustmechanismus dar, womit die Laseraktivität unterdrückt werden kann. Wird das akustische Feld wieder abgeschaltet, so wird die Güte des Resonators wiederhergestellt und ein kurzer intensiver Laserimpuls erzeugt. In Abbildung 4.2 ist ein typischer Aufbau für einen mittels AOM gütegeschalteten Festkörperlaser zu sehen. Der AOM wird durch das Anlegen einer Hochfrequenz

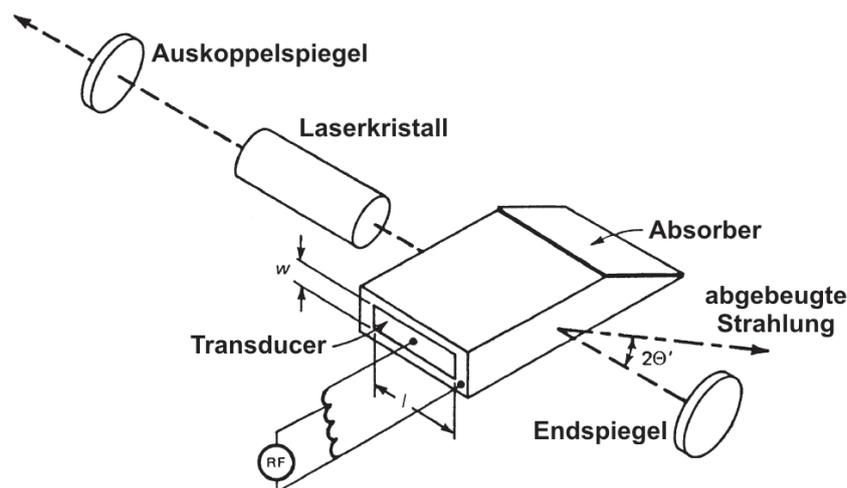


Abbildung 4.2: Akusto-optischer Modulator, eingesetzt in einem kontinuierlich gepumpten Festkörperlaser [1].

(HF)-Leistung an den Transducer, der an das transparente Medium angebracht ist, aktiviert. Die resultierende akustische Welle führt zur Erzeugung einer Sinus-förmigen Modulation der Dichte des Mediums. Der Brechungsindex ist dabei über den photoelastischen Effekt an die periodische Änderung der Dichte und der Spannung gekoppelt. Die Brechungsindexänderung formt ein Phasengitter der fortlaufenden Welle über dem Durchmesser des optischen Strahls. Das Gitter hat eine Periode gleich der Wellenlänge der akustischen Welle und eine Amplitude proportional zur Schallamplitude. Ein Teil des optischen Strahls der diesen Bereich, der von der akustischen Welle eingenommen wird, passiert wird an diesem Phasengitter abgelenkt. Akusto-optische Güteschalter werden bei Ultraschall-Frequenzen von einigen zehn Megahertz betrieben und die Wechselwirkungslänge liegt in der Größenordnung von einigen Zentimetern. In diesem sogenannten Bragg-Regime verhält sich das Gitter wie ein dickes Phasengitter. Der abgelenkte Strahl wird dabei nur in eine Richtung gebeugt und hat ein Maximum beim Bragg-Winkel. Die Bedingung für das Auftreten von Bragg-Beugung ist $l\lambda \gg \lambda_s^2$, wobei l die Wechselwirkungslänge und λ und λ_s die optische und akustische Wellenlänge im Medium ist. Im Falle einer kurzen Wechselwirkungslänge oder einer langen akustischen Wellenlänge wird die akusto-optische Zelle zu einem dünnen Phasengitter und der Lichtstrahl in mehrere Ordnungen gebeugt. Dies ist das Regime der Raman-Nath-Beugung. Da in diesem Fall höhere RF-Leistungen benötigt werden, werden akusto-optische Güteschalter nicht in diesem Regime betrieben. Die akustische Welle wird, nachdem sie die Wechselwirkungszone durchlaufen hat, in einem Absorber absorbiert. Dies verhindert Interferenz der reflektierten akustischen Welle mit sich selbst.

4.1.2 Aktive Güteschaltung: Auswertung der Ratengleichungen

Das Verhalten von gütegeschalteten Lasern kann durch eine einfache Auswertung der Ratengleichungen beschrieben werden. Die grundlegenden Ratengleichungen für die Anzahl der Photonen im Resonator $n(t)$ und die Besetzungsinversion $N(t)$ in einem gütegeschalteten 4-Niveau-Laser und für den Fall eines sich schnell entleerenden unteren Laserniveaus ($N_1 \approx 0$) sind gegeben durch [93]

$$\frac{dn}{dt} = BNn - (1/\tau_c)n \quad (4.1)$$

$$\frac{dN}{dt} = R_p - (1/\tau_o)N - BnN, \quad (4.2)$$

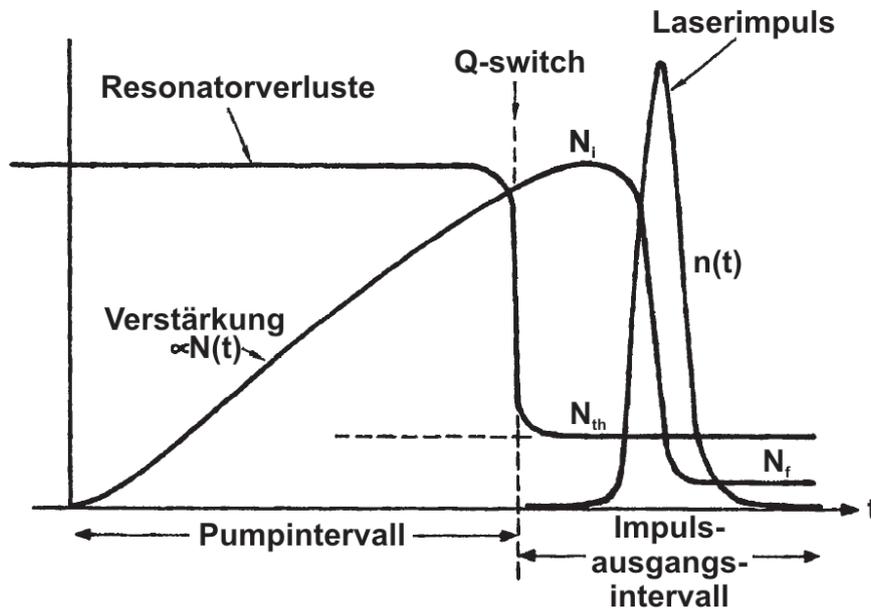


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Vorgangs der Güteschaltung in einem gepulst-gepumpten gütegeschalteten Laser. In einem realen Lasersystem ist das Pumpintervall wesentlich länger als das Impulsausgangsintervall [93].

wobei τ_c die Resonatorlebensdauer, τ_o die Lebensdauer des oberen Laserniveaus, R_p die Pumprate und B den Einsteinkoeffizienten der stimulierten Emission darstellen. Dabei ist $\tau_c \equiv 1/\gamma_c$ mit den logarithmischen Gesamtverlusten pro Umlauf γ_c .

Abbildung 4.3 zeigt eine detaillierte Darstellung der zeitlichen Dynamik der Güteschaltung. Wie man sieht, kann man den Prozess der Güteschaltung in zwei Bereiche unterteilen, das Pumpintervall und das Impulsausgangsintervall.

Pumpintervall

Um die Betrachtung des Pumpvorgangs des gütegeschalteten Lasers zu vereinfachen, kann man davon ausgehen, dass die Rückkopplung des Resonators während des Pumpintervalls vollständig geblockt wird. Daher tritt kein Laserbetrieb auf und es gilt $n(t) \equiv 0$. Zudem wird angenommen, dass die Pumpe mit einer konstanten Pumprate R_p zum Zeitpunkt $t = 0$ aktiviert wird. Dadurch vereinfacht sich die Ratengleichung für die Besetzungsinversion zu

$$\frac{dN(t)}{dt} \approx R_p - N(t)/\tau_o \quad (4.3)$$

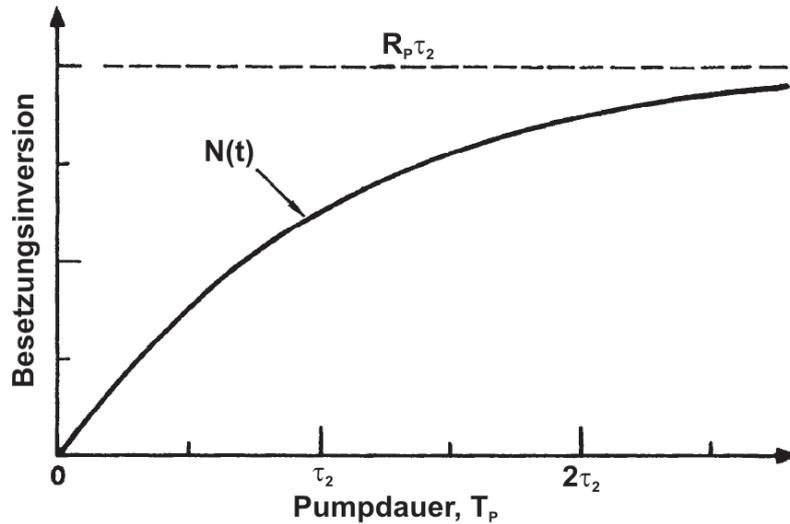


Abbildung 4.4: Vorgang der Energiespeicherung während des Pumpintervalls für eine feste Pumprate [93].

mit der Lösung

$$N(t) = R_p \tau_o [1 - \exp(-t/\tau_o)]. \quad (4.4)$$

Die Besetzungsinversion kann daher bis zu einem Wert $R_p \tau_o$ aufgebaut werden. Dies ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die Besetzungsinversion für hohe Pumpdauern gegen den Wert $R_p \tau_o$ strebt. Ab einer Pumpdauer, die etwa der doppelten Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_o entspricht, wird also keine signifikante Zunahme der Besetzungsinversion durch anhaltendes Pumpen erreicht. Dies ist der Fall, da alle Atome, die vor der ein bis zweifachen Lebensdauer angeregt wurden, zu diesem Zeitpunkt wieder relaxiert sind und nicht mehr zur Inversion beitragen. Daraus ergibt sich bei kontinuierlichem Pumpen, dass die noch effizient nutzbaren Repetitionsraten des Lasers sehr stark von der Lebensdauer des oberen Laserniveaus und damit vom verwendeten Lasermaterial abhängen. Der in dieser Arbeit verwendete Nd:YVO₄-Kristall besitzt eine Lebensdauer des oberen Laserniveaus von $\tau_o = 100 \mu\text{s}$ [47]. Daraus resultiert eine untere Grenze der Repetitionsrate von $PRR = 1/(2\tau_o) = 5 \text{ kHz}$, was dem Inversen der doppelten Lebensdauer entspricht. Unterhalb dieser Repetitionsrate ist mit keiner Steigerung der Spitzenleistung der erzeugten Impulse mehr zu rechnen.

Impulsausgangsintervall

Das gesamte Impulsausgangsintervall ist in der Regel so kurz, dass das Pumpen und das Zerfallen der angeregten Atome vernachlässigt werden kann. Daher können hier die Ratengleichungen wie folgt genähert werden:

$$\frac{dn}{dt} = B[N(t) - N_{th}]n(t) \quad (4.5)$$

$$\frac{dN}{dt} = -Bn(t)N(t) \quad (4.6)$$

mit N_{th} der Schwellinversion nach dem Abschalten der Verluste und den Startbedingungen $N = N_i \equiv rN_{th}$ und $n = n_i \approx 1$. Dabei ist N_i die Besetzungsinversion direkt nach dem Abschalten der Verluste, n_i die Anzahl der Photonen direkt nach dem Abschalten der Verluste und $r = N_i/N_{th}$ die Schwellüberhöhung.

Die Lösung dieser Ratengleichung für die Anzahl der Photonen im Resonator ergibt sich zu

$$n(t) \approx N_i - N(t) - \frac{N_i}{r} \ln \left(\frac{N_i}{N(t)} \right). \quad (4.7)$$

Diese Gleichung enthält als Parameter nur noch die Inversion nach Abschalten der Verluste N_i und die Schwellüberhöhung r .

Mit Hilfe dieser Lösung der Ratengleichungen ist es möglich die Spitzenleistung der erzeugten Impulse zu berechnen, indem man die Bedingungen $N(t) = N_{th}$ und $dn/dt = 0$ einsetzt. Daraus ergibt sich für die Impulsspitzenleistung

$$P_p = \frac{n_p \hbar \omega}{\tau_c} = (r - 1 - \ln r) \frac{N_{th} \hbar \omega}{\tau_c}. \quad (4.8)$$

Dabei ist n_p die Photonenzahl im Maximum des Impulses und $\hbar \omega$ die Energie eines Photons.

Anhand dieser Gleichung lässt sich erkennen, dass die Impulsspitzenleistung stark von der Pumpleistung des Lasers abhängt. Die Impulse werden mit steigender Pumpleistung und somit steigender Schwellenüberhöhung immer intensiver. Zudem kann die Resonatorlebensdauer τ_c zum einen durch die Resonatorlänge und zum anderen durch die Auskopplung des Resonators geändert werden. Dadurch führen eine Verkürzung des Resonators beziehungsweise eine Erhöhung der Auskopplung ebenfalls zu einer Steigerung der Impulsspitzenleistung.

Eine gute Näherung für die Impulsdauer der gütegeschalteten Pulse stellt die Gleichung

$$\tau_p \approx \frac{r\eta(r)}{r - 1 - \ln r} \cdot \tau_c \quad (4.9)$$

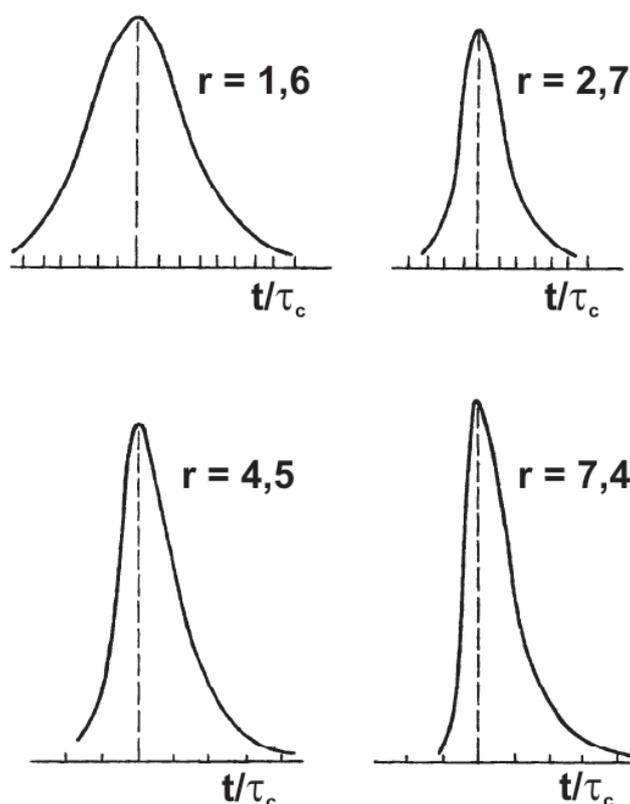


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der gütegeschalteten Impulse für verschiedene Schwellenüberhöhungen [93].

dar [93]. Dabei ist $\eta \equiv \frac{U_{out}}{U_i}$ das Verhältnis der Impulsenergie der gütegeschalteten Impulse zur Inversionsenergie direkt nach Abschalten der Verluste.

Analog zur Impulsspitzenleistung wird eine Verkürzung der Impulse durch eine Erhöhung der Pumpleistung, Verkürzung des Resonators und das Wählen einer höheren Auskopplung erreicht.

Aus der Lösung der Ratengleichungen kann der genaue zeitliche Verlauf der Photonenzahl im erzeugten Impuls numerisch berechnet werden. Die berechnete Impulsform ist in Abbildung 4.5 für verschiedene Schwellenüberhöhungen dargestellt. Man erkennt, dass mit steigender Schwellenüberhöhung die Impulse eine immer größer werdende Asymmetrie aufweisen. Dabei zeichnen sich die Impulse bei hohen Schwellenüberhöhungen durch eine sehr schnelle Anstiegszeit und ein langsames Abklingen der Intensität aus.

4.2 Aktiv gütegeschalteter Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

4.2.1 Aufbau und Optimierung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Das Resonatordesign des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Die Pumpkonfiguration entspricht der des, in Kapitel 3 vorgestellten, cw-Lasers. Die aktive Güteschaltung wird mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM), hergestellt von der Firma *Gooch and Housego*, realisiert. Als akusto-optisches Medium dient ein Quarzglaskristall mit einer Länge von 32 mm, der beidseitig hochtransmittierend für 1342 nm beschichtet ist. In Abbildung 4.7 ist die Beugungseffizienz des AOMs über der angelegten HF-Leistung zu sehen. Die laut Hersteller maximal verträgliche HF-Leistung beträgt 15 W. Bei dieser Leistung wird eine Beugungseffizienz von $\eta = 75 \%$ erreicht, die ausreicht, um den Laser unter die Schwelle zu zwingen. Die Modulation des HF-Signals bei 40 MHz erfolgt über einen in das Lasernetzteil

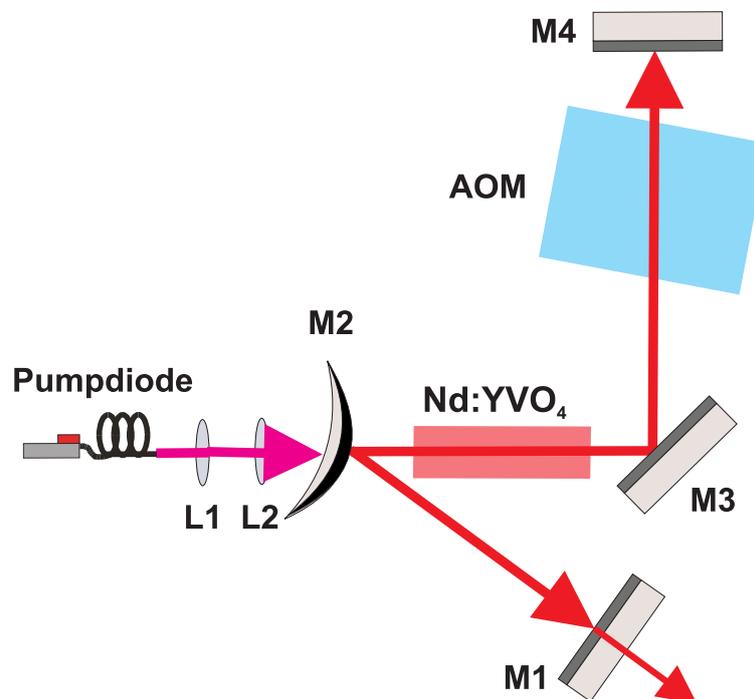


Abbildung 4.6: Schematische Aufbauskinne des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm.

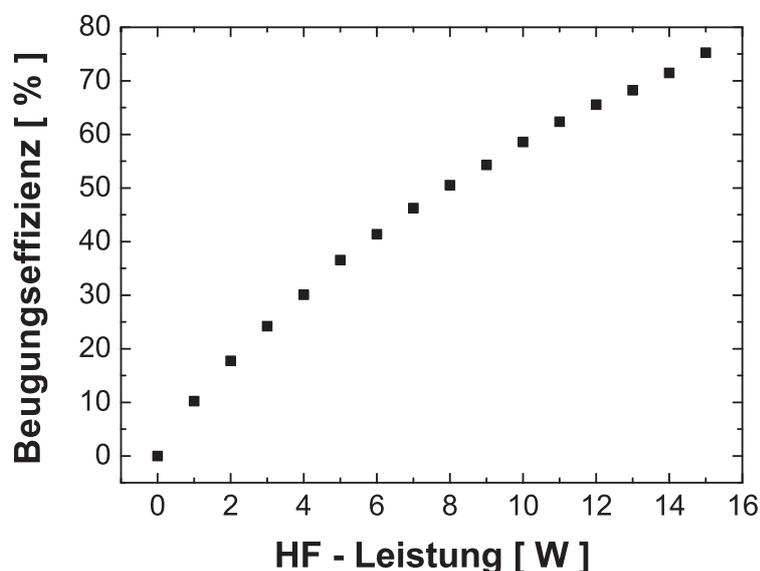


Abbildung 4.7: Beugungseffizienz des AOMs in Abhängigkeit der angelegten HF-Leistung.

integrierten, digital ansteuerbaren Funktionsgenerator. Dadurch kann die Impulsrepetitionsrate beliebig zwischen 1 Hz und 300 kHz angewählt werden.

Um den Resonator für optimalen gütegeschalteten Betrieb anzupassen, muss die Resonatorgeometrie, die für den kontinuierlich betriebenen Laser in Kapitel 3 verwendet wurde, modifiziert werden. Als Pumpspiegel diene wieder ein Konvexspiegel M2 mit einem Krümmungsradius von $R = 200$ mm, der eine hochtransmittierende Beschichtung für die Pumpwellenlänge aufweist. Um möglichst kurze Laserimpulse erzeugen zu können, muss die Resonatorlänge verkürzt werden. Dazu wird auf den Resonatorarm mit den konkaven Spiegeln verzichtet und ein planer Spiegel M4 als Endspiegel verwendet. Im gütegeschalteten Betrieb ist der Laser für eine gewisse Zeitspanne nicht über der Schwelle. Diese wird mit geringer werdender Repetitionsrate immer größer. Durch den großen Unterschied der thermischen Linse mit und ohne Laserbetrieb führt dies zu einer Verringerung der thermischen Linse mit sinkender Repetitionsrate für den gütegeschalteten Betrieb. Daher wirkt sich der gütegeschaltete Betrieb und die Verwendung unterschiedlicher Repetitionsraten auf die Modenanpassung im Laserkristall aus. Durch geeignete Wahl der Position des Endspiegels lässt sich der Bereich der Repetitionsraten, für den gute Modenanpassung und damit Laserbetrieb im Gauß'schen

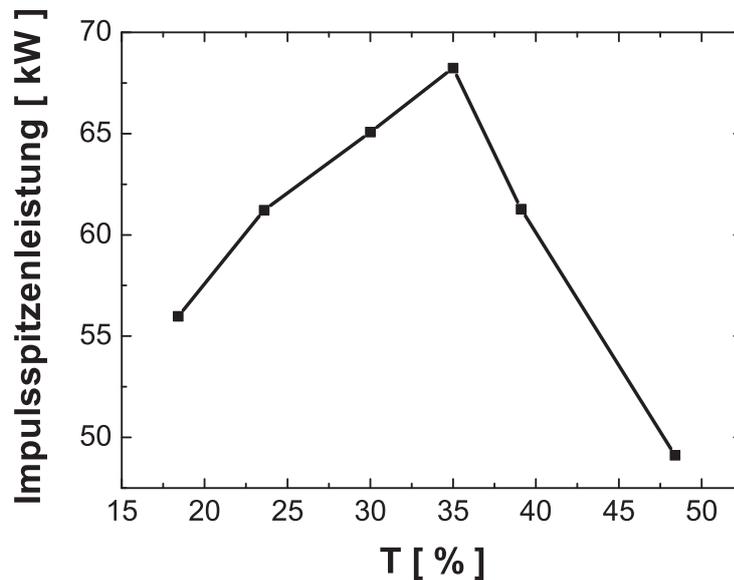


Abbildung 4.8: Impulsspitzenleistung des Lasers bei $PRR = 12$ kHz in Abhängigkeit der Auskopplung.

Grundmode mit guter Strahlqualität erreicht wird, an die jeweiligen Anforderungen anpassen. Der Resonator wird für diese Arbeiten so konzipiert, dass der Bereich der Repetitionsraten im niedrigen Kilohertzbereich abgedeckt wird, um so möglichst hohe Impulsspitzenleistungen und Impulsenergien bei guter Strahlqualität zu erhalten. Spiegel M3 ist ein 45° -Umlenkspiegel, der den AOM vor der transmittierten Pumpstrahlung schützen soll. Als Auskoppelspiegel dient Spiegel M4. Um die optimale Auskopplung für den gütegeschalteten Betrieb zu finden, wurde exemplarisch für eine Repetitionsrate von 12 kHz die Impulsspitzenleistung für verschiedene Spiegeltransmissionen bestimmt und verglichen. Die zugehörige Messkurve ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Wie man sieht liegt das Maximum der erreichbaren Impulsspitzenleistung bei einer Transmission von $T = 35\%$. Daher wird diese als Auskopplung für die folgenden Experimente gewählt. Der gesamte Resonator hat nach den Optimierungen eine Länge von 265 mm.

4.2.2 Kennlinien

Um den gütegeschalteten Laser zu charakterisieren, wird bei verschiedenen Repetitionsraten jeweils die mittlere Ausgangsleistung des Lasers mit Hilfe eines Leistungsmessgeräts der Firma *Gentec* und das zeitliche Impulsprofil und damit die Impulsdauer

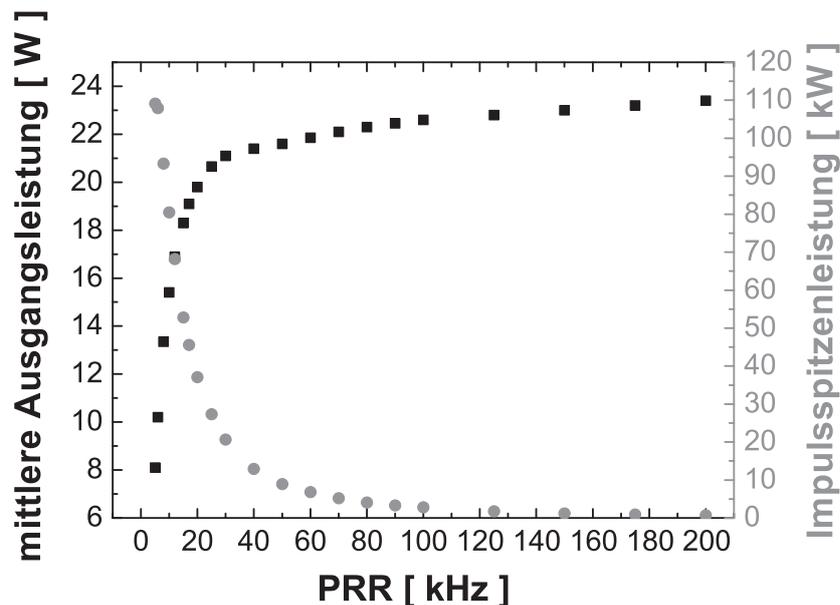


Abbildung 4.9: Mittlere Ausgangsleistung (schwarze Punkte) und Impulsspitzenleistung (graue Punkte) des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

mit einer schnellen Ge-Photodiode und einem Digital-Oszilloskop der Firma *LeCroy* vom Typ *WavePro 950* gemessen. Der Laser wird dabei immer mit der maximalen Pumpleistung von 110,5 W betrieben. Aus den gemessenen Werten ist es möglich die Impulsspitzenleistung P_{Spitze} und die Impulsenergie E wie folgt zu berechnen:

$$P_{Spitze} = \frac{P_{mittel}}{PRR \cdot \Delta t} \quad (4.10)$$

$$E = \frac{P_{mittel}}{PRR} \quad (4.11)$$

Dabei ist P_{mittel} die mittlere Ausgangsleistung des Lasers, PRR die Impulsrepetitionsrate und Δt die Impulsdauer.

In Abbildung 4.9 ist die mittlere Ausgangsleistung (schwarze Punkte) und die Impulsspitzenleistung (graue Punkte) in Abhängigkeit der Repetitionsrate aufgetragen. Für hohe Repetitionsraten erhält man eine mittlere Ausgangsleistung, die nahezu der Ausgangsleistung im kontinuierlichen Betrieb entspricht, welche bei $P_{cw} = 24,1$ W liegt. Wird die Repetitionsrate verringert, so verlängert sich die Pumpzeit des Lasers, in der die Laseremission unterdrückt wird. In dieser Zeit treten aber Verluste durch spontane Emission (hauptsächlich bei 1064 nm) auf, wodurch die mittlere Ausgangsleistung

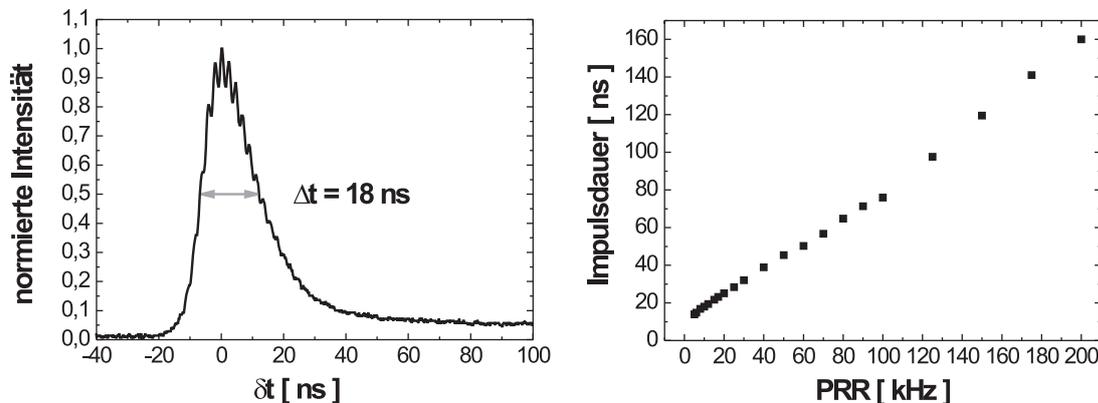


Abbildung 4.10: Links: Zeitliche Impulsform des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Rechts: Impulsdauer des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

entsprechend reduziert wird. Die Impulsspitzenleistung zeigt genau das umgekehrte Verhalten. Bei hohen Repetitionsraten sind die Impulsspitzenleistungen noch sehr gering, nehmen aber mit kleiner werdender Repetitionsrate schnell zu. Dies ist der Fall, da bei geringer werdender Repetitionsrate eine höhere Besetzungsinversion zwischen den Phasen hoher Güte aufgebaut werden kann und somit kurze intensive Impulse entstehen. Bei Repetitionsraten kleiner als 6 kHz kommt es zu keiner signifikanten Steigerung der Impulsspitzenleistung mehr, da dann die Pumpzeit so groß ist, dass der Abbau der Inversion durch die spontane Emission mit dem Inversionsaufbau im Gleichgewicht ist. Die maximale Impulsspitzenleistung von 110 kW wird bei einer Repetitionsrate von 5 kHz erreicht. Die entsprechende mittlere Ausgangsleistung beträgt noch 8,1 W. Bei einer sehr hohen Repetitionsrate von 200 kHz wird eine mittlere Ausgangsleistung von 23,4 W erreicht, was im Gegenzug mit einer sehr geringen Impulsspitzenleistung P_{Spitze} von 0,7 kW korreliert. Das beste Verhältnis zwischen mittlerer Ausgangsleistung und Impulsspitzenleistung erhält man bei einer Repetitionsrate, die ungefähr der reziproken Lebensdauer des oberen Laserniveaus entspricht. In diesem Fall entspricht dies einer Repetitionsrate von ungefähr 10 kHz. Die mittlere Ausgangsleistung ist hier $P_{mittel} = 15,4$ W und die Impulsspitzenleistung $P_{Spitze} = 80,5$ kW, was tatsächlich einen guten Kompromiss darstellt.

Das zeitliche Impulsprofil des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers ist in Abbildung 4.10 auf der linken Seite für eine Repetitionsrate von $PRR = 10$ kHz gezeigt. Nach einem

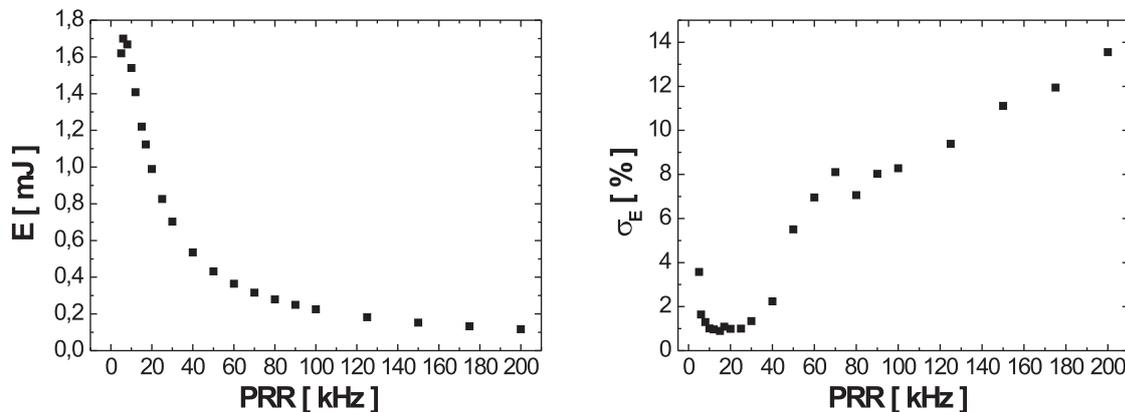


Abbildung 4.11: Links: Impulsenergie des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Rechts: Schwankungen der Impulsenergie der erzeugten Impulse in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

schnellen nahezu gaußförmigen Anstieg folgt ein langsamerer exponentieller Abfall der Intensität des Impulses. Vergleicht man dies mit der Theorie in Abbildung 4.5, so sieht man, dass dies der Impulsform bei einer hohen Schwellenüberhöhung entspricht. Die auftretende zeitliche Modulation des Impulses ist auf das Modebeating, also die Interferenz der einzelnen longitudinalen Moden, zurückzuführen. Zudem erkennt man, dass die Intensität des Impulses lange Zeit nicht ganz auf Null abfällt. Hierbei handelt es sich um ein elektronisches Messartefakt der verwendeten Photodiode, wie in Vergleichsmessungen mit einem ultraschnellen ICCD-Kamerasystem gezeigt wurde [94]. In Abbildung 4.10 ist rechts die, gegen die Repetitionsrate aufgetragene, Impulsdauer des Lasers zu sehen. Die Impulsdauer sinkt nahezu linear mit geringer werdender Repetitionsrate ab. Dies ist der Fall, da aufgrund der höher werdenden Verstärkung im Resonator die Impulse schneller aufgebaut werden. Startend von einer Impulsdauer von $\Delta t_{200kHz} = 160$ ns für $PRR = 200$ kHz, über eine Impulsdauer von $\Delta t_{10kHz} = 18$ ns für $PRR = 10$ kHz, fällt sie bis auf einen Wert von $\Delta t_{5kHz} = 14$ ns für $PRR = 5$ kHz ab.

Die Impulsenergie des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers ist in Abbildung 4.11 im linken Bild dargestellt. Es ist qualitativ derselbe Verlauf zu erkennen wie schon zuvor für die Impulsspitzenleistung gezeigt. Auch hier ist der Inversionsaufbau bei längerer Pumpzeit der Grund für den Anstieg der Impulsenergie mit sinkender Repetitionsrate. Die maximale Impulsenergie wird bei einer Repetitionsrate von 6 kHz mit einem Wert

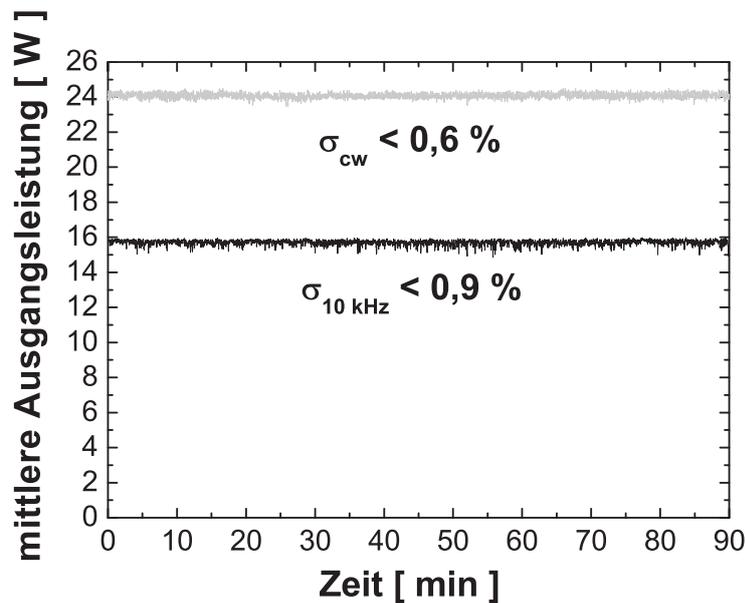


Abbildung 4.12: Stabilitätsmessung der mittleren Ausgangsleistung des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers über einen Zeitraum von 90 min für den kontinuierlichen Betrieb (graue Kurve) und den gütegeschalteten Betrieb bei einer Repetitionsrate von 10 kHz (schwarze Kurve).

von $E = 1,7$ mJ erreicht. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz beträgt die Impulsenergie immer noch $E = 1,54$ mJ.

Um die Stabilität der Impulse zu charakterisieren wird die Standardabweichung der Impulsenergie mit Hilfe des Oszilloskops aufgenommen und daraus die prozentuale Schwankung berechnet. Abbildung 4.11 zeigt rechts das Ergebnis dieser Messung in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Bei hohen Repetitionsraten treten starke Schwankungen der Impulsenergie von bis zu 14 % auf. Diese nehmen mit geringer werdender Repetitionsrate ab. Ab einer Repetitionsrate von 40 kHz nehmen die Schwankungen noch einmal stark ab und erreichen ein Minimum von ungefähr 1 % für einen Bereich von 30 kHz bis 8 kHz. Für kleinere Repetitionsraten beginnen die Schwankungen wieder zuzunehmen. Dieses Verhalten ist durch die geringere Schwellenüberhöhung (direkt nach dem Öffnen des AOMs) bei hohen Repetitionsraten zu erklären. In diesem Fall schwingen nur sehr wenige longitudinale Moden an. Die Startbedingungen der einzelnen Moden sind dabei aber statistisch verteilt, wodurch die großen Schwankungen entstehen. Bei geringeren Repetitionsraten und damit höherer Schwellenüberhöhung

können hingegen wesentlich mehr Moden anschwingen, wodurch sich ein Mittelungseffekt einstellt. Für Repetitionsraten $PRR \leq 6$ kHz nehmen die Schwankungen wieder zu, da hier die Beugungsverluste durch den AOM nicht mehr ausreichen den Laser bei der höheren Besetzungsinversion komplett unter die Schwelle zu zwingen.

Des Weiteren wird die Stabilität der mittleren Ausgangsleistung sowohl für den kontinuierlichen Betrieb als auch für den gütegeschalteten Betrieb bei einer Repetitionsrate von 10 kHz über einen Zeitraum von neunzig Minuten gemessen. Dazu wird die gemessene Leistung über einen analogen Messausgang des Leistungsmessgeräts, der einen Spannungswert zwischen 0 V und 1 V liefert, mit Hilfe eines Datenloggers der Firma *Meilhaus (Labjack U12)* ausgelesen. Das Ergebnis dieser Stabilitätsmessung ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Für beide Betriebsmodi ist der Laser mit Schwankungen $\sigma < 0,6$ % für den kontinuierlichen Betrieb und $\sigma < 0,9$ % für den gütegeschalteten Betrieb bei $PRR = 10$ kHz sehr stabil und es sind keine merklichen Einbrüche der mittleren Ausgangsleistung zu erkennen.

4.2.3 Spektrale Eigenschaften

Zur weiteren Charakterisierung des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers wird das optische Spektrum mit Hilfe eines Gitterspektrographen (*ANDO*, Modell AQ-6135A) mit einem Auflösungsvermögen von $\Delta\lambda = 0,05$ nm aufgenommen. Die spektrale Breite

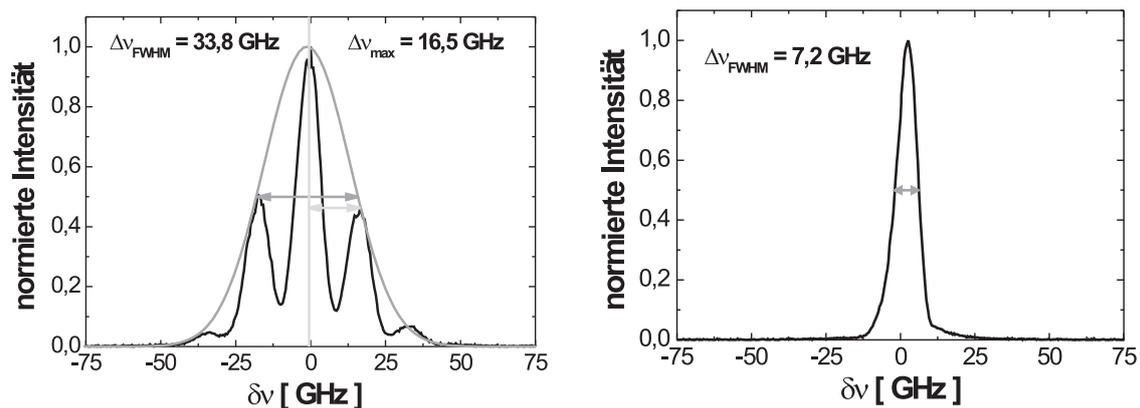


Abbildung 4.13: Links: Optisches Spektrum des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Rechts: Optisches Spektrum des Nd:YVO₄-Lasers im kontinuierlichen Betrieb.

nimmt dabei mit abnehmender Repetitionsrate zu. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Schwellenüberhöhung mit geringer werdender Repetitionsrate immer höher wird, weshalb dann eine größere Anzahl von longitudinalen Moden anschwingen kann. Abbildung 4.13 zeigt links das optische Spektrum des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz (schwarze Kurve). Dabei ist anzumerken, dass diese Messung noch während der Verwendung eines älteren AOMs durchgeführt wurde, der höhere intrinsische Verluste aufwies. Dadurch kann die gemessene spektrale Breite quantitativ von der des im bestehenden Resonatoraufbau emittierten Spektrums abweichen. Zur Bestimmung der Halbwertsbreite wird an das gemessene Spektrum als Einhüllende eine Gaußfunktion (graue Kurve) angepasst. Die Halbwertsbreite der optischen Frequenz des Spektrums beträgt $\Delta\nu_{FWHM} = 33,8$ GHz, was im Wellenlängenraum einer Breite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,21$ nm entspricht. Auffällig ist die regelmäßige Modulation des Spektrums. Der Abstand der einzelnen Maxima im Spektrum beträgt $\Delta\nu_{max} = 16,5$ GHz. Dieser Frequenzabstand entspricht, über die Gleichung $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$, einer optischen Länge von $L = 9$ mm. Berücksichtigt man noch den Brechungsindex des Spiegelmateriale von $n = 1,5$, so ergibt sich eine Länge von ungefähr 6,5 mm. Dieser Abstand entspricht der Dicke der verwendeten Spiegelsubstrate. Daher lässt sich die Modulation des Spektrums auf einen Etalon-Effekt in einem der Spiegelsubstrate zurückführen. Ein Austauschen, Verschieben oder Verkippen der verschiedenen verwendeten Spiegel führt aber nicht zu einer Verringerung der auftretenden Modulation.

Da das Auflösungsvermögen des Gitterspektrographen nur $\Delta\lambda = 0,05$ nm beträgt, wird das optische Spektrum des Lasers im kontinuierlichen Betrieb mit einem Scanning-Fabry-Pérot-Interferometer vermessen. In Abbildung 4.13 ist auf der rechten Seite das optische Spektrum für den kontinuierlichen Betrieb dieses Lasers, also ohne Aktivität des AOMs, zu sehen. Die Halbwertsbreite beträgt $\Delta\nu_{FWHM} = 7,2$ GHz, bzw. $\Delta\lambda_{FWHM} = 45$ pm und ist damit deutlich geringer als im gütegeschalteten Betrieb.

4.2.4 Strahlqualität

Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, wurde der Resonator speziell für den Bereich niedriger Repetitionsraten optimiert. Daher ist es möglich, dass der Laser im kontinuierlichen Betrieb und bei höheren Repetitionsraten auch auf höheren transversalen Moden anschwingen kann und daher eine etwas schlechtere Strahlqualität aufweist. Für niedrige Repetitionsraten sollte der Laser ausschließlich beugungsbegrenzte Strahlung im Gauß'schen Grundmode emittieren. Um dies zu überprüfen, wird für verschiedene Repetitionsraten und den kontinuierlichen Betrieb die Strahlqualität des Lasers mittels Messung der Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt. Die Beugungsmaßzahl erhält man dabei

durch die Messung der Strahlpropagation um einen Fokus. Dabei wird zur Bestimmung der Strahlradien ein *Beamscope P8* der Firma *DataRay Inc.* verwendet. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 4.14 zu sehen. Dabei sind die gemessenen Werte der Beugungsmaßzahl M^2 für beide Raumrichtungen in Abhängigkeit der Repetitionsrate aufgetragen. Man kann erkennen, dass die Strahlqualität des Lasers, startend bei Werten von $M^2 < 1,5$ für den kontinuierlichen Betrieb, für kleiner werdende Repetitionsraten immer besser wird. Für Repetitionsraten kleiner als 40 kHz kann eine sehr gute Strahlqualität mit Werten der Beugungsmaßzahl M^2 kleiner 1,1 gemessen werden.

In Abbildung 4.15 ist auf der linken Seite exemplarisch das Ergebnis der M^2 -Messung für eine Repetitionsrate von 10 kHz gezeigt. Wie zuvor erwähnt, wird bei dieser Repetitionsrate eine exzellente Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl M^2 kleiner 1,1 für beide Raumrichtungen erreicht. Zudem wird das räumliche Strahlprofil des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Exemplarisch für $PRR = 10$ kHz ist das aufgenommene räumliche Strahlprofil rechts in Abbildung 4.15 zu sehen. Die Strahlung weist ein gaußförmiges Profil auf.

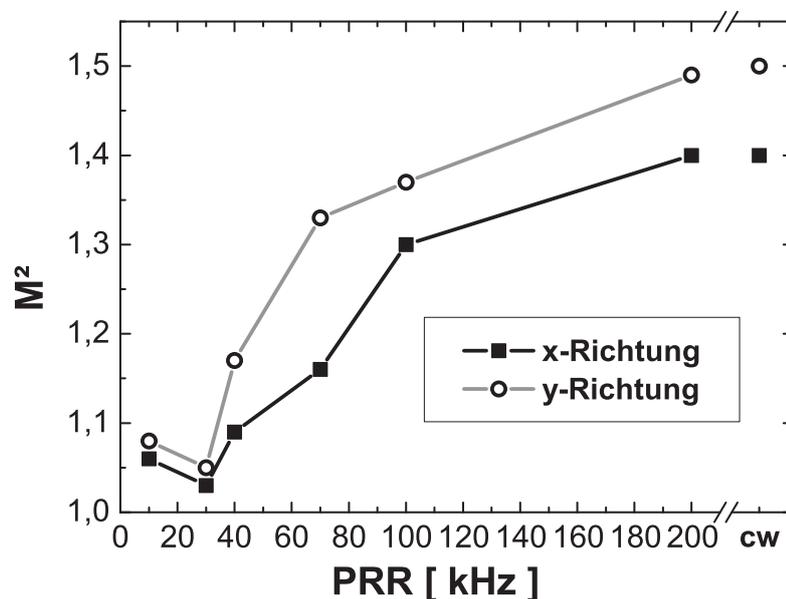


Abbildung 4.14: Beugungsmaßzahl M^2 des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

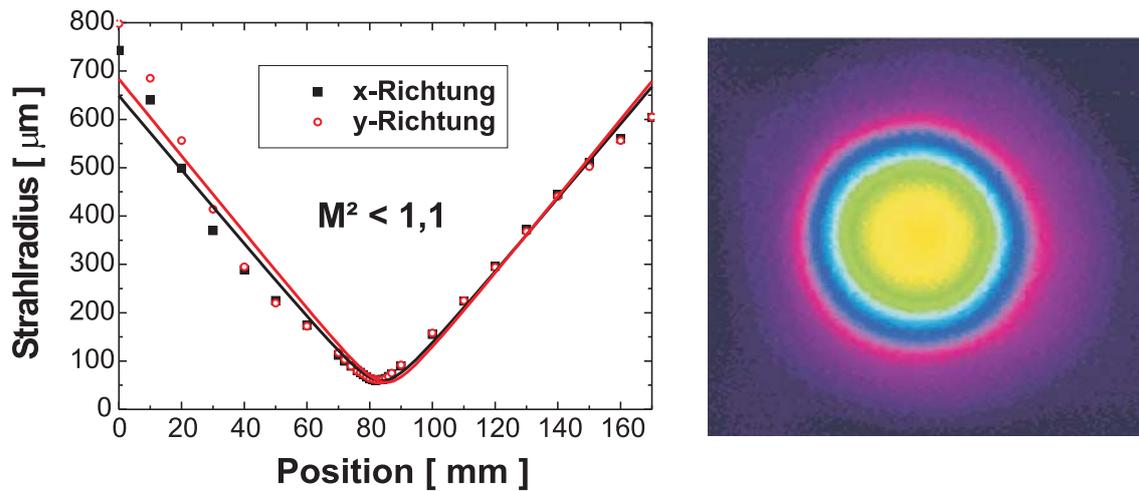


Abbildung 4.15: $PRR = 10$ kHz: Links: M^2 -Messung der Strahlung des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera.

4.3 Fazit

Aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 3, dem Aufbau eines kontinuierlich emittierenden Nd:YVO₄-Hochleistungslaser bei 1342 nm, war es möglich durch aktive Güte-schaltung mittels AOM einen leistungsstarken Nanosekunden-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm zu realisieren. Dazu war eine Modifikation der bestehenden Resonator-konfiguration nötig, die erfolgreich der Verkürzung der erzeugten Impulse und der Verbes-

Repetitionsrate [kHz]	6	10	15	20	100	cw
mittlere Ausgangsleistung [W]	10,2	15,4	18,3	19,8	22,6	24,1
Leistungsschwankungen σ_P [%]		< 0,9				< 0,6
Puls-zu-Puls-Stabilität σ_E [%]	< 1,6	< 1	< 0,9	< 1	< 8,5	
Impulsdauer [ns]	14,8	18	21,7	25,1	75,9	∞
Impulsspitzenleistung [kW]	108	80,5	52,8	37	2,8	
Impulsenergie [mJ]	1,7	1,54	1,22	0,99	0,23	
spektrale Breite [GHz]		33,8				1,45
M^2		< 1,1			< 1,4	< 1,5

Tabelle 4.1: Eigenschaften des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers



serung der Strahlqualität bei kleinen Repetitionsraten diene. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Parameter des gütegeschalteten Lasers für fünf verschiedene Repetitionsraten und den kontinuierlichen Betrieb zusammengefasst. Der realisierte Laser übertrifft alle bisher veröffentlichten diodengepumpten Systeme in Ausgangsleistung (bisher 11,2 W [21]), Spitzenleistung (bisher 30 kHz [20]) und Impulsenergie (bisher 0,7 mJ [21]). Der stabile Betrieb mit geringen Impuls-zu-Impuls-Schwankungen und die hohen Impulsspitzenleistungen bei hervorragender Strahlqualität machen den Laser zu einer überaus gut geeigneten Pumpquelle für optisch nichtlineare Prozesse. Die Ergebnisse zur Erzeugung der höheren Harmonischen der gütegeschalteten Laserstrahlung werden in Kapitel 6 vorgestellt.





Kapitel 5

Passiv modengekoppelter

Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

Passive Modenkopplung mit Hilfe von sättigbaren Halbleiterspiegeln (SESAMs), die auf InGaAs mit GaAs als Trägermaterial basieren, ist eine häufig verwendete Methode zur Erzeugung von ultrakurzen Impulsen [22, 23, 24, 25]. Für den Wellenlängenbereich um 1,3 μm ist es aber schwierig geeignete InGaAs-SESAMs herzustellen, da die benötigten Indiumkonzentrationen aufgrund der Gitterfehlpassung von InGaAs auf GaAs zu hohen nichtsättigbaren Verlusten führen [26]. In den letzten Jahren wurden neue SESAMs, die auf *quantum dots* [26, 27] und GaInNAs-*quantum wells* [28] basieren, entwickelt, die dieses Problem nicht aufweisen. Bei Lasermaterialien mit langen Lebensdauern des oberen Laserniveaus ($\tau_o > 1 \mu\text{s}$) tritt bei Modenkopplung mit SESAMs eine Tendenz zu Selbstgüteschaltung und Q-switch-Modenkopplung auf [30], wodurch es zu einer Zerstörung des Absorbers oder anderer optischer Komponenten im Resonator kommen kann. Da die Energiedichte auf dem Absorber über einer kritischen Schwelle liegen muss, um Q-switch-Modenkopplung zu unterdrücken, wird ein kleiner Strahlradius auf dem Absorber benötigt. Dies stellt speziell für Hochleistungslaser ein Problem dar, da diese sehr große Strahlradien im aktiven Medium erfordern und es schwierig ist beide Kriterien gleichzeitig zu erfüllen [31]. Daher ist die höchste mittlere Ausgangsleistung, die bisher mit einem cw-modengekoppelten Laser durch SESAM-Modenkopplung realisiert wurde, auf 2,3 W beschränkt [29]. Bis jetzt wurde die höchste mittlere Ausgangsleistung für einen modengekoppelten Laser bei 1,3 μm mittels Additive-Pulse-Modenkopplung (APM) erreicht. Kürzlich berichtete D. Krennrich von einem Vergleich zwischen den wichtigsten Nd³⁺-dotierten Materialien für effizienten modengekoppelten Betrieb im transversalen Grundmode durch eine modifizierte selbststabilisierende Form der APM. Dabei wurde die bisher höchste mitt-

lere Ausgangsleistung von 4,7 W bei einer Impulsdauer von 7 ps in Nd:YVO₄ für den ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ -Übergang erreicht [32]. Ein großer Nachteil ist aber, dass APM eine interferometrische Stabilisierung der Längen beider gekoppelter Resonatoren benötigt.

Unter Verwendung von kaskadierten Nichtlinearitäten zweiter Ordnung durch einen nicht phasenangepassten SHG-Prozess ergeben sich neue vielversprechende Techniken zur Modenkopplung von Lasern bei 1,3 μm . Zum einen die von Stankov entwickelte Technik der Modenkopplung mit einem nichtlinearen Spiegel, das sogenannte *nonlinear mirror mode-locking* (NLM) oder auch Stankov-Modenkopplung. Ein mit NLM modengekoppelter 1342 nm-Laser mit einer mittleren Ausgangsleistung von 1,5 W bei einer Impulsdauer von 9,5 ps wurde von Liu vorgestellt [50]. Die Nachteile des Stankov-Verfahrens sind die hohen linearen Verluste am nichtlinearen Spiegel und die Erfordernis einer sehr genauen Justage der Phasenverschiebung zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen nach der Reflektion am nichtlinearen Spiegel. Ein alternatives Verfahren, das auf den kaskadierten Nichtlinearitäten zweiter Ordnung basiert, stellt die parametrische Kerr-Linsen-Modenkopplung (PKLM) dar. Aufgrund der außergewöhnlich hohen effektiven Nichtlinearitäten dritter Ordnung [95] kann damit selbststartende und stabile Modenkopplung erreicht werden. Iliev berichtete von einem mit PKLM modengekoppelten System bei 1342 nm, wobei unterstützend ein zusätzlicher nichtlinearer Spiegel verwendet wurde [51]. Dabei wurde eine mittlere Ausgangsleistung von 1 W bei einer Impulsdauer von 5,9 ps erreicht. Kürzlich wurde von C. Schäfer reine PKLM-Modenkopplung für den 1064 nm-Übergang von Nd:YVO₄ erreicht [52]. Ein großer Vorteil der PKLM ist die Verwendbarkeit für alle Laserwellenlängen, Transparenz des nichtlinearen Kristalls für die jeweilige Laserwellenlänge vorausgesetzt. Daher stellt PKLM eine attraktive Technologie für 1342 nm dar.

In diesem Kapitel wird, nach unserem Wissen, der erste Laser bei 1342 nm vorgestellt, der mit reiner PKLM modengekoppelt wird und somit ohne einen zusätzlichen nichtlinearen Spiegel auskommt. Dazu werden zunächst die Theorie der Modenkopplung im Allgemeinen und der Modenkopplung mittels kaskadierter Nichtlinearitäten zweiter Ordnung behandelt, um ein grundlegendes Verständnis der in diesem Kapitel angewandten Effekte und Methoden zu vermitteln. Danach wird der experimentelle Aufbau zur Umsetzung des PKLM-Verfahrens bei einer Laserwellenlänge von 1342 nm vorgestellt, optimiert und abschließend ausführlich charakterisiert.

5.1 Theoretische Grundlagen der Modenkopplung

In einem kontinuierlich emittierenden Laser oszillieren sowohl die transversalen als auch die longitudinalen Moden ohne feste Amplituden- oder Phasenbeziehungen. In Abbildung 5.1 (oben) ist der spektrale und zeitliche Verlauf der Strahlung im Resonator für einen nicht modengekoppelten Laser zu sehen. Im Frequenz-Raum besteht die Strahlung aus einer großen Zahl diskreter Spektrallinien, die durch den longitudinalen Modenabstand $c/2L$ getrennt sind. Jede Mode oszilliert dabei unabhängig von den anderen Moden und die Phasen sind statistisch zwischen $-\pi$ und $+\pi$ verteilt. Im Zeit-Raum betrachtet, hat das Feld eine Intensitätsverteilung, die dem thermischen Rauschen entspricht. Zwingt man die oszillierenden Moden dazu eine feste Phasenbeziehung zueinander einzuhalten, so erhält man eine wohldefinierte zeitliche Variation der Ausgangsleistung. Der Laser ist dann modengekoppelt. In Abbildung 5.1 (unten) ist das Ausgangssignal eines ideal modengekoppelten Lasers gezeigt. Die spektrale Intensitätsverteilung ist gaußförmig und die spektralen Phasen alle Null. Im Zeit-Raum ist das Signal ein einzelner Gauß-Impuls. Die Impulsrepetitionsrate ergibt sich aus der Umlaufzeit der Impulse im Resonator und beträgt $PRR = c/2L$. Um Aufschluss über die Impulsdauer und Impulsspitzenleistung eines modengekoppelten Lasers zu erhalten, betrachten wir einen Laser, der auf eine einzige transversale Mode beschränkt ist, aber auf $N = 2m + 1$ longitudinalen Moden läuft. Dabei hat die Mode in der Mitte der Verstärkungsbandbreite eine Frequenz von ω_0 . Über und unter dieser Frequenz befinden sich $\pm m$ zusätzliche Moden, wobei die benachbarten Moden einen Unterschied der Kreisfrequenz von $(2\pi/t_r)$ aufweisen. Dabei ist t_r die Umlaufzeit im Resonator $t_r = 2L/c$.

Das elektrische Feld, das aus diesen multimodigen Oszillationen resultiert, kann in einer beliebigen Ebene $z = 0$ wie folgt beschrieben werden:

$$E(t) = \sum_{n=-m}^m E_n \exp \left[i \left(\omega_0 + n \frac{2\pi}{t_r} \right) t \right] + \varphi_n, \quad (5.1)$$

wobei E_n und φ_n die Amplitude des elektrischen Feldes und die Phase der n -ten Mode darstellen. Normalerweise schwingen die unterschiedlichen Moden unabhängig voneinander und die Amplituden und Phasen der verschiedenen longitudinalen Moden variieren statistisch mit der Zeit. Dies ist die Situation, wie sie sich in Abbildung 5.1 (oben) darstellt.

In einem modengekoppelten Laser sind alle Phasen der Moden gleich. Zur Vereinfachung kann man daher die Phase der zentralen Mode gleich Null setzen und erhält damit $\varphi_n = 0$ für alle Moden. Zudem wird angenommen, dass alle Moden die gleiche elektrische Feldstärke $E_n = E_0$ aufweisen. Daraus ergibt sich für das elektrische Feld

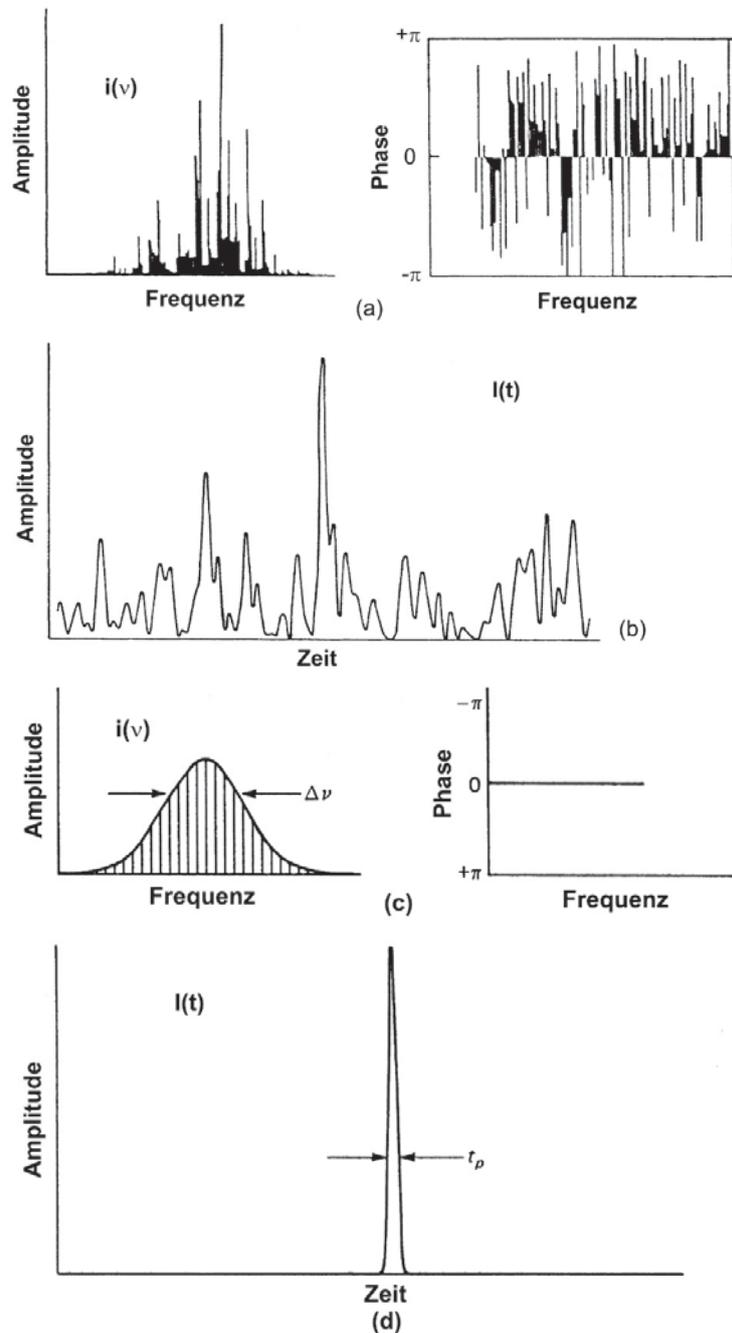


Abbildung 5.1: Oben: Signal eines nicht modengekoppelten Lasers. (a) Im Frequenz-Raum sind die Intensitäten der Moden $i(\nu)$ unter einer Gauß'schen Einhüllenden Rayleigh-verteilt und die Phasen sind statistisch verteilt. (b) Im Zeit-Raum hat die Intensitätsverteilung die Charakteristik von thermischem Rauschen. Unten: Signal eines ideal modengekoppelten Lasers. (c) Die spektralen Intensitäten sind Gauß-verteilt, während die spektralen Phasen alle Null sind. (d) Im Zeit-Raum ist das Signal ein Fourier-limitierter Gauß-Impuls [1].

$$E(t) = E_0 \sum_{n=-m}^m \exp \left[i \left(\omega_0 + n \frac{2\pi}{t_r} \right) t \right]. \quad (5.2)$$

Die Summe kann dabei durch eine endliche Folge ausgedrückt werden

$$E(t) = E_0 \left(\frac{1 - \exp [iN(2\pi/t_r)t]}{1 - \exp [i(2\pi/t_r)t]} \right) \exp(i\omega_0 t). \quad (5.3)$$

Das elektrische Feld $E(t)$ besteht aus einer sinusförmigen Trägerfrequenz ω_0 , deren Amplitude durch den Ausdruck in der großen runden Klammer moduliert wird.

Die Intensität ergibt sich aus dem Produkt von E mit seinem komplex Konjugierten E^* zu

$$I(t) = E(t)E^*(t) = E_0^2 \frac{\sin^2(N\pi t/t_r)}{\sin^2(\pi t/t_r)}. \quad (5.4)$$

In Abbildung 5.2 ist die Intensität exemplarisch für fünf modengekoppelte Impulse in einem 15 cm langen Resonator gezeigt.

Die Maxima der Impulse werden erreicht, wenn der Nenner in Gleichung 5.4 verschwindet. Dies ist für $t = t_r$ der Fall. Wie erwartet sind die Impulse zeitlich um die Umlaufzeit voneinander getrennt. Der zeitliche Unterschied zwischen dem Maximum und Minimum der Intensität ergibt sich aus Gleichung 5.4, wenn der Zähler Null wird. Mit $(N\pi t/t_r) = \pi$ erhält man $t = t_r/N$. Diese Zeit ist also ungefähr gleich der vollen Breite der Impulse bei halbem Maximum

$$t_P \approx \frac{t_r}{N} \approx \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (5.5)$$

wobei $\Delta\nu$ die Verstärkungsbandbreite des Lasers ist, welche gleich der Anzahl der longitudinalen Moden N multipliziert mit dem Frequenzabstand zwischen den Moden $1/t_r$ ist. Dabei wird ein perfekt modengekoppelter Laser vorausgesetzt, bei dem alle Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite gekoppelt sind.

Den kürzesten Impuls für eine gegebene spektrale Bandbreite nennt man Fourierlimitiert. Gleichung 5.5 stellt nur eine Näherung für die zeitliche Breite des Impulses dar. Aus der exakten Lösung von Gleichung 5.4 ergibt sich für das Zeit-Bandbreite-Produkt von phasengekoppelten Moden gleicher Amplitude

$$t_P \Delta\nu = 0,886. \quad (5.6)$$

Das Maximum der Intensität aus Gleichung 5.4 erhält man, wenn der Faktor $(\pi t/t_r)$ im Nenner Null wird. Daraus ergibt sich

$$I_{max} = N^2 E_0^2. \quad (5.7)$$

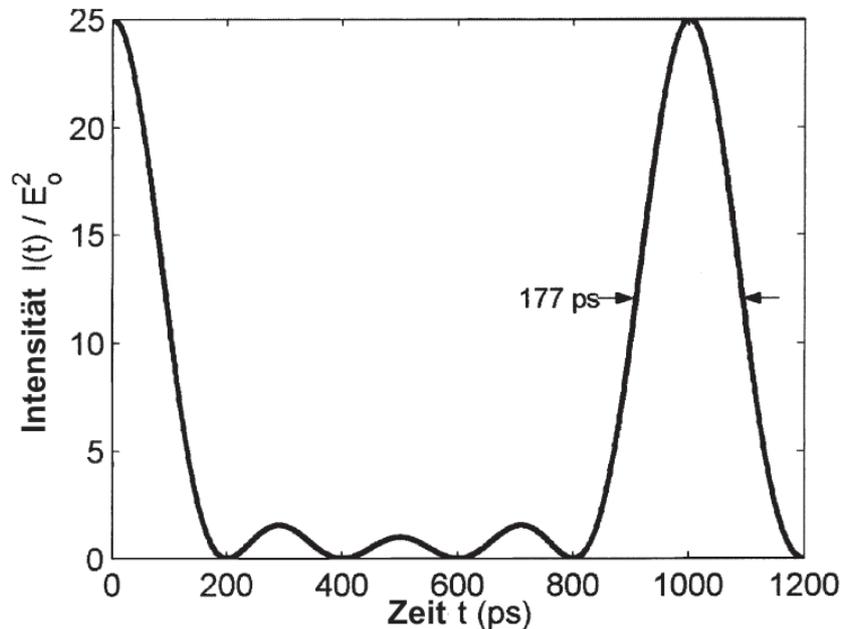


Abbildung 5.2: Modenkopplung von fünf longitudinalen Moden in einem 15 cm langen Resonator. [1]

Zum Vergleich, für Moden die mit statistisch verteilten Phasen schwingen ist die Intensität durch das N -fache der Intensität der einzelnen Moden gegeben

$$I = N E_0^2 . \quad (5.8)$$

In der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, dass alle Moden die selbe Amplitude aufweisen. In der Realität entspricht die Amplitudenverteilung aber eher der in Abbildung 5.1 unten gezeigten Intensitätsverteilung. Hier liegen die Intensitäten der longitudinalen Moden innerhalb eines gaußförmigen Verstärkungsprofils, welches typisch für eine inhomogen verbreiterte Linienbreite eines Lasermediums ist. In diesem Fall besitzen auch die modengekoppelten Impulse ein Gaußprofil, weshalb das Zeit-Bandbreite-Produkt durch

$$t_P \Delta \nu = 0,44 \quad (5.9)$$

gegeben ist.

Eine weitere wichtige Impulsform wird durch die Sech²-Funktion

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2(t/t_P) \quad (5.10)$$



dargestellt. Dies entspricht der stationären Lösung der Differentialgleichung, die die Einhüllende $I(t)$ eines passiv modengekoppelten Impulses beschreibt [96]. Daraus ergibt sich für einen Fourier-limitierten Sech²-Impuls ein Zeit-Bandbreite-Produkt von

$$t_P \Delta\nu = 0,315. \quad (5.11)$$

Aus den Gleichungen 5.7 und 5.8 folgt, dass die Spitzenleistung der modengekoppelten Impulse das N -fache der mittleren Ausgangsleistung

$$P_P = NP_m \quad (5.12)$$

beträgt.

Eine detailliertere Beschreibung der Theorie der Modenkopplung lässt sich unter anderem in den Monographien von Koechner [1], Svelto [56] oder Siegmann [93] finden.

5.1.1 Modenkopplungsverfahren

Die Erzeugung von modengekoppelten Impulsen erfordert, dass die longitudinalen Moden phasenstarr miteinander gekoppelt sind. Dies wird im Experiment dadurch erreicht, dass entweder ein extern angesteuerter Verlust- oder Phasen-Modulator oder ein passives Element, durch das die Laserstrahlung selbst eine Verlustmodulation bewirkt, in den Resonator gebracht wird. Mit aktiver Modenkopplung sind aufgrund der Schaltzeiten der Modulatoren die kürzesten Impulsdauern auf 50 – 100 ps beschränkt [56, 97]. Um kürzere Impulse erzeugen zu können muss ein Verfahren zur passiven Modenkopplung verwendet werden.

Additive-Pulse Mode-Locking (APM)

Das Additive-Pulse Mode-locking (APM) basiert, wie der Name schon sagt, auf der kohärenten Addition von Impulsen. Ein mittels APM modengekoppelter Laser besteht aus zwei Resonatoren, einem Hauptresonator und einem Nebenresonator, der in der Regel aus einer optischen Faser besteht. Ein Anteil des im Hauptresonator oszillierenden Impulses wird in den Nebenresonator eingekoppelt und erfährt in der optischen Faser eine intensitätsabhängige Phasenverschiebung aufgrund der Nichtlinearität durch die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex. Danach wird die Laserstrahlung mit Hilfe eines Spiegels, der auf die Endfacette der Faser aufgebracht ist, zurück in den Hauptresonator reflektiert und interferiert dann am Auskoppelspiegel mit dem im Hauptresonator umlaufenden Impuls. Bei einer festen Faserlänge muss die Laufzeit eines Impulses im externen Resonator so angepasst werden, dass sie ein Vielfaches der Umlaufzeit des

Hauptresonators ergibt. Dadurch wird sichergestellt, dass die aus dem externen Resonator zurückkommenden Impulse mit den Impulsen im Hauptresonator synchronisiert sind. Sind die relativen Phasen dabei passend gewählt, so interferieren die Maxima der Impulse konstruktiv, während die Flanken der Impulse destruktiv interferieren.

Der Nachteil von APM ist die Notwendigkeit einer interferometrischen Stabilisierung der Längen beider gekoppelter Resonatoren. Aus diesem Grund besteht weiteres Interesse an Konzepten zur passiven cw-Modenkopplung, die ein geringeres Maß an Präzision benötigen [1].

Modenkopplung mit sättigbaren Absorbern

Die sättigbaren Absorber, die für die Modenkopplung Verwendung finden, werden gewöhnlich aus Halbleiterstrukturen hergestellt und auf einem Spiegel aufgebracht. Daher auch das gebräuchliche Akronym SESAM, das für den englischen Ausdruck *semiconductor saturable absorber mirror* steht.

Bei diesem Modenkopplungsverfahren wird die intensitätsabhängige Absorption der sättigbaren Halbleiterabsorber ausgenutzt. Die sättigbare Absorption wird dabei durch einen Interband-Übergang verursacht. Dabei wird die Energie der absorbierten Photonen auf die Elektronen übertragen, wodurch diese aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Dabei werden kleine Intensitäten bis zu einer gewissen Grenze vollständig absorbiert. Für größere Intensitäten bleicht der Absorber aber aus und wird für die Strahlung transparent. Deshalb werden bei zufällig auftretenden kleinen Störungen im Resonator nur die intensiveren Anteile reflektiert und können verstärkt werden. Dies führt zu höheren Verlusten für den kontinuierlichen Betrieb als für den gepulsten Betrieb. Letztendlich bleibt nach einer gewissen Zeit nur noch der stärkste umlaufende Impuls übrig.

Man unterscheidet zwei Arten von sättigbaren Absorbern, langsame und schnelle. Ob ein SESAM langsam oder schnell ist, hängt von seiner Regenerationszeit ab. Die Regenerationszeit ist die Zeit, die die Elektronen benötigen, um nach der Anregung durch einen Impuls wieder in den Grundzustand überzugehen. Die langsamen sättigbaren Absorber weisen eine lange Regenerationszeit auf, weshalb eine zusätzliche Sättigung der Verstärkung zur Modenkopplung beitragen muss [98]. Die schnellen sättigbaren Absorber besitzen eine kurze Regenerationszeit. Kurz bedeutet hier, dass die Regenerationszeit wesentlich kürzer ist als die Impulsdauer. In diesem Fall wird die Impulsformung allein vom sättigbaren Absorber übernommen [99].

Die Vorteile der passiven Modenkopplung mittels sättigbarem Absorber sind der kompakte und robuste Aufbau und die Tatsache, dass die Modenkopplung selbststartend und selbststabilisierend ist. Die Nachteile liegen zum einen in der Zerstöranfälligkeit der Absorber aufgrund der nichtsättigbaren Verluste. Zum anderen tritt bei Lasermaterialien mit langen Lebensdauern des oberen Laserniveaus ($\tau_2 > 1 \mu\text{s}$) eine Tendenz zu Selbstgüteschaltung und Q-switch-Modenkopplung auf [30]. Durch die bei der Q-switch-Modenkopplung auftretenden Leistungsspitzen kann es zudem zur Zerstörung von optischen Komponenten im Resonator kommen. Um Q-switch-Modenkopplung zu unterdrücken, muss die Energiedichte auf dem Absorber über einer kritischen Schwelle liegen, weshalb ein kleiner Strahlradius auf dem Absorber benötigt wird. Dies stellt speziell für Hochleistungslaser ein Problem dar, da diese sehr große Strahlradien im aktiven Medium erfordern und es schwierig ist beide Kriterien gleichzeitig zu erfüllen [31].

Kerrlinsen-Modenkopplung (KLM)

Das Verfahren der Kerrlinsen-Modenkopplung (KLM) basiert auf dem elektro-optischen Kerr-Effekt, welcher zu den nichtlinearen $\chi^{(3)}$ -Prozessen gehört. Dieser bewirkt eine intensitätsabhängige Änderung des Brechungsindex n , für den gilt [100]:

$$n = n_0 + n_2 \cdot I. \quad (5.13)$$

Dabei ist n_0 der lineare Brechungsindex und n_2 der nichtlineare Brechungsindex des Kerr-Mediums.

Durchläuft ein Lichtstrahl ein Medium mit nichtlinearem Brechungsindexanteil, so erfährt er eine räumliche und zeitliche Phasenmodulation. Die zeitliche Phasenmodulation (Selbstphasenmodulation) wird durch den zeitlichen Amplitudenverlauf verursacht. Die Mitte des zeitlichen Impulsprofils weist eine höhere Intensität als die Flanken auf und erfährt somit eine größere Brechungsindexänderung. Dadurch ändert sich beim Durchlaufen des Mediums die zeitliche Phase [101]. Die nichtlineare Phase lässt sich unter Annahme eines kurzen Mediums, das instantan auf die Intensität der Strahlung reagiert, wie folgt beschreiben [100]:

$$\Phi_{NL}(t) = \frac{-n_2 I(t) \omega_0 L}{c}. \quad (5.14)$$

Dabei ist ω_0 der Strahlradius im Medium, L die Länge des Mediums und c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Die zeitliche Änderung der Phase kann dabei zu einer Verbreiterung des Impulsspektrums führen.

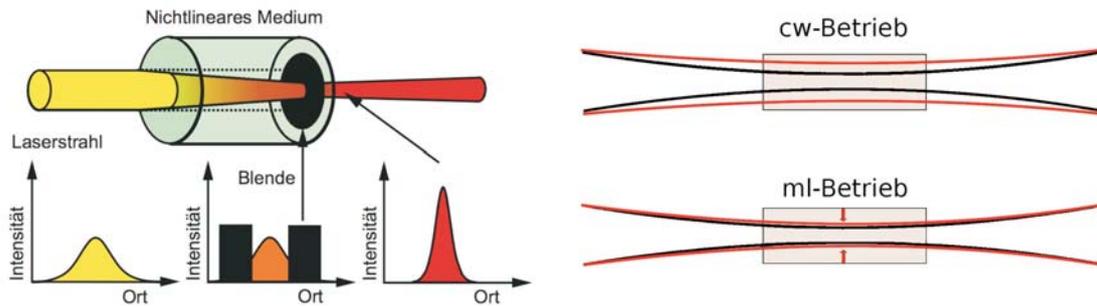


Abbildung 5.3: Links: Selbstfokussierung im Medium und hard aperture KLM [103]. Rechts: Modenanpassung im kontinuierlichen und Impulsbetrieb bei soft aperture KLM [104].

Die räumliche Phasenmodulation wird durch das räumliche Profil der Strahlung bewirkt. Ein gaußförmiges Strahlprofil erzeugt dabei aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des nichtlinearen Brechungsindex ein ebenfalls gaußförmiges Brechungsindexprofil im Medium. Dies bewirkt eine ebenfalls intensitätsabhängige Linsenwirkung auf die Laserstrahlung im Resonator. Die räumliche Phasenänderung bei Propagation der Laserstrahlung durch das Medium kann für eine gaußförmige Intensitätsverteilung des Strahlprofils in erster Näherung wie folgt beschrieben werden [102]:

$$\Delta\Phi(r, z, t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \left(1 - \frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \quad (5.15)$$

$$\text{mit } \Delta\Phi_0(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_0(t) \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}. \quad (5.16)$$

Dabei ist $\Delta n_0(t)$ die instantane Änderung des Brechungsindex auf der optischen Achse im Fokus und α der Absorptionskoeffizient. Aus Gleichung 5.15 wird aus der Abhängigkeit von $\frac{r^2}{\omega^2}$ ersichtlich, dass die Änderung der nichtlinearen Phase näherungsweise wie eine dünne sphärische Linse wirkt. Daher wird Laserstrahlung genügend hoher Intensität bei Durchgang durch das Kerrmedium, je nach Vorzeichen des nichtlinearen Brechungsindex, entweder fokussiert ($n_2 > 0$) oder defokussiert ($n_2 < 0$).

Durch hinzufügen einer Blende in den Resonator (hard aperture) kann dieser Effekt zur Modenkopplung ausgenutzt werden, indem durch die Linsenwirkung eine Verlustreduzierung für hohe Intensitäten erreicht und somit der gepulste Betrieb bevorzugt wird. Dies ist schematisch links in Abbildung 5.3 zu sehen. Die Änderung der Transmission durch eine solche Modenblende mit einem Radius r_0 in Abhängigkeit des Modenradius eines Gaußstrahls ist durch folgende Gleichung gegeben [1]:



$$\frac{dT}{d\omega} = \frac{-4r_0^2}{\omega^3} e^{-\frac{2r_0^2}{\omega^2}}. \quad (5.17)$$

Für einen Radius der Blende, der in etwa so groß ist wie der Modenradius $r_0 \approx \omega$, ergibt sich $\delta T \approx -(1/2)\delta\omega$. Die Modenblende verursacht Leistungsverluste, die proportional zu der Änderung des Modenradius $dP \sim (-1/\omega)d\omega$ ist und durch die der modengekoppelte Betrieb gegenüber dem cw-Betrieb bevorzugt wird. Da der Modenradius aufgrund des Kerr-Effekts leistungsabhängig ist, sind die Resonatorverluste durch

$$\delta = \delta_0 - \left(\frac{1}{\omega}\right) \frac{d\omega}{dP} P \quad (5.18)$$

gegeben. δ_0 sind dabei die festen Resonatorverluste und P die resonatorinterne Leistung.

Gleichermaßen kann der Effekt, wie in Abbildung 5.3 rechts dargestellt, durch eine Anpassung der Lasermode an die Pumpmode zur Modenkopplung verwendet werden (soft aperture). Dabei wird der Laser so konzipiert, dass der Strahlradius der Lasermode ohne Einfluss der Kerrlinse zu groß wäre, verglichen mit dem optimalen Radius der Modenanpassung. Bei hohen Intensitäten wird die Lasermode durch die Kerrlinse an die Pumpmode angepasst und somit der gepulste Betrieb bevorzugt.

Ein wichtiger Vorteil des KLM-Verfahrens ist, dass der effektive sättigbare Absorbermechanismus für ps-Impulse schnell ist. Nachteilig wirkt sich aber aus, dass die verfügbaren Kerrmedien keine großen Werte für n_2 aufweisen. Daher ist der Effekt für ps-Impulse mit kleiner Spitzenleistung im Vergleich zu fs-Impulsen zu schwach, weshalb ein sehr kleiner Fokus im Kerrmedium vonnöten ist.

Das in der Folge vorgestellte Modenkopplungsverfahren nutzt kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung zur Erzeugung einer nichtlinearen Phasenverschiebung aus. Die dadurch zur Verfügung stehenden effektiven nichtlinearen Brechungsindizes sind um eine Größenordnung größer als die der gebräuchlichen Kerrmedien [95] und ermöglichen selbststartende, stabile cw-Modenkopplung.

5.2 Theorie der parametrischen Kerrlinsen-Modenkopplung durch kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung

Um den nichtlinearen Brechungsindex n_2 und die nichtlineare Phasenverschiebung Φ_{NL} zu verstehen, wird basierend auf den Grundlagen der kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesse, die

im Folgenden vorgestellt werden, ein theoretisches Modell herangezogen, um n_2^{eff} berechnen zu können. Daraufhin werden die wichtigsten Verfahren diskutiert, die auf kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozessen basieren.

Die folgenden Diskussionen konzentrieren sich hauptsächlich auf die Beschreibung der kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesse auf Basis der SHG und auf die Modenkopplung als spätere Anwendung. Eine detailliertere Beschreibung der $\chi^{(2)}$ -Prozesse und eine Behandlung weiterer Anwendungen sind in den Veröffentlichungen von Assanto und Stegemann [105, 106, 107] zu finden.

5.2.1 Kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung

Die nichtlineare Optik wird traditionell anhand der Nichtlinearitäten zweiter ($\chi^{(2)}$) und dritter Ordnung ($\chi^{(3)}$) und den davon verursachten Effekten diskutiert. Die Frequenzkonversion und die parametrische Verstärkung werden zum Beispiel durch Nichtlinearitäten zweiter Ordnung hervorgerufen [100]. Die Nichtlinearitäten dritter Ordnung bringt man in der Regel mit intensitätsabhängigen Brechungsindizes, Vier-Wellen-Mischprozessen oder Solitonen in Verbindung [100]. Schon während der Anfänge der Nichtlinearen Optik wurde festgestellt, dass $\chi^{(2)}$ -Prozesse zu Nichtlinearitäten dritter Ordnung führen können [106]. In diesem Fall liegt der Schwerpunkt der Betrachtung auf der Amplitude und der Phasenverschiebung der fundamentalen Strahlung, während der Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG). Dabei werden zwei aufeinander folgende (kaskadierte) $\chi^{(2)}$ -Prozesse benötigt, um wieder zur Ausgangsfrequenz ω zu gelangen. Dies kann zum Beispiel durch die Erzeugung der zweiten Harmonischen ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$) gefolgt von der zugehörigen Rückkonversion ($2\omega - \omega \rightarrow \omega$) erreicht werden.

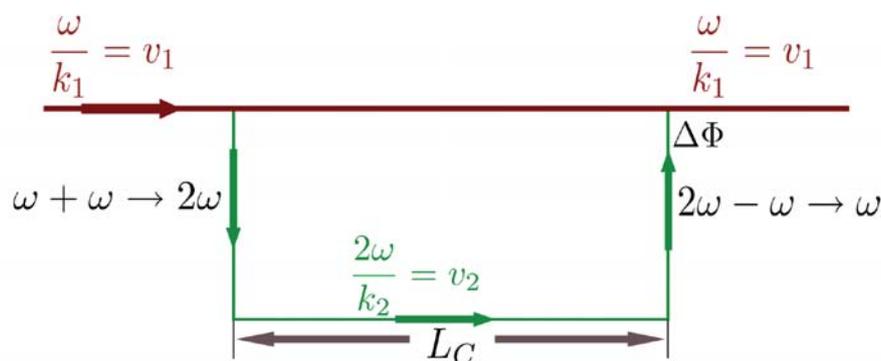


Abbildung 5.4: Schematisches Diagramm zur Erzeugung von Phasenverschiebungen bei der Wechselwirkung der am kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozess beteiligten Wellen [107].

In der Folge soll das Prinzip der kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesse anhand der SHG näher erläutert werden. Dazu ist in Abbildung 5.4 vereinfacht der räumliche Verlauf der zweiten Harmonischen für Typ I-Phasen Anpassung dargestellt. Der Prozess ist dabei nicht phasenangepasst, weshalb die Fundamentale und die zweite Harmonische ihre Energie periodisch mit der Weglänge austauschen. Die rote Linie stellt dabei die Fundamentale dar und die grüne Linie die zweite Harmonische. Die zweite Harmonische wird nahe der Eintrittsfläche durch den $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$ -Prozess erzeugt. Sie schreitet mit einer anderen Phasengeschwindigkeit v_2 als die der Fundamentalen v_1 fort. Nach einer gewissen Entfernung, der Kohärenzlänge L_C , wird die zweite Harmonische in die Fundamentale rückkonvertiert ($2\omega - \omega \rightarrow \omega$). Weil der Prozess phasenfehlangepasst ist, also $n(\omega) \neq n(2\omega)$, sind die Phasengeschwindigkeiten für die Fundamentalwelle und die zweite Harmonische unterschiedlich. Die Superposition des Anteils der Fundamentalwelle, der nicht zur zweiten Harmonischen konvertiert wurde, und der rückkonvertierten Anteile führt zu einem resultierenden Feld, welches um $\Delta\Phi$ phasenverschoben ist.

Die durch den kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozess verursachte nichtlineare Phasenverschiebung ist dabei intensitätsabhängig. Daher kann mit Hilfe des kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesses eine intensitätsabhängige Linsenwirkung erzeugt werden, die mit dem optischen Kerr-Effekt vergleichbar ist.

Durch die folgenden mathematischen Überlegungen kann ein Ausdruck für die nichtlineare Phasenverschiebung und für einen effektiven nichtlinearen Brechungsindex hergeleitet werden [105]. Geht man von einer ebenen Welle aus, deren Einhüllende sich gegenüber der Periode der Welle nur langsam ändert (slowly-varying-envelope approximation), so kann ein Dreiwellenmischprozess, der nahezu phasenangepasst ist, durch die gekoppelten Amplitudengleichungen beschrieben werden:

$$\frac{dE_1}{dz} = -i \frac{\omega_1}{2n_1 c} \chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) E_2^* E_3 e^{-i\Delta k z} \quad (5.19)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = -i \frac{\omega_2}{2n_2 c} \chi^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) E_1^* E_3 e^{-i\Delta k z} \quad (5.20)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = -i \frac{\omega_3}{2n_3 c} \chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) E_1 E_2 e^{+i\Delta k z} \quad (5.21)$$

mit $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$, dem Wellenvektor der Phasenfehlanpassung. Vereinfacht man weiter, indem man annimmt, dass alle Wellenlängen weit entfernt von Resonanzen des Materials liegen, so kann die Frequenzabhängigkeit von $\chi^{(2)}$ vernachlässigt werden. Schreibt man dazu noch die Amplituden in der Form $\Psi_j = \sqrt{\epsilon_0 n_j c / 2} E_j$, so dass

$|\Psi_j|^2$ ($j = 1, 2, 3$) die Feldintensität in (W/m^2) angibt, lassen sich die Gleichungen weiter vereinfachen zu

$$\frac{d\Psi_1}{d\xi} = -i\omega_1\kappa\Psi_2^*\Psi_3e^{-i\Delta\xi} \quad (5.22)$$

$$\frac{d\Psi_2}{d\xi} = -i\omega_2\kappa\Psi_1^*\Psi_3e^{-i\Delta\xi} \quad (5.23)$$

$$\frac{d\Psi_3}{d\xi} = -i\omega_3\kappa\Psi_1\Psi_2e^{+i\Delta\xi} \quad (5.24)$$

mit $\xi = z/L$ und $\Delta = \Delta kL$, der normierten Propagation und Fehlanpassung und $\kappa = \chi^{(2)}L\sqrt{1/2c^3\epsilon_0n_1n_2n_3}$, in dem die Koeffizienten zusammengefasst sind.

Betrachtet man den, in den Experimenten vorliegenden, Fall der SHG mittels Typ I-Phasen Anpassung, so gilt für die Frequenzen der Strahlung $\omega_1 = \omega_2 = \omega = \omega_3/2$. Da die Fundamentalstrahlung nur in einer Polarisierung vorliegt, sind die Wellen 1 und 2 entartet und die zugehörigen Felder nicht zu unterscheiden. Dies reduziert das Problem zu zwei gekoppelten, nichtlinearen, gewöhnlichen Differentialgleichungen, die die Wechselwirkung zwischen zwei Wellen mit den Frequenzen ω und 2ω beschreiben:

$$\frac{d\Psi_1}{d\xi} = -i\Gamma\Psi_1^*\Psi_3e^{-i\Delta\xi} \quad (5.25)$$

$$\frac{d\Psi_3}{d\xi} = -i\Gamma\Psi_1^2e^{+i\Delta\xi} \quad (5.26)$$

mit $\Gamma = \frac{\omega d_{eff}L}{n_1} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0 c^3 n_3}}$ und $d_{eff} = |\chi^{(2)}(2\omega = \omega + \omega)|/2$, dem effektiven nichtlinearen Koeffizienten.

Für SHG mit vernachlässigbarem Pumpabbau und vernachlässigbarem SHG-Feld bei Eintritt in den Kristall $\Psi_3(0) = 0$ und $\Psi_1(\xi) = \Psi_1(0)$ kann Gleichung 5.26 von 0 bis ξ integriert und in Gleichung 5.25 eingesetzt werden. Dadurch erhält man

$$\frac{d\Psi_1}{d\xi} = i\frac{\Gamma^2}{\Delta}[(1 - \cos(\Delta\xi) + i \sin \Delta\xi)|\Psi_1|^2\Psi_1]. \quad (5.27)$$

$$(5.28)$$

Um einen Ausdruck für die nichtlineare Phasenverschiebung zu erhalten, kann man Ψ_1 auf die linke Seite bringen und über den gesamten Kristall integrieren, wodurch man $\ln(\frac{\Psi_1}{\Psi_0})$ als Stammfunktion erhält. Hieraus ergibt sich durch Anwenden der Exponentialfunktion als Lösung für das Feld der Fundamentalen

$$\Psi_1(L) = \Psi_0 e^{i\frac{\Gamma^2}{\Delta}I_\omega(1-sinc(\Delta))} e^{\frac{\Gamma^2}{\Delta}I_\omega cosc(\Delta)}. \quad (5.29)$$

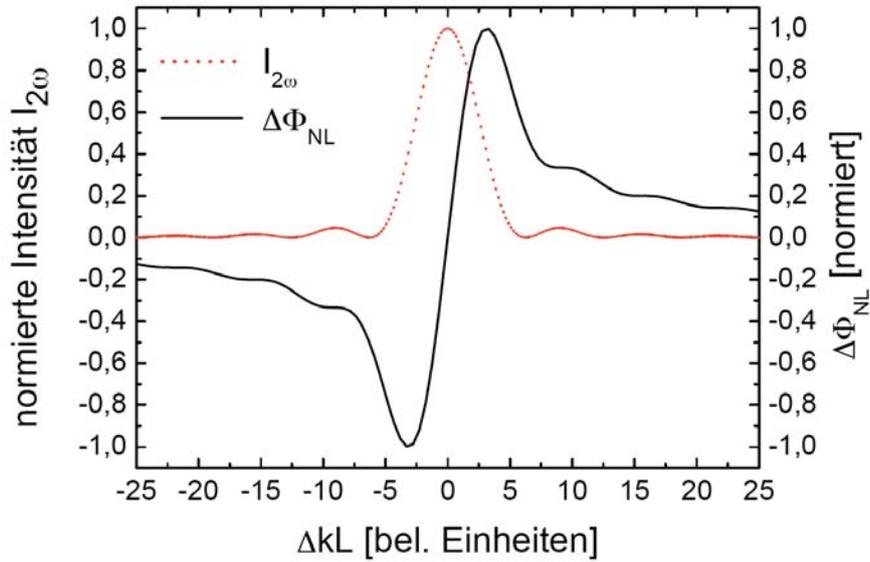


Abbildung 5.5: Intensität der zweiten Harmonischen (rot, gestrichelt) und Änderung der nichtlinearen Phase (schwarz, durchgezogen) gegen die Phasenfehlanpassung ΔkL [104].

Eine Rücksubstitution auf die ursprünglichen physikalischen Koeffizienten ergibt

$$E_1(L) = E_0 \exp \left[i \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L I_\omega}{n_1^2 \Delta k \epsilon_0 c^3 n_3} (1 - \text{sinc}(\Delta kL)) \right] \exp \left[\frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L I_\omega}{n_1^2 \Delta k \epsilon_0 c^3 n_3} \text{cosc}(\Delta kL) \right]. \quad (5.30)$$

Die nichtlineare Phase des Feldes wird durch $e^{i\Delta\Phi_{NL}}$ beschrieben. Daher ergibt sich aus dem imaginären Exponenten der Lösung für das Feld der Fundamentalen für die nichtlineare Phasenverschiebung am Ende des Kristalls

$$\Delta\Phi_{NL} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L I_\omega}{n_1^2 \Delta k \epsilon_0 c^3 n_3} (1 - \text{sinc}(\Delta kL)). \quad (5.31)$$

Die nichtlineare Phasenverschiebung ist also proportional zum *figure of merit* des nichtlinearen Materials d_{eff}/n^3 und zur Intensität der fundamentalen Strahlung. Erst diese Intensitätsabhängigkeit ermöglicht eine Diskriminierung geringerer Intensitäten der Fundamentalen in einem passenden Resonatordesign und damit die Verwendung dieses äquivalenten Kerr-Effekts für die passive Modenkopplung. Zudem ist die Phasenverschiebung eine Funktion der Phasenfehlanpassung ΔkL .

In Abbildung 5.5 ist die nichtlineare Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Phasenfehlanpassung ΔkL aufgetragen (schwarze Kurve). Zusätzlich ist die Intensität der

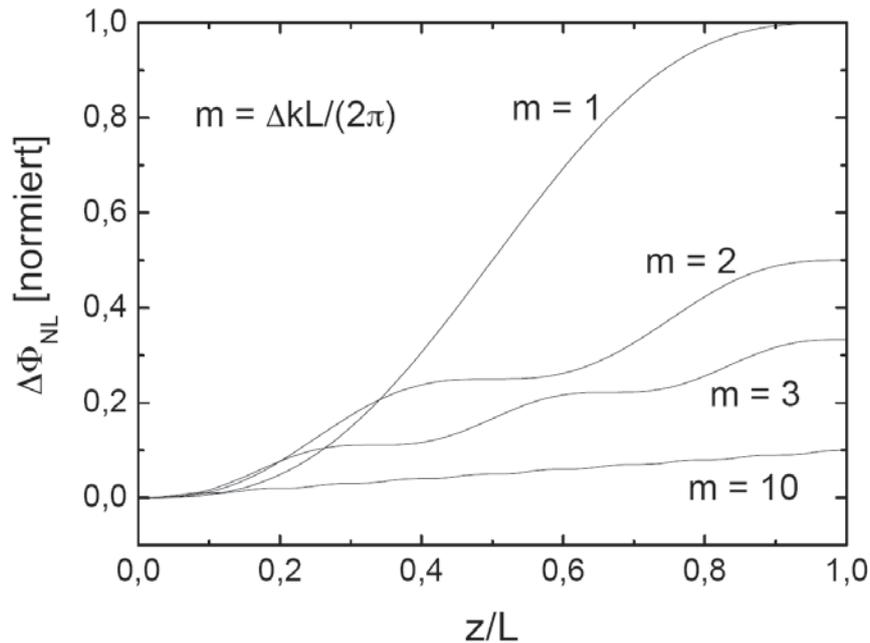


Abbildung 5.6: Änderung der nichtlinearen Phase gegen die Position im Kristall für verschiedene Werte für die Phasenfehlanpassung $m = \frac{\Delta kL}{2\pi}$ [104].

zweiten Harmonischen zu sehen (rote Kurve), die in Abhängigkeit der Phasenfehlanpassung einer sinc^2 -Funktion folgt. Wie man sieht, verschwindet der Effekt für optimale Phasenanpassung vollständig. Das Maximum der nichtlinearen Phasenverschiebung wird bei einer Phasenfehlanpassung $\Delta kL = \pm\pi$ erreicht. Auffällig ist, dass die Phasenverschiebung beim Durchgang durch den Nullpunkt das Vorzeichen wechselt. Somit ist es möglich durch geeignete Wahl der Phasenfehlanpassung eine fokussierende oder defokussierende effektive Kerrlinse zu erzeugen. Dies kann man zum Beispiel einfach durch eine Änderung der Kristalltemperatur bewirken, wodurch eine separate Einstellungsmöglichkeit für das Vorzeichen der Linse ausgenutzt werden kann, die vom gewählten Resonatoraufbau unabhängig ist. Auf demselben Weg lässt sich zudem die Stärke der Linsenwirkung regulieren und somit schnell und einfach die Verlustmodulation im Resonator passend einstellen.

Anhand der zusätzlich aufgetragenen Phasenanpassungskurve der erzeugten zweiten Harmonischen sieht man, dass die nichtlineare Phasenverschiebung immer dann größer wird, wenn die Intensität der zweiten Harmonischen abnimmt. Der Grund hierfür ist, dass die Phasenverschiebung bei der Rückkonversion in die Fundamentale erzeugt wird [107]. Zusätzlich bewirkt dies, dass die Phasenverschiebung bei den Maxima der Phasenanpassungskurve konstant bleibt.



Abbildung 5.6 veranschaulicht den Effekt durch ein Diagramm der normierten nichtlinearen Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Position im nichtlinearen Material für verschiedene Werte der Ordnungszahl $m = \Delta k L / 2\pi$. Der Verlauf der Phasenverschiebung ist für alle Werte von m stufenförmig. Der stufenförmige Verlauf entspricht gerade der Tatsache, dass die Erzeugung der Phasenverschiebung immer nur bei Rückkonversion der zweiten Harmonischen in die Fundamentale auftritt. Die Anzahl der Stufen ist dabei gleich der Ordnungszahl m und damit der Anzahl der Zyklen der Hin- und Rückkonversion zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen. Die Plateaubereiche $d\Delta\Phi_{NL}/dz = 0$ treten für solche z -Positionen auf, an denen die zweite Harmonische vollständig in die Fundamentale rückkonvertiert wurde und somit keine weitere Phasenverschiebung mehr erzeugt wird.

Wie zuvor festgestellt wurde, kann mit Hilfe kaskadierter $\chi^{(2)}$ -Prozesse eine intensitätsabhängige, nichtlineare Phasenverschiebung erzeugt werden, die eine Linsenwirkung bewirkt. Diese Linsenwirkung ist dabei vergleichbar mit der Linsenwirkung, die durch den, von einer Nichtlinearität dritter Ordnung bewirkten, optischen Kerr-Effekt hervorgerufen wird. Im Falle des optischen Kerr-Effekts lässt sich, wie bei der Betrachtung der Kerrlinsen-Modenkopplung in Gleichung 5.13 beschrieben, die lokale Störung des Mediums durch Strahlung hoher Intensität durch die Änderung des Brechungsindex darstellen. Für die nichtlineare Phasenverschiebung durch den optischen Kerr-Effekt gilt [100]:

$$\Delta\Phi_{NL}^{\chi^{(3)}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I L. \quad (5.32)$$

Setzt man in diese Gleichung die nichtlineare Phasenverschiebung mittels kaskadierter $\chi^{(2)}$ -Prozesse aus Gleichung 5.31 ein, so erhält man einen effektiven nichtlinearen Brechungsindex n_2^{eff} , der von der erzeugten Phasenverschiebung hervorgerufen wird

$$n_2^{eff} = \frac{\lambda}{2\pi I L} \Delta\Phi_{NL} = \frac{4\pi d_{eff}}{\epsilon_0 c \lambda n_1^2 n_3 \Delta k} (1 - \text{sinc}(\Delta k L)). \quad (5.33)$$

Da n_2^{eff} die selbe Abhängigkeit von der Phasenfehlanpassung wie die nichtlineare Phasenverschiebung zeigt, erhält man auch für n_2^{eff} qualitativ denselben Kurvenverlauf, der in Abbildung 5.5 bereits dargestellt ist.

Wie in Abschnitt 5.1.2 festgestellt wurde, sind die nichtlinearen Brechungsindizes für den optischen Kerr-Effekt zu klein, um selbststartende, stabile Modenkopplung zu gewährleisten. Durch die Definition des effektiven nichtlinearen Brechungsindizes n_2^{eff} für die kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesse kann ein direkter Vergleich der Effektstärke der beiden Prozesse hergestellt werden. Die Schwerflintgläser SF57 und SF59 stellen typische

Kerr-Medien dar und besitzen einen nichtlinearen Brechungsindex von $41 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ beziehungsweise $68 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [104]. Zudem wird oft Saphir als Kerr-Medium in selbst-modengekoppelten Titan-Saphir-Lasern verwendet, weist dabei aber einen geringen nichtlinearen Brechungsindex von $n_2 = 3,1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ auf [108]. Die erste Bestimmung des durch kaskadierte $\chi^{(2)}$ -Prozesse erzeugten effektiven nichtlinearen Brechungsindex wurde 1992 für einen 1 mm langen KTP-Kristall mit Hilfe einer Z-Scan-Messung vorgenommen [95]. Dadurch wurde der maximal auftretende effektive nichtlineare Brechungsindex zu $n_2^{eff} = 130 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ bestimmt. Kürzlich von C. Schäfer vorgenommene Z-Scan-Messungen für Lithiumtriborat ergaben sogar Werte von bis zu $800 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [109]. Dies zeigt, dass mit Hilfe kaskadierter $\chi^{(2)}$ -Prozesse um eine Größenordnung höhere nichtlineare Brechungsindizes erreichbar sind. Daher sollte durch deren Verwendung die Modulationstiefe groß genug sein, um selbststartende Modenkopplung zu erreichen.

Die durch kaskadierte $\chi^{(2)}$ -Prozesse erzeugten nichtlinearen Phasenverschiebungen weisen aber noch weitere Unterschiede zu den Phasenverschiebungen auf, die durch den optischen Kerr-Effekt erzeugt werden:

(i) Im Falle des optischen Kerr-Effekts ist der nichtlineare Brechungsindex n_2 eine Materialkonstante. Dies ist für den effektiven nichtlinearen Brechungsindex n_2^{eff} nicht der Fall. Aus Gleichung 5.33 geht hervor, dass der für $\Delta kL = \pm\pi$ maximal erreichbare effektive nichtlineare Brechungsindex proportional zur Länge des Mediums ist. Setzt man dies in Gleichung 5.32 ein, so ergibt sich, dass die nichtlineare Phasenverschiebung und damit die Stärke der Wirkung der Kerr-Linse proportional zum Quadrat der Länge des Mediums ist.

(ii) Der optische Kerr-Effekt ist ein lokaler Prozess und findet daher instantan beim Eintreffen der Intensität der Laserstrahlung statt. Die Entstehung der Phasenverschiebung durch die kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozesse hingegen ist ein nichtlokaler Prozess, das heißt der Effekt benötigt eine gewisse Wegstrecke, damit die beteiligten Felder wechselwirken können. Dies führt aber dazu, dass die Fundamentale und die zweiten Harmonische aufgrund der unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten (GVM) eine zeitliche Trennung erfahren. Diese Trennung darf über die doppelte Kohärenzlänge nicht größer als die Hälfte der Impulsdauer der eingestrahnten Fundamentalen sein, da sich ansonsten Störungen bei der Erzeugung der nichtlinearen Phasenverschiebung einstellen [110]. Daher ist nur dann störungsfreie Modenkopplung zu erwarten, wenn für die Impulsdauer der Fundamentalen Δt bei auftretender $GVM = 1/v_g(\lambda_1/2) - 1/v_g(\lambda_1)$ folgende Bedingung eingehalten wird:



$$\Delta t > \frac{4\pi}{\Delta k} GVM. \quad (5.34)$$

Für die folgenden Experimente beträgt die kritische Impulsdauer $\Delta t_{kr} = 534$ fs für einen 20 mm langen LBO-Kristall mit einer GVM von ungefähr 7 fs/mm [111] und maximale Phasenverschiebung von $\Delta kL = \pi$. Aufgrund der Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO₄ für den Laserprozess bei 1342 nm von $\Delta\nu = 230$ GHz [66] ist eine minimale Impulsdauer von 1,4 ps für ein sech²-förmiges Impulsprofil zu erreichen. Dies ist größer als Δt_{kr} , weshalb in diesem Fall keine Einschränkung durch die GVM zu erwarten ist.

(iii) Für den optischen Kerr-Effekt ist die nichtlineare Phasenverschiebung proportional zur eingestrahlten Intensität und dabei der nichtlineare Brechungsindex unabhängig von der Intensität. Für die nichtlineare Phasenverschiebung durch kaskadierte $\chi^{(2)}$ -Prozesse ist dies nur für kleine Intensitäten beziehungsweise für große Phasenfehlanpassungen ΔkL der Fall. Bei großen Intensitäten der eingestrahlten Fundamentalen oder einer kleinen Phasenfehlanpassung führt der starke Pumpabbau zu einem Sättigungsverhalten bei der Erzeugung der Phasenverschiebung. Die Definition von n_2^{eff} in Gleichung 5.33 ist daher in diesem Fall nicht mehr gültig.

5.2.2 Modenkopplung mittels kaskadierter Nichtlinearitäten zweiter Ordnung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass mittels kaskadierter $\chi^{(2)}$ -Prozesse sehr große intensitätsabhängige Phasenverschiebungen mit einem hohen effektiven nichtlinearen Brechungsindex erzeugt werden können. Dadurch entsteht eine Linsenwirkung, vergleichbar mit der Linsenwirkung des optischen Kerr-Effekts. Daher ist es möglich, diese für die Realisierung eines passiv modengekoppelten Lasers zu verwenden.

In der Folge sollen die beiden wichtigsten auf kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozessen basierenden Modenkopplungsverfahren vorgestellt werden. Zum einen die Modenkopplung mit Hilfe eines nichtlinearen Spiegels (*nonlinear mirror mode-locking*, kurz NLM, oder auch Stankov-Modenkopplung). Zum anderen die parametrische Kerrlinsen-Modenkopplung, die in dieser Arbeit zur passiven Modenkopplung verwendet wird.

Nonlinear Mirror Mode-locking (NLM)

Das von Stankov 1987 realisierte Modenkopplungsverfahren [48] nutzt zwar nicht die zuvor beschriebene, intensitätsabhängige Linsenwirkung aus, basiert aber dennoch auf

einem kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozess. NLM war das erste auf $\chi^{(2)}$ -Prozessen basierende Modenkopplungsverfahren und wird heutzutage standardmäßig in kommerziell erhältlichen Lasersystemen eingesetzt.

In Abbildung 5.7 ist eine schematische Aufbauskitze für die NLM zu sehen. Prinzipiell werden ein nichtlinearer Kristall, in dem die zweite Harmonische erzeugt wird, ein Spiegel M, der eine geringe Reflektivität für die Fundamentale und eine hochreflektierende Beschichtung für die zweite Harmonische aufweist, und eine phasenkonjugierende Platte P benötigt [48]. Im Fall geringer Intensität der in den nichtlinearen Kristall einfallenden Fundamentalen (Abbildung 5.7a) wird nur ein geringer Anteil in die zweite Harmonische konvertiert. Der Laser erfährt somit aufgrund der geringen Reflektivität des Endspiegels für die Fundamentale sehr hohe Verluste. Betrachtet man den Fall hoher Intensität (Abbildung 5.7b), so wird ein erheblicher Anteil der Fundamentalen in die zweite Harmonische konvertiert. Die erzeugte zweite Harmonische wird in der Folge am hochreflektierenden Endspiegel nahezu vollständig reflektiert und passiert dann wieder den nichtlinearen Kristall. Zuvor wird aber mit Hilfe der phasenkonjugierenden Platte die Phasenverschiebung zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen so angepasst, dass beim zweiten Durchgang durch den nichtlinearen Kristall Rückkonversion von der zweiten Harmonischen in die Fundamentale auftritt. Dies ist der Fall, wenn die Phasenverschiebung $\Delta\Phi = +\pi/2$ beträgt [48]. Dadurch werden für hohe Intensitäten effektiv die Verluste der Fundamentalen am Endspiegel reduziert, da die Strahlung der Fundamentalen quasi in der zweiten Harmonischen zwischengespei-

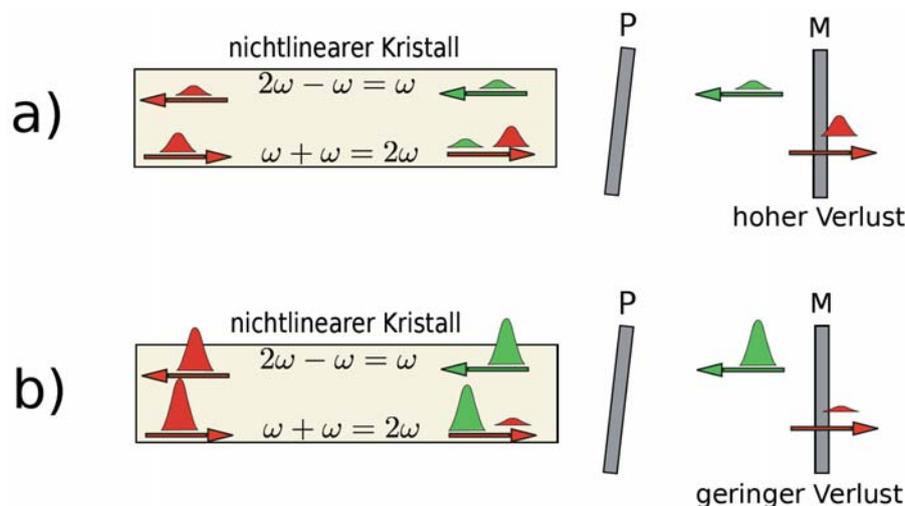


Abbildung 5.7: Schematischer Aufbau des Stankov-Verfahrens [104].

chert wird, um so geringere Verluste am Endspiegel zu erfahren. Der Laser weist in diesem Fall also eine Verlustmodulation auf, die hohe Intensitäten gegenüber geringen Intensitäten bevorzugt, wodurch Modenkopplung erzeugt werden kann [48]. Alternativ zur phasenkonjugierenden Platte kann die Phasenverschiebung aufgrund der Dispersion in Luft auch durch eine Weglängenänderung zwischen Endspiegel und nichtlinearem Kristall erreicht werden.

Ein Vorteil der NLM ist, dass das Verfahren für alle Wellenlängen umsetzbar ist, für die es transparente SHG-Kristalle gibt. Nachteile dieses Modenkopplungsverfahrens sind die hohen linearen Verluste in Form der geringen Reflektivität des Endspiegels für die Fundamentale, die für hohe Modulationstiefen nötig sind [48]. Zudem erfordert NLM eine sehr genaue Justage der Phasenverschiebung zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen nach der Reflektion am nichtlinearen Spiegel.

Parametrische Kerrlinsen-Modenkopplung (PKLM)

In Abschnitt 5.2.1 wurde gezeigt, dass durch kaskadierte Nichtlinearitäten zweiter Ordnung eine intensitätsabhängige Phasenverschiebung und damit äquivalent zum optischen Kerr-Effekt eine intensitätsabhängige Linsenwirkung erzeugt werden kann. Dieser Effekt wurde 1995 von Cerullo zum ersten Mal zur passiven Modenkopplung eines Lasers eingesetzt [49] und kürzlich von C. Schäfer zur Realisierung eines passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers bei 1064 nm verwendet [52]. Die parametrische Kerrlinsen-Modenkopplung wird in der Folge zur passiven Modenkopplung eines Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm verwendet. Dabei gilt es, analog zur Kerrlinsen-Modenkopplung, mit Hilfe der intensitätsabhängigen Linsenwirkung eine Diskriminierung des kontinuierlichen Betriebs gegenüber dem gepulsten Betrieb zu erreichen. Dies kann, wie in Abschnitt 5.1.1 detailliert beschrieben, zum einen durch eine Modenblende erreicht werden. Die Modenblende muss sich dabei an einer geeigneten Stelle des Reso-

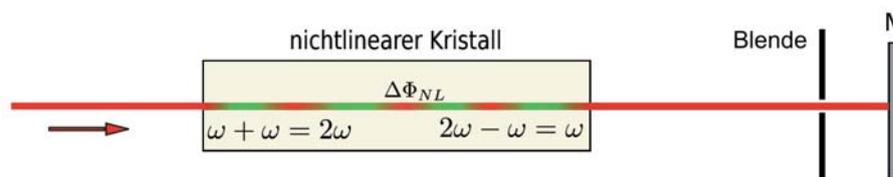


Abbildung 5.8: Schematischer Aufbau der parametrischen Kerrlinsen-Modenkopplung [104].

nators befinden, an der sich der Modenradius in Abhängigkeit der Brennweite der Kerrlinse stark ändert (Hard-Aperture Mode-locking). Zum anderen kann Modenkopplung durch die Änderung des Modenradius im Laserkristall und damit Änderung des Modenüberlapps mit der Pumpstrahlung erreicht werden (Soft-Aperture Mode-locking). In den folgenden Experimenten wird eine Modenblende zwischen dem nichtlinearen Kristall und dem Endspiegel platziert. Die schematische Skizze der hier verwendeten PKLM ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Der verwendete Endspiegel ist dabei hochreflektierend für die Fundamentale und hochtransmittierend für die zweite Harmonische, so dass der Effekt nur im Einfachdurchgang durch die Hin- und Rückkonversion bei Phasenfehlanpassung erzeugt wird.

Mit Hilfe der PKLM kann wegen des sehr hohen effektiven nichtlinearen Brechungsindex selbststartende und stabile Modenkopplung von Lasern erreicht werden.

Zusätzlich zur reinen NLM und PKLM wurden in den letzten Jahren mehrfach Hybridverfahren untersucht, bei denen sowohl die erzeugte Linsenwirkung als auch die Änderung der effektiven Reflektivität des Endspiegels verwendet wurden [51].

5.3 Der modengekoppelte ps-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm

Nachdem die theoretischen Grundlagen der parametrischen Kerrlinsen-Modenkopplung vorgestellt wurden, wird im folgenden Abschnitt der Aufbau und die Optimierung des mittels PKLM modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm beschrieben. Dazu wird zuerst der verwendete Resonatoraufbau und dessen für die Modenkopplung relevanten Eigenschaften und Parameter diskutiert. Danach folgt eine ausführliche Charakterisierung des modengekoppelten Lasers.

5.3.1 Aufbau und Optimierung des parametrisch Kerrlinsenmodengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers

Abbildung 5.9 zeigt den Aufbau des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers. Als Laserkristall und für dessen optische Anregung werden wieder der Nd:YVO₄-Kristall und die Laserdiode, die in Kapitel 3.1 beschrieben wurden, verwendet. Der Resonator besteht aus vier Spiegeln: Der erste Spiegel M1 ist ein planer Pumpspiegel, der möglichst dicht vor dem Laserkristall positioniert wird, um so das *spatial hole burning* (SHB) zur Verkürzung der erzeugten Impulse auszunutzen. Das durch SHB induzier-

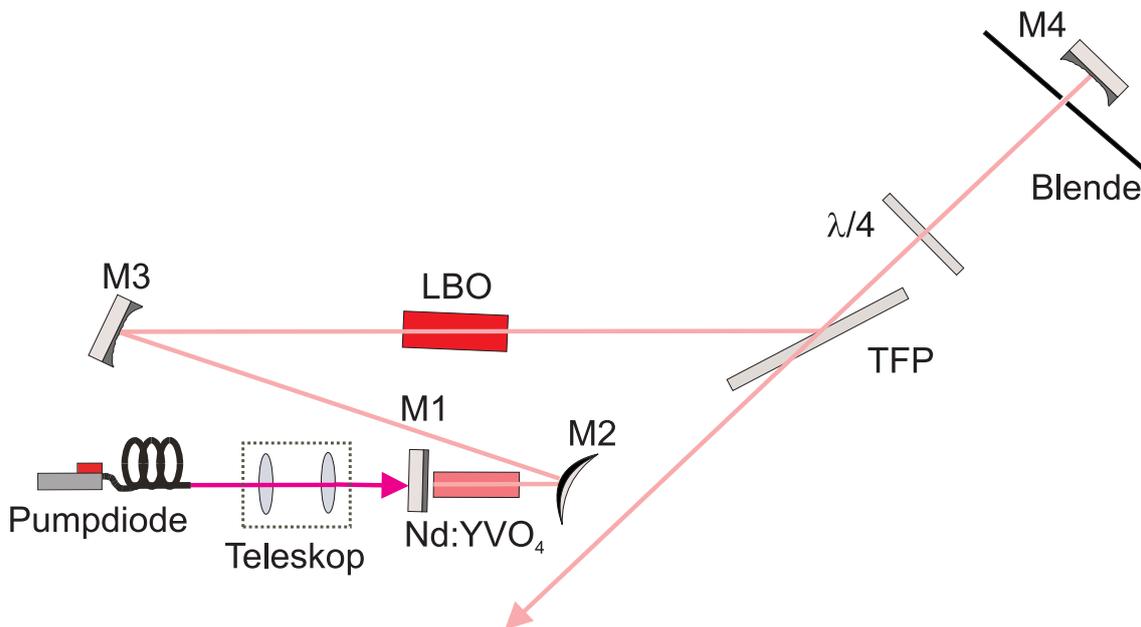


Abbildung 5.9: Schematische Aufbauskinne des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm.

te Verstärkungsgitter im laseraktiven Medium führt zu einer starken Abflachung und Verbreiterung des Verstärkungsspektrums [112]. Spiegel M2 ist ein konvexer Spiegel mit einem Krümmungsradius von $R = +500$ mm, welcher der Kompensation der starken thermischen Linse dient. Die beiden konkaven Spiegel (M3, M4) ($R = -300$ mm) erzeugen einen kleinen Strahlradius im nichtlinearen Kristall ($\omega_p \approx 100$ μm), um die Brechkraft der Kerr-Linse im modengekoppelten Betrieb zu erhöhen, die durch den kaskadierten $\chi^{(2)}$ -Prozess erzeugt wird. Beide Konkavspiegel sind hochtransmittierend für die Strahlung der zweiten Harmonischen beschichtet. Dadurch durchläuft die SHG-Leckstrahlung, also die restliche Strahlung, die nach der Hin- und Rückkonversion den Kristall verlässt, den nichtlinearen Kristall kein zweites Mal. Zudem sind alle Resonatorspiegel hochreflektierend für 1342 nm und hochtransmittierend für die Pumpstrahlung bei 888 nm beschichtet. Die variable Auskopplung der Laserstrahlung wird über eine Kombination eines Dünnschichtpolarisators mit einer $\lambda/4$ -Platte erreicht. Aufgrund der optischen Resonatorlänge ergibt sich eine Impulsrepetitionsrate von 143,5 MHz.

Um eine intensitätsabhängige Kerrlinse zu erzeugen, wird ein 20 mm langer LBO-Kristall in den Resonator gebracht. Dieser ist für kritische Phasenanpassung bei Raumtemperatur geschnitten ($\theta = 86,7^\circ$, $\phi = 0^\circ$). Ein kleinerer Modenradius und damit größere Leistungsdichte der Fundamentalen im LBO-Kristall führt zu einer größeren

nichtlinearen Phasenverschiebung und somit zu einer stärkeren parametrischen Kerrlinse. Im Fokus selbst besitzt eine Linse nur eine geringe fokussierende Wirkung und die Wirkung der Kerrlinse auf die Propagation der Strahlung nimmt mit zunehmender Entfernung des LBO-Kristalls vom Fokus zu. Daher gibt es einen optimalen Abstand des LBO-Kristalls vom Fokus, bei dem der Strahlradius noch klein genug für die Erzeugung einer genügend starken Kerrlinse ist, deren Abstand vom Fokus aber so groß ist, dass die Kerrlinse eine signifikante Modulation der Lasermode bewirkt. Dieser Abstand muss auf einige Millimeter genau gewählt werden, um eine ausreichend große Effektstärke zu erhalten. Das Vorzeichen der Positionierung relativ zur Fokusposition hängt davon ab, ob die Kerr-Linse fokussierend oder defokussierend wirkt, also vom Vorzeichen der Phasenfehlانpassung. Es muss so gewählt werden, dass die parametrische Kerrlinse zu geringeren Verlusten für gepulsten Betrieb führt. In unserem Fall wird $\Delta kL < 0$ und damit eine defokussierende Kerr-Linse gewählt und der LBO-Kristall zwischen Laserkristall und Fokus positioniert. Des Weiteren muss die Phasenfehlانpassung so angepasst werden, dass sich der modengekoppelte Betrieb vollständig gegenüber dem kontinuierlichen Betrieb durchsetzen kann und ein cw-Untergrund vollständig unterdrückt wird. In diesem Aufbau wird die Phasenfehlانpassung über die Änderung der LBO-Temperatur so gewählt, dass ein einzelner Zyklus der Hin- und Rückkonversion der zweiten Harmonischen voll abgeschlossen ist und somit eine ungewollte Rückkopplung durch die restliche SHG-Strahlung, die der Modenkopplung entgegenwirkt, minimiert wird [52]. Dabei muss die LBO-Temperatur auf $\Delta T \approx \pm 0,05$ K genau geregelt werden. Dazu wird der LBO-Kristall in einem Halter befestigt, der mit Hilfe eines Peltier-Elements sowohl geheizt als auch gekühlt werden kann. Mit Hilfe der verwendeten Temperaturregelung kann die Kristalltemperatur mit einer ausreichenden Genauigkeit von $\Delta T = \pm 0,01$ K geregelt werden.

Eine Modenblende kurz vor dem Endspiegel (M4) dient dazu, die von der Kerrlinse verursachte zeitliche Modulation der Modengröße durch die Kerrlinse in eine Verlustmodulation umzuwandeln. Der Durchmesser kann dabei in Schritten von 0,1 mm beliebig gewählt werden. Dieser darf einen kritischen Wert nicht überschreiten, um selbststartende Modenkopplung erreichen zu können. Ist der Blendendurchmesser zu groß, so tritt cw-Untergrund zu Tage, das heißt der kontinuierliche Betrieb kann nicht komplett unterdrückt werden. Wenn man den Blendendurchmesser weiter verringert, kann der cw-Untergrund deutlich reduziert werden. In den folgenden Experimenten muss der Durchmesser der Blende zwischen 1,5 mm und 2 mm, abhängig vom Auskopplungsgrad, gewählt werden. Dieser relativ kleine Durchmesser der Blende verursacht eine signifikante Verminderung der Ausgangsleistung des Lasers um ungefähr 60 – 70 %.

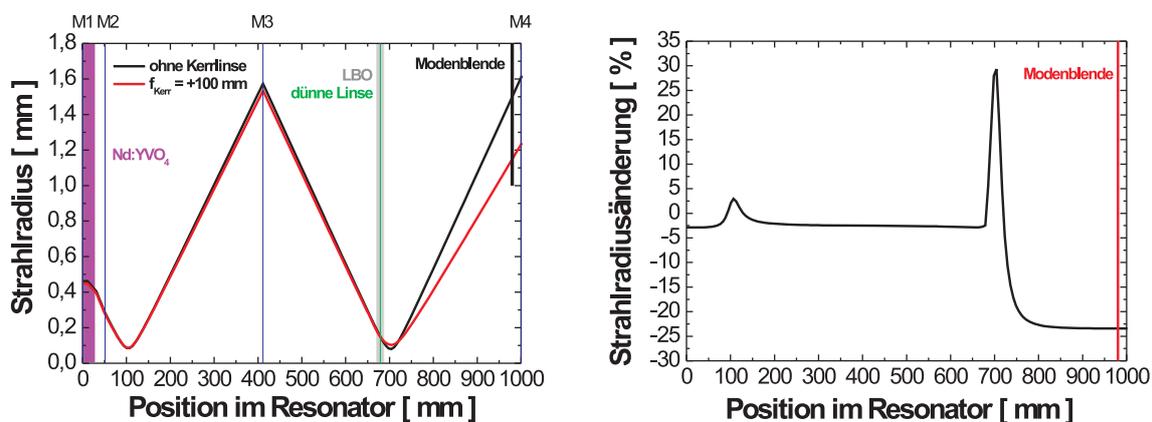


Abbildung 5.10: Links: Strahlradius der Lasermode in Abhängigkeit von der Position im Resonator ohne Kerrlinse (schwarz) und mit einer Brennweite der Kerrlinse von $f = +100$ mm (rot). Rechts: Prozentuale Änderung des Strahlradius der Lasermode durch eine Kerrlinse mit einer Brennweite von $f = +100$ mm in Abhängigkeit der Position im Resonator.

In Abbildung 5.10 ist im linken Bild der Verlauf des Modenradius im Resonator ohne Kerrlinse (schwarz) und mit einer defokussierenden Kerrlinse mit einer Brennweite von $+100$ mm (rot) aufgetragen. Die Kerrlinse ist dabei als dünne Linse genähert und deren Position durch den vertikalen grünen Balken markiert. Sie befindet sich 25 mm vor dem Fokus, dessen Strahlradius $80 \mu\text{m}$ beträgt. Die verschiedenen Resonatorspiegel sind durch blaue vertikale Linien gekennzeichnet. Der lila beziehungsweise graue Bereich stellt den Nd:YVO₄- und LBO-Kristall dar. Die Modenblende befindet sich 20 mm vor dem Endspiegel und hat einen Durchmesser von 2 mm. Die Brennweite der thermischen Linse wird für diese Berechnungen zu 75 mm angenommen, was einer absorbierten Pumpleistung von etwa 75 W entspricht. Mit den für die Berechnung gewählten Parametern wurde im Verlauf der Experimente stabile cw-Modenkopplung erreicht. Aus dem Vergleich des Verlaufs der Strahlradien im Resonator mit und ohne Kerrlinse geht hervor, dass durch die defokussierende Linse vor dem Fokus die fokussierende Wirkung des konkaven Resonatorspiegels teilweise kompensiert wird und damit der Modenradius am Ort der Blende deutlich verringert wird. Ohne Kerrlinse werden 37 % der Lasermode durch die Apertur der Blende abgeschnitten. Mit Kerrlinse reduziert sich dieser Wert auf 17 %. Im rechten Bild von Abbildung 5.10 ist die prozentuale Änderung des Strahlradius im Resonator durch die Wirkung der Kerrlinse aufgetragen. Im Bereich zwischen Fokus und Endspiegel verkleinert sich der Strahlradius um

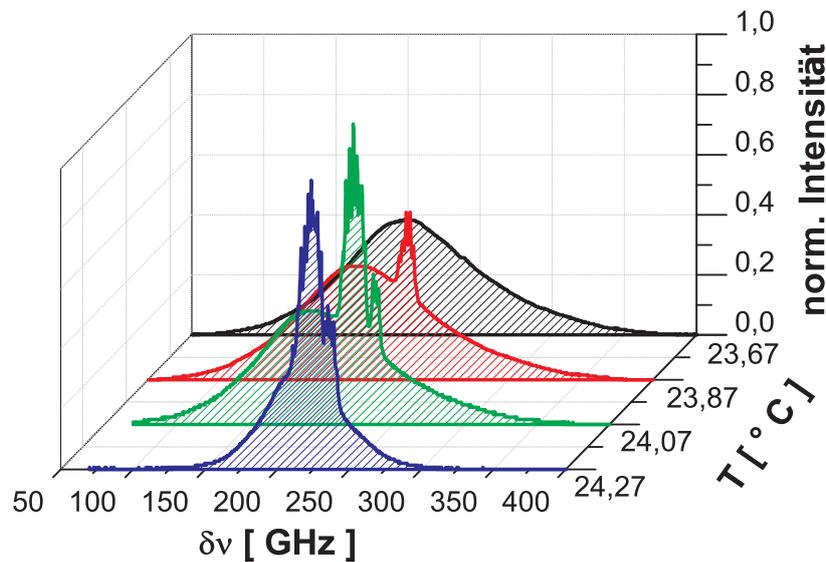


Abbildung 5.11: Optisches Spektrum des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers für verschiedene LBO-Temperaturen.

25 %. Es zeigt sich, dass die Modenkopplung durch folgende Faktoren gegenüber dem cw-Betrieb begünstigt wird:

- Resonatordesign
- Position des LBO-Kristalls
- Defokussierende Wirkung der Linse
 - aufgrund korrekter Wahl der Kristalltemperatur
- Blendenposition

In Abbildung 5.11 ist das optische Spektrum des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers für verschiedene Temperaturen des LBO-Kristalls, die zwischen dem Hauptmaximum der Phasenanpassung und dem ersten Minimum unterhalb des Hauptmaximums liegen, gezeigt. Die Spektren werden dabei mit einem Scanning-Fabry-Pérot-Interferometer gemessen. Für eine LBO-Temperatur von 24,27 °C ist ein massiv auftretender cw-Untergrund im optischen Spektrum zu erkennen. Verringert man die Temperatur, so wird der cw-Untergrund immer geringer, da die SHG-Verluste bei Annäherung der

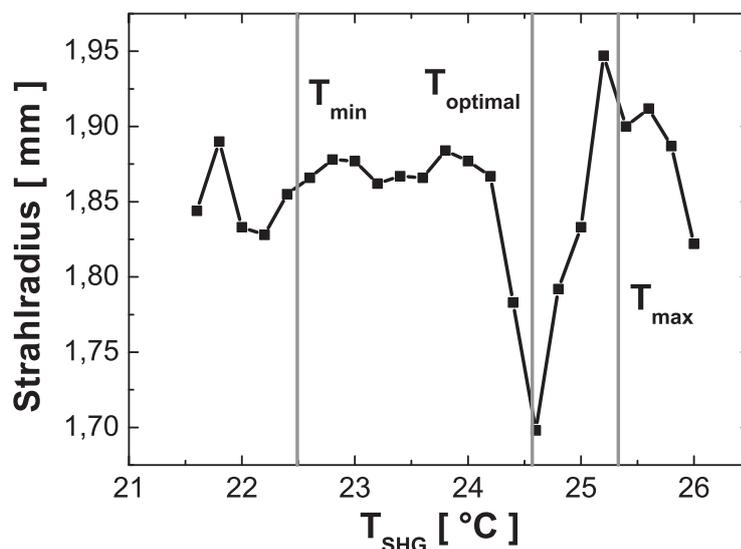


Abbildung 5.12: Wirkung der Kerrlinse auf den Strahlradius außerhalb des Resonators in Abhängigkeit der LBO-Temperatur.

LBO-Temperatur an die Temperatur des ersten Minimums der Phasen Anpassungskurve immer geringer werden. Der cw-Untergrund verschwindet bei einer Temperatur von 23,67 °C ganz und man erhält das rein modengekoppelte Spektrum. Entfernt man sich weit von dieser optimalen Kristalltemperatur, so ist nur noch rein kontinuierlicher Betrieb des Lasers möglich.

Durch Änderung der Temperatur des nichtlinearen Kristalls ist es demnach möglich, zwischen cw-Modenkopplung und kontinuierlichem Betrieb hin und her zu wechseln. Dabei durchläuft der Laser, unabhängig davon ob man oberhalb oder unterhalb der optimalen Temperatur startet, vom rein kontinuierlichen Betrieb kommend, zunächst ein Temperaturintervall für das Q-switch-Instabilitäten auftreten. Danach wechselt der Laser in den cw-modengekoppelten Betrieb, wobei anfangs cw-Untergrund vorhanden ist, der durch weitere Temperaturänderung immer geringer wird. Dabei nimmt die Brechkraft der Kerrlinse zu, was zu einer Erhöhung der Modulationstiefe der Modenkopplung und damit einer Reduzierung des cw-Untergrunds führt. Dies resultiert in einer Verkleinerung des Strahldurchmessers am Ort der Blende und dadurch in einer Erhöhung der Ausgangsleistung, da die Blende dann einen geringeren Anteil der Mode abschneidet. Eine Messung des Strahlradius der Laserstrahlung außerhalb des Resonators in Anhängigkeit der LBO-Temperatur ist in Abbildung 5.12 gezeigt und soll

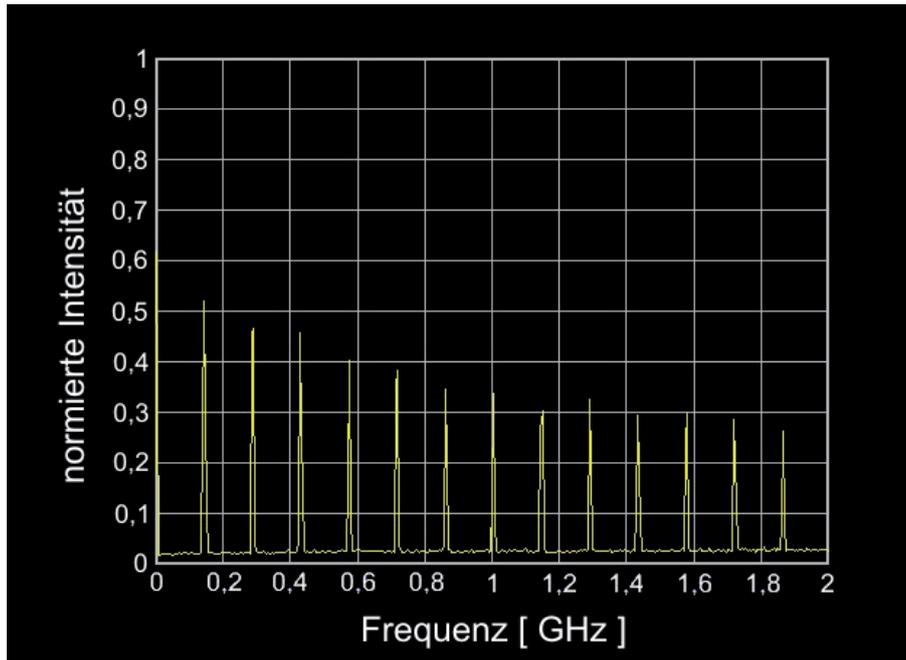


Abbildung 5.13: RF-Spektrum des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei stabiler cw-Modenkopplung.

die Wirkung der Kerrlinse auf die Strahlpropagation des Lasers aufzeigen. Dabei sind die Kristalltemperaturen durch eine graue vertikale Linie markiert, die der optimalen Phasenfehlانpassung, der Obergrenze und der Untergrenze für cw-modengekoppelten Betrieb entsprechen. Durch das Wechseln vom kontinuierlichen Betrieb zur reinen cw-Modenkopplung verringert sich der Strahlradius am Ort der Blende um 15 %. Zudem wird eine Steigerung der Ausgangsleistung um 10 % festgestellt. Dieses Verhalten ist typisch für einen mittels KLM modengekoppelten Laser.

Die Repetitionsrate des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers und ihre Harmonischen spiegeln sich im Radiofrequenzspektrum des Lasers wieder. Anhand dieses Spektrums lassen sich Aussagen über den Betriebszustand und die Stabilität der Modenkopplung treffen. Zu diesem Zweck wird bei der Optimierung des Lasers das RF-Spektrum mit Hilfe einer schnellen Ge-Photodiode und einem Spektrum-Analysator (Typ: *Advantest R3261C*) aufgenommen. In Abbildung 5.13 ist das RF-Spektrum für stabilen cw-modengekoppelten Betrieb bei einer Repetitionsrate von 143,5 MHz über einen Bereich von 2 GHz gezeigt. Das Spektrum zeigt Maxima bei der Repetitionsrate des Lasers und ihren Harmonischen, wobei der Abstand der Maxima genau der Repetitionsrate entspricht. Es sind dabei keine Intensitätsfluktuationen zu erkennen. Die Modulation der

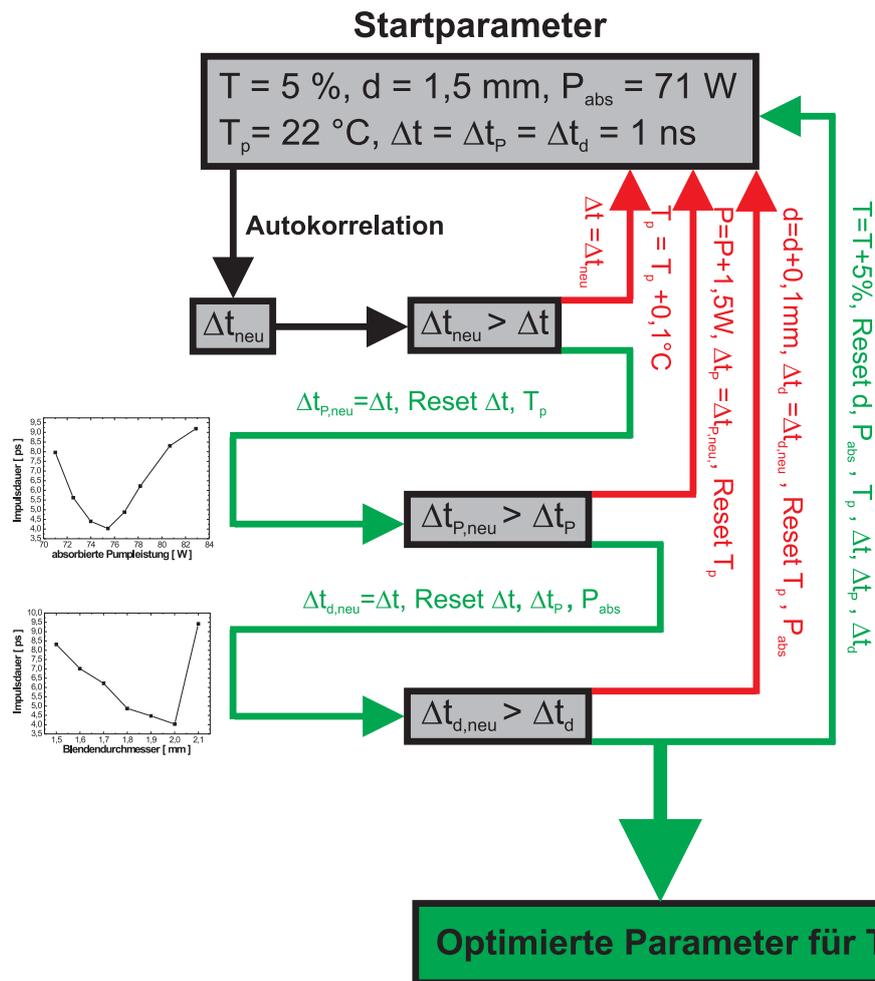


Abbildung 5.14: Flussdiagramm für die Optimierung der für die Modenkopplung relevanten Parameter.

Höhe der Maxima rührt von der Charakteristik der verwendeten Photodiode her. Die Seitenbänder der Fundamentalen, hervorgerufen durch Relaxationsoszillationen, die ein Anzeichen für Q-switch-Instabilitäten oder beginnende Q-switch-Modenkopplung sind, sind bei stabiler cw-Modenkopplung immer um mindestens 40 dB unterdrückt. Der Laser weist also stabilen, rein cw-modengekoppelten Betrieb auf.

Die Charakteristik des modengekoppelten Betriebs eines solchen PKLM-modengekoppelten Lasers hängt von einer großen Anzahl von Parametern ab. Ein wichtiger Parameter ist der Durchmesser der Blende, mit der die nichtlinearen Verluste hervorgerufen werden. Des Weiteren hängt das Modenkopplungsverhalten stark von der Auskoppung des Lasers ab. Einen weiteren Parameter stellt bei einem solchen 1342 nm-Laser

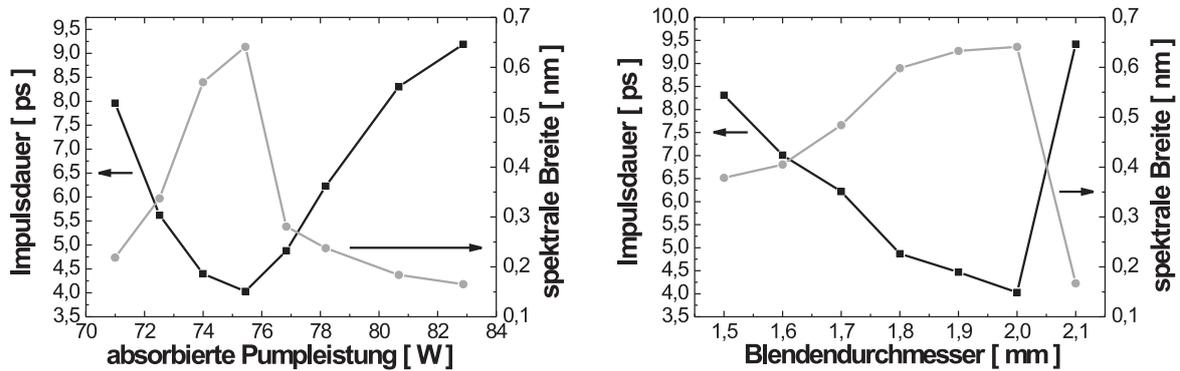


Abbildung 5.15: Links: Impulsdauer (schwarz) und spektrale Breite (grau) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für $T = 10\%$ und $d = 2,0$ mm. Rechts: Impulsdauer (schwarz) und spektrale Breite (grau) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit des Blendendurchmessers für $T = 10\%$.

die absorbierte Pumpleistung dar. Ändert man diese, so resultiert dies direkt in einer Änderung der thermischen Linse. Dies wiederum führt zu einer Änderung der Fokussgröße und -position sowie der Modengröße am Ort der Blende. Dies wirkt sich stark auf das Verhalten der Modenkopplung aus. Um die optimalen Betriebsparameter für die realisierte Resonatorkonfiguration zu finden, wird die in einem Flussdiagramm in Abbildung 5.14 dargestellte Vorgehensweise verwendet.

Für eine feste Auskopplung wird zuerst für einen Blendendurchmesser für verschiedene absorbierte Pumpleistungen die LBO-Kristalltemperatur für den bestmöglichen Betriebszustand der Modenkopplung gesucht. Bestmöglich bedeutet in diesem Fall Betrieb mit der kürzesten Impulsdauer, weil dies der stabilsten Modenkopplung mit dem geringsten cw-Untergrund entspricht. Je weniger cw-Untergrund auftritt, desto mehr Moden sind gekoppelt, was zu kürzeren Impulsen führt. Dadurch erhält man einen Verlauf der Impulsdauer in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung, wie er exemplarisch für eine Auskopplung von $T = 10\%$ und einen Blendendurchmesser von 2 mm in Abbildung 5.15 auf der linken Seite zu sehen ist. In der Graphik ist zusätzlich die spektrale Breite der modengekoppelten Strahlung aufgetragen, die einen zur Impulsdauer reziproken Verlauf zeigt, also bei optimaler Modenkopplung ein Maximum aufgrund der größeren Anzahl gekoppelter Moden aufweist. Mit Hilfe dieser Messungen kann die Pumpleistung bei fester Auskopplung und festem Blendendurchmesser

bestimmt werden, bei der der Laser sich im stabilsten cw-modengekoppelten Betrieb mit den kürzesten Impulsen befindet. Diese Vorgehensweise wird für eine fest gewählte Auskopplung für viele unterschiedliche Blendendurchmesser durchgeführt, wodurch man für jeden Blendendurchmesser die zugehörige optimale Pumpleistung und Kristalltemperatur erhält. Aus dem Vergleich der minimalen Impulsdauern für den jeweiligen Blendendurchmesser lässt sich somit der optimale Blendendurchmesser bei der gewählten Auskopplung bestimmen. Dies ist rechts in Abbildung 5.15 für eine Auskopplung von $T = 10\%$ zu sehen. Zusätzlich ist dort die spektrale Breite aufgetragen. Führt man diese Optimierung für verschiedene Auskopplungen durch, so erhält man für jede dieser Auskopplungen einen optimierten Parametersatz, bestehend aus Blendendurchmesser, absorbierter Pumpleistung und LBO-Temperatur.

5.3.2 Charakterisierung des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers

Aus der, im vorherigen Abschnitt vorgestellten, Optimierung der verschiedenen Parameter der Modenkopplung ergibt sich für jede Auskopplung ein Parametersatz, bei dem möglichst kurze Impulse durch stabile cw-Modenkopplung ohne cw-Untergrund erzeugt werden können. In Abbildung 5.16 sind die mittlere Ausgangsleistung (schwarze Kurve) und die Impulsdauer (graue Kurve) in Abhängigkeit der Auskopplung des Lasers gezeigt. Sowohl die mittlere Ausgangsleistung als auch die Impulsdauer steigen mit größer werdender Auskopplung stetig an. Für Auskopplungen größer als $T = 25\%$ kann dabei keine stabile Modenkopplung mehr realisiert werden. Die minimale Impulsdauer wird bei der kleinsten verwendeten Auskopplung von $T = 5\%$ mit einem Wert von $\Delta t = 3,7$ ps erreicht. Die mittlere Ausgangsleistung beträgt dabei $P_{\text{mittel}} = 2,21$ W. Die höchste mittlere Ausgangsleistung von $P_{\text{mittel}} = 6,5$ W wird bei $T = 25\%$ und einer Impulsdauer von $\Delta t = 10$ ps erreicht. Aus der mittleren Ausgangsleistung, der Impulsdauer und der durch die optische Resonatorlänge vorgegebenen Repetitionsrate von $PRR = 143,5$ MHz kann die Impulsspitzenleistung, wie bei den gütegeschalteten Impulsen, aus Gleichung 4.10 berechnet werden. In diesem Fall muss zusätzlich der Faktor 0,8814 multipliziert werden, der die *sech*²-Form der Impulse berücksichtigt [113]. Die maximale Impulsspitzenleistung wird bei $T = 10\%$ erreicht und beträgt $P_{\text{Spitze}} = 7,3$ kW. Analog zu Gleichung 4.11 kann die Impulsenergie der Impulse berechnet werden. Aufgrund der konstanten Repetitionsrate entspricht der Verlauf genau der Kurve der mittleren Ausgangsleistung. Es kann somit eine maximale Impulsenergie von 45,3 nJ bei einer Auskopplung von $T = 25\%$ realisiert werden. Damit kann für einen breiten Bereich von Auskopplungen stabile Modenkopplung ohne cw-Untergrund

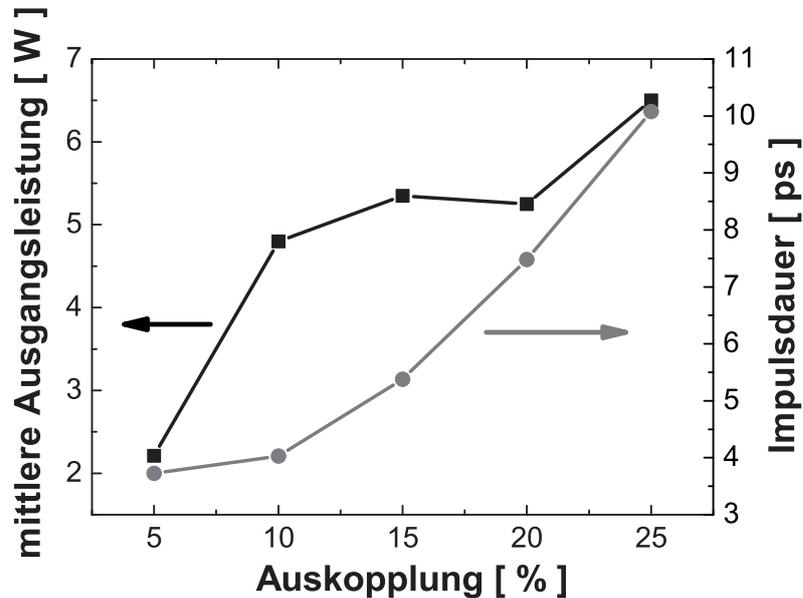


Abbildung 5.16: Mittlere Ausgangsleistung (schwarze Kurve) und Impulsdauer (graue Kurve) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Auskopplung nach Optimierung der Parameter.

realisiert werden. Dabei kann durch die Änderung der Auskopplung zwischen kurzen Impulsen mit hoher Spitzenleistung und längeren Impulsen mit höherer mittlerer Ausgangsleistung variiert werden.

Die detektierte Leistung der SHG-Leckstrahlung ist ein Maß für die Stabilität der Modenkopplung. Die Leistung der zweiten Harmonischen wird daher über einen Zeitraum von 6,5 Stunden mit Hilfe des analogen Spannungsausgangs des Leistungsmessgeräts, eines Datenloggers der Firma *Meilhaus (Labjack U12)* und eines PCs aufgenommen. Zusätzlich wird die mittlere Ausgangsleistung der fundamentalen modengekoppelten Strahlung aufgezeichnet. Dies wird für eine Auskopplung von $T = 10\%$ durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Langzeitmessung sind in Abbildung 5.17 dargestellt. Dabei sind die gemessenen Leistungen auf 1 (Fundamentale) beziehungsweise 0,5 (SHG) normiert, um sie gemeinsam in einem Graphen vergleichend auftragen zu können. Sowohl die mittlere Ausgangsleistung des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers als auch die transmittierte SHG-Leistung sind über den kompletten Zeitraum sehr stabil und weisen keinerlei Anzeichen von Leistungseinbrüchen oder anderen Instabilitäten auf. Die aus der Standardabweichung ermittelten Schwankungen der fundamentalen Ausgangslei-

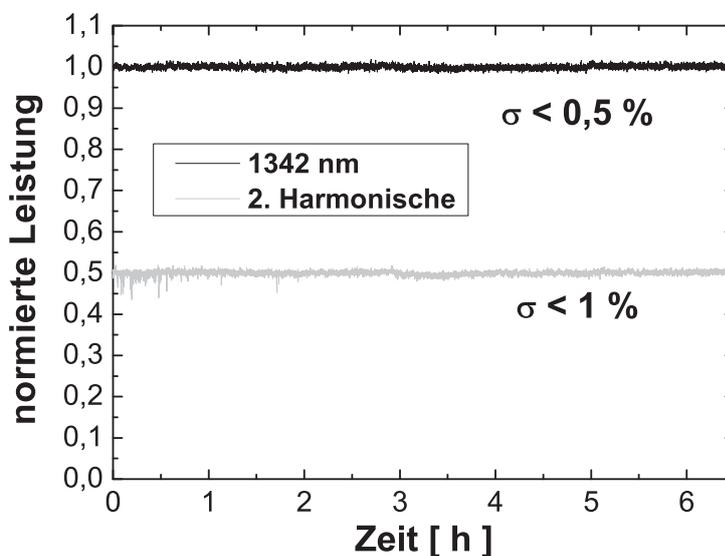


Abbildung 5.17: Stabilitätsmessung der fundamentalen Leistung und der Leistung der phasenfehlangepasst erzeugten zweiten Harmonischen des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers für $T = 10\%$ und $d = 2,0$ mm.

stung sind $\sigma_{Fund} < 0,5\%$. Für die SHG-Leistung werden Schwankungen $\sigma_{SHG} < 1\%$ erreicht. Dies bestätigt die sehr hohe Stabilität der Modenkopplung.

Die Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen die gemessene Autokorrelationskurve (links) und das optische Spektrum (rechts) für den modengekoppelten Nd:YVO₄-Laser für eine Auskopplung von $T = 10\%$ und $T = 25\%$. Das optische Spektrum wird dabei mit einem Scanning-Fabry-Pérot-Interferometer gemessen, welches einen freien Spektralbereich von $FSR = 150$ GHz aufweist. An die Autokorrelation (schwarze Punkte) wird eine *sech*²-Funktion (rote Kurve) angeglichen und daraus die Impulsdauer bestimmt. Die Impulsdauer beträgt bei diesen Parametern $\Delta t_{10\%} = 4$ ps beziehungsweise $\Delta t_{25\%} = 10$ ps. Die aus dem optischen Spektrum resultierende Halbwertsbreite beträgt $\Delta\nu_{10\%} = 106,8$ GHz beziehungsweise $\Delta\nu_{25\%} = 45,5$ GHz. Dies entspricht einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_{10\%} = 0,64$ nm und $\Delta\lambda_{25\%} = 0,27$ nm. Zudem ist für beide Auskopplungen kein Anzeichen von cw-Untergrund zu erkennen. Aus der gemessenen Impulsdauer und Bandbreite resultiert für beide Auskopplungen ein Zeit-Bandbreite-Produkt der modengekoppelten Strahlung von ungefähr $\Delta\nu\Delta t = 0,45$. Dieses liegt aufgrund des SHB und der Selbstphasenmodulation um das 1,4-fache über dem Fourier-Limit.

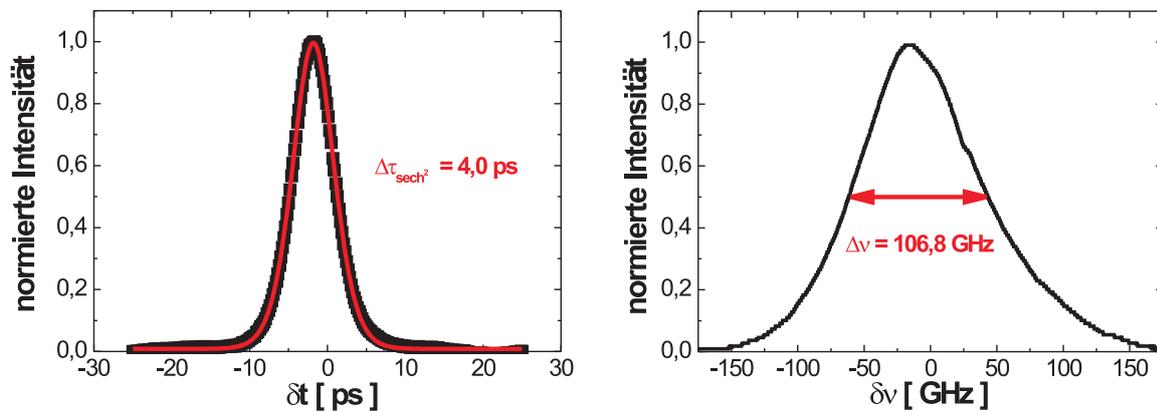


Abbildung 5.18: $T = 10 \%$: Links: Autokorrelation der modengekoppelten Impulse. Rechts: Optisches Spektrum der modengekoppelten Strahlung.

Um eine Aussage über die Strahlqualität des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers treffen zu können, wird zum einen die Beugungsmaßzahl M^2 für beide Raumrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bestimmt. Dazu wird die Strahlpropagation um einen Fokus vermessen. Die Messung der Strahlradien wird mit Hilfe des Beamprofilers *Beamscope P8* der Firma *DataRay Inc.* durchgeführt. Die gemessenen Daten

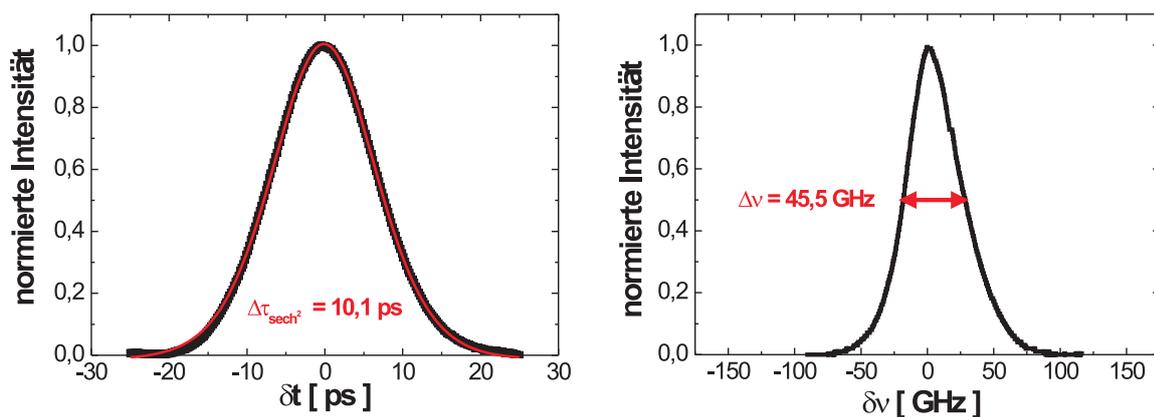


Abbildung 5.19: $T = 25 \%$: Links: Autokorrelation der modengekoppelten Impulse. Rechts: Optisches Spektrum der modengekoppelten Strahlung.

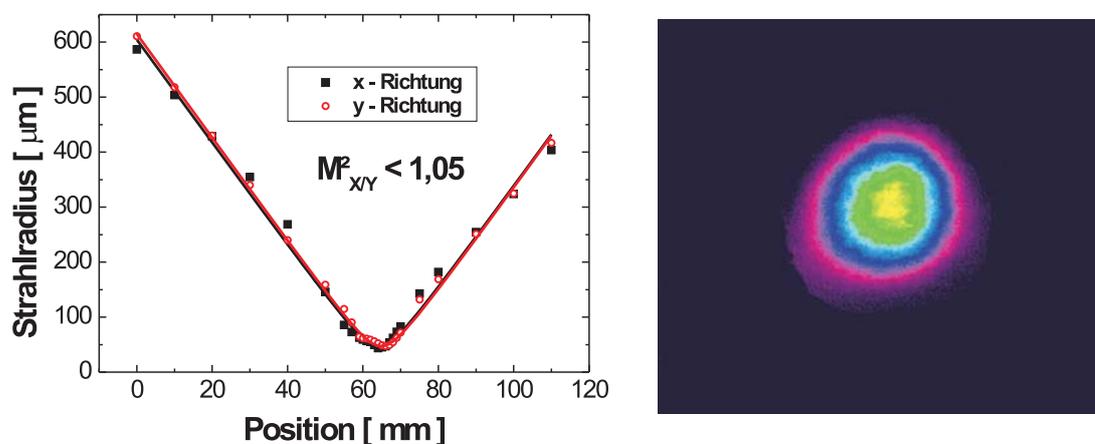


Abbildung 5.20: $T = 10 \%$ und $d = 2,0 \text{ mm}$: Links: M^2 -Messung der Laserstrahlung. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils mit einer CCD-Kamera.

werden durch das Angleichen der Gleichung 3.1 für die Propagation von Gaußstrahlen ausgewertet und dadurch die M^2 -Werte bestimmt. Die gemessene Strahlpropagation (Punkte) und die angegliche Propagationsgleichung (durchgezogene Linien) sind exemplarisch für eine Auskopplung von $T = 10 \%$ links in Abbildung 5.20 zu sehen. Dabei stellen die schwarzen Punkte die Messwerte für die x-Richtung und die roten Punkte die Messwerte für die y-Richtung dar. Die daraus resultierenden M^2 -Werte sind für beide Raumrichtungen kleiner 1,05. Die Strahlung ist also beugungsbegrenzt.

Zusätzlich zur M^2 -Messung wird das räumliche Strahlprofil des Lasers mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen. Das Profil für $T = 10 \%$ ist in Abbildung 5.20 im rechten Bild zu sehen. Das aufgenommene Strahlprofil ist rund und nahezu gaußförmig. Der realisierte modengekoppelte Nd:YVO₄-Laser emittiert also beugungsbegrenzte Strahlung im Gauß'schen Grundmode.

5.4 Fazit

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass hier zum ersten Mal ein mittels PKLM modengekoppelter 1342 nm-Laser vorgestellt wurde, der ohne eine Verwendung eines zusätzlichen nichtlinearen Spiegels auskommt. Es wurde stabile, selbststartende cw-Modenkopplung ohne cw-Untergrund erreicht.



Auskopplung [%]	5	10	15	20	25
Blendendurchmesser [mm]	1,8	2,0	1,9	1,8	1,9
absorbierte Pumpleistung [W]	78,2	75,4	76,8	81,8	82,9
LBO-Temperatur [°C]	23,94	24,22	24,42	24,56	23,97
Repetitionsrate [MHz]	143,5				
mittlere Ausgangsleistung [W]	2,21	4,8	5,35	5,25	6,5
Impulsdauer [ps]	3,72	4,03	5,38	7,48	10,08
Impulsspitzenleistung [kW]	3,6	7,3	6,1	4,3	4
Impulsenergie [nJ]	15,4	33,4	37,3	36,6	45,3
Bandbreite [GHz]	119,5	106,8	91,2	57,4	45,5
M ²	< 1,1				

Tabelle 5.1: Eigenschaften des PKLM-modengekoppelten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers

In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Parameter des cw-modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm für die verschiedenen Auskopplungen dargestellt. Abhängig von der Auskopplung des Lasers konnten entweder eine hohe mittlere Ausgangsleistung bei langen Impulsen erreicht werden oder aber sehr kurze Impulse mit einer etwas geringeren mittleren Ausgangsleistung. Die höchste erreichbare mittlere Ausgangsleistung von 6,5 W stellt eine Leistungsskalierung im Vergleich zu den bisher veröffentlichten modengekoppelten Lasern bei 1342 nm um 40 % dar [64].

In Hinblick auf weitere Experimente in der Nichtlinearen Optik ist der vorgestellte ps-Laser sehr gut geeignet. Zum einen aufgrund seiner exzellenten Strahlqualität und zum anderen wegen der hohen Impulsspitzenleistung. Die zugehörigen Experimente zur Erzeugung der zweiten Harmonischen werden im folgenden Kapitel vorgestellt.



Kapitel 6

Erzeugung von höheren Harmonischen

Für Laserstrahlung im roten und blauen Spektralbereich finden sich zahlreiche Anwendungen, insbesondere für Wellenlängen-sensitive Prozesse im Sichtbaren, wie zum Beispiel in der Produktion von LCD-Displays. Dabei können Pixel-Fehler des Bildschirms durch Bearbeitung des Farbfilters behoben werden. Für diese Anwendung werden gepulste Strahlquellen mit hoher Impulspitzenleistung und Impulsenergie benötigt, die gleichzeitig eine gute Strahlqualität aufweisen.

Ein weiteres Anwendungsfeld ist die Display-Technologie. Durch die Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifung eines 1342 nm-Lasers werden direkt zwei der drei Grundfarben zur Bilddarstellung erzeugt. Für die Verwendung in der Display-Technologie gibt es keine spezielle Anforderung an den Betriebsmodus des Lasers. Die Verwendung von gepulsten Laserquellen verspricht aber bessere Ergebnisse für die Frequenzkonversion und damit höhere zur Verfügung stehende Ausgangsleistungen der Strahlquellen im sichtbaren Spektralbereich.

Gerade die zweite Harmonische von 1342 nm-Laserstrahlung findet zudem Verwendung als Strahlquelle für die Anregung von weiteren Laser- oder nichtlinearen Prozessen. Ein frequenzverdoppelter Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm kann zum Beispiel als Pumpquelle für Cr:LiSAF- oder Cr:LiCAF-Laser dienen, die im roten Spektralbereich angeregt werden [2, 3]. Dabei sind vor allem eine möglichst hohe Ausgangsleistung und gute Strahlqualität der 671 nm-Strahlung erwünscht. In der Nichtlinearen Optik liegt der große Vorteil der Strahlung bei 671 nm vor allem bei der Realisierung eines OPG beziehungsweise OPO basierend auf periodisch gepoltem Lithiumniobat. Dieses Material weist exzellente nichtlineare Eigenschaften und Transmission für einen großen Wel-

lenlängenbereich auf. Die Verwendung von PumpLasern, die bei 1064 nm oder deren zweiten Harmonischen arbeiten, ist aber durch die sogenannte grün-induzierte Infrarot-Absorption (GRIIRA) sehr stark eingeschränkt [4]. Daher stellt die zweite Harmonische von 1342 nm-Lasern eine geeignete Alternative dar, um einen ähnlichen Wellenlängenbereich, wie mit einem grün-gepumpten optisch parametrischen Prozess, erreichen zu können. Die Anforderungen an die Pumpstrahlquellen eines nichtlinearen Prozesses zielen vor allem auf eine gute Strahlqualität und eine möglichst hohe Pumpleistung ab.

Die bisher veröffentlichten frequenzverdoppelten und frequenzverdreifachten Laser bei 1,3 μm sind aufgrund des Fehlens von leistungsstarken Pumpstrahlquellen bei 1,3 μm mit guter Strahlqualität in ihrer Ausgangsleistung beschränkt. Durch die Realisierung der, in den vorherigen Kapiteln vorgestellten, leistungsstarken Nd:YVO₄-Lasersysteme bei 1342 nm mit hervorragender Strahlqualität ist es möglich, durch Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifachung effizient leistungsstarke Strahlquellen im roten und blauen Spektralbereich zu realisieren, die die Anforderungsprofile der verschiedenen Anwendungen erfüllen.

Dazu wird in Abschnitt 6.1 zuerst eine kurze Beschreibung der theoretischen Grundlagen der Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG) und der dritten Harmonischen (THG) gegeben, um damit die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung der in den Experimenten auftretenden Effekte zu liefern. Danach werden in Abschnitt 6.2 die Ergebnisse der Frequenzverdopplung und in Abschnitt 6.3 die Ergebnisse der Frequenzverdreifachung des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers vorgestellt.

6.1 Theoretische Grundlagen der Erzeugung der höheren Harmonischen

Dieser Abschnitt soll einen groben Überblick über die grundlegenden Phänomene der Nichtlinearen Optik und die theoretischen Grundlagen für die in den Experimenten auftretenden Effekte der SHG und THG geben. Eine umfangreiche und detaillierte Beschreibung der nichtlinearen Effekte und Phänomene sind in den Monographien von Boyd [100], Zernicke [114] zu finden. Die folgenden theoretischen Behandlungen folgen im wesentlichen den Ausführungen in der Monographie von Koechner [1].

6.1.1 Summenfrequenzmischung

Die Erzeugung von höheren Harmonischen wird generell durch die Summenfrequenzmischung in einem nichtlinearen Kristall erreicht, der eine Nichtlinearität zweiter Ord-

nung aufweist. Bei diesem Prozess interagieren zwei Eingangswellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 in einem nichtlinearen Medium, um eine dritte Welle mit einer Frequenz $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ durch die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung zu erzeugen. Dies kann man mathematisch durch drei gekoppelte Differentialgleichungen, die sich aus den Maxwell-Gleichungen ableiten lassen, beschreiben. Um diese analytisch lösen zu können, wird angenommen, dass die Verluste durch Absorption im nichtlinearen Medium vernachlässigbar klein sind. Dies ist der Fall, wenn das Material Transparenz für die relevanten Wellenlängen aufweist. Die Kombination der Maxwell-Gleichungen für ein verlustfreies nichtlineares Medium führt zur folgenden Wellengleichung [1]:

$$\nabla^2 E + \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (6.1)$$

Der nichtlineare Quellterm auf der rechten Seite von Gleichung 6.1 ist abhängig von der nichtlinearen Polarisation P_{NL} . Die Polarisation P setzt sich aus einem linearen und einem nichtlinearen Term zusammen

$$P = \epsilon_0 \chi_L E + P_{NL} \quad (6.2)$$

mit

$$P_{NL} = 2d_{ijk} E_j E_k. \quad (6.3)$$

Der Tensor d_{ijk} ist dabei ein zweidimensionaler 3×6 -Tensor, den man durch Symmetriebetrachtungen aus dem Tensor der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi_{ijk}^{(2)}$ erhält. Die weitere Diskussion wird auf drei monochromatische ebene Wellen der Frequenzen ω_1 , ω_2 und ω_3 , die sich in z -Richtung fortbewegen, beschränkt. Das elektrische Feld jeder Welle ist durch das Produkt einer komplexen Amplitude und einem Exponenten summiert mit dem komplex Konjugierten dieses Produkts gegeben. Die resultierenden Felder der laufenden ebenen Wellen sind

$$E_i(z, t) = \frac{1}{2} [E_{1i}(z) \exp i(\omega_1 t - k_1 z) + k.K.], \quad (6.4)$$

$$E_k(z, t) = \frac{1}{2} [E_{2k}(z) \exp i(\omega_2 t - k_2 z) + k.K.], \quad (6.5)$$

$$E_j(z, t) = \frac{1}{2} [E_{3j}(z) \exp i(\omega_3 t - k_3 z) + k.K.], \quad (6.6)$$

wobei i , j und k die kartesischen Koordinaten darstellen, die entweder x oder y sind. k_1 , k_2 und k_3 sind die Beträge der jeweiligen Wellenvektoren und $k.K.$ steht für die komplex Konjugierte. Für diese laufenden Wellen erhält man aus der Wellengleichung drei gekoppelte nichtlineare Differentialgleichungen erster Ordnung

$$\begin{aligned}
\frac{dE_1}{dz} &= -i\omega_1 \sqrt{\mu_0/\epsilon_1} d_{ijk} E_2^* E_3 e^{-i\Delta kz} \\
\frac{dE_2}{dz} &= -i\omega_2 \sqrt{\mu_0/\epsilon_2} d_{kij} E_1^* E_3 e^{-i\Delta kz} \\
\frac{dE_3}{dz} &= -i\omega_3 \sqrt{\mu_0/\epsilon_3} d_{jik} E_1 E_2 e^{+i\Delta kz}
\end{aligned} \tag{6.7}$$

mit

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \tag{6.8}$$

dem Wellenvektor der Phasenfelanpassung. Diese Gleichungen können durch eine Integration über die Länge des nichtlinearen Mediums gelöst werden. Sie stellen die Basis für die folgende Diskussion der SHG und THG dar. Man erkennt, dass bei Propagation durch das nichtlineare Medium die Amplitude der Welle mit der Frequenz ω_3 auf- und dabei die Amplituden der Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 abgebaut werden.

6.1.2 Erzeugung der zweiten Harmonischen

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen ist der entartete Fall der Drei-Wellen-Wechselwirkung, bei der zwei der Wellen die gleiche Frequenz besitzen $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ und $\omega_3 = 2\omega$. Dabei stellen E_1 und E_2 in den Gleichungen 6.7 die elektrischen Felder derselben Fundamentalstrahlung dar. Setzt man $E_1 = E_2 = E_\omega$ und $E_3 = E_{2\omega}$, so reduziert sich die Gleichungen 6.7 zu zwei gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{dE_\omega}{dz} = i\omega \sqrt{\mu_0/\epsilon_\omega} d_{ijk} E_{2\omega} E_\omega^* e^{-i\Delta kz}, \tag{6.9}$$

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = -i2\omega(1/2) \sqrt{\mu_0/\epsilon_{2\omega}} d_{jik} E_\omega^2 e^{+i\Delta kz}. \tag{6.10}$$

Der Faktor $(1/2)$ muss in Gleichung 6.10 eingefügt werden, um die Entartung $\omega_2 = \omega_1$ zu berücksichtigen. Um einen effizienten Energieaustausch zu gewährleisten, müssen die interagierenden Wellen immer in Phase, also $\Delta k = 0$, bleiben. Mit $k_3 = k_{2\omega}$, $k_1 = k_2 = k_\omega$ und $\Delta k = 0$ in Gleichung 6.8 erhält man daraus

$$k_{2\omega} = k_\omega + k_\omega. \tag{6.11}$$

Da $k_\omega = 2\pi n_\omega/\lambda_0$ und $k_{2\omega} = 4\pi n_{2\omega}/\lambda_0$ gilt, ergibt sich daraus $n_\omega = n_{2\omega}$. Daher kann die Phasenfelanpassung Δk im Fall der SHG wie folgt geschrieben werden:

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda_0} (n_\omega - n_{2\omega}) \tag{6.12}$$

mit λ_0 der Wellenlänge der Fundamentalwelle im Vakuum.

Es gibt verschiedene Ansätze optimale Phasenanpassung $\Delta k = 0$ für die wechselwirkenden Wellen zu erreichen. Die gebräuchlichste Methode ist die Phasenanpassung durch Doppelbrechung. Dabei kann die Phasenanpassungsbedingung in geeigneten anisotropen Medien unter Ausnutzung der Doppelbrechung in optisch ein- und zweiachsigen Kristallen erfüllt werden. Der Kristall verfügt über verschiedene Brechungsindizes für senkrecht zueinander polarisierte Strahlen, den ordentlichen und den außerordentlichen Brechungsindex. Durch Anpassen des Winkels zwischen optischer Achse und k -Vektor oder durch Änderung der Temperatur des nichtlinearen Kristalls kann der außerordentliche Brechungsindex geändert werden. Durch geeignete Wahl des Winkels oder der Temperatur kann die Bedingung $n_\omega = n_{2\omega}$ erfüllt und somit $\Delta k = 0$ erreicht werden.

Ein weiterer Ansatz, um effiziente Frequenzkonversion zu erreichen, ist die Quasiphasenanpassung (QPM). Durch periodisch gepolte Strukturen in einem nichtlinearen Kristall kann in diesem QPM für den SHG-Prozess erreicht werden [115]. Während bei anderen Phasenanpassungsmethoden die Phasenanpassungsbedingung über der gesamten Kristalllänge erfüllt ist, findet bei der Quasiphasenanpassung lediglich eine periodische Korrektur der Phasenfehlanpassung statt. Beim periodischen Polen wird feldinduzierte Domäneninversion in ferroelektrischen Kristallen erzeugt. Ferroelektrische Kristalle besitzen eine spontane Polarisierung. Die Richtung der spontanen Polarisierung bestimmt das Vorzeichen des effektiven nichtlinearen Koeffizienten. Durch Anlegen eines starken elektrischen Feldes der Größenordnung 10 kV/mm bis 30 kV/mm kann die Richtung der spontanen Polarisierung beeinflusst werden. Dabei orientiert sich die spontane Polarisierung in Richtung des elektrischen Feldes. Durch Verwendung einer geeigneten Elektrodenanordnung kann somit eine Domänenstruktur erzeugt werden, bei der benachbarte Domänen eine spontane Polarisierung mit entgegengesetzter Orientierung besitzen. Kehrt man das Vorzeichen der spontanen Polarisierung (und damit des effektiven nichtlinearen Koeffizienten) im Abstand der Kohärenzlänge L_c um, so erhält man Quasiphasenanpassung.

Für eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Phasenanpassungsarten und Typen gilt der Verweis auf die zuvor genannten Monographien von Boyd und Zernicke [100, 114]. In der Folge werden die beiden gebräuchlichsten Näherungen zur Lösung der Differentialgleichungen 6.9 und 6.10 beschrieben.

Frequenzverdopplung bei geringer Konversionseffizienz

In diesem Spezialfall kann angenommen werden, dass die fundamentale Strahlung nicht abgebaut wird. Da in diesem Fall $dE_\omega/dz = 0$ gilt, fällt Gleichung 6.9 weg. Unter Beachtung der Tensoreigenschaften von d_{ijk} führt eine Integration von Gleichung 6.10 zu folgendem Ausdruck für die Intensität der zweiten Harmonischen:

$$I_{2\omega} = C^2 L^2 I_\omega^2 \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2} \quad (6.13)$$

$$= C^2 L^2 I_\omega^2 \operatorname{sinc}^2(\Delta k L/2) \quad (6.14)$$

mit

$$C^2 = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{\epsilon_0 c \lambda_0^2 n_0^3}. \quad (6.15)$$

L ist dabei die Länge des nichtlinearen Kristalls, n_0 der Brechungsindex bei der Fundamentalwellenlänge und d_{eff} der effektive nichtlineare Koeffizient für den Tensor d_{ijk} eines bestimmten nichtlinearen Kristalls

$$d_{ijk} = \epsilon_0 d_{eff}. \quad (6.16)$$

Die Leistung der zweiten Harmonischen ist also stark abhängig von der Phasenfehlanpassung, die durch eine sinc^2 -Funktion beschrieben wird. Diese Phasenanpassungskurve

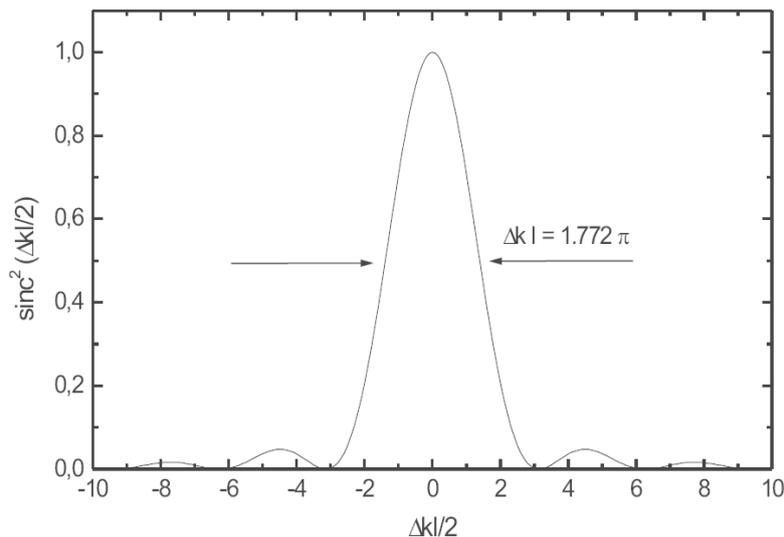


Abbildung 6.1: Verlauf der Phasenanpassung.

ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Leistung der zweiten Harmonischen wird maximal, wenn $\Delta k = 0$, also bei optimaler Phasenanpassung.

Frequenzverdopplung bei optimaler Phasenanpassung

Zuvor wurde die Frequenzverdopplung für vernachlässigbaren Pumpabbau betrachtet. In der Realität ist dies aber nur sehr selten eine passende Näherung. Besonders bei den angestrebten hohen Konversionseffizienzen verliert diese Näherung ihre Gültigkeit. Um dennoch eine analytische Lösung für die Gleichungen 6.9 und 6.10 angeben zu können, wird angenommen, dass die fundamentale Welle und die Welle der zweiten Harmonischen mit genau gleicher Phase durch den nichtlinearen Kristall propagieren, also die Phasenfehlanpassung $\Delta k = 0$ beträgt. Mit dieser Annahme können die Gleichungen 6.9 und 6.10 stark vereinfacht und dann integriert werden. Hieraus erhält man für die Konversionseffizienz der SHG, die das Verhältnis zwischen der Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen und der eingestrahltten Fundamentalleistung angibt,

$$\eta = \tanh^2(\sqrt{C^2 L^2 I_\omega}). \quad (6.17)$$

Dabei kann man die Faktoren C^2 , L^2 und I_ω zu einem einzelnen Parameter zusammenfassen, in dem alle, die Konversion vorantreibenden, Größen vereint sind

$$\eta_0 = C^2 L^2 I_\omega. \quad (6.18)$$

Mit der sogenannten nichtlinearen *driving force* η_0 lässt sich Gleichung 6.17 vereinfachen zu

$$\eta = \tanh^2 \sqrt{\eta_0}. \quad (6.19)$$

Diese Gleichung besagt, dass die Konversionseffizienz asymptotisch gegen eins strebt für entsprechend hohe Pumpintensitäten, Nichtlinearitäten oder Kristalllängen. Der Verlauf der Konversionseffizienz ist in Abbildung 6.2 in Abhängigkeit der nichtlinearen *driving force* für verschiedene Phasenfehlanpassungen aufgetragen. Die obere Kurve beschreibt dabei den durch Gleichung 6.17 beschriebenen Fall ohne Phasenfehlanpassung. Unter realen experimentellen Bedingungen wird die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ nie ganz erfüllt sein. Es stehen weder monochromatische noch divergenzfreie Strahlen zur Verfügung. Unter anderem können auch Temperaturschwankungen im Kristall und die damit verbundenen Schwankungen des Brechungsindex zu einer Phasenfehlanpassung $\Delta k \neq 0$ führen. Bezieht man die mögliche Phasenfehlanpassung $\Delta k \neq 0$ in die Berechnung mit ein, so ist keine analytische Lösung der Gleichungen mehr möglich. Die Auswirkung von verschiedenen großen Phasenfehlanpassungen auf

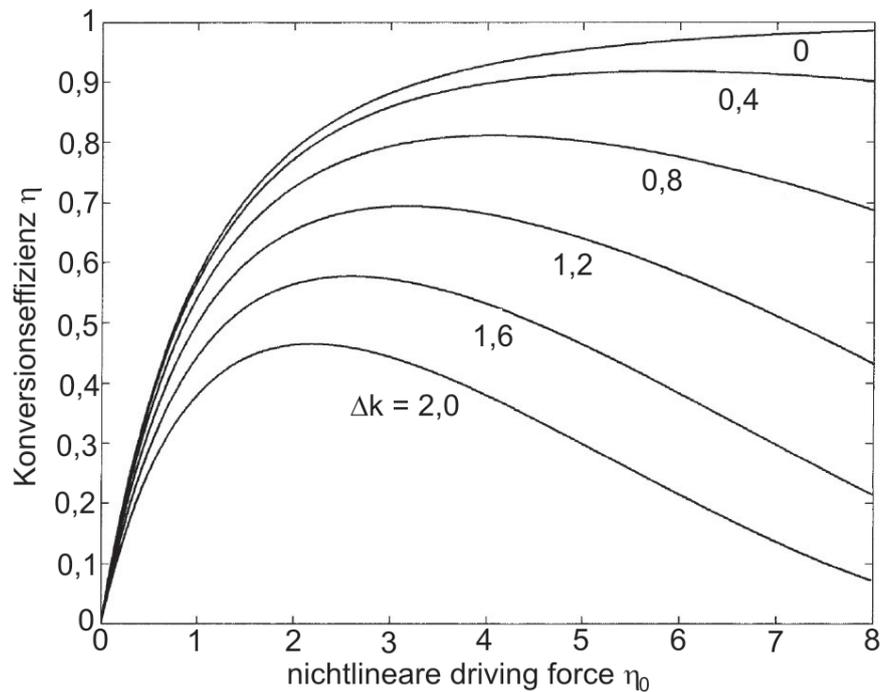


Abbildung 6.2: Konversionseffizienz für ebene Wellen in Abhängigkeit der nichtlinearen driving force für verschiedene Phasenfehlanspassungen.

den Verlauf der Konversionseffizienz ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Wenn $\Delta k \neq 0$ ist, durchläuft die Konversionseffizienz für eine bestimmte nichtlineare *driving force* ein Maximum. Danach tritt aufgrund der Phasenfehlanspassung vermehrt Rückkonversion auf, wodurch die Konversionseffizienz wieder absinkt. Als Konsequenz dessen ist es im realen Experiment notwendig den Strahlradius im Fokus und die Länge des Kristalls an die vorgegebenen Parameter, wie die Nichtlinearität des verwendeten Kristalls und die zur Verfügung stehende Spitzenleistung der Pumpstrahlung, anzupassen.

6.1.3 Erzeugung der dritten Harmonischen

Effiziente Frequenzverdreifung von Laserstrahlung ist ein Beispiel für Summenfrequenzgeneration mittels eines Drei-Wellen-Mischprozesses. Die Wechselwirkung zwischen zwei Eingangswellen mit Frequenzen von ω_1 und ω_2 in einem nichtlinearen Medium erzeugt eine dritte Welle mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ als Produkt einer Polarisierung zweiter Ordnung. Die Summenfrequenzmischung wird maßgeblich durch drei Faktoren reguliert:

- (a) der nichtlinearen *driving force*, also der Länge des Kristalls, der effektiven Nichtlinearität und der Intensität der eingestrahlten Strahlungen
- (b) der Phasenfehlanpassung zwischen den wechselwirkenden Wellen
- (c) dem Verhältnis zwischen den Intensitäten der beiden Eingangswellen

Ein Aufbau zur Erzeugung der dritten Harmonischen besteht in der Regel aus zwei Kristallen. Zuerst aus einem SHG-Kristall, der die Ausgangsstrahlung mit den Frequenzen ω und 2ω erzeugt. Im zweiten Kristall, dem THG-Kristall, wird dann die restliche nicht konvertierte Fundamentalstrahlung durch Summenfrequenzmischung mit der zuvor erzeugten zweiten Harmonischen vermischt, um so die dritte Harmonische zu erzeugen.

Ein wichtiges Kriterium für effiziente THG ist das Mischverhältnis zwischen den Photonen mit den Frequenzen ω und 2ω , die in den THG-Kristall eintreten. Dieses wird durch das Verhältnis der Intensität der zweiten Harmonischen zur gesamten Intensität, die in den THG-Kristall eintritt,

$$M = \frac{I_{2\omega}}{I_{\omega} + I_{2\omega}} \quad (6.20)$$

angegeben. Das optimale Mischverhältnis erreicht man, wenn drei Photonen der Frequenz ω den ersten Kristall erreichen und dort zwei davon in ein Photon mit der Frequenz 2ω konvertiert werden. Das dritte Photon mit einer Frequenz ω wird dann im zweiten Kristall mit dem erzeugten Photon mit der Frequenz 2ω zu einem Photon mit einer Frequenz von 3ω konvertiert. In einem nicht absorbierenden SHG-Kristall ist der Parameter M also gleich der Konversionseffizienz des SHG-Prozesses. Daher erfordert das Mischen einer gleichen Anzahl von Photonen mit Frequenzen von ω und 2ω am Ende des SHG-Kristalls ein Mischverhältnis von $M = 2/3$. Ist dieses Photonenverhältnis gegeben, so wäre theoretisch in einem nicht absorbierenden und perfekt phasenangepassten Kristall eine komplette Konversion der Fundamentalstrahlung in die dritte Harmonische möglich. Im realen Experiment liegt das optimale Mischverhältnis meist bei etwas geringeren Werten. Der Grund dafür ist, dass bei der Frequenzverdopplung von Gauß'schen Strahlen zuerst das Zentrum des räumlichen Strahlprofils konvertiert wird, weil hier die Intensität am höchsten ist. Dadurch kann bei hohen Konversionseffizienzen der SHG ein Loch in der Mitte des Strahlprofils der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung entstehen, wodurch die Strahlqualität verschlechtert wird. Ein solches Donut-Profil führt dann beim weiteren THG-Prozess zu einer Verringerung der Konversionseffizienz. Daher gilt es im Experiment einen Mittelweg zwischen dem Erreichen eines guten Mischverhältnis und der Erhaltung einer guten Strahlqualität der fundamentalen Strahlung zu finden.

Die THG kann beginnend mit den generellen Amplitudengleichungen 6.7 für Frequenzmischung von ebenen Wellen in einem nicht absorbierenden Medium berechnet werden. Mit $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = 2\omega$, $\omega_3 = 3\omega$, $E_1 = E_\omega$, $E_2 = E_{2\omega}$ und $E_3 = E_{3\omega}$ kann man die Gleichungen 6.7 für die THG umschreiben zu

$$\begin{aligned}\frac{dE_\omega}{dz} &= -i\omega\sqrt{\mu_0/\epsilon_\omega}d_{ijk}E_{3\omega}E_{2\omega}^*e^{-i\Delta kz}, \\ \frac{dE_{2\omega}}{dz} &= -2i\omega\sqrt{\mu_0/\epsilon_{2\omega}}d_{kij}E_\omega^*E_{3\omega}e^{-i\Delta kz}, \\ \frac{dE_{3\omega}}{dz} &= -3i\omega\sqrt{\mu_0/\epsilon_{3\omega}}d_{jik}E_\omega E_{2\omega}e^{+i\Delta kz}.\end{aligned}\quad (6.21)$$

Da die verwendeten Kristalle transparent für die relevanten Wellenlängen sind, können die Terme, die die Absorption im nichtlinearen Kristall berücksichtigen, weggelassen werden und die Gleichungen somit analytisch gelöst werden. Daraus kann dann die Konversionseffizienz der THG wie folgt berechnet werden:

$$\eta_{TH} = \frac{I_{3\omega}}{I_\omega + I_{2\omega}}. \quad (6.22)$$

$I_{3\omega}$ ist die aus dem THG-Kristall austretende Intensität der dritten Harmonischen und $I_\omega + I_{2\omega}$ ist die in den THG-Kristall eingestrahlte Intensität der fundamentalen Strahlung und der zweiten Harmonischen. Diese entspricht der Intensität der ursprünglichen Fundamentalstrahlung, wenn man verlustfreie Konversionsprozesse annimmt.

Für optimale Phasenanpassung $\Delta k = 0$ und für das ideale Mischverhältnis $M = 2/3$ ergibt sich aus der Integration der gekoppelten Amplitudengleichungen 6.21

$$\eta_{TH} = \tanh^2(\sqrt{2C^2L^2I_{in}}). \quad (6.23)$$

In diesem Fall werden die Photonen beider Frequenzen mit derselben Rate abgebaut und das Ergebnis ist ähnlich dem für optimal phasenangepasste SHG.

6.2 Frequenzverdopplung

Da die Konversionseffizienz des SHG-Prozesses laut Gleichung 6.17 von der Intensität der eingestrahlten Strahlung abhängt, ist bei geringer Spitzenleistung der verwendeten Laser resonatorinterne Erzeugung der zweiten Harmonischen notwendig. Durch die dabei auftretende Pumpleistungsüberhöhung werden hohe Konversionseffizienzen ermöglicht. Theoretisch kann somit sogar 100 % Konversionseffizienz erreicht werden [116]. Obwohl sehr hohe Effizienzen erreicht werden können, ist die Ausgangsleistung in der zweiten Harmonischen trotzdem durch die Ausgangsleistung der fundamentalen Laserstrahlung limitiert. Zudem ist durch die resonatorinterne Frequenzkonversion der

Nachteil gegeben, dass die Justage des Laserresonators über den Phasenanpassungswinkel direkt mit dem SHG-Prozess gekoppelt ist und relativ kleine Strahlradien im Resonator benötigt werden, um effiziente Konversion zu erreichen.

Alternativ dazu kann die SHG außerhalb des Resonators durchgeführt werden. Die Konversionseffizienz des SHG-Prozesses hängt von der Länge und Nichtlinearität des nichtlinearen Mediums und der eingestrahnten Intensität der Fundamentalen ab. Da bei externer SHG im Einfachdurchgang die Pumpleistungsüberhöhung fehlt, muss man, um hohe Konversionseffizienzen erreichen zu können, entweder einen langen nichtlinearen Kristall mit einer hohen Nichtlinearität verwenden oder aber der Pumplaser eine sehr hohe Spitzenleistung aufweisen. Zusätzlich muss der Pumplaser eine hohe Ausgangsleistung liefern, um eine bei gleicher Konversionseffizienz höhere Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung zu erhalten. Eine weitere Grundvoraussetzung für effiziente SHG ist eine gute Strahlqualität der fundamentalen Laserstrahlung. Die Haupteinschränkung in der Leistungsskalierung ist also das Fehlen von Pumplaserquellen mit hoher Ausgangsleistung und gleichzeitig guter Strahlqualität im Wellenlängenbereich um $1,3 \mu\text{m}$.

Das Ziel der, in der Folge vorgestellten, Experimente ist es, eine möglichst hohe Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung bei 671 nm zu generieren, die gleichzeitig eine sehr gute Strahlqualität aufweisen soll. Durch die, in den Kapitel 3 bis 5 vorgestellten, Ergebnisse in der Realisierung von leistungsstarken kontinuierlich emittierenden, gütegeschalteten und modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasern bei 1342 nm mit herausragender Strahlqualität ist es möglich, für die unterschiedlich betriebenen Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm effiziente externe Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang zu erhalten.

Der grundlegende Aufbau für die externe Frequenzverdopplung der Strahlung der, in den Kapitel 3 bis 5 erläuterten, Nd:YVO₄-Lasersysteme ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Die vom Pumplaser emittierte Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 1342 nm kann mit Hilfe eines Systems, bestehend aus $\lambda/2$ -Platte und Dünnschichtpolarisator (TFP), auf beliebige Leistungen variabel abgeschwächt werden. Nach der Leistungsregulierung durchläuft die Pumpstrahlung ein Teleskopsystem aus Linsen, durch welches der benötigte Strahldurchmesser im nichtlinearen Kristall hergestellt wird. Hinter dem nichtlinearen Kristall wird die erzeugte zweite Harmonische durch einen dichroitischen Spiegel von der fundamentalen Strahlung getrennt. Die so selektierte zweite Harmonische kann dann zur weiteren Charakterisierung verwendet werden.

6.2.1 Wahl der nichtlinearen Materialien

Wie in der Theorie in Abschnitt 6.1.2 gezeigt wurde, hängt die Konversionseffizienz des SHG-Prozesses stark von der Intensität der fundamentalen Strahlung, der effektiven Nichtlinearität des nichtlinearen Materials und von dessen Länge ab. Da in der Realität aufgrund der Akzeptanzen nie perfekte Phasenanpassung erreicht wird, kann man diese Parameter nicht einfach möglichst groß wählen. Je nach Größe der Abweichung von der optimalen Phasenanpassung gibt es ein Maximum der Konversionseffizienz für diese Parameter. Erhöht man zum Beispiel die Länge des Kristalls oder verringert den Strahlradius im Fokus weiter, so führt dies aufgrund von einsetzender Rückkonversion zu keiner Steigerung der Konversionseffizienz mehr. Ein wichtiges Kriterium für effiziente Frequenzverdopplung ist daher die Wahl eines geeigneten nichtlinearen Kristalls. Dabei muss das verwendete Material und dessen Länge speziell an die Eigenschaften des verwendeten Pumplasers angepasst werden. Des Weiteren spielt die Wahl des Strahlradius des Fokus im nichtlinearen Kristall eine entscheidende Rolle.

Kontinuierlicher Betrieb

Bei der Strahlung des kontinuierlich betriebenen Lasers entspricht die Spitzenleistung der mittleren Ausgangsleistung, also im Fall des, in Kapitel 2 vorgestellten, Nd:YVO₄-Lasers 24 W. Daher muss für die externe Frequenzverdopplung ein Material verwendet werden, das eine hohe effektive Nichtlinearität aufweist. Zudem ist die Kristalllänge möglichst groß zu wählen.

Als nichtlineares Material wird daher ein periodisch gepolter 5 %-MgO-dotierter Lithiumniobat-Kristall (PPMgO:LN) verwendet. Der, von der Firma *HC Photonics* hergestellte, Kristall weist eine Länge von $L = 40$ mm und einen Querschnitt von $A = 0,5 * 5$ mm² auf. PPLN zeichnet sich durch eine sehr hohe effektive Nichtlinearität

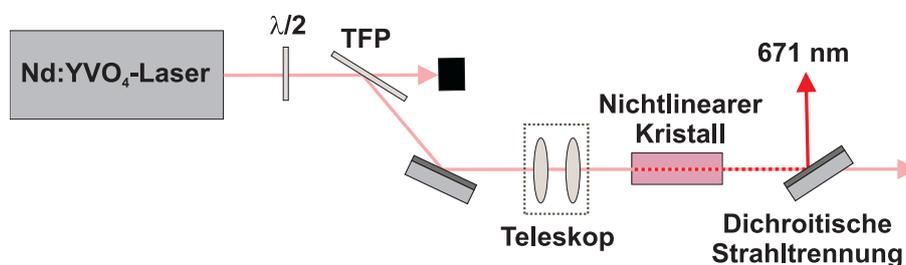


Abbildung 6.3: Schematische Aufbauskitze für die externe Frequenzverdopplung der Nd:YVO₄-Laser.

von $d_{eff} = 17 \text{ pm/V}$ [117] aus. Zudem weist es für einen großen Wellenlängenbereich von 330 bis 5500 nm Transparenz auf. Die Zerstörschwelle liegt bei Strahlungsleistungsdichten von $(5 - 6) \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$ (τ_p : 10 ns, λ : 1064 nm) [86]. Auf die Breite des Kristalls von 5 mm sind gleichmäßig vier Kanäle mit unterschiedlicher Polungsperiode verteilt. Der in diesem Experiment verwendete Kanal hat eine Polungsperiode von $\Lambda = 13,4 \text{ }\mu\text{m}$.

Die Phasen Anpassung wird durch eine Änderung der Kristalltemperatur erreicht. Dazu wird der Kristall in einen Ofen gebracht, der eine genaue Ansteuerung der Kristalltemperatur ermöglicht. Optimale Phasen Anpassung wird dabei bei einer Temperatur von $T_{Phase} = 90 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht. Zudem ist der Ofen an einem Halter angebracht, der sowohl Translation in allen drei Raumrichtungen als auch Drehung um die drei Raumwinkel ermöglicht. Die Eintritts- und Austrittsfläche des Kristalls sind jeweils planparallel poliert, weisen aber keine spezielle hochtransmittierende Beschichtung auf. Der Einfall der Laserstrahlung auf die Kristalloberfläche ist nahezu senkrecht. Der Kristall ist nur minimal in der Phasen Anpassungsebene verkippt, um Rückkopplung der Laserstrahlung in den Resonator zu vermeiden. Daher kann für die Berechnung der Reflektionsverluste an den Kristallfacetten in guter Näherung der senkrechte Einfall angenommen werden:

$$R = \arctan\left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2. \quad (6.24)$$

Dabei ist n_1 der Brechungsindex des Mediums außerhalb des Kristalls und n_2 der Brechungsindex des nichtlinearen Kristalls. In diesem Fall ergibt sich für $n_1 = n_{Luft} = 1$ und $n_2 = 2,22$ (mit den Sellmeier-Gleichungen aus [86]) eine Reflektivität der Kristalloberflächen von $R = 14 \text{ } \%$. Daraus folgt, dass im nichtlinearen Kristall noch effektiv eine Pumpleistung der 1342 nm-Strahlung von $P = 19,7 \text{ W}$ zur Verfügung steht. Dabei werden ebenfalls die Verluste im variablen Abschwächer und im Teleskopsystem berücksichtigt. Aufgrund dieser Überlegungen muss später auch die gemessene Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen korrigiert werden, um die im Kristall erzeugte Leistung zu erhalten.

Um den Mangel an Intensität durch die geringe Spitzenleistung etwas auszugleichen, muss der Strahlradius des Fokus im Kristall möglichst klein sein. In den Experimenten wurde der Strahlradius im Fokus beginnend von $72 \text{ }\mu\text{m}$ auf $53 \text{ }\mu\text{m}$ reduziert, um dessen Einfluss auf die Effizienz der Frequenzverdopplung beobachten zu können. Der verwendete Strahlradius liegt also etwas über dem, laut der Theorie von Boyd-Kleinman, optimalen Strahlradius des Fokus in einem 40 mm-langen PPLN-Kristall von $37 \text{ }\mu\text{m}$ [118].

Gütesgeschalteter Betrieb

In Kapitel 4 dieser Arbeit wurde die Realisierung und Charakterisierung eines aktiv gütesgeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm beschrieben. Aufgrund der hohen mittleren Leistung und der kurzen Impulsdauern lieferte dieser Laser sehr hohe Impulsspitzenleistungen und Impulsenergien bei Repetitionsraten im Bereich zwischen 5 kHz und 30 kHz. Die Eigenschaften dieses Pumpasers unterscheiden sich stark von denen des zuvor diskutierten cw-Lasers. Durch die sehr hohen Impulsspitzenleistungen kann ein Bulk-Kristall mit wesentlich geringerer effektiver Nichtlinearität verwendet werden. Als nichtlineares Material wird deshalb mit Wismutborat (BiBO) ein Material, das im Vergleich zu anderen geläufigen Bulk-Materialien eine relativ hohe effektive Nichtlinearität von $d_{eff} = 2,2 \text{ pm/V}$ aufweist [111], verwendet. In den Untersuchungen von M. Peltz stellte sich BiBO als überaus geeignetes Material für nichtlineare Frequenzkonversion heraus [119]. BiBO weist dabei einen Transparenzbereich auf, der sich vom Ultravioletten bei 286 nm bis ins mittlere Infrarot bei 2500 nm erstreckt [111]. Die Zerstörschwelle beträgt $0,3 \text{ GW/cm}^2$ ($\tau_p: 10 \text{ ns}$, $\lambda: 1064 \text{ nm}$, $PRR = 10 \text{ Hz}$, TEM₀₀) [120]. Der Kristall hat eine Länge von 15 mm und eine Apertur von $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Die Eintritts- und Austrittsfläche sind jeweils hochtransmittierend für die Fundamentale und die zweite Harmonische beschichtet. Die Schnittwinkel betragen $\theta = 0^\circ$ und $\phi = 0^\circ$. Der Kristall wird nichtkritisch über Änderung der Kristalltemperatur phasenangepasst. Die zugehörige Phasenangepasstemperatur beträgt $T_{Phase} = 259^\circ\text{C}$. Der Kristall wird dabei leicht in der Phasenangepasstebene verkippt, um Rückreflektion in den Laser zu vermeiden. Um eine Temperaturstabilisierung bei diesen hohen Temperaturen zu ermöglichen, wird der Kristall in einen Kupferhalter gebracht, der mit Hilfe einer Heizkatusche aufgeheizt werden kann. Zusätzlich muss der Kristallhalter mit PEEK-Kunststoff isoliert werden, damit die hohen Temperaturen erreicht werden können. PEEK eignet sich aufgrund seiner sehr geringen Wärmeleitfähigkeit und der hohen Wärmeverträglichkeit sehr gut für diesen Zweck. Mit Hilfe dieses Kristallofens kann die Kristalltemperatur sehr genau angesteuert und bis auf Schwankungen von $0,01^\circ\text{C}$ konstant gehalten werden. Die Phasenangepasstkurve des verwendeten Prozesses ist in Abbildung 6.4 auf der linken Seite zu sehen. Dabei wurde die Temperatur des Kristalls von $T = 251^\circ\text{C}$ bis $T = 267^\circ\text{C}$ durchgestimmt und die Leistung in der zweiten Harmonischen aufgezeichnet. Man erkennt den zu erwarteten sinc^2 -Verlauf der Phasenangepasstkurve. Allerdings sind die ersten Minima nicht sehr stark ausgeprägt. Zudem fällt eine leichte Asymmetrie der Kurve auf, wobei das zu höheren Temperaturen gelegene erste Nebenmaximum mehr Leistung liefert als das entsprechende Nebenmaximum unterhalb des Hauptmaximums. Dies lässt sich durch Absorption der fundamentalen Strahlung

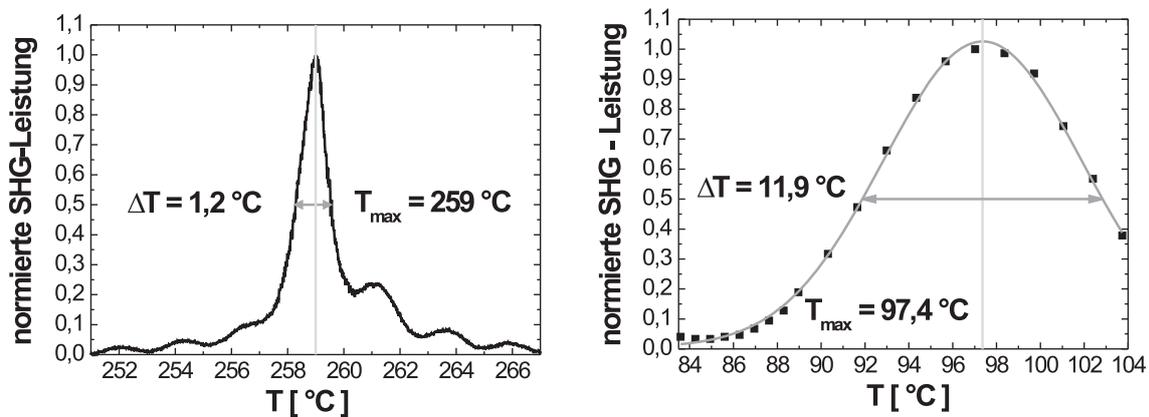


Abbildung 6.4: Links: Phasenanpassungskurve der SHG von 1342 nm-Strahlung in BiBO. Rechts: Ausschnitt des Hauptmaximums der Phasenanpassungskurve der SHG von 1342 nm-Strahlung in einem periodisch gepolten MgO:LN mit der Polungsperiode $\Lambda = 13,4\ \mu\text{m}$.

im Kristall erklären, die bei hohen Leistungsdichten auftreten kann. Die daraus resultierende Temperaturverteilung im Kristall kann zu einem Verwischen der Minima und Asymmetrie der Phasenanpassungskurve führen [121, 122, 123]. Das Hauptmaximum der Phasenanpassungskurve liegt bei einer Temperatur von $T_{Phase} = 259\text{ °C}$ und die Halbwertsbreite beträgt $\Delta T_{1/2} = 1,2\text{ °C}$. Daher ist zu erwarten, dass aufgrund der sehr guten Temperaturstabilisierung die Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen sehr stabil sein sollte.

Im Vergleich zur SHG der kontinuierlichen Strahlung werden die Strahlradien im Fokus aufgrund der sehr hohen Impulsspitzenleistung des gütegeschalteten Lasers mit Werten von $\omega_P = 300\ \mu\text{m}$, $\omega_P = 200\ \mu\text{m}$ und $\omega_P = 140\ \mu\text{m}$ deutlich höher gewählt.

Modengekoppelter Betrieb

Der modengekoppelte 1342 nm-Laser weist hohe Impulsspitzenleistungen im einstelligen kW-Bereich auf. SHG sollte also wie bei der gütegeschalteten Strahlung in Bulk-Materialien mit geringerer Nichtlinearität effizient möglich sein. Bei der Frequenzkonversion von kurzen ps-Impulsen ist es aber aufgrund der GVM ratsam, kurze Kristalle mit hoher Nichtlinearität zu verwenden, da die Impulse der wechselwirkenden Wellen bei der Propagation durch den Kristall zeitlich auseinander laufen. Dadurch wird der zeitliche Überlapp über die Länge des Kristalls immer geringer und damit

Betriebsmodus	cw	gütegeschaltet	modengekoppelt
nichtlineares Material	PPMgO:LN	BiBO	PPMgO:LN
Länge des Kristalls [mm]	40	20	5
effektive Nichtlinearität [pm/V]	17 [117]	2,2 [111]	17 [117]
Zerstörschwelle [MW/cm ²]	50 – 60 [86]	300 [120]	50 – 60 [86]
GVM [ps]	10,8 [111]	1,27 [111]	1,35 [111]
Transparenzbereich [nm]	330 – 5500 [86]	286 – 2500 [111]	330 – 5500 [86]
Strahlradius im Fokus [μ m]	53	140	39

Tabelle 6.1: Eigenschaften der für die SHG verwendeten nichtlinearen Kristalle.

auch die nichtlineare Wechselwirkung. Als SHG-Kristall wird daher ein 5 mm langer Magnesiumoxid-dotierter periodisch gepolter Lithiumniobat-Kristall verwendet, welcher von der Firma *HC Photonics* hergestellt wurde. Es handelt sich hierbei um ein Stück desselben PPLN-Kristalls, der auch schon zur externen Erzeugung der zweiten Harmonischen der kontinuierlichen Laserstrahlung verwendet wurde. Die GVM zwischen der 1342 nm-Strahlung und der 671 nm-Strahlung beträgt in PPLN 0,27 ps/mm [111]. Bei einer Kristalllänge von 5 mm laufen die Impulse also zeitlich um 1,35 ps auseinander, was 23 % der Impulsdauer der Fundamentalen entspricht. Der Kristall besitzt eine Apertur von $A = 0,5 * 5 \text{ mm}^2$, wobei auf die Breite von 5 mm gleichmäßig vier Kanäle mit unterschiedlicher Polungsperiode verteilt sind. Dabei wird der Kanal mit einer Polungsperiode von $\Lambda = 13,4 \mu\text{m}$ verwendet. Die Phasenanpassung wird über die Änderung der Kristalltemperatur erreicht. Dazu wird der Kristall in einen hochpräzisen Ofen gebracht, der eine exakte Ansteuerung der Kristalltemperatur erlaubt. Die zugehörige Temperatur-Phasenanpassungskurve ist rechts in Abbildung 6.4 zu sehen. Maximale Phasenanpassung mit $\Delta k = 0$ wird bei einer Temperatur von $T_{Phase} = 97,4 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht. Der Kristall hat eine sehr hohe Temperaturakzeptanz mit einer Halbwertsbreite des Hauptmaximums der Phasenanpassungskurve von $\Delta T_{FWHM} = 11,9 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Eintritts- und Austrittsfläche des Kristalls sind jeweils planparallel poliert und weisen keine spezielle hochtransmittierende Beschichtung auf. Der Einfall der Laserstrahlung auf den Kristall ist nahezu senkrecht. Der Kristall ist minimal in der Phasenanpassungsebene verkippt, um Rückkopplung der Laserstrahlung in

den Resonator zu vermeiden. Zur korrekten Bestimmung der effektiven Pumpleistung muss also die Reflektivität der Eintrittsfacette von $R = 14\%$ berücksichtigt werden. Dasselbe gilt auch für die Reflektionsverluste der erzeugten zweiten Harmonischen an der Austrittsfacette des Kristalls.

Aufgrund der kurzen Kristalllänge sind in diesem Fall kleine Strahlradien im Fokus notwendig, um hohe Konversionseffizienz erreichen zu können. Es werden im Laufe des Experiments vier unterschiedlich große Strahlradien im Fokus getestet, nämlich $\omega_p = 125\ \mu\text{m}$, $\omega_p = 75\ \mu\text{m}$, $\omega_p = 52\ \mu\text{m}$ und $\omega_p = 39\ \mu\text{m}$.

In Tabelle 6.1 sind die Eigenschaften der für die SHG verwendeten nichtlinearen Kristalle für die drei verschiedenen Betriebsmodi der 1342 nm-Laser zusammenfassend aufgetragen. In der Folge wird die Charakterisierung der damit erzeugten zweiten Harmonischen für die verschiedenen Betriebsmodi vorgestellt.

6.2.2 Charakterisierung der zweiten Harmonischen des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Als erstes wird mit Hilfe eines Leistungsmessgeräts der Firma *Melles Griot* die Leistung der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung gemessen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Die schwarzen Messpunkte stehen dabei für einen Strahlradius des Fokus im Kristall von $\omega_P = 72\ \mu\text{m}$ und die grauen Messpunkte für einen etwas kleineren Strahlradius von $\omega_P = 53\ \mu\text{m}$. Die durchgezogenen Kurven stellen die für den jeweiligen Strahlradius im Fokus berechneten Theoriekurven dar. Diese wurden mit Hilfe der in der Theorie hergeleiteten Näherungsgleichung 6.17 für ebene Wellen und den Fall optimaler Phasenanpassung unter Berücksichtigung des Pumpabbaus für die Konversionseffizienz der SHG berechnet:

$$P_{2\omega} = P_{\omega} \cdot \tanh^2 \left(\frac{4\pi \cdot L \cdot d_{eff}}{\sqrt{2 \cdot \epsilon_0 \cdot n_{\omega}^2 \cdot n_{2\omega} \cdot c \cdot \frac{\lambda^2 \cdot \omega_P^2 \cdot \pi}{P_{\omega}}}} \right) \quad (6.25)$$

Dabei ist P_{ω} die eingestrahlte Leistung der Fundamentalwellen, d_{eff} der effektive nichtlineare Koeffizient, ϵ_0 die dielektrische Feldkonstante, n_{ω} der Brechungsindex des nichtlinearen Materials für die Fundamentalwellenlänge und $n_{2\omega}$ der Brechungsindex für die zweite Harmonische. Der effektive nichtlineare Koeffizient des Materials kann aus diesen Experimenten durch das Angleichen der Theoriekurve an die gemessenen Werte näherungsweise bestimmt werden. Es ergibt sich für den größten Strahlradius im Fokus ein Wert von $d_{eff} = 12\ \text{pm/V}$. Dies entspricht einer Abweichung von 29% vom in

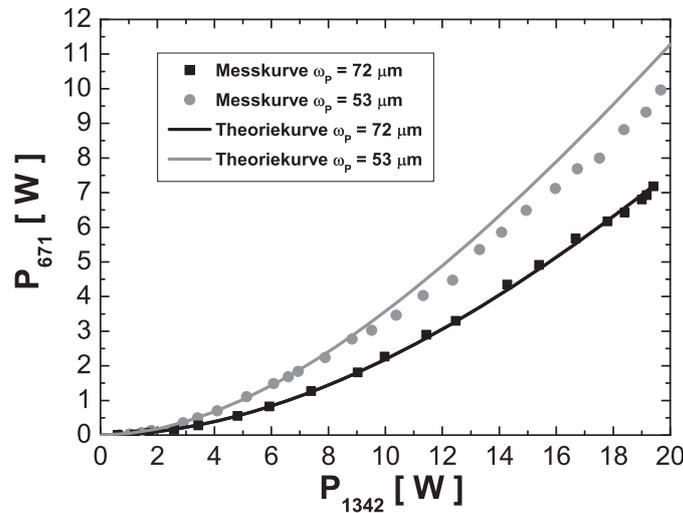


Abbildung 6.5: Leistungskennlinien der zweiten Harmonischen, gemessen (Punkte) und berechnet (durchgezogene Linie), für Strahlradien im Fokus von $\omega_P = 72 \mu\text{m}$ (schwarz) und $\omega_P = 53 \mu\text{m}$ (grau).

der Literatur angegebenen Theoriewert von PPLN von $d_{eff} = 17 \text{ pm/V}$ [86]. Um den Theoriewert erreichen zu können, müsste der Polungsprozess für den QPM-Kristall perfekt ablaufen. Man spricht hier vom sogenannten *duty-cycle*, der für einen optimalen Kristall bei 50 % liegen sollte, was bedeutet, dass die gepolten Bereiche mit unterschiedlicher Polarisation jeweils genau gleich groß sind. Die effektive Nichtlinearität des verwendeten Kristalls entspricht mit dem gemessenen Wert den üblichen Werten für kommerziell erwerbliche PPLN-Kristalle.

Für den Pumpstrahlradius im Fokus von $\omega_P = 72 \mu\text{m}$ stimmt der Verlauf der Leistungskennlinie sehr gut mit der theoretisch berechneten Kurve überein. Maximal kann eine Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen von $P = 7,2 \text{ W}$ erreicht werden, was bei einer Pumpleistung von $19,4 \text{ W}$ einer Konversionseffizienz von $\eta = 37 \%$ entspricht. Bei einem Strahlradius im Fokus von $53 \mu\text{m}$ gibt es nur noch für kleine Werte der Pumpleistung sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie. Für größere Pumpleistungen weichen die gemessenen Werte zu etwas geringeren Ausgangsleistungen ab. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei den höheren Pumpleistungsintensitäten schon Rückkonversion der erzeugten zweiten Harmonischen in die fundamentale Strahlung auftreten kann (siehe Abschnitt 6.1.2). Trotzdem wird für diesen Strahlradius eine maximale Ausgangsleistung von $P = 10 \text{ W}$ bei einer Pumpleistung von $19,7 \text{ W}$ erreicht,

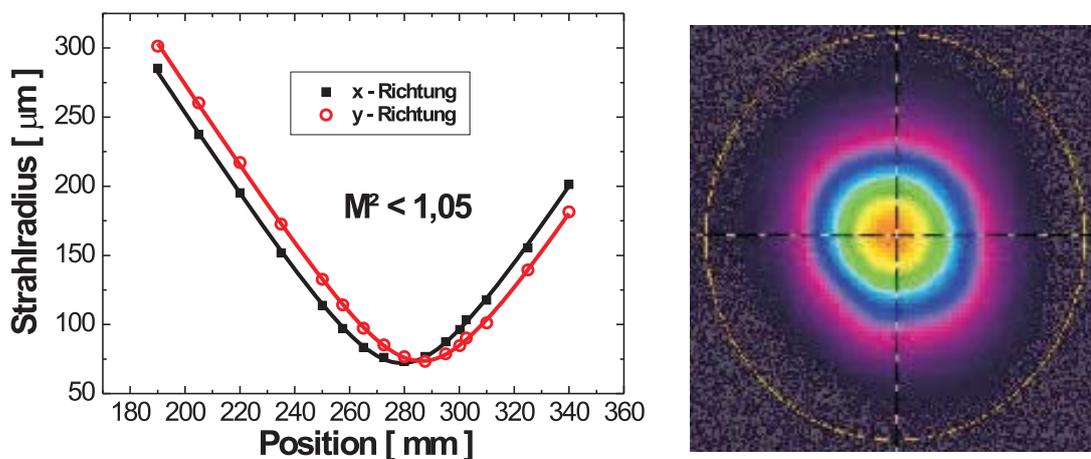


Abbildung 6.6: $\omega_P = 53 \mu\text{m}$ und volle Pumpleistung: Links: M^2 -Messung der Strahlung der zweiten Harmonischen des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Lasers. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils des Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera.

was einer Konversionseffizienz von 51 % entspricht. Die Strahlung ist dabei mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,05$ nahezu beugungsbegrenzt und weist ein gaußförmiges Strahlprofil auf. In Abbildung 6.6 sind die zugehörigen Messungen dargestellt.

Um die Stabilität der Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen zu bestimmen, wird die Ausgangsleistung über einen Zeitraum von einer Stunde aufgenommen. Dies geschieht bei der maximal erreichten Ausgangsleistung von $P = 10 \text{ W}$, also bei einem Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 53 \mu\text{m}$ und voller Pumpleistung. Der resultierende Verlauf ist in Abbildung 6.7 auf der linken Seite gezeigt. Die Leistung der zweiten Harmonischen ist stabil und es treten keine größeren Einbrüche auf. Die Schwankungen, berechnet aus der Standardabweichung, sind $\sigma < 1,3 \%$. Somit weist das Gesamtsystem, bestehend aus Nd:YVO₄-Laser und externer Frequenzverdopplung, eine gute Stabilität in der Ausgangsleistung auf.

Die spektralen Eigenschaften der erzeugten zweiten Harmonischen werden mit Hilfe eines Scanning-Fabry-Pérot-Interferometers bestimmt. In diesem Fall wird ein freier Spektralbereich von $FSR = 15 \text{ GHz}$ gewählt, der bei einer spektralen Breite der fundamentalen Strahlung von 4,65 GHz zur kompletten Messung des Spektrums der zweiten Harmonischen ausreichen sollte. Das bei maximaler Leistung der zweiten Harmoni-

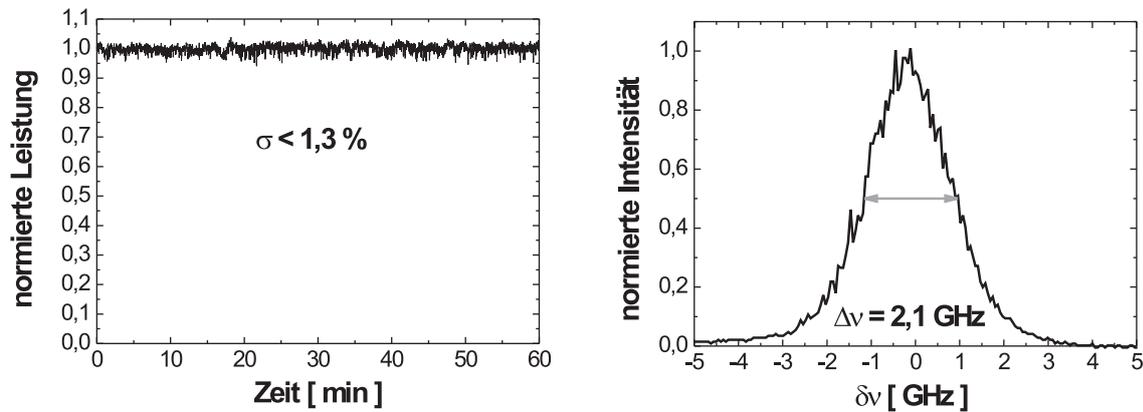


Abbildung 6.7: $\omega_P = 53 \mu\text{m}$ und volle Pumpleistung: Links: Stabilitätsmessung der Leistung der zweiten Harmonischen über einen Zeitraum von einer Stunde. Rechts: Aufnahme des optischen Spektrums der zweiten Harmonischen des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Lasers.

Das gemessene optische Spektrum ist in Abbildung 6.7 rechts zu sehen. Die leichte Modulation des Spektrums entspricht dabei den longitudinalen Moden des fundamentalen Lasers. Des Weiteren wird die Halbwertsbreite des Spektrums zu $\Delta\nu = 2,1$ GHz bestimmt. Dies entspricht einer Halbierung der spektralen Breite im Vergleich zu der fundamentalen Strahlung. Dies ist der Fall, da die spektralen Anteile mit der höchsten Intensität im Zentrum des Spektrums eine höhere Konversion erfahren als die intensitätsärmeren Flanken des Spektrums.

6.2.3 Fazit

Aufgrund der herausragenden Eigenschaften des realisierten 1342 nm-Pumplasers war es unter Verwendung eines langen PPLN-Kristalls möglich, sehr hohe Konversionseffizienzen von $\eta = 51\%$ für externe Frequenzkonversion im Einfachdurchgang zu erreichen. G. Miller erreichte zum Beispiel im Einfachdurchgang durch PPLN eine Konversionseffizienz von 42% [124], H. Jiang in MgO:PPLN $52,5\%$ [125] und S. Kumar im Einfachdurchgang durch mehrere PPLT-Kristalle 55% Konversionseffizienz [126]. Eine Zusammenfassung der Eigenschaften der zweiten Harmonischen ist in Tabelle 6.2 zu sehen. Die realisierten Leistungen in der zweiten Harmonischen von bis zu 10 W stellen eine Leistungsskalierung, der 2010 von Y.-F. Lü erreichten Leistungswerte von 5,5 W in diesem Wellenlängenbereich [33], um einen Faktor 2 dar. Zudem weist die

Strahlradius im Fokus [μm]	53	72
mittlere Ausgangsleistung [W]	10	7,2
Konversionseffizienz [%]	51	37
Leistungsschwankungen σ [%]	< 1,3	
spektrale Breite [GHz]	2,1	
M^2	< 1,05	

Tabelle 6.2: Eigenschaften der frequenzverdoppelten 671 nm-Strahlung des kontinuierlich betriebenen Nd:YVO₄-Hochleistungslasers

SHG-Strahlung eine exzellente Strahlqualität und eine sehr gute Leistungsstabilität auf. Die realisierte 671 nm-Strahlquelle erfüllt damit alle Anforderungen für einen Einsatz als Pumpquelle in der Nichtlinearen Optik, zum Beispiel zur Entwicklung eines rot-gepumpten cw-OPOs.

6.2.4 Charakterisierung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Für die drei verwendeten Strahlradien im Fokus wird die mittlere Ausgangsleistung und die Impulsdauer in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung für verschiedene Repetitionsraten aufgenommen. Hierbei werden die verwendeten Repetitionsraten aus dem Bereich gewählt, für den der gütegeschaltete Nd:YVO₄-Laser optimiert worden ist. Beim kleinsten verwendeten Strahlradius von $\omega_P = 140 \mu\text{m}$ kam es bei einer Repetitionsrate von $PRR = 10 \text{ kHz}$ nach einer Betriebszeit von wenigen Minuten zur Zerstörung des verwendeten BiBO-Kristalls. Daher kann für diesen Strahlradius im Fokus bei dieser Repetitionsrate keine genauere Charakterisierung durchgeführt werden. Die Leistungsdichte betrug in diesem Fall $0,13 \text{ GW/cm}^2$ und liegt damit etwas unter der Zerstörschwelle von BiBO von $0,3 \text{ GW/cm}^2$ [111]. Da die angegebene Zerstörschwelle für eine andere Wellenlänge und Repetitionsrate spezifiziert ist, kann diese bei den in den Experimenten vorliegenden Parametern niedriger liegen. In den weiteren Experimenten werden daher Impulsspitzenleistungen der Fundamentalstrahlung in dieser Größenordnung bei diesem Strahlradius vermieden, um eine Zerstörung des danach verwendeten neuen BiBO-Kristalls zu verhindern.

Abbildung 6.8 zeigt im linken Bild die mittlere Ausgangsleistung, die bei maximaler Pumpleistung erreicht wird, in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die drei verwendete

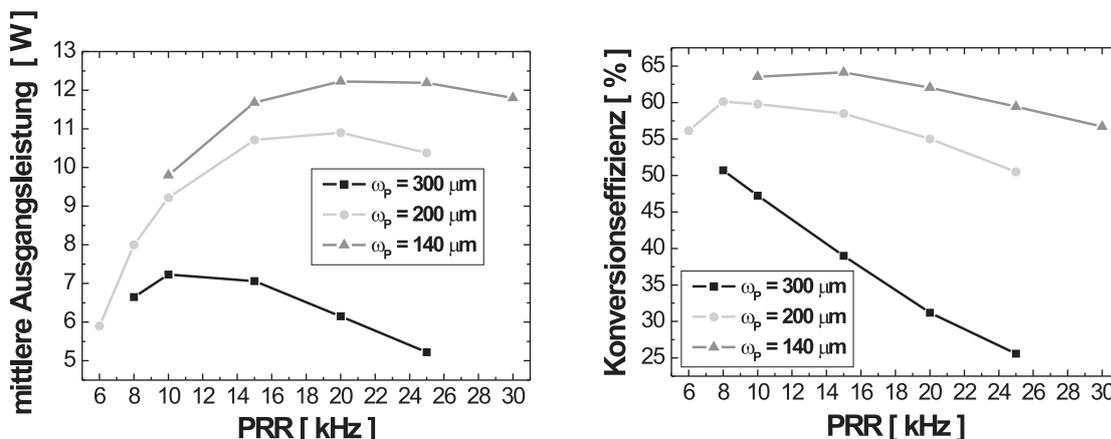


Abbildung 6.8: $\omega_p = 300 \mu\text{m}$ (schwarz), $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 145 \mu\text{m}$ (dunkelgrau): Links: Mittlere Ausgangsleistung der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Rechts: Konversionseffizienz der Erzeugung der zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

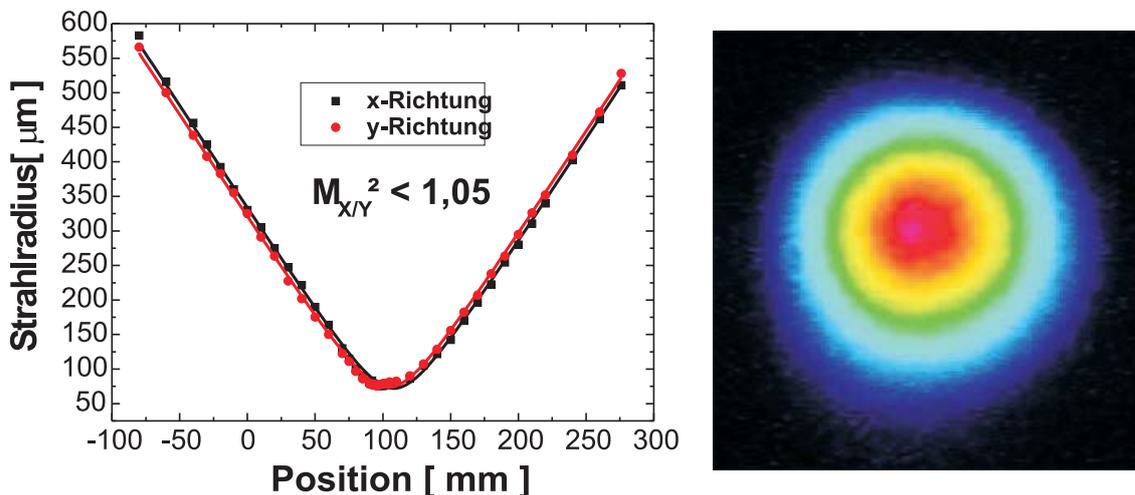


Abbildung 6.9: $PRR = 10 \text{ kHz}$, $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ und volle Pumpleistung: Links: M^2 -Messung der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera.

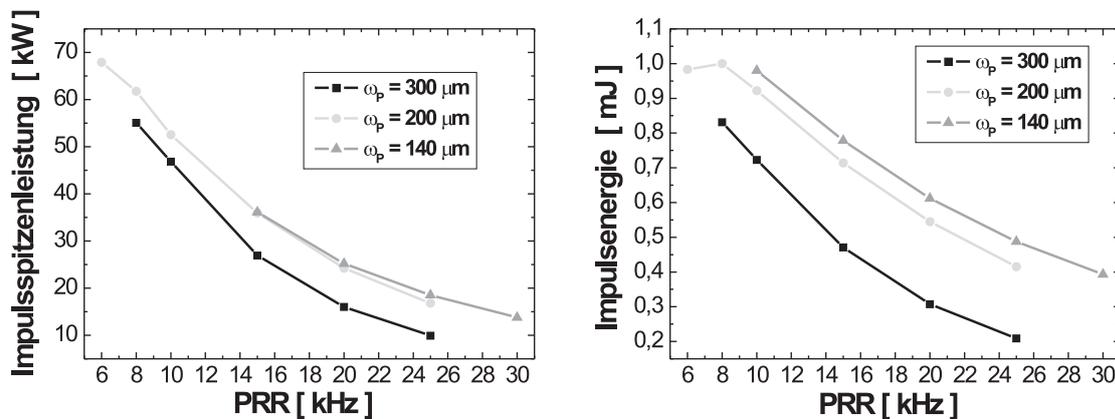


Abbildung 6.10: $\omega_p = 300 \mu\text{m}$ (schwarz), $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 140 \mu\text{m}$ (dunkelgrau): Links: Impulsspitzenleistung der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Rechts: Impulsenergie der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

ten Strahlradien im Fokus. Zudem sind rechts die zugehörigen Konversionseffizienzen aufgetragen. Die Kennlinien der mittleren Ausgangsleistung weisen jeweils ein Maximum bei einer speziellen Repetitionsrate auf. Die maximale mittlere Ausgangsleistung wird für kleiner werdende Strahlradien im Fokus bei immer größeren Repetitionsraten erreicht. Der Grund dafür ist, dass bei großen Strahlradien im Fokus die Konversionseffizienz bei hohen Repetitionsraten noch sehr gering ist. Daher wird nur ein geringer Anteil der zur Verfügung stehenden hohen mittleren Pumpleistung der Fundamentalen konvertiert. Bei kleineren Strahlradien im Fokus ist der Unterschied der Konversionseffizienz für unterschiedliche Repetitionsraten nicht mehr so groß, wodurch sich das Maximum zu höheren Repetitionsraten verschiebt, bei denen eine größere mittlere Leistung für die Konversion zur Verfügung steht. Die maximale mittlere Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen wird bei einer Repetitionsrate von 20 kHz mit einem Wert von $P_{SHG} = 12,23 \text{ W}$ erreicht. Dies entspricht bei einer eingestrahelten Fundamentalleistung von $19,7 \text{ W}$ einer Konversionseffizienz von $\eta = 62 \%$. Die maximale Konversionseffizienz von $\eta = 64,1 \%$ kann bei einer Repetitionsrate von 15 kHz realisiert werden, was einer mittleren Ausgangsleistung von $11,78 \text{ W}$ entspricht. Aus den in Abbildung 6.9 dargestellten Messungen der Beugungsmaßzahl M^2 und des räumlichen Strahlprofils geht hervor, dass die erzeugte 671 nm-Strahlung dabei nahezu beugungsbegrenzt ist und ein gaußförmiges Strahlprofil aufweist.

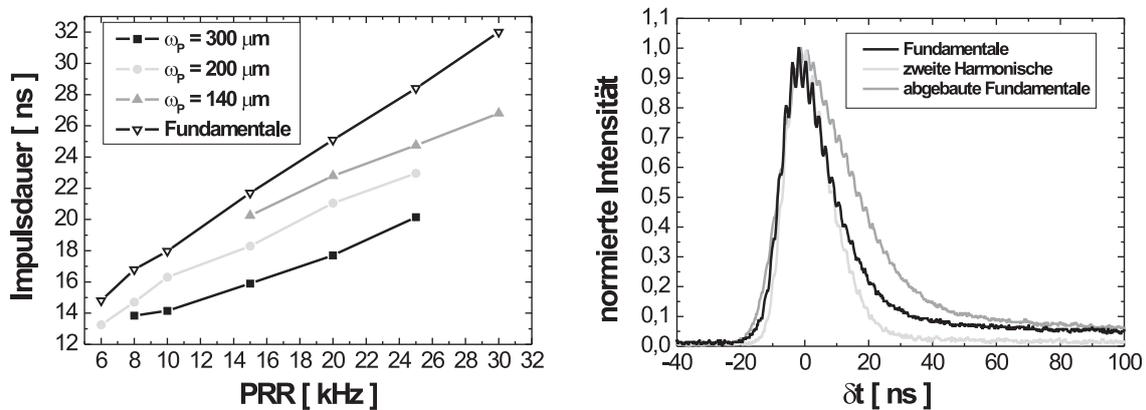


Abbildung 6.11: Links: Impulsdauer der Fundamentalen (schwarz, ungefüllte Dreiecke) und der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate für einen Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 300 \mu\text{m}$ (schwarz, gefüllte Quadrate), $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 145 \mu\text{m}$ (dunkelgrau). Rechts: Impulsform der eingestrahlichten Fundamentalarbeit (schwarz), der zweiten Harmonischen (hellgrau) und der abgebauten Fundamentalarbeit (dunkelgrau) bei voller Pumpleistung, $PRR = 10 \text{ kHz}$ und $\omega_p = 200 \mu\text{m}$.

Die Impulsspitzenleistung und die Impulsenergie der erzeugten Impulse der zweiten Harmonischen sind in den Abbildung 6.10 in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die drei verwendeten Strahlradien im Fokus dargestellt. Die Kurven der Impulsspitzenleistung und der Impulsenergie steigen mit sinkender Repetitionsrate kontinuierlich an. Es fällt auf, dass eine Änderung des Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ auf $\omega_p = 140 \mu\text{m}$ keine Steigerung der Impulsspitzenleistung mehr bringt. Bei beginnender Frequenzverdopplung werden zuerst die intensiven Anteile des zeitlichen Impulsprofils konvertiert. Ab einem bestimmten Strahlradius im Fokus ist die Konversion im Zentrum des zeitlichen Impulsprofils so stark fortgeschritten, dass eine weitere Verkleinerung des Strahlradius hauptsächlich zu einer Konversion der Flanken des zeitlichen Impulsprofils führt. Daher und aufgrund der Zerstörung des BiBO-Kristalls beim kleinsten verwendeten Strahlradius im Fokus wird die maximale Impulsspitzenleistung bei dem etwas größeren Strahlradius von $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ erreicht. Diese beträgt $P_{\text{Spitze,SHG}} = 68 \text{ kW}$ für eine Repetitionsrate von 6 kHz. Eine maximale Impulsenergie von $E_{\text{SHG}} = 1 \text{ mJ}$ wird für eine Repetitionsrate von 8 kHz erreicht.

In Abbildung 6.11 ist links der Verlauf der Impulsdauer der zweiten Harmonischen zu sehen. Zum Vergleich ist zusätzlich die Kurve für die Impulsdauer der Fundamentalen aufgetragen. Man erkennt, dass sowohl die Impulsdauer der zweiten Harmonischen als auch die Impulsdauer der Fundamentalen mit höher werdender Repetitionsrate linear ansteigen. Zudem nähert sich bei kleineren Strahlradien im Fokus die Impulsdauer der zweiten Harmonischen immer mehr der Impulsdauer der Fundamentalen an. Dies geschieht für kleine Repetitionsraten schneller, da hier aufgrund der höheren Impulsspitzenleistung der Fundamentalen höhere Konversionseffizienzen erreicht werden. Die Vergrößerung der Impulsdauer bei kleineren Strahlradien im Fokus kommt daher, dass bei großen Strahlradien und damit geringen Konversionseffizienzen zuerst die Anteile hoher Intensität im Zentrum des zeitlichen Impulsprofils konvertiert werden. Dies führt zu wesentlich kürzeren Impulsen der zweiten Harmonischen. Durch den stärkeren Abbau der Impulsflanken bei kleineren Strahlradien im Fokus kommt es dann zur Annäherung der Impulsdauer der zweiten Harmonischen an die Impulsdauer der Fundamentalen.

Dies ist auch im rechten Bild in Abbildung 6.11 zu sehen. Hier ist die zeitliche Impulsform der Fundamentalen vor der Frequenzverdopplung, der erzeugten zweiten Harmonischen und der abgebauten Fundamentalstrahlung zu sehen, die mit Hilfe von schnellen Germanium- bzw. Silizium-Photodioden und einem Digital-Oszilloskop der Firma *LeCroy* vom Typ *WavePro 950* aufgenommen werden kann. Dabei sind alle drei Impulsprofile auf eine Intensität von 1 normiert. Man sieht, dass das Impulsprofil der zweiten Harmonischen (hellgraue Kurve), aus den zuvor erwähnten Gründen, schmaler ist als das Impulsprofil der Fundamentalen (schwarze Kurve). Das Impulsprofil der abgebauten Fundamentalen (dunkelgraue Kurve) ist im Vergleich zur eingestrahlten Fundamentalen wesentlich breiter, da der zentrale Bereich mit hoher Intensität in die zweite Harmonische konvertiert wurde.

Das optische Spektrum der zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers wird mit Hilfe eines Scanning-Fabry-Pérot-Interferometers gemessen. Der freie Spektralbereich wird dabei zu $FSR = 150$ GHz gewählt, um das ganze Spektrum erfassen zu können. Das gemessene Spektrum (schwarze Kurve) für einen Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 200$ μm und eine Repetitionsrate von $PRR = 10$ kHz ist links in Abbildung 6.12 zu sehen. Man erkennt, dass die Form und Strukturierung des optischen Spektrums der Fundamentalen erhalten wird. Auch hier ist eine periodische Modulation mit einem Frequenzabstand von $\Delta\nu_{max} = 16,4$ GHz zu erkennen, hervorgerufen durch den Etalon-Effekt in einem Spiegelsubstrat des fundamentalen Lasers. Um die Halbwertsbreite des Spektrums zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion (graue Kurve) an

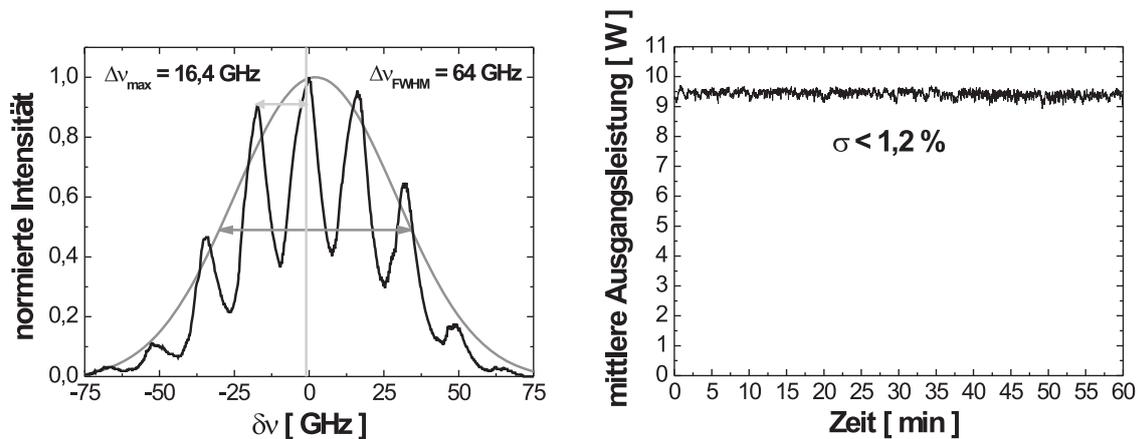


Abbildung 6.12: $PRR = 10$ kHz, $\omega_p = 200$ μm und volle Pumpleistung: Links: Spektrale Verteilung der erzeugten zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers (schwarz) und an die Messkurve angeglichenen Gaußfunktion (grau). Rechts: Langzeitmessung der mittleren Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers über einen Zeitraum von 60 min.

das Spektrum angeglichen. Die resultierende Bandbreite beträgt $\Delta\nu_{FWHM} = 64$ GHz, was einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,1$ nm entspricht. Die spektrale Breite der zweiten Harmonischen ist damit breiter als die spektrale Breite der, in Kapitel 4 vorgestellten, Fundamentalstrahlung. Dies ist dadurch zu erklären, dass das, in Kapitel 4 dargestellte, Spektrum der Fundamentalstrahlung unter Verwendung eines AOMs mit größeren Verlusten im Resonator gemessen wurde. Der danach verwendete AOM mit geringeren Verlusten führte zu einer höheren mittleren Ausgangsleistung des ns-Nd:YVO₄-Lasers und zu einer Reduzierung der Laserschwelle. Dadurch kann eine größere Zahl von longitudinalen Moden anschwingen, was zu einer Verbreiterung des Spektrums führt. Die spektrale Breite des Fundamentallasers sollte in Wirklichkeit etwas breiter als das in Abbildung 6.12 dargestellte Spektrum der zweiten Harmonischen sein.

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, sollte die Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen dank der relativ großen Temperaturakzeptanz des SHG-Prozesses ähnlich stabil sein wie die der Fundamentalen. Abbildung 6.12 zeigt im rechten Bild die Messung der mittleren Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen über einen Zeitraum von einer Stunde. Diese Messung wird exemplarisch bei einem Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 200$ μm und einer Repetitionsrate von 10 kHz durchgeführt. Man



Strahlradius im Fokus [μm]	200	200	200	200	140	140
Repetitionsrate [kHz]	8	10	15	20	15	20
mittlere Ausgangsleistung [W]	8	9,2	10,7	10,9	11,7	12,2
Konversionseffizienz [%]	60,1	59,8	58,5	55	64,1	62
Impulsdauer [ns]	14,7	16,3	18,3	21,0	20,3	22,8
Impulsspitzenleistung [kW]	61,8	52,5	35,9	24,2	36,1	25,2
Impulsenergie [mJ]	1	0,9	0,7	0,6	0,8	0,6
spektrale Breite [GHz]		64				
Leistungsschwankungen σ_P [%]		< 1,2				
M^2		< 1,05				

Tabelle 6.3: Eigenschaften der zweiten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers

kann erkennen, dass die mittlere Ausgangsleistung über eine Stunde sehr stabil ist mit Schwankungen $\sigma < 1,2\%$. Es konnten dabei keine Leistungseinbrüche festgestellt werden.

6.2.5 Fazit

Aufgrund der ausgezeichneten Eigenschaften des, in Kapitel 4 vorgestellten, aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm konnten hervorragende Ergebnisse in der externen SHG in BiBO erzielt werden. Die Eigenschaften der erzeugten SHG-Strahlung sind zusammenfassend in Tabelle 6.3 zu sehen. Die bisher maximale veröffentlichte Impulsspitzenleistung von 22 kW [20] konnte um fast das Dreifache übertroffen werden. Zudem entspricht die maximal erreichte mittlere Ausgangsleistung von 12,2 W im Vergleich zu dem von C. Du veröffentlichten bisher leistungsstärksten System [43] ebenfalls einer Leistungsskalierung um mehr als das Doppelte, wenn man nur Strahlquellen mit nachweislich guter Strahlqualität berücksichtigt. Es konnte somit einen leistungsstarken ns-Strahlquelle bei 671 nm mit ausgezeichneter Strahlqualität realisiert werden, die aufgrund der hohen Impulsspitzenleistungen und Impulsenergien hervorragend für Anwendungen in der Wellenlängen-sensitiven Materialbearbeitung geeignet ist. Wie auch die kontinuierlich emittierende 671 nm-Strahlquelle erfüllt die erzeugte ns-Strahlquelle alle Anforderungen für den Einsatz als Pumpquelle in der Nichtlinearen Optik.

6.2.6 Charakterisierung der zweiten Harmonischen des cw-modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Der modengekoppelte Laser wird bei einer festen Pumpleistung und einem festen Blendendurchmesser betrieben. Dadurch kann vermieden werden, dass die Strahlparameter zu stark geändert werden und dies den Strahlradius im Fokus für die Erzeugung der zweiten Harmonischen beeinflusst. Die absorbierte Pumpleistung im Nd:YVO₄-Kristall beträgt dabei $P_{abs} = 75 \text{ W}$ und der Durchmesser der Modenblende $d = 1,9 \text{ mm}$. In den Experimenten werden verschiedene Auskopplungen des modengekoppelten Lasers verwendet, was zu keiner signifikanten Änderung des Strahlradius im Fokus führte. In der Folge soll aber nur auf eine Auskopplung von $T = 15 \%$ des modengekoppelten Lasers eingegangen werden, aus der die besten Ergebnisse, im Bezug auf Konversions-effizienz, mittlere Ausgangsleistung und Spitzenleistung, durch die SHG resultierten. Der modengekoppelte Nd:YVO₄-Laser weist dabei eine mittlere Ausgangsleistung von 5,3 W und eine Impulsdauer von 5,8 ps auf.

Die erreichten mittleren Ausgangsleistungen in der zweiten Harmonischen sind in Abbildung 6.13 im linken Bild in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung

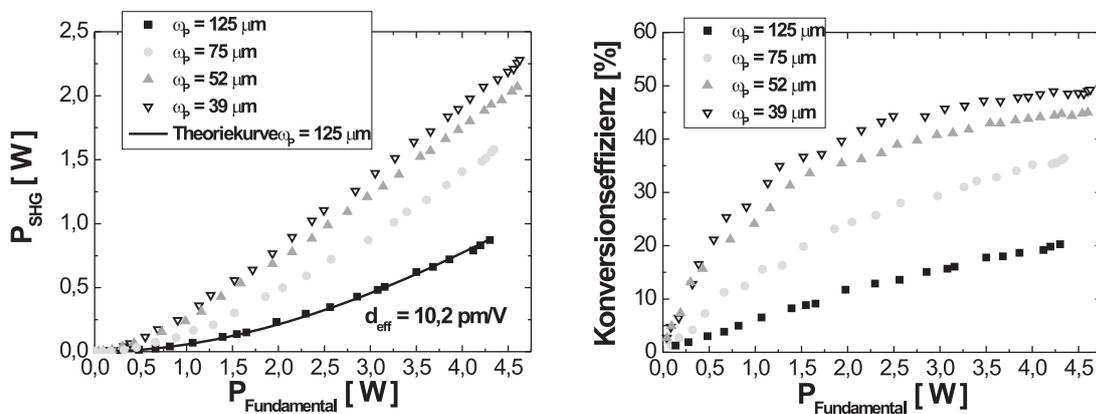


Abbildung 6.13: $\omega_p = 125 \mu\text{m}$ (schwarze Quadrate), $\omega_p = 75 \mu\text{m}$ (hellgraue Punkte), $\omega_p = 52 \mu\text{m}$ (dunkelgraue Dreiecke) und $\omega_p = 39 \mu\text{m}$ (ungefüllte Dreiecke): Links: Mittlere Ausgangsleistung der erzeugten zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung. Zudem ist die Theoriekurve der SHG für $\omega_p = 125 \mu\text{m}$ (schwarze Kurve) aufgetragen. Rechts: Konversionseffizienz der Erzeugung der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung.

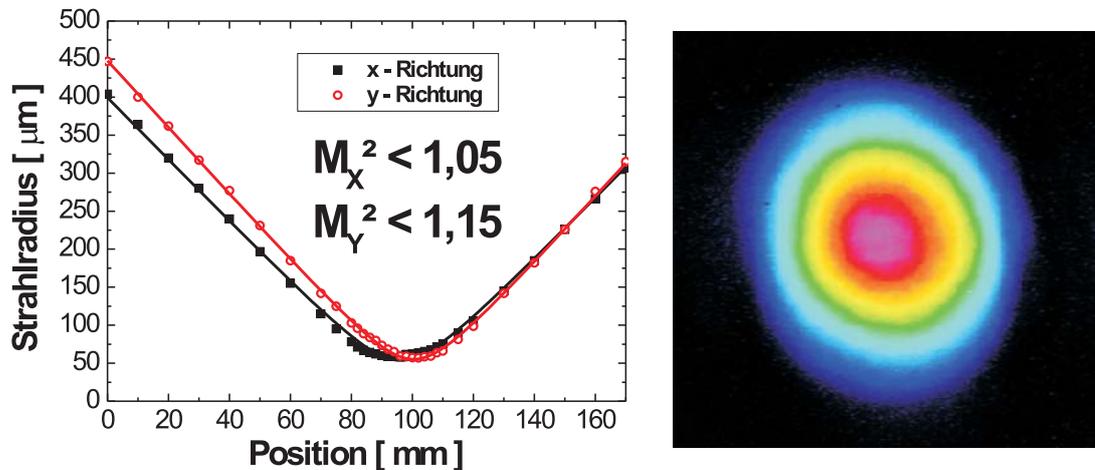


Abbildung 6.14: volle Pumpleistung: Links: M^2 -Messung der erzeugten zweiten Harmonischen. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils der zweiten Harmonischen mit einer CCD-Kamera.

für die vier verwendeten Strahlradien im Fokus aufgetragen. Zudem wird durch das Angleichen der Näherungsgleichung 6.25 an die Messkurve für den größten verwendeten Strahlradius von $125 \mu\text{m}$ die effektive Nichtlinearität des MgO:PPLN-Kristalls experimentell bestimmt. Die Näherungsgleichung beschreibt dabei Frequenzverdopplung ebener Wellen mit Pumpabbau für den Fall optimaler Phasenanpassung $\Delta k = 0$. Die resultierende Theoriekurve ist in Abbildung 6.13 links als schwarze Kurve dargestellt.

Aus dem Vergleich der Messwerte mit der Theorie ergibt sich eine effektive Nichtlinearität von $d_{eff} = 10,2 \text{ pm/V}$. Vergleicht man diesen Wert mit dem für die SHG der kontinuierlichen Strahlung bestimmten d_{eff} des aus derselben Produktionsreihe stammenden MgO:PPLN-Kristalls, so kann man Rückschlüsse auf das Auftreten von cw-Untergrund schließen. Ein massiver cw-Untergrund würde zu einer merklichen Verringerung der experimentell bestimmten effektiven Nichtlinearität führen, wobei der aus der SHG der kontinuierlichen Strahlung bestimmte Wert dabei als Referenzwert dienen kann. Der in Abschnitt 6.2 bestimmte Wert beträgt 12 pm/V . Der durch die SHG der modengekoppelten Strahlung bestimmte Wert liegt also 15% darunter. Dieser Unterschied lässt sich durch das zuvor beschriebene zeitliche Auseinanderlaufen der Impulse aufgrund der GVM erklären. Ein massiver cw-Untergrund lässt sich durch diese Messung definitiv ausschließen.

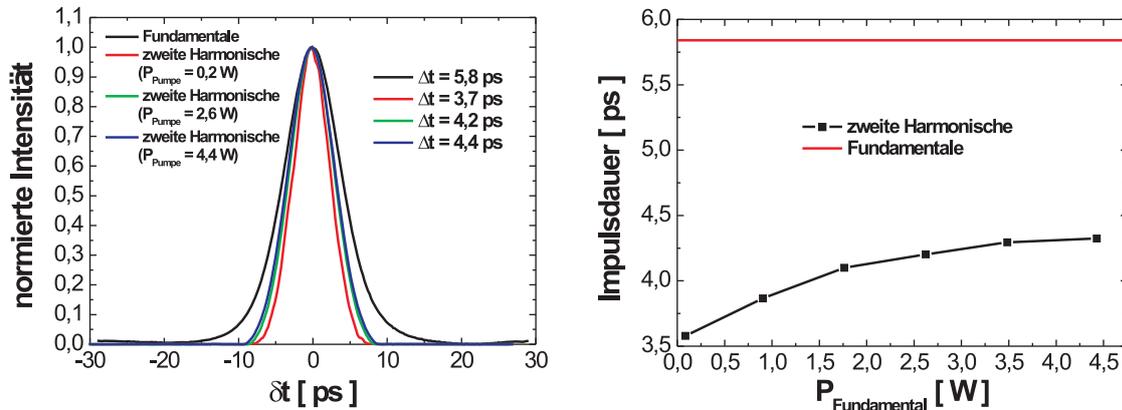


Abbildung 6.15: $\omega_P = 39 \mu\text{m}$: Links: Zeitliches Impulsprofil der Fundamentalen (schwarz) und der zweiten Harmonischen für schwaches Pumpen (rot), mittlere Pumpleistung (grün) und volle Pumpleistung (blau). Rechts: Impulsdauer der erzeugten zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahnten Fundamentalleistung.

Ein Vergleich der Kurven für die unterschiedlichen Strahlradien des Fokus im Kristall lässt erkennen, dass mit kleiner werdenden Strahlradien die Frequenzverdopplung immer größeres Sättigungsverhalten zeigt. Der Kurvenverlauf nähert sich dabei immer mehr einem linearen Verlauf an. Dies lässt vermuten, dass eine weitere Verkleinerung des Strahlradius im MgO:PPLN-Kristall keine merkliche Steigerung der Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen bewirken wird. Bei dem kleinsten Strahlradius von $39 \mu\text{m}$ wird somit die maximale mittlere Ausgangsleistung von $2,3 \text{ W}$ erreicht. Die hieraus resultierenden Konversionseffizienzen sind in Abbildung 6.13 auf der rechten Seite dargestellt. Auch anhand der Konversionseffizienz ist das Sättigungsverhalten bei kleiner werdenden Strahlradien erkennbar. Der Kurvenverlauf entspricht dabei einem exponentiellen Anstieg. Die maximal erreichte Konversionseffizienz beträgt $\eta = 49 \%$. Die erzeugte Strahlung weist für beide Raumrichtungen eine sehr kleine Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,2$ und ein gaußförmiges Strahlprofil mit einer leichten Elliptizität auf (siehe Abbildung 6.14).

Zu der mittleren Ausgangsleistung wird auch der zeitliche Impulsverlauf der erzeugtem Impulse mit Hilfe eines Autokorrelators der Firma *APE* mit einem Aufnahmebereich von 50 ps aufgenommen und die Impulsdauer mittels Angleichen einer sech^2 -Funktion ermittelt. In Abbildung 6.15 ist im linken Bild das zeitliche Impulsprofil der erzeug-

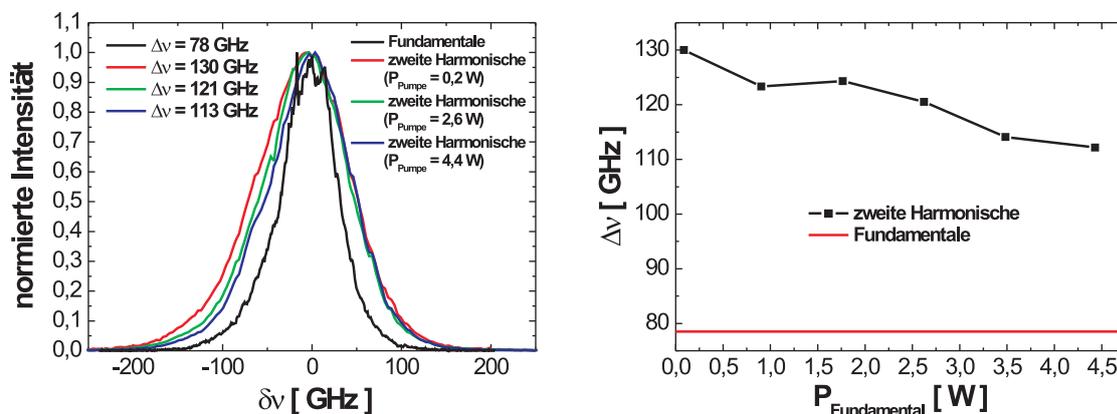


Abbildung 6.16: $\omega_P = 39 \mu\text{m}$: Links: Spektrale Verteilung der Fundamentalen (schwarz) und der zweiten Harmonischen für schwaches Pumpen (rot), mittlere Pumpleistung (grün) und volle Pumpleistung (blau). Rechts: Spektrale Breite der erzeugten zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahltten Fundamentalleistung.

ten zweiten Harmonischen für den kleinsten Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 39 \mu\text{m}$ und für unterschiedlich starke Pumpleistungen aufgetragen. Zudem ist zum Vergleich das zeitliche Impulsprofil der eingestrahltten Fundamentalen (schwarze Kurve) gezeigt. Alle gemessenen zeitlichen Impulsprofile stimmen mit dem Verlauf bei Annahme eines *sech*²-förmigen Impulses überein. Das Impulsprofil der Fundamentalstrahlung ist deutlich breiter als das der erzeugten zweiten Harmonischen. Dies resultiert aus der nichtlinearen Abhängigkeit der SHG-Leistung von der Pumpleistung. Für eine feste Pumpleistung wird zuerst der intensive Anteil im Zentrum des zeitlichen Impulsprofils konvertiert. Bei steigender eingestrahltter Fundamentalleistung werden immer mehr auch die Flanken des fundamentalen Impulses konvertiert, während das zeitliche Zentrum des SHG-Impulses gesättigt ist. Dadurch werden die zeitlichen Impulsprofile mit steigender Pumpleistung breiter. Dies ist rechts in Abbildung 6.15 zu sehen, in der die Impulsdauer in Abhängigkeit der Pumpleistung dargestellt ist (schwarze Kurve). Dabei ist zusätzlich die Impulsdauer der fundamentalen Pumpimpulse aufgetragen (rote Kurve). Wie beschrieben, wird die Impulsdauer mit höherer eingestrahltter Fundamentalleistung größer. Ist die Konversion nicht in Sättigung, so sollte diese Kurve laut der Theorie für gaußförmige Impulse gegen das $1/\sqrt{2}$ -fache der Pumpimpulsdauer streben. Bei einer Pumpimpulsdauer von 5,8 ps entspricht dies ohne Sättigung einer maximalen

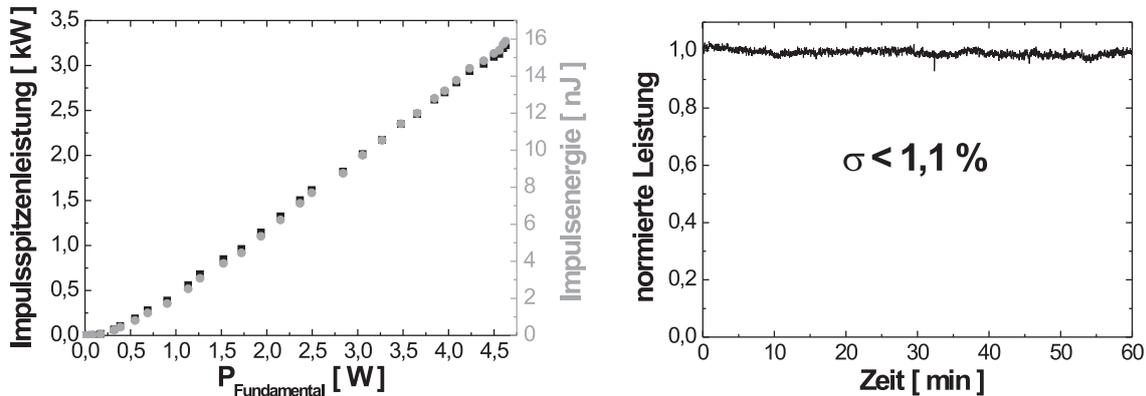


Abbildung 6.17: $\omega_P = 39 \mu\text{m}$: Links: Impulsspitzenleistung (schwarz) und Impulsenergie (grau) der erzeugten zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahlteten Fundamentalleistung. Rechts: Stabilitätsmessung der mittleren Ausgangsleistung der erzeugten zweiten Harmonischen bei voller Pumpleistung.

Impulsdauer der zweiten Harmonischen von $4,1 \text{ ps}$ [127]. In den Experimenten wird bei voller Pumpleistung eine Impulsdauer der zweiten Harmonischen von $\Delta t = 4,3 \text{ ps}$ erreicht. Der SHG-Prozess zeigt also schon Sättigungsverhalten.

Die spektrale Breite der erzeugten Impulse wird mit einem Gitterspektrographen (ANDO, Modell AQ-6135A) mit einem Auflösungsvermögen von $\Delta\lambda = 0,05 \text{ nm}$ bestimmt. In Abbildung 6.16 ist links die Frequenzverteilung der erzeugten zweiten Harmonischen für den kleinsten Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 39 \mu\text{m}$ und für unterschiedliche Pumpleistungen und zusätzlich die Frequenzverteilung der Fundamentalen dargestellt (schwarze Kurve). Bei Steigerung der Pumpleistung wird die Bandbreite der erzeugten zweiten Harmonischen geringer und nähert sich der Bandbreite der Fundamentalen an, die in diesem Fall selbst bei voller Pumpleistung noch deutlich geringer ist. Es ist dabei auffällig, dass die Frequenzverteilung ausschließlich an der ansteigenden Flanke schmaler wird. In Abbildung 6.16 ist im rechten Bild die Bandbreite über der eingestrahlteten Fundamentalleistung aufgetragen (schwarze Kurve). Zudem ist die Bandbreite der fundamentalen Strahlung als rote Linie zu sehen. Analog zur Zunahme der Impulsdauer nimmt die Bandbreite der erzeugten zweiten Harmonischen mit steigender Pumpleistung ab. Dadurch bleibt das Zeit-Bandbreite-Produkt der zweiten Harmonischen in derselben Größenordnung wie das Zeit-Bandbreite-Produkt der Fundamentalen. Die Bandbreite bei voller Pumpleistung beträgt $\Delta\nu = 113 \text{ GHz}$, woraus sich ein Zeit-Bandbreite-Produkt von $\Delta\nu\Delta t = 0,49$ ergibt.



mittlere Ausgangsleistung [W]	2, 3
Konversionseffizienz [%]	49, 3
Impulsdauer [ps]	4, 3
Impulsspitzenleistung [kW]	3, 2
Impulsenergie [nJ]	15, 9
Bandbreite [GHz]	113
Leistungsschwankungen σ_P [%]	< 1, 1
M^2	< 1, 2

Tabelle 6.4: Eigenschaften der zweiten Harmonischen des PKLM-modengekoppelten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers für einen Strahlradius des Fokus im MgO:PPLN-Kristall von 39 μm

Aus der gemessenen Impulsdauer lässt sich nach den Gleichungen 4.10 und 4.11 die Impulsspitzenleistung und die Impulsenergie der erzeugten Impulse der zweiten Harmonischen berechnen. Dabei beträgt die Repetitionsrate des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers $PRR = 143,5$ MHz. Abbildung 6.17 zeigt links die Impulsspitzenleistung (schwarze Kurve) und Impulsenergie (graue Kurve) der erzeugten Impulse in Abhängigkeit der eingestrahlichten Fundamentalleistung für den kleinsten Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 39 \mu\text{m}$. Die Impulsspitzenleistung zeigt einen linearen Anstieg mit wachsender Pumpleistung. Es wird eine maximale Impulsspitzenleistung der zweiten Harmonischen von $P_{\text{Spitze}} = 3,25$ kW erreicht. Die Impulsenergie folgt aufgrund der konstanten Repetitionsrate genau dem Verlauf der mittleren Ausgangsleistung. Die maximale Impulsenergie beträgt $E = 16$ nJ.

Um die Stabilität der SHG-Strahlung zu überprüfen, wird die mittlere Ausgangsleistung mit einem Leistungsmessgerät der Firma *Melles Griot* detektiert und über den analogen Spannungsausgang mittels eines Datenloggers der Firma *Meilhaus (Labjack U12)* ausgelesen. Die Messung wird über einen Zeitraum von einer Stunde durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.17 auf der rechten Seite dargestellt. Die mittlere Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen ist über den Messzeitraum von einer Stunde sehr stabil mit Schwankungen $\sigma < 1,1$ %. Dabei sind keine signifikanten Leistungseinbrüche detektiert worden, wie sie durch Instabilität der Modenkopplung und dabei auftretenden cw-Untergrund hervorgerufen werden könnten.

6.2.7 Fazit

Tabelle 6.4 zeigt die Eigenschaften der zweiten Harmonischen des cw-modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm für einen Strahlradius des Fokus im MgO:PPLN-Kristall von 39 μm . Es konnte eine Konversionseffizienz von knapp 50 % erreicht werden, wobei die maximale mittlere Ausgangsleistung bei 2, 3 W lag. Die Strahlqualität der erzeugten ps-Strahlung bei 671 nm war dabei ausgezeichnet und es konnten keine Einbrüche der Ausgangsleistung festgestellt werden. Die entwickelte Kurzpuls-Strahlquelle ist aufgrund ihrer hohen Spitzenintensität im roten Spektralbereich sehr gut für die Verwendung in der Materialbearbeitung geeignet und verfügt über eine Repetitionsrate im MHz-Bereich, mit der hohe Prozessgeschwindigkeiten möglich sind.

Durch die Auswertung der Leistungskennlinien der SHG konnte zudem bestätigt werden, dass im modengekoppelten Betrieb des Fundamentallasers kein signifikanter cw-Untergrund auftritt.

6.3 Frequenzverdreifachung des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Mit Hilfe der zweiten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm und der nicht konvertierten Fundamentalstrahlung kann durch Summenfrequenzmischung die dritte Harmonische im blauen Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 447 nm erzeugt werden. Für diesen Zweck wird für die SHG der etwas größere Strahlradius im Fokus von $\omega_P = 200 \mu\text{m}$ verwendet, da bei kleineren Strahlradien die fundamentale Strahlung schon zu stark abgebaut werden würde. Dies hätte eine Verschlechterung der Strahlqualität der Fundamentalen aufgrund des stärkeren Pumpabbaus im Zentrum des Gauß'schen Strahlprofils und damit eine Verringerung der Konversionseffizienz zur Folge.

Die sehr guten Eigenschaften sowohl der fundamentalen Laserstrahlung als auch der zweiten Harmonischen sollten effiziente externe THG und somit die Realisierung einer leistungsstarken blauen Laserquelle mit guter Strahlqualität ermöglichen.

6.3.1 Der Aufbau der Frequenzverdreifachung

Abbildung 6.18 zeigt den Aufbau zur Erzeugung der dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers. Der erste Teil des Aufbaus ist mit dem, im vorherigen Abschnitt beschriebenen, Aufbau zur Erzeugung der zweiten Harmonischen identisch.

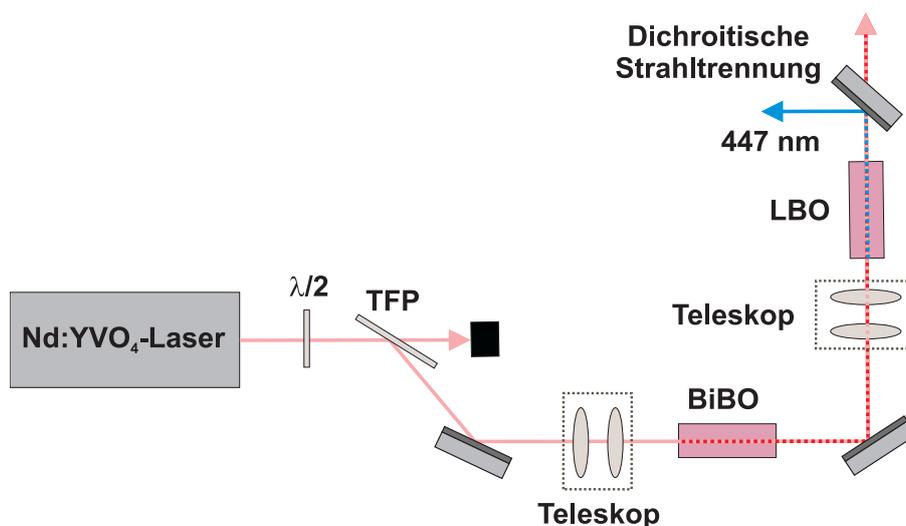


Abbildung 6.18: Schematische Aufbauskitze für die externe Frequenzverdreifachung des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers.

Die Gesamtpumpleistung des THG-Prozesses kann nur über die variable Abschwächung der Fundamentalen vor dem SHG-Prozess variiert werden. Zur Erzeugung der dritten Harmonischen wird Summenfrequenzmischung der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen verwendet. Das Verhältnis zwischen der Leistung der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen kann dabei durch Änderung der Kristalltemperatur des SHG-Kristalls variiert werden. Die Gesamtpumpleistung des THG-Prozesses bleibt dabei erhalten. Die aus dem SHG-Kristall kommende restliche Fundamentalstrahlung und die erzeugte zweite Harmonische werden mit Hilfe eines Linsensystems in den THG-Kristall fokussiert. Dabei werden verschieden große Strahlradien im Fokus gewählt, nämlich $\omega_P = 185 \mu\text{m}$, $\omega_P = 155 \mu\text{m}$ und $\omega_P = 137 \mu\text{m}$. Dabei ist der Strahlradius im Fokus für die Fundamentale und die zweite Harmonische näherungsweise gleich groß. Als THG-Kristall wird ein 20 mm langer LBO-Kristall verwendet mit einer Apertur von $3 * 3 \text{ mm}^2$. Der Kristall ist auf der Vorderseite hochtransmittierend für die Fundamentale und die zweite Harmonische beschichtet und auf der Rückseite hochtransmittierend für die zweite und dritte Harmonische. LBO zeichnet sich durch eine sehr hohe Zerstörschwelle von 25 J/cm^2 (τ_p : 10 ns , λ : 1064 nm) aus [111]. Diese Zerstörschwelle wird bei den verwendeten Pumpenergie-dichten von bis zu $2,4 \text{ J/cm}^2$ nicht erreicht. Da aber erfahrungsgemäß die Zerstörschwelle der verwendeten Beschichtungen der Kristalloberfläche in dieser Größenordnung liegt, wird auf kleinere Strahlradien als $137 \mu\text{m}$ verzichtet. Der Kristall ist für nichtkritische Phasenanpassung geschnitten

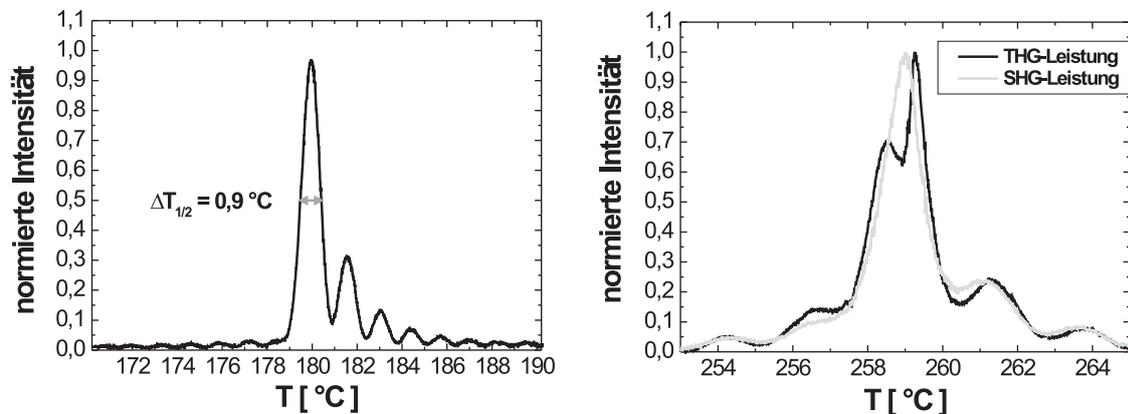


Abbildung 6.19: Links: Phasenanpassungskurve der Erzeugung der dritten Harmonischen bei Änderung der THG-Kristalltemperatur. Rechts: Phasenanpassungskurve der Erzeugung der dritten Harmonischen (schwarze Kurve) und der Erzeugung der zweiten Harmonischen (graue Kurve) bei Änderung der SHG-Kristalltemperatur.

($\Theta = 0^{\circ}$, $\Phi = 0^{\circ}$). Die Phasenanpassungstemperatur liegt dabei bei ungefähr $T_{Phase} = 180^{\circ}\text{C}$. Die effektive Nichtlinearität für diesen Prozess beträgt $d_{eff} = 0,69 \text{ pm/V}$ [111]. Der Kristall ist leicht in der Phasenanpassungsebene verkippt, um Rückreflexionen in den SHG-Kristall beziehungsweise Nd:YVO₄-Laser zu vermeiden. Die für den THG-Prozess benötigten Polarisierungen der beteiligten Pumpwellenlängen sind durch den Typ I-SHG-Prozess automatisch gegeben. Um die Phasenanpassungstemperatur stabil erreichen zu können, wird der LBO-Kristall in einem Temperatur-stabilisierten Ofen gehalten. Der Kristall ist dabei in alle drei Raumrichtungen verschiebbar und eine Rotation des Kristalls um alle drei Raumwinkel ist möglich.

Nach dem THG-Kristall wird dann zuerst die restliche zweite Harmonische mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels von der Fundamentalen und der dritten Harmonischen getrennt. Danach folgt ein zweiter Dichroit, der zusätzlich die Fundamentale von der dritten Harmonischen trennt. Die Strahlung in der dritten Harmonischen kann dann zur weiteren Charakterisierung verwendet werden.

Die Phasenanpassungskurve des THG-Prozesses bei Änderung der Temperatur des LBO-Kristalls über einen Bereich von 170°C bis 190°C ist in Abbildung 6.19 auf der linken Seite zu sehen. Die gemessene Kurve zeigt eine Asymmetrie der Intensität der Nebenmaxima. Die bei höherer Kristalltemperatur gelegenen Nebenmaxima weisen eine deutlich höhere Konversion auf als die zugehörigen Nebenmaxima unterhalb



der Phasenanpassungstemperatur. Dies lässt sich durch denselben Effekt erklären, der schon für die Asymmetrie der Phasenanpassungskurve der SHG verantwortlich war, nämlich eine inhomogene Temperaturverteilung im Kristall aufgrund von Absorption der Pumpstrahlung. Die Halbwertsbreite der Phasenanpassungskurve bezüglich der Kristalltemperatur beträgt $\Delta T_{1/2} = 0,93$ °C. Der THG-Prozess ist also sensibler gegenüber Temperaturänderungen als der SHG-Prozess. Dies sollte aber aufgrund der guten Temperaturstabilisierung des Kristallofens auf $\Delta T = \pm 0,01$ °C kein Problem darstellen. Eine weitere Optimierung des THG-Prozesses kann durch die Änderung der Temperatur des SHG-Kristalls vorgenommen werden. Wenn bei der Erzeugung der zweiten Harmonischen zuviel Leistung aus der Fundamentalen in die zweite Harmonische konvertiert wird, kann es sich in zweierlei Hinsicht negativ auf den THG-Prozess auswirken. Zum einen kann sich dadurch ein schlechtes Verhältnis zwischen den Leistungen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen einstellen. Dadurch wird die THG-Leistung durch zu wenig zur Verfügung stehende restliche Fundamentalstrahlung begrenzt. Zum anderen kann zu starker Abbau der Fundamentalstrahlung zu einer gravierenden Verschlechterung der Strahlqualität der Fundamentalen führen, was einem effizienten THG-Prozess entgegenwirkt. Um die optimale Temperatur des SHG-Kristalls zu finden, wird für einen Bereich der Temperatur von 253 °C bis 265 °C die Leistung der dritten Harmonischen aufgenommen. Die Phasenanpassungskurve der THG-Leistung (schwarze Kurve) ist in Abbildung 6.19 im rechten Bild zusammen mit der Phasenanpassungskurve der SHG (graue Kurve) zu sehen. Die Kurve der THG-Leistung spiegelt, den Verlauf im Hauptmaximum der SHG ausgenommen, die Phasenanpassungskurve des SHG-Prozesses wieder. Im Hauptmaximum tritt der zuvor beschriebene Effekt auf, der durch einen Einbruch der THG-Leistung im Zentrum des Maximums deutlich wird. Die maximale Leistung der dritten Harmonischen wird in der abfallenden Flanke des SHG-Hauptmaximums erreicht, welche bei höheren Kristalltemperaturen liegt. Dieses Maximum der THG-Leistung ist relativ schmal. Aber auch dies stellt aufgrund der sehr guten Temperaturstabilisierung des SHG-Ofens kein Problem dar.

6.3.2 Charakterisierung der dritten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm

Um die Eigenschaften der erzeugten dritten Harmonischen ausführlich zu charakterisieren, werden für die verschiedenen Strahlradien im Fokus ($\omega_P = 185$ μm , $\omega_P = 155$ μm und $\omega_P = 137$ μm) die Kennlinien der mittleren Ausgangsleistung und der Impulsdauer in Abhängigkeit der in den SHG-Kristall eingebrachten Fundamentalleistung aufge-

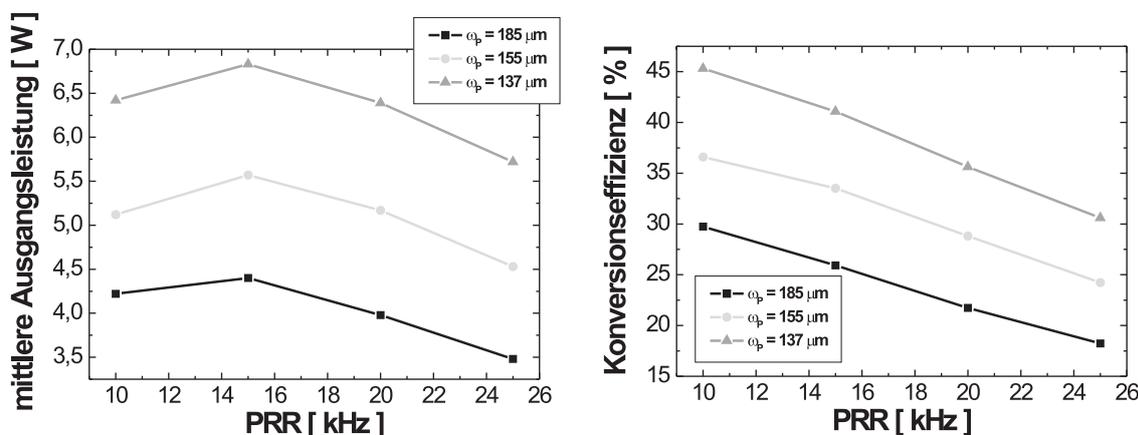


Abbildung 6.20: $\omega_p = 185 \mu\text{m}$ (schwarz), $\omega_p = 155 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ (dunkelgrau): Links: Mittlere Ausgangsleistung der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Rechts: Konversionseffizienz der Erzeugung der dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

nommen. Daraus kann mit Hilfe der Gleichungen 4.10 und 4.11 auf die Impulsspitzenleistung und die Impulsenergie zurückgerechnet werden. Abbildung 6.20 zeigt links die Leistung der dritten Harmonischen bei voller Pumpleistung in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die verschiedenen Strahlradien. Man erkennt, dass bei allen Strahlradien im Fokus das Maximum der mittleren Ausgangsleistung bei einer Repetitionsrate von 15 kHz erreicht wird, da bei dieser Repetitionsrate das Verhältnis zwischen mittlerer Ausgangsleistung und Impulsspitzenleistung am besten ist. Bei der THG verschiebt sich dieses Maximum nicht mit Änderung des Strahlradius, wie es bei der SHG der Fall war. Der Grund hierfür wird aus dem rechten Bild in Abbildung 6.20 ersichtlich. Hier ist die Konversionseffizienz ($1342 \text{ nm} + 671 \text{ nm} \rightarrow 447 \text{ nm}$) bei voller Pumpleistung in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die drei Strahlradien aufgetragen. Für alle drei Strahlradien im Fokus hat die Konversionseffizienz einen nahezu linearen Verlauf mit der Repetitionsrate. Die Konversion ist für die THG bei den gewählten Parametern also noch nicht so stark, dass der Prozess in Sättigung geht. Dies war bei der SHG für das Ansteigen der Repetitionsrate, bei der die maximale Ausgangsleistung erreicht wurde, für kleinere Strahlradien verantwortlich. Beim kleinsten verwendeten Strahlradius von $\omega_P = 137 \mu\text{m}$ und einer Repetitionsrate von 15 kHz wird so eine maximale mittlere Ausgangsleistung in der dritten Harmonischen von $P_{\text{mittel}} = 6,83 \text{ W}$ erreicht.

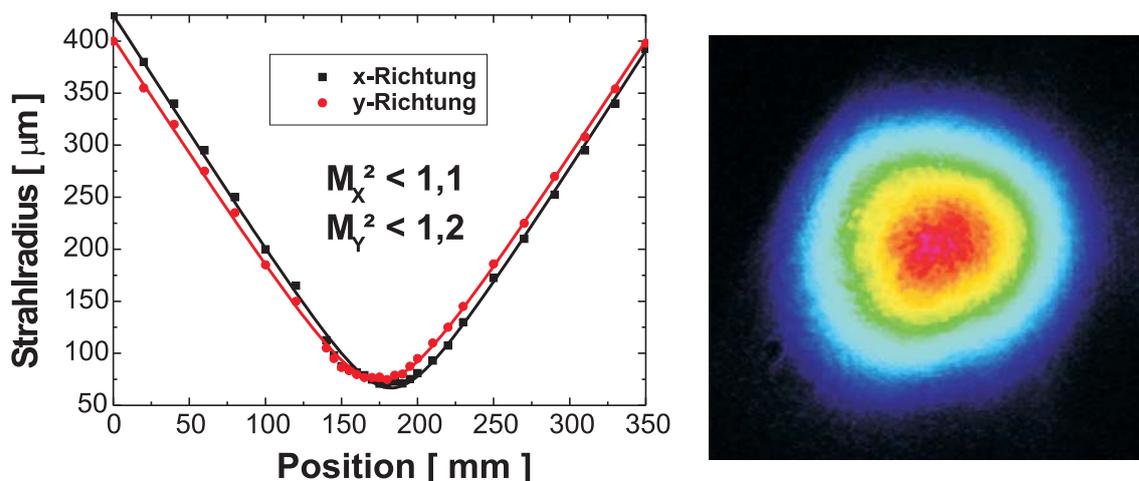


Abbildung 6.21: $PRR = 10 \text{ kHz}$, $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ und volle Pumpleistung: Links: M^2 -Messung der dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers. Rechts: Aufnahme des räumlichen Strahlprofils der dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers mit einer CCD-Kamera.

Dies entspricht bei einer eingestrahnten Pumpleistung von $16,6 \text{ W}$ einer Konversionseffizienz von $\eta = 41,1 \%$. Die maximale Konversionseffizienz von $\eta = 45,9 \%$ wird beim gleichen Strahlradius im Fokus und einer Repetitionsrate von 10 kHz erreicht. Die 447 nm -Strahlung ist dabei beugungsbegrenzt ($M^2 < 1,2$) und weist nahezu ein Gaußprofil auf. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 6.21 aufgetragen. Eine genauere Beschreibung der Messmethoden kann man in Kapitel 3.1.4 finden.

In Abbildung 6.22 sind die Spitzenleistung beziehungsweise die Energie der erzeugten Impulse der dritten Harmonischen bei voller Pumpleistung in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die drei verschiedenen Strahlradien zu sehen. Sowohl die Impulsspitzenleistung als auch die Impulsenergie steigen mit sinkender Repetitionsrate an. Dabei ändert sich der qualitative Verlauf der Kennlinien nicht mit sich änderndem Strahlradius. Die maximalen Werte werden beim kleinsten Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ und der niedrigsten Repetitionsrate von 10 kHz erreicht. Die Impulsspitzenleistung beträgt dabei $P_{\text{Spitze}} = 34,9 \text{ kW}$ und die Impulsenergie $E = 0,64 \text{ mJ}$.

Die Dauer der Impulse der dritten Harmonischen bei voller Pumpleistung ist in Abbildung 6.23 auf der linken Seite in Abhängigkeit der Repetitionsrate für die drei Strahlradien aufgetragen. Zusätzlich ist zum Vergleich die Impulsdauer der Fundamentalen zu sehen (schwarze Kurve, ungefüllte Dreiecke). Die Impulse der dritten Harmonischen sind wesentlich kürzer als die Fundamentalimpulse. Dabei nimmt der Unterschied mit

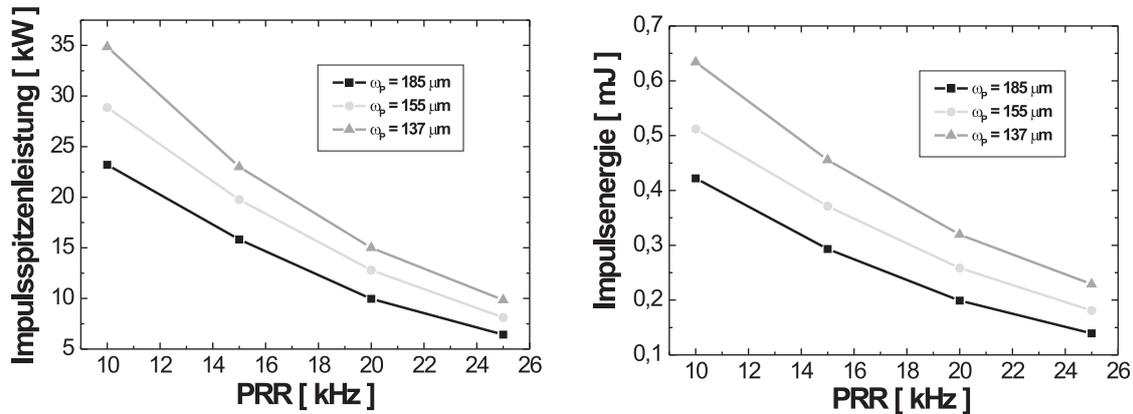


Abbildung 6.22: $\omega_p = 185 \mu\text{m}$ (schwarz), $\omega_p = 155 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ (dunkelgrau): Links: Impulsspitzenleistung der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate. Rechts: Impulsenergie der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

sinkender Repetitionsrate ab. Zudem werden die Impulse der dritten Harmonischen im Rahmen der Messgenauigkeit bei kleineren Strahlradien im Fokus breiter. Dies wird, wie schon bei der SHG erklärt, durch den zunehmenden Abbau der Impulsflanken bei wachsender Konversion verursacht. Die zeitliche Impulsform der Fundamentalen vor der Frequenzverdopplung, der abgebauten zweiten Harmonischen, der abgebauten Fundamentalstrahlung und der dritten Harmonischen wird mit Hilfe von drei schnellen Germanium- beziehungsweise Silizium-Photodioden und einem Digital-Oszilloskop der Firma *LeCroy* vom Typ *WavePro 950* aufgenommen (Abbildung 6.23 rechts). Dabei sind alle vier Profile auf eine Intensität von 1 normiert. Das Impulsprofil der dritten Harmonischen (blaue Kurve) ist schmaler als das der Fundamentalen (schwarze Kurve), weil hauptsächlich das intensive Zentrum des zeitlichen Impulsprofils konvertiert wird. Das Impulsprofil der abgebauten Fundamentalen (grüne Kurve) ist aus diesem Grund im Vergleich zur eingestrahlten Fundamentalen wesentlich breiter. Im Impulsprofil der abgebauten zweiten Harmonischen (rote Kurve) ist der Pumpabbau nur sehr schwach in der abfallenden Flanke zu erkennen, die dadurch ein wenig breiter wird.

Auch für die dritte Harmonische wird das optische Spektrum mit Hilfe eines Scanning-Fabry-Pérot-Interferometers gemessen. Der freie Spektralbereich ist dabei $FSR = 150 \text{ GHz}$. In Abbildung 6.24 ist im linken Bild das gemessene Spektrum

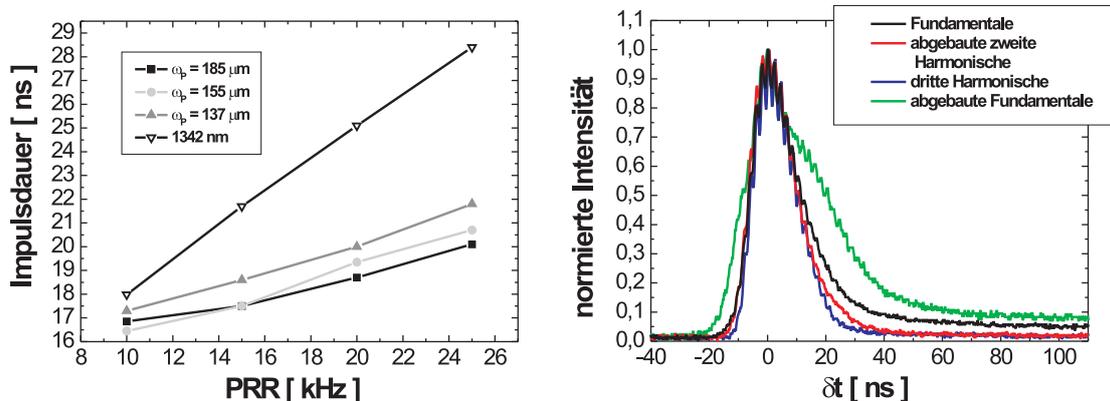


Abbildung 6.23: Links: Impulsdauer der Fundamentalen (schwarz, ungefüllte Dreiecke) und der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers in Abhängigkeit der Repetitionsrate für einen Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 185 \mu\text{m}$ (schwarz, gefüllte Quadrate), $\omega_p = 155 \mu\text{m}$ (hellgrau) und $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ (dunkelgrau). Rechts: Zeitliche Impulsform der eingestrahlichten Fundamentalstrahlung (schwarz), der abgebauten zweiten Harmonischen (rot), der dritten Harmonischen (blau) und der abgebauten Fundamentalstrahlung (grün) für $\omega_p = 137 \mu\text{m}$.

(schwarze Kurve) für einen Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ und eine Repetitionsrate von $PRR = 10 \text{ kHz}$ zu sehen. Es ist immer noch der Etalon-Effekt im Fundamentallaser zu erkennen, der eine periodische Modulation mit einem Frequenzabstand von $\Delta\nu_{max} = 16,4 \text{ GHz}$ bewirkt. Die Halbwertsbreite des Spektrums wird durch das Angleichen einer Gaußfunktion (graue Kurve) an das Spektrum bestimmt. Die resultierende Halbwertsbreite beträgt $\Delta\nu_{FWHM} = 54 \text{ GHz}$, was einer Halbwertsbreite der Wellenlänge von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,04 \text{ nm}$ entspricht. Das Spektrum ist somit etwas schmaler als das Spektrum der zweiten Harmonischen. Dies wird durch die stärkere Konversion des zentralen Bereichs des Spektrums mit höherer Intensität im Vergleich zu den weniger intensiven Flanken des Spektrums bewirkt. Die äußeren Nebenmaxima, die durch den Etalon-Effekt hervorgerufen werden, sind deshalb nur noch sehr schwach ausgeprägt.

Des Weiteren wird die mittlere Ausgangsleistung über einen Zeitraum von einer Stunde mit einem Leistungsmessgerät der Firma *Melles Griot* und einem Datenlogger der Firma *Meilhaus (Labjack U12)* aufgenommen. Dies geschah exemplarisch bei dem kleinsten verwendeten Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ und einer Repetitionsrate

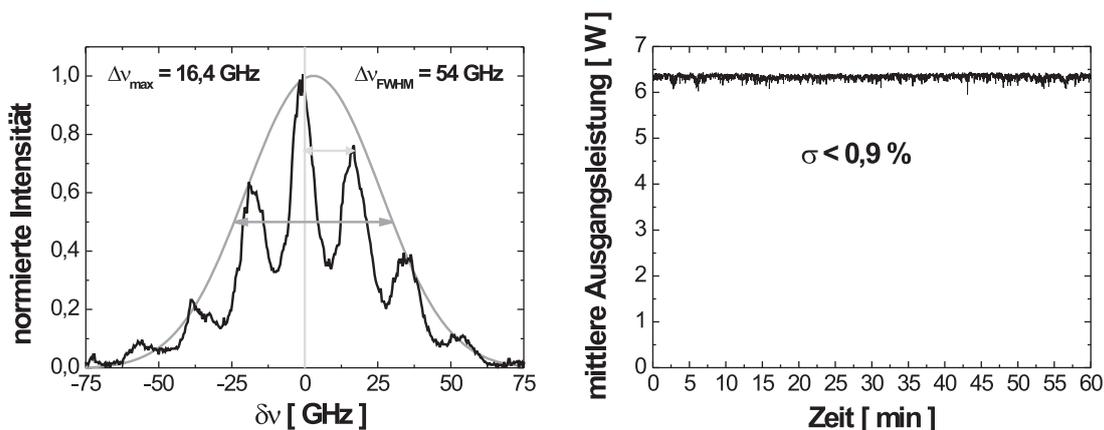


Abbildung 6.24: $PRR = 10 \text{ kHz}$, $\omega_p = 137 \mu\text{m}$ und volle Pumpleistung: Links: Spektrale Verteilung der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers (schwarz) und an die Messkurve angeglichenen Gaußfunktion (grau). Rechts: Stabilitätsmessung der mittleren Ausgangsleistung der erzeugten dritten Harmonischen des gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers.

von 10 kHz. Die resultierende Messkurve ist rechts in Abbildung 6.24 zu sehen. Die mittlere Ausgangsleistung der dritten Harmonischen ist sehr stabil mit Schwankungen $\sigma < 0,9 \%$. Die Stabilität hat sich im Vergleich zur Fundamentalen und der zweiten Harmonischen also, trotz der schmalen Halbwertsbreiten der Maxima der Phasenpas-

Repetitionsrate [kHz]	10	15	20	25
mittlere Ausgangsleistung [W]	6,4	6,8	6,4	5,7
Konversionseffizienz [%]	45,9	41,1	35,6	30,6
Impulsdauer [ns]	17,3	18,6	20	21,8
Impulsspitzenleistung [kW]	34,9	23	15	9,9
Impulsenergie [mJ]	0,6	0,5	0,3	0,2
spektrale Breite [GHz]	54			
Leistungsschwankungen σ_P [%]	< 0,9			
M^2	< 1,2			

Tabelle 6.5: Eigenschaften der dritten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Hochleistungslasers für einen Strahlradius im Fokus von $\omega_p = 137 \mu\text{m}$



sungskurven, nicht verschlechtert. Dies ist auf die sehr gute Temperaturstabilisierung der verwendeten Kristall-Öfen zurückzuführen.

6.3.3 Fazit

In Tabelle 6.5 sind die wichtigsten Eigenschaften der dritten Harmonischen des aktiv gütegeschalteten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm für den kleinsten Strahlradius des Fokus im THG-Kristall von $\omega_P = 137 \mu\text{m}$ aufgetragen.

Maximal wurde für eine Repetitionsrate von 15 kHz eine mittlere Ausgangsleistung von 6,8 W erreicht. Dies ist zwar weniger als die von H. Peng veröffentlichte Leistung von 7,6 W, bei der die Strahlung aber eine wesentlich schlechtere Strahlqualität mit einem M^2 von 12 und wesentlich längere Impulsdauern aufwies [128]. Die Impulsspitzenleistung bei 10 kHz von 35 kW stellt die bisher höchste veröffentlichte Impulsspitzenleistung eines frequenzverdreifachten gütegeschalteten 1342 nm-Lasers dar. Die realisierte 447 nm-Strahlquelle bietet sich aufgrund ihrer hohen mittleren Ausgangsleistung, großen Impulsspitzenleistung und Impulsenergie sowie der guten Strahlqualität zum Beispiel für die Verwendung in der Mikromaterialbearbeitung an. Des Weiteren kann durch weitere Frequenzkonversion der 447 nm-Strahlung Strahlung im mittleren und tiefen Ultravioletten erzeugt werden.





Kapitel 7

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die experimentelle Realisierung von neuen Konzepten für Hochleistungs-Nd:YVO₄-Laser bei 1342 nm. Aufgrund des sehr großen Quantendefekts und der zusätzlich bei 1342 nm stark auftretenden ESA resultiert ein Großteil der absorbierten Pumpleistung in einem Wärmeeintrag in den Laserkristall. Dadurch entstehen zum einen sehr starke thermische Linsen im Laserkristall und zum anderen kann der sehr große Wärmeeintrag zu einer Zerstörung des Kristalls führen.

Mit Hilfe der optischen Anregung bei 888 nm und der damit verbundenen schwachen Absorption im Nd:YVO₄-Kristall war es möglich den Wärmeeintrag über ein großes Volumen des niedrig-dotierten Nd:YVO₄-Kristalls zu verteilen. Dadurch konnte eine maximale Pumpleistung von 110 W eingestrahlt werden, ohne eine Beschädigung des Kristalls zu riskieren. Des Weiteren führte die weiträumige Verteilung der Wärmelast zu einer Reduzierung der thermischen Linse, wodurch die Konstruktion eines stabilen Resonators ermöglicht wurde. Um die Auswirkungen des neuen Pumpkonzepts auf die thermo-optischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Nd:YVO₄-Kristall zu untersuchen, wurden diese für das verwendete Pumpkonzept mit Hilfe einer numerischen Simulation berechnet. Dadurch konnte man eine Zerstörung des Laserkristalls durch die thermische Ausdehnung ausschließen und es ergab sich eine Reduzierung der thermischen Linsenwirkung im Vergleich zur optischen Anregung bei 808 nm um 50 %. Zudem wurde die Brennweite der thermischen Linse experimentell in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung bestimmt. Die Brennweite der thermischen Linse betrug bei der vollen Pumpleistung von 110 W mit aktivem 1342 nm-Laserprozess 65 mm und ohne Laserbetrieb 110 mm.

Basierend auf den für die Brennweite der thermischen Linse gemessenen Werten konnte ein geeignetes Resonatorkonzept entwickelt werden, das für die beiden stark unter-

schiedlichen Brennweiten, mit aktivem Laserbetrieb bei 1342 nm und ohne Laserbetrieb, stabil war. Somit konnte stabiler Laserbetrieb mit gleichzeitig guter Modenanpassung realisiert werden. Der Laser lieferte im Dauerstrich-Betrieb eine Ausgangsleistung von 24 W bei einer absorbierten Pumpleistung von 84 W, was einer optischen Effizienz von 29 % entsprach. Es konnte eine hohe Stabilität der Ausgangsleistung über einen Zeitraum von einer Stunde mit Schwankungen kleiner 1 % nachgewiesen werden. Aufgrund der Diskriminierung der höheren Moden durch die sehr gute Modenanpassung zwischen Lasermode und Pumpmode emittierte der Laser beugungsbegrenzte Strahlung im Gauß'schen Grundmode mit einer Beugungsmaßzahl M^2 kleiner 1,1. Der Laser wies zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der Ergebnisse die höchste Ausgangsleistung bei gleichzeitig sehr guter Strahlqualität für einen Dauerstrich-Laser bei 1,3 μm auf. In jüngeren Veröffentlichungen wurden andere erfolgreiche Ansätze aufgezeigt, um eine Leistungsskalierung von 1342 nm zu erreichen, wie zum Beispiel mit Hilfe der Innoslab-Technologie [90] oder das Verwenden von Laserkristallen mit undotierten Enden [91].

Aufgrund der hervorragenden Eigenschaften des entwickelten Dauerstrich-Lasers konnte effiziente Frequenzverdopplung außerhalb des Resonators im Einfachdurchgang durch einen 40 mm langen MgO-dotierten periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall, der eine hohe effektive Nichtlinearität von 12 pm/V aufwies, erreicht werden. Dabei konnte eine für einen extern frequenzverdoppelten Dauerstrich-Laser sehr hohe Konversions-effizienz von 51 % erreicht werden. Dies entsprach einer Ausgangsleistung bei 671 nm von 10 W. Die Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung war weiterhin sehr stabil mit Schwankungen kleiner 1,3 % über einen Zeitraum von einer Stunde. Die Strahlqualität der zweiten Harmonischen war mit einer Beugungsmaßzahl M^2 kleiner 1,05 ausgezeichnet. Durch die hohe Effizienz der SHG konnte eine Leistungsskalierung der bisher erreichten Leistungen für frequenzverdoppelte Festkörperlaser bei 1,3 μm um einen Faktor zwei erreicht werden. Die vorgestellte Strahlquelle ist damit sehr gut für die weitere Anwendung als Pumpquelle in der Nichtlinearen Optik geeignet, zum Beispiel für einen rot-gepumpten auf PPLN-basierenden cw-OPO. Da Lithiumniobat nur eine vernachlässigbare Absorption bei 671 nm aufweist, kann damit das Problem der grün-induzierten Infrarot-Absorption (GRIIRA) umgangen werden, aber dennoch ein ähnlicher Wellenlängenbereich wie für einen grün-gepumpten OPO erreicht werden.

Da das Konzept der optischen Anregung bei einer Wellenlänge von 888 nm erfolgreich für die Leistungsskalierung von kontinuierlich emittierenden Nd:YVO₄-Lasern bei 1342 nm eingesetzt werden konnte, wird eine Umsetzung des verwendeten Pumpkonzepts für die Realisierung eines leistungsstarken kontinuierlich emittierenden Ring-Lasers bei 1342 nm vorstellbar. Mit Hilfe von schmalbandiger Seed-Strahlung bei

1342 nm wäre es möglich den Ring-Laser in den longitudinalen Single-Mode-Betrieb zu zwingen. Basierend auf solch einer schmalbandigen Strahlquelle und vor allem deren frequenzverdoppelter Strahlung würde sich ein weites Feld von neuen Anwendungen in der Spektroskopie eröffnen, zum Beispiel für das Kühlen von Lithium-Atomen [129]

Ausgehend von dem entwickelten Dauerstrich-Laser war es möglich durch geeignete Anpassung des Resonator-Designs und Einsetzen eines akusto-optischen Modulators aktive Güteschaltung des Nd:YVO₄-Lasers zu realisieren. Dadurch entstand eine leistungsstarke ns-Impulsquelle, deren mittlere Ausgangsleistung für verschiedene Impulsrepetitionsraten PRR zwischen 10 W für $PRR = 6$ kHz und 20 W für $PRR = 20$ kHz variierte. Dabei wiesen die Impulse eine zeitliche Dauer zwischen 15 ns und 25 ns auf. Dies entsprach sehr hohen Impulsspitzenleistungen von bis zu 108 kW bei $PRR = 6$ kHz und einer Impulsenergie von 1,7 mJ. Die Stabilität sowohl der mittleren Ausgangsleistung als auch der Impulsenergie war dabei ausgezeichnet. Da der Laser speziell für Repetitionsraten im unteren kHz-Bereich optimiert wurde, war die Strahlung für diesen Bereich beugungsbegrenzt. Dank der bei der Entwicklung des Dauerstrich-Lasers getätigten Vorarbeit konnten somit die bisher veröffentlichten Ergebnisse für gütegeschaltete ns-Laser bei 1342 nm sowohl in mittlerer Ausgangsleistung als auch in Impulsspitzenleistung und Impulsenergie deutlich übertroffen werden.

Die hohen Impulsspitzenleistungen und Impulsenergien in Verbindung mit der herausragenden Strahlqualität des ns-Lasers bei 1342 nm ermöglichten die Erzeugung von ns-Strahlung im roten und blauen Spektralbereich durch SHG beziehungsweise THG. Dabei wurde die SHG extern in einem Wismutborat-Kristall, der im Vergleich zu anderen Bulk-Materialien eine hohe effektive Nichtlinearität aufweist, realisiert und es konnte eine mittlere Ausgangsleistung bei 671 nm von bis zu 12,2 W erzeugt werden. Die Impulsrepetitionsrate betrug dabei 20 kHz und die Impulsdauer 22,8 ns, was einer Impulsspitzenleistung von 25,2 kW entsprach. Die höchste Impulsspitzenleistung und zugleich auch Impulsenergie wurde bei einer Repetitionsrate von 8 kHz mit Werten von 61,8 kW und 1 mJ erreicht. Hervorzuheben ist zudem die sehr hohe Konversionseffizienz von 64,1 %, die bei $PRR = 15$ kHz auftrat. Trotz der sehr hohen Phasenanpassungstemperatur von 259 °C war der SHG-Prozess mit Leistungsschwankungen kleiner 1,2 % sehr stabil. Dies war auf die sehr gute Temperaturstabilisierung des Kristallofens zurückzuführen. Die Strahlqualität blieb auch in der zweiten Harmonischen ausgezeichnet.

Durch die Summenfrequenzmischung der fundamentalen und der frequenzverdoppelten Laserstrahlung in einem Lithiumtriborat-Kristall konnte effiziente Erzeugung der dritten Harmonischen bei einer Wellenlänge von 447 nm realisiert werden. Dabei wur-

de eine maximale Konversionseffizienz von 46 % erreicht. Die höchste mittlere Ausgangsleistung betrug 6,8 W bei einer Impulsrepetitionsrate von 15 kHz. Die erzielten Impulsdauern lagen dabei im Bereich um 20 ns. Die maximale Impulsspitzenleistung wurde bei der minimal verwendeten Repetitionsrate von 10 kHz erreicht und betrug 34,9 kW. Die Impulsenergie wies bei derselben Repetitionsrate einen Wert von 0,64 mJ auf. Die mittlere Ausgangsleistung war trotz der Hintereinanderschaltung zweier nichtlinearer Prozesse immer noch sehr stabil mit Schwankungen kleiner 0,9 %. Das gleiche lässt sich für die Strahlqualität aussagen, die mit einer Beugungsmaßzahl M^2 kleiner 1,2 sehr gut war. Auch für die frequenzverdreifachte Strahlung des ns-Lasers entsprach die erreichte Impulsspitzenleistung einer Verbesserung der bisher veröffentlichten Ergebnisse. Zudem wies die Strahlung der dritten Harmonischen die höchste mittlere Ausgangsleistung für Strahlquellen ähnlich guter Strahlqualität auf.

Die hohen mittleren Ausgangsleistungen und gute Strahlqualität der 671 nm- und 447 nm-Strahlung sollten durch die jeweilige Frequenzverdopplung Erzeugung von gepulster Strahlung im ultravioletten Spektralbereich ermöglichen. Dadurch ist es möglich Strahlung bei 335 nm beziehungsweise bei 224 nm zu erzeugen. Dies konnte in Vorversuchen bestätigt werden. Es konnte auf diese Art und Weise eine mittlere Ausgangsleistung von ungefähr 4 W bei 335 nm und bis zu 1,2 W bei 224 nm erreicht werden. Eine Optimierung des verwendeten Aufbaus und eine detailliertere Charakterisierung sollten zur Realisierung einer leistungsstarken UV-Strahlquelle führen können. Die guten Ergebnisse der Vorversuche der Erzeugung der sechsten Harmonischen versprechen zudem effiziente Erzeugung der siebten Harmonischen bei 192 nm, welche in der VUV-Lithographie Verwendung findet [5, 6].

Der in dieser Arbeit realisierte cw-modengekoppelte Laser stellte die erstmalige reine Umsetzung des PKLM-Verfahrens in den Wellenlängenbereich um $1,3 \mu\text{m}$ dar, ohne einen zusätzlichen nichtlinearen Spiegel auszunutzen. Dadurch konnte eine Möglichkeit der Leistungsskalierung von modengekoppelten Lasern bei $1,3 \mu\text{m}$ aufgezeigt werden. Unter Verwendung eines Lithiumtriborat-Kristalls zur Erzeugung einer parametrischen Kerr-Linse konnte ps-Strahlung mit einer mittleren Ausgangsleistung von bis zu 6,5 W erzeugt werden, was die bisher veröffentlichten mittleren Ausgangsleistungen um 40 % übertraf. Die Modenkopplung war dabei selbststartend und wies keinerlei Anzeichen von cw-Untergrund auf. Die erreichten Impulsdauern waren zudem sehr kurz und lagen zwischen 3,7 ps und 10 ps. Somit konnte eine maximale Impulsspitzenleistung von 7,3 kW bei einer Impulsrepetitionsrate von 143,5 MHz realisiert werden. Die erzeugte Strahlung war dabei für alle verwendeten Auskopplungen beugungsbegrenzt und die

Impulse nahezu Fourier-limitiert. Das verwendete Modenkopplungsverfahren war sehr stabil und wies über mehrere Stunden keine Einbrüche der Modenkopplung auf.

Durch die stetige Entwicklung der SESAM-Technologie für 1342 nm-Laser ist für eine Weiterführung dieser Arbeiten die Verwendung eines Hybrid-Aufbaus denkbar. Durch eine Kombination der beiden Verfahren könnte die PKLM zur Entlastung des SESAMs dienen, da durch die zusätzliche Modulation der PKLM die nötige Strahlungsintensität auf dem SESAM reduziert wird. Dadurch könnte langzeitstabiler Betrieb ohne Zerstörung des SESAMs bei hohen mittleren Ausgangsleistungen vergleichbar mit der Dauerstrich-Leistung möglich sein.

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen des modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers in einem kurzen MgO-dotierten periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall resultierte in einer Konversionseffizienz von bis zu 50 %. Dies entsprach einer maximalen mittleren Ausgangsleistung von 2,3 W. Die Impulsdauer der zweiten Harmonischen betrug dabei 4,3 ps und die Impulspitzenleistung somit 3,2 kW. Die frequenzverdoppelte Strahlung war weiterhin stabil im Bezug auf die mittlere Ausgangsleistung und von einer sehr guten Strahlqualität. Diese sehr guten Ergebnisse für die Erzeugung der zweiten Harmonischen lassen darauf schließen, dass bei der Modenkopplung mit Sicherheit kein cw-Untergrund auftrat. Die realisierte 671 nm-Strahlquelle liefert also stabilen Betrieb und Strahlung in Form von kurzen intensiven ps-Impulsen im roten Spektralbereich, welche sich aufgrund ihrer guten Strahlqualität und der großen Repetitionsrate von 143,5 MHz sehr gut für die Wellenlängen-sensitive Bearbeitung von Materialien mit einer hohen Prozessgeschwindigkeit eignet.

Die Ergebnisse zeigen, dass durch das verwendete Pumpkonzept, der optischen Anregung eines langen niedrig-dotierten Nd:YVO₄-Kristalls mit einer Laserdiode bei einer Wellenlänge von 888 nm, der damit einhergehenden weiträumigen Verteilung der Wärmelast im Kristall und die Konzipierung eines stabilen und modenangepassten Resonators eine Leistungsskalierung von 1342 nm-Lasern ermöglicht wurde. Die Umsetzung dieses Konzepts auf die Erzeugung kurzer Impulse gelang in einem, speziell an die jeweiligen Anforderungen angepassten, Resonatordesign durch die Verwendung eines AOMs zur Erzeugung aktiv gütegeschalteter ns-Impulse sowie mit Hilfe des PKLM-Verfahrens zur Erzeugung cw-modengekoppelter ps-Impulse. Die herausragenden Eigenschaften der realisierten Lasersysteme gewährleisteten sehr gute Ergebnisse für die weitere Frequenzkonversion der Fundamentalstrahlung und somit die Entwicklung leistungsstarker Strahlquellen im sichtbaren Spektralbereich, deren Eigenschaften ein weites Feld von Anwendungen bedienen.





Literaturverzeichnis

- [1] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*. Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [2] PAYNE, S. A., L. L. CHASE und G. D. WILKE: *Optical Spectroscopy of the New Laser Materials $LiSrAlF_6:Cr^{3+}$ and $LiCaAlF_6:Cr^{3+}$* . J. of Luminescence, 44:167–176, 1989.
- [3] PAYNE, S. A., L. L. CHASE, H. W. NEWKIRK, L. K. SMITH und W. F. KRUPKE: *$LiCaAlF_6:Cr^{3+}$: A Promising New Solid-state Laser Material*. IEEE J. of. Quantum Electron., 24:2243–2252, 1988.
- [4] FURUKAWA, Y., K. KITAMURA, A. ALEXANDROVSKI, R. K. ROUTE, M. M. FEJER und G. FOULON: *Green-induced infrared absorption in MgO doped $LiNbO_3$* . Appl. Phys. Lett., 78:1970–1972, 2001.
- [5] SHIRAISHI, N. und S. OWA: *Feasibility of VUV lithography*. Microprocesses and Nanotechnology Conference, 1999, Seiten 68–69, 1999.
- [6] LALOVIC, I.: *DUV and VUV Lithography Application of Excimer Laser Systems*. Advanced Semiconductor Lasers and Applications/Ultraviolet and Blue Lasers and Their Applications/Ultralong Haul DWDM Transmission and Networking/WDM Components, 2001. Digest of the LEOS Summer Topica, Seiten 15–16, 2001.
- [7] MINASSIAN, A. und M. J. DAMZEN: *20 W bounce geometry diode-pumped $Nd:YVO_4$ laser system at 1342 nm*. Optics Communications, 230:191–195, 2004.
- [8] LIETO, A. DI, P. MINGUZZI, A. PIRASTU, S. SANGUINETTI und V. MAGNI: *A 7-W diode-pumped $Nd:YVO_4$ cw laser at 1.34 μm* . Applied Physics B, 75:463–466, 2002.
- [9] YAO, A.-Y., W. HOU, Y.-P. KONG, L. GUO, L.-A. WU, R.-N. LI, D.-F. CUI, Z.-Y. XU, Y. BI und Y. ZHOU: *Double-end-pumped 11-W $Nd:YVO_4$ cw laser at 1342 nm*. J. Opt. Soc. Am. B, 22(10):2129–2133, 2005.

- [10] HE, J. L., J. DU, J. SUN, S. LIU, Y. X. FAN, H. T. WANG, L. H. ZHANG und Y. HANG: *High efficiency single- and dual-wavelength Nd:GdVO₄ lasers pumped by a fiber-coupled diode*. Applied Physics B, 79:301–304, 2004.
- [11] KRENNRICH, D., R. KNAPPE, B. HENRICH, R. WALLENSTEIN und J. A. L'HUILLIER: *A comprehensive study of Nd:YAG, Nd:YAlO₃, Nd:YVO₄ and Nd:YGdVO₄ lasers operating at wavelengths of 0.9 μm and 1.3 μm. Part 1: cw-operation*. Appl. Phys. B, 92(2):165–174, 2008.
- [12] LU, JH., JR. LU, T. MURAI, K. TAKAICHI, T. UEMATSU, JQ. XU, K. UEDA, H. YAGI, T. YANAGITANI und AA. KAMINSKII: *36-W diode-pumped continuous-wave 1319-nm Nd:YAG ceramic laser*. Opt. Lett., 27(13):1120–1122, 2002.
- [13] ZHU, H. Y., C. H. HUANG, G. ZHANG, Y. WEI, L. X. HUANG, J. CHEN, W. D. CHEN und Z. Q. CHEN: *High-power CW diode-side-pumped 1341 nm Nd:YAP laser*. Opt. Commun., 270(2):296–300, 2007.
- [14] OKIDA, M., M. ITOH, T. YATAGAI, H. OGILVY, J. PIPER und T. OMATSU: *Heat generation in Nd doped vanadate crystals with 1,34 μm laser action*. Opt. Exp., 13:4909–4915, 2005.
- [15] CLARKSON, W. A.: *Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers*. J. Phys. D., 34:2381–2395, 2001.
- [16] MALYAREVICH, A. M., I. A. DENISOV, K. V. YUMASHEV, V. P. MIKHAILOV, R.S. CONROY und B. D. SINCLAIR: *V:YAG-a new passive Q-switch for diode-pumped solid-state-lasers*. Appl. Phys. B, 67:555–558, 1998.
- [17] MA, J. S., Y. F. LI, Y. M. SUN, J. L. XU und J. L. HE: *Diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO₄ laser at 1342 nm with V:YAG saturable absorber*. Opt. Comm., 282:958–961, 2009.
- [18] XU, C., G. LI, S. ZHAO, X. LI, K. CHENG, G. ZHANG und T. LI: *LD-pumped Passively Q-Switched Nd:GdVO₄ Laser at 1342 nm with High Initial Transmission V:YAG Saturable Absorber*. Laser Physics, 20:1335–1340, 2010.
- [19] LI, P., Q. P. WANG, X. Y. ZHANG, J. L. HE, J. LIAN und X. H. CHEN: *Directly LD-pumped Passively Q-Switched YVO₄-Nd:YVO₄ Laser at 1.34 μm with a V³⁺:YAG Saturable Absorber*. Laser Physics, 20:1861–1864, 2010.

- [20] NITTMANN, M.: *Neue Konzepte und Technologien für diodengepumpte, hochrepetierende Nanosekundenlaser im Wellenlängenbereich von 213 nm bis 4,6 μm* . Dissertation an der TU Kaiserslautern, 2008.
- [21] LU, C. Q., M. GONG, L. HUANG und F. H. HE: *High-power high-repetition-rate accusto optically Q-switched 1342 nm laser*. Appl. Phys. B, 89:285–289, 2007.
- [22] KELLER, U., D. A. B. MILLER, G. D. BOYD, T. H. CHIU, J. F. FERGUSON und M. T. ASOM: *Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber*. Opt. Lett., 17:505–507, 1992.
- [23] KELLER, U., K. J. WEINGARTEN, F. X. KÄRTNER, D. KOPF, B. BRAUN, I. D. JUNG, R. FLUCK, C. HÖNNINGER, N. MATUSCHEK und J. AUS DER AU: *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2:435–453, 1996.
- [24] BURNS, D., M. HETTERICH, A. I. FERGUSON, E. BENTE und M. D. DAWSON: *High-average-power (20-W) Nd:YVO₄ lasers mode locked by strain-compensated saturable Bragg reflectors*. Opt. Soc. Am. B, 17:919–926, 2000.
- [25] SPÜHLER, G. J., T. SÜDMEYER, R. PASCHOTTA, M. MOSER, K. J. WEINGARTEN und U. KELLER: *Passively mode-locked high-power Nd:YAG lasers with multiple laser heads*. Appl. Phys. B, 71, 2000.
- [26] SU, K. W., H. C. LAI, A. LIA, Y. F. CHEN und K. F. HUANG: *In-As/GaAs quantum-dot saturable absorber for a diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at 1342 nm*. Opt. Lett., 30:1482–1484, 2005.
- [27] MCWILLIAM, A., A. A. LAGATSKY, C. T. A. BROWN, W. SIBBETT, A. E. ZHUKOV, V. M. USTINOV, A. P. VASILIEV und E. U. RAFAILOV: *Quantum-dot-based saturable absorber for femtosecond mode-locked operation of a solid-state laser*. Opt. Lett., 31:1444–1446, 2006.
- [28] LIVERINI, V., S. SCHÖN, R. GRANGE, M. HAIML, S. C. ZELLER und U. KELLER: *Low-loss GaInNAs saturable absorber mode locking a 1.3- μm solid-state laser*. Appl. Phys. Lett., 84:4002–4004, 2004.
- [29] LI, F. Q., K. LIU, L. HAN, N. ZONG, Y. BO, J.-Y. ZHANG, Q.-J. PENG, D.-F. CUI und Z.-Y. XU: *High-power 880-nm diode-directly-pumped passively*

- mode-locked Nd:YVO₄ laser at 1342 nm with a semiconductor saturable absorber mirror.* Opt. Lett., 36:1485–1487, 2011.
- [30] HÖNNINGER, C., R. PASCHOTTA, F. MORIER-GENOUD, M. MOSER und U. KELLER: *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking.* J. Opt. Soc Am. B, 16:46–56, 1999.
- [31] SCHIEFFER, S.L., D. BRAJKOVIC, A.I. CORNEA und W. ANDREAS SCHROEDER: *Low-threshold, dual-passive mode locking of a large mode area Nd:GdVO₄ laser.* Opt. Exp., 14:6694–6704, 2006.
- [32] KRENNRICH, D., R. KNAPPE, B. HENRICH, R. WALLENSTEIN und J. A. L'HUILLIER: *A comprehensive study of Nd:YAG, Nd:YAlO₃, Nd:YVO₄ and Nd:GdVO₄ lasers operating at wavelengths of 0.9 μ and 1.3 μm. Part 2: passively mode locked-operation.* Appl. Phys. B, 92:175–183, 2008.
- [33] LÜ, Y.-F., X.-H. ZHANG, J. XIA, X.-D. YIN, A.-F. ZHANG, L. BAO und W. LÜ: *High-efficiency direct-pumped Nd:YVO₄-LBO laser operating at 671 nm.* Opt. and Las. Techn., 42:522–525, 2010.
- [34] ZHENG, Q., J.-Y. WANG und L. ZHAO: *2.23 W diode-pumped Nd:YVO₄/LBO Laser at 671 nm.* Opt. and laser tech., 36:485–487, 2004.
- [35] SARROUF, R., T. BADR und J. J. ZONDY: *Intracavity second-harmonic generation of diode-pumped continuous-wave, single-frequency 1.3 μm Nd:YLiF₄ lasers.* J. Opt. A, 10, 2008.
- [36] F. CAMARGO, T. ZANON-WILLETTE, R. SARROUF T. BADR N. U. WETTER und J.-J. ZONDY: *1,3 W single-frequency Nd:YLF/ppKTP red laser.* CLEO, 2009.
- [37] YAO, A.-Y., Y. BI W. HOU, A.-C. GENG, X.-C. LIN, Y.-P. KONG, D.-F. CUI, L.-A. WU und Z.-Y. XU: *High-power cw 671 nm output by intracavity frequency doubling of a double-end-pumped Nd:YVO₄ laser.* Appl. Opt., 44:7156–7160, 2005.
- [38] AGNESI, A., A. GUANDALINI, G. REALI, S. DELL'ACQUA und G. PICCINNO: *High-brightness 2.4-W continuous-wave Nd:GdVO₄ laser at 670 nm.* Opt. Lett., 29:56–58, 2004.

- [39] OGILVY, H., M. J. WITHFORD, P. R. DEKKER und J. A. PIPER: *Efficient diode double-end-pumped Nd:YVO₄ laser operating at 1342 nm*. Opt. Exp., 11:2411–2415, 2003.
- [40] OGILVY, H., M. J. WITHFORD, P. DEKKER und J. A. PIPER: *High repetition rate, q-switched and intracavity frequency doubled Nd:YVO₄ laser at 671 nm*. Opt. Exp., 12:3543–3547, 2004.
- [41] MA, J., Y. XU, P. ZHAO und D. LIU: *A Laser-Diode End-Pumped Passively Q-switched Intracavity Doubling Nd:GdVO₄/KTP Red Laser with V³⁺:YAG Saturable Absorber*. Laser Phys., 20:1703–1706, 2010.
- [42] CHEN, F., J. LIU, W. W. WANG, X. W. FAN und L. J. QIN: *Efficient and compact diode-pumped Q-switched Nd:GdVO₄/LBO red laser*. Laser Phys. Lett., 6:441–444, 2009.
- [43] DU, C., S. RUAN und Y. YU: *High-power intracavity second-harmonic generation of 1.34 μm in BiB₃O₆ crystal*. Opt. Exp., 13:8591–8595, 2005.
- [44] CHEN, Y. F., Y. S. CHEN, T. H. OU und K. W. SU: *Compact efficient diode-pumped Nd:YVO₄ Q-switched blue laser with intracavity frequency tripling*. Appl. Phys. B, 81:517–520, 2005.
- [45] LUO, G. Z., S. N. ZHU, J. L. HE, Y. Y. ZHU, H. T. WANG, Z. W. LIU, C. ZHANG und N. B. MING: *Simultaneously efficient blue and red light generations in a periodically poled LiTaO₃*. Appl. Phys. Lett., 78:3006–3008, 2001.
- [46] KRENNRICH, D.: *Erzeugung und Charakterisierung der zweiten und dritten Harmonischen eines modengekoppelten Nd:YVO₄-Lasers bei 1342 nm*. Diplomarbeit an der TU Kaiserslautern, 2001.
- [47] MCDONAGH, L.: *888 nm pumping of Nd:YVO₄ for high-power TEM₀₀ lasers*. Dissertation an der TU Kaiserslautern, 2008.
- [48] STANKOV, K. A.: *A Mirror with an Intensity-Dependent Reflection Coefficient*. Appl. Phys. B., 45:191–195, 1988.
- [49] CERULLO, G., S. DE SILVESTRI, A. MONGUZZI, D. SEGALA und V. MAGNI: *Self-starting mode locking of a cw Nd:YAG laser using cascaded second-order nonlinearities*. Opt. Lett., 20:746–748, 1995.

- [50] LIU, Y. H., Z. D. XIE, S. D. PAN, X. J. LV, Y. YUAN, X. P. HU, J. LU, L. N. ZHAO, C. D. CHEN, G. ZHAO und S. N. ZHU: *Diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at 1342 nm with periodically poled LiNbO₃*. Opt. Lett., 36:698–700, 2011.
- [51] ILIEV, H., I. BUCHVAROV, S. KURIMURA und V. PETROV: *1.3- μ m Nd:YVO₄ laser mode locked by cascaded $\chi^{(2)}$ lens formation in periodically-poled stoichiometric lithium tantalate*. OSA ASSP paper AWA16, 2011.
- [52] SCHÄFER, C., C. FRIES, C. THEOBALD und J. A. L'HUILLIER: *Parametric Kerr-lens mode-locking of a 888 nm pumped Nd:YVO₄ laser using cascaded second order nonlinearities*. submitted to Opt. Lett.
- [53] HAKEN, H. und H. C. WOLF: *Atom- und Quantenphysik, Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer Verlag, 2003.
- [54] POWELL, R. C.: *Physics of Solid-State Laser Materials*. AIP Press Springer Verlag, 1998.
- [55] KAMINSKII, A. A.: *Laser Crystals - Their Physics and Properties*. Springer Verlag, 1990.
- [56] SVELTO, ORAZIO: *Principles of Lasers*. Plenum Press, New York, 1998.
- [57] YANEY, P. P. und L. G. DESHAZER: *Spectroscopic studies and analysis of the laser states of Nd³⁺ in YVO₄*. J. Opt. Soc. Am., 66:1405–1414, 1976.
- [58] CZOCHRALSKI, J.: *Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle*. Z. Phys. Chemie, 92:219–222, 1918.
- [59] CASIX: *Nd:YVO₄ data sheet*. www.casix.com.
- [60] FINCHER, C. L. und R. A. FIELDS: *Test Report on 1 % Nd:YVO₄*. ITI Electro-Optics Corporation, 1993.
- [61] ZHANG, H., J. LIU, J. WANG, C. WANG, L. ZHU, Z. SHAO, X. MENG, X. HU, M. JIANG und Y. T. CHOW: *Characterization of the laser crystal Nd:GdYVO₄*. J. Opt. Soc. Am. B, 19:18–27, 2002.
- [62] KLEIN, M. V. und T. E. FURTAK: *Optik*. Springer Verlag, 1988.

- [63] QIN, L., X. MENG, J. ZHANG, L. ZHU, H. ZHANG, B. XU und J. JIANG: *Growth and defects of Nd:GdVO₄ single crystal*. Journal of Crystal Growth, 242:183–188, 2002.
- [64] KRENNRICH, D.: *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtimpulse von diodengepumpten modengekoppelten Festkörperlasern mit Neodym dotierten Lasermaterialien im Wellenlängenbereich von 0,9 μm und 1,3 μm* . Dissertation an der TU Kaiserslautern, 2005.
- [65] PENG, X., A. ASUNDI, Y. CHEN und Z. XIONG: *Study of the mechanical properties of Nd:YVO₄ crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis*. Appl. Opt., 40:1396–1403, 2001.
- [66] PEUSER, P. und N. SCHMITT: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Springer Verlag, 1995.
- [67] MUKHOPADADHYAY, P. K., A. NAUTIYAL, P. K. GUPTA, K. RANGANATHAN, J. GEORGE, S. K. SHARMA und T. P. S. NATHAN: *Experimental determination of the thermo-optic coefficient (dn/dT) and the effective stimulated emission cross-section (σ_e) of an a-axis cut 1-at. % doped Nd:GdVO₄ crystal at 1.06 μm wavelength*. Appl. Phys. B, 77(1), 2003.
- [68] JENSEN, T., V. G. OSTROUMOV, J. P. MEYN, G. HUBER, A. I. ZAGUMENNYI und I. A. SHCHERBAKOV: *Spectroscopic Characterization and Laser Performance of Diode-Laser-Pumped Nd:GdVO₄*. Appl. Phys. B, 58:373–379, 1994.
- [69] FORNASIERO, L., S. KUCK, T. JENSEN, G. HUBER und B. H. T. CHAI: *Excited state absorption and stimulated emission of Nd³⁺ in crystals YVO₄, GdVO₄, and Sr₅(PO₄)₃*. Appl. Phys. B, 67:549–553, 1998.
- [70] REUTER, S.: *Numerische und experimentelle Untersuchung der mechanischen und optischen Eigenschaften von Neodym-dotierten Lasermaterialien unter thermischer Belastung*. Diplomarbeit in Physik, Universität Kaiserslautern, 2000.
- [71] MUKHOPADADHYAY, P. K., J. GEORGE, S. K. SHARMA, K. RANGANATHAN und T. P. S. NATHAN: *Experimental determination of effective stimulated emission cross-section in a diode pumped Nd:YVO₄ micro-laser at 1064 nm with various doping concentrations*. Opt. and Las. Techn., 34:357–362, 2002.

- [72] CHEN, Y. F., C. C. LIAO, Y. P. LAN und S. C. WANG: *Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystals*. Appl. Phys. B, 70:487–490, 2000.
- [73] INNOCENZI, M. E., H. T. YURA, C. L. FINCHER und R. A. FIELDS: *Thermal modelling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers*. Appl. Phys. Lett., 56:1831–1833, 1990.
- [74] KOGELNIK, H.: *Imaging of Optical Modes - Resonators with Internal Lenses (Gaussian light beam propagation modes and transformation upon passage through lenses between resonators explained by Fresnel diffraction theory)*. Bell Sys. Tech. J., 44:455–494, 1965.
- [75] BÖGE, A.: *Mechanik und Festigkeitslehre*. Vieweg, Wiesbaden, 1992.
- [76] ASSMANN, B.: *Technische Mechanik - Band 2, Festigkeitslehre*. Oldenburg Verlag, München, Wien, 1999.
- [77] GMBH, MICRO-SYSTEMS-DESIGN DR. ALTMANN: *LASCAD Version 3.5.2, Material File*. 1999.
- [78] MÜLLER, G.: *FEM für Praktiker*. Expert-Verlag, 1999.
- [79] BLOWS, J., J. M. DAWES und T. OMATSU: *Thermal lensing measurements in line-focus end-pumped neodymium yttrium aluminium garnet using holographic lateral shearing interferometry*. J. Appl. Phys., 83:2901–2906, 1998.
- [80] OZYGUS, B. und J. ERHARD: *Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies*. Appl. Phys. Lett., 67:1361–1362, 1995.
- [81] OZYGUS, B. und Q. ZHANG: *Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes*. Appl. Phys. Lett., 71:2590–2592, 1997.
- [82] NEUENSCHWANDER, B., R. WEBER und H. P. WEBER: *Determination of the Thermal Lens in Solid-State Lasers with Stable Cavities*. IEEE J. of Quantum Electron., 31:1082–1087, 1995.
- [83] SUMIDA, D. S., D. A. ROCKWELL und M. S. MANGIR: *Energy Storage and Heating Measurements in Flashlamp-Pumped Cr:Nd:GSGG and Nd:YAG*. IEEE J. of Quantum Electron., 24:985–994, 1988.

- [84] MOULTON, P. F. und A. MOORADIAN: *Broadly tunable cw operation of Ni:MgF₂ and Co : MgF₂ lasers*. Appl. Phys. Lett., 35:838–840, 1979.
- [85] FEYER, M. M., G. A. MAGEL, D. H. JUNDT und R. L. BYER: *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*. IEEE J. of Quantum Electron., 28:2631–2654, 1992.
- [86] DMITRIEV, V. G., G. G. GURZADYAN und D. N. NIKOGOSYAN: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991.
- [87] LENHARDT, F., M. NITTMANN, T. BAUER, J. BARTSCHKE und J. A. L'HUILLIER: *High-power 888-nm-umped Nd:YVO₄ 1342-nm oscillator operating in the TEM₀₀ mode*. Appl Phys. B, 96:803–807, 2009.
- [88] YAN, Y., H. L. ZHANG, Y. LIU, X. L. YU, H. J. ZHAN, J. L. HE und J. G. XIN: *Near-diffraction-limited 35,4 W laser-diode end-pumped Nd:YVO₄ slab laser operating at 1342 nm*. Opt. Lett., 34:2105–2107, 2009.
- [89] ZHANG, H.-L., L. XU, L. CUI, Y. YAN, J. LI, P.F. SHA und J.-G. XIN: *Laser Diode Pumped 1342 nm Nd:YVO₄ Slab Laser with Compact Hybrid Resonator*. Chin. Phys. Lett, 27:104212, 2010.
- [90] CUI, L., H. L. ZHANG, L. XU, J. LI, Y. YAN, P. F. SHA, L. P. FANG, H. J. ZHANG, J. L. HE und J. G. XIN: *880 nm-Laser-Diode End-Pumped Nd:YVO₄ Slab Laser at 1342 nm*. Las. Phys., 21:105–107, 2011.
- [91] ZHANG, X.-F., F.-Q. LI, N. ZONG, X.-Y. LE, D.-F. CUI und Z.-Y. XU: *37 W 888-nm-Pumped Grown-Together Composite Crystal YVO₄/Nd:YVO₄/YVO₄ Oscillator at 1342 nm*. Las. Phys., 21:1393–1397, 2011.
- [92] PAVEL, N., T. DASCALU, G. SALAMU, O. SANDU, A. LECA und V. LUPEI: *Q-switched Nd lasers pumped directly into the ⁴F_{3/2} emitting level*. Opt. Comm., 282:4749–4754, 2009.
- [93] SIEGMANN, ANTHONY E.: *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [94] NITTMANN, M.: *Experimentelle Untersuchung zur raum-zeitlichen Impulsentwicklung in einem Nanosekunden optisch parametrischen Oszillator aus Beta-Bariumborat*. Diplomarbeit an der TU Kaiserslautern, 2001.

- [95] DESALVO, R., D. J. HAGAN, M. SHEIK-BAHAE, G. STEGEMAN und E. W. VAN STRYLAND: *Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP*. Opt. Lett., 17:28–30, 1992.
- [96] HAUS, H. A., J. G. FUJIMOTO und E. P. IPPEN: *Analytic Theory of Additive Pulse and Kerr Lens Mode Locking*. IEEE J. of Quantum Electron., 28:2086–2096, 1992.
- [97] KNEUBÜHL, F. K. und M. W. SIGRIST: *Laser*. Teubner Stuttgart, 1995.
- [98] HAUS, H.: *Theory of mode locking with a slow saturable absorber*. IEEE J. of Quantum Electron., 11:736–746, 1975.
- [99] HAUS, H.: *Theory of mode locking with a fast saturable absorber*. IEEE J. of Appl. Phys., 46:3049–3058, 1975.
- [100] BOYD, R. W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, 1992.
- [101] FRENCH, P. M. W.: *The generation of ultrashort pulses*. Rep. Prog. Phys., 58:169–267, 1995.
- [102] SHEIK-BAHAE, M, A. A. SAID und E. W. VAN STRYLAND: *High-sensitivity, single beam n_2 measurements*. Opt. Lett., 14:955–957, 1989.
- [103] SCHMITT, T.: *Messung von Amplitude und Phase ultrakurzer Lichtimpulse eines Kerr-Linsen-modengekoppelten Titan-Saphir Lasers mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gatings*. Diplomarbeit an der TU Kaiserslautern, 2000.
- [104] FRIES, C.: *Kerr-Linsen Modenkopplung und kaskadierte $\chi^{(2)}$ -Modenkopplung 888 nm gepumpter Nd:YVO₄-Oszillatoren*. Diplomarbeit an der TU Kaiserslautern, 2009.
- [105] ASSANTO, G.: *Quadratic Cascading: Effects and Applications, aus: Beam Shaping and Control with Nonlinear Optics*. Plenum Press, New York, 1998.
- [106] STEGEMANN, G. I., D. J. HAGAN und L. TORNER: *Review: $\chi^{(2)}$ cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons*. Opt. and Quantum Electron., 28:1691–1740, 1996.
- [107] STEGEMANN, G., R. SCHIEK, L. TORNER, W. TORRUELLAS, Y. BAEK, D. BABOIU, Z. WANG, E. VAN STRYLAND D. HAGAN und G. ASSANTO: *Cascading:*

- A Promising Approach to Nonlinear Optical Phenomena, aus: Novel Optical Materials and Applications.* Seiten 49–76, 1997.
- [108] GARCIA-CORTES, A.: *Nonlinear refractive index of disordered NaT(XO₄)₂ T = Y, La, Gd, Lu and Bi, X = Mo, W femtosecond laser crystals.* Appl. Phys. B, 91:507–510, 2008.
- [109] SCHÄFER, C.: *Bisher unveröffentlichte Messungen im Rahmen der Dissertation.* TU Kaiserslautern, 2009.
- [110] WISE, F., L. QIAN und X. LIU: *Applications of Cascaded Quadratic Nonlinearities to Femtosecond Pulse Generation.* J. of Nonlin. Opt. Phys. and Mat., 11:317–338, 2002.
- [111] SMITH, A. V.: *SNLO nonlinear optics code.* AS Photonics, Albuquerque, NM.
- [112] SCHÄFER, C., C. THEOBALD, R. WALLENSTEIN und J. A. L’HUILIER: *Effects of spatial hole burning in 888 nm pumped, passively mode-locked high-power Nd:YVO₄ lasers.* Appl. Phys. B, 102:523–528, 2011.
- [113] PASCHOTTA, R.: *Field Guide to Laser Pulse Generation.* SPIE Press Book, 2008.
- [114] ZERNIKE, F. und J. E. MIDWINTER: *Applied Nonlinear Optics.* John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [115] RAHM, M.: *Schnelle Wellenlängenabstimmung eines einfrequenzen ns-optisch parametrischen Generators mit 10 kHz Impulsrepetitionrate.* Diplomarbeit in Physik, Universität Kaiserslautern, 2001.
- [116] SMITH, R. G.: *Theory of Intracavity Optical Second-Harmonic Generation.* IEEE J. Quantum Electron., 6(4):215–223, 1970.
- [117] MYERS, L. E. und W. R. BOSENBERG: *Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators.* IEEE J. of Quantum Electron., 33:1663–1672, 1997.
- [118] BOYD, G. D. und D. A. KLEINMAN: *Parametric interaction of focused gaussian light beams.* J. Appl. Phys., 39:3597–3639, 1968.
- [119] PELTZ, M.: *Charakterisierung von neuen nichtlinearen Kristallen zur Frequenzkonversion von Lichtimpulsen gütegeschalteter Festkörperlaser.* TENEA Verlag, Berlin, 2004.

- [120] CASTECH: *BiBO data sheet*. www.castech.com.
- [121] OKADA, M. und S. IEIRI: *Influence of Self-Induced Thermal Effects on Second-Harmonic Generation*. IEEE J. of Quantum Electron., 7:469–470, 1971.
- [122] OKADA, M. und S. IEIRI: *Influences of Self-Induced Thermal Effects on Phase Matching in Nonlinear Optical Crystals*. IEEE J. of Quantum Electron., 7:560–563, 1971.
- [123] YANG, S. T., C. C. POHALSKI, E. K. GUSTAFSON, R. L. BYER, R. S. FEIGELSON, R. J. RAYMAKERS und R. K. ROUTE: *6.5-W, 532-nm radiation by cw resonant external-cavity second-harmonic generation of an 18-W Nd:YAG laser in LiB_3O_5* . Opt. Lett., 16:1493–1495, 1991.
- [124] MILLER, G. D., R. G. BATCHKO, W. M. TULLOCH, D. R. WEISE, M. M. FEJER und R. L. BYER: *42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate*. Opt. Lett., 22:1834–1836, 1997.
- [125] JIANG, H., G. LI und X. XU: *Highly efficient single-pass second harmonic generation in a periodically poled $MgO:LiNbO_3$ waveguide pumped by a fiber laser at 1111.6 nm*. Opt. Expr., 17:16073–16080, 2009.
- [126] KUMAR, S. C., G. K. SAMANTA, K. DEVI und M. EBRAHIM-ZADEH: *High-efficiency, multicrystal, single-pass, continuous-wave second harmonic generation*. Opt. Expr., 19:11152–11169, 2011.
- [127] KÖHLER, B.: *Erzeugung von Pikosekundenlichtimpulsen hoher mittlerer Leistung im ultravioletten und infraroten Spektralbereich durch Frequenzkonversion eines cw-modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillator-Verstärkersystems*. Dissertation an der TU Kaiserslautern, 2001.
- [128] PENG, H., W. HOU, Y. CHEN, D. CUI, Z. XU, C. CHEN, F. FAN und Y. ZHU: *Generation of 7.6-W blue laser by frequencytripling of a Nd:YAG laser in LBO crystals*. Opt. Expr., 14:6543–6549, 2006.
- [129] EISMANN, U., F. GERBIER, C. CANALIAS, A. ZUKAUSKAS, G. TRÉNEC, J. VIGUÉ, F. CHEVY und C. SALOMON: *An all-solid-state laser source at 671 nm for cold-atom experiments with lithium*. Appl. Phys. B, DOI 10.1007/s00340-011-4693-y, 2011.

Danksagung

Herrn **Prof. Dr. Richard Wallenstein** danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, diese unter hervorragenden Bedingungen in seiner Arbeitsgruppe beginnen zu können.

Für sein Interesse an meiner Arbeit und die Möglichkeit meine Arbeit unter seiner Betreuung am Photonik-Zentrum Kaiserslautern fortführen zu können möchte ich mich bei Herrn **Dr. habil. Johannes L’huillier** bedanken.

Bei Herrn **Prof. Dr. René Beigang** bedanke ich mich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Bei der Firma **Xiton Photonics** möchte ich mich für die Möglichkeit meine Experimente in Ihren Räumlichkeiten durchführen zu können recht herzlich bedanken. Des Weiteren möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die hilfreichen Diskussionen und sonstige Unterstützung durch Rat, Tat und Laserkomponenten bei der Geschäftsleitung von Xiton Photonics **Dr. Jürgen Bartschke, Thorsten Bauer, Dr. Martin Nittmann** und **Patric von Löwis of Menar** bedanken.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit bedanke ich mich vor allem bei **Dr. Christian Theobald**, der mir bezüglich Korrekturfragen immer hilfreich zur Seite stand. Des Weiteren möchte ich mich bei meinem weiteren Korrektur-Team, bestehend aus **Christoph Schäfer, Christian Fries, Dr. Martin Nittmann, Dr. Jürgen Bartschke, Felix Rübel, Tobias Traub, Ulrike Kindler** und **Kurt Lenhardt**, bedanken, die mir bei der Optimierung dieser Arbeit auf Ihrem jeweiligen Fachgebiet sehr gut weiterhelfen konnten.

Da ich die meiste Zeit in den Räumlichkeiten des PZKL ein Dasein als Büronomade führte, möchte ich mich bei allen meinen Bürokollegen, also der kompletten **Belegschaft des PZKL**, für die angenehme Arbeitsatmosphäre, Zusammenarbeit und anregenden Diskussionen bedanken. Des Weiteren Danke ich den **Mitarbeitern von GWU** für das freundliche Nebeneinander im 1. Stock der Kohlenhofstraße 10.

Den **ehemaligen Mitgliedern der AG Wallenstein** möchte ich für die schöne Zeit und gute Zusammenarbeit danken, besonders **Peter Bohnert** und **Peter Frohnhöfer** für Ihre Unterstützung bei der Konstruktion und Fertigung von mechanischen Bauteilen.

René Wegner danke ich für die Erfindung von Headis, das für den nötigen sportlichen Ausgleich zum Arbeiten an meiner Doktorarbeit sorgte.



Ein besonderer Dank geht an meine Eltern **Kurt Lenhardt** und **Rosalinde Lenhardt** für deren Hilfe und Unterstützung während meiner Studien- und Promotionszeit.

“Last but not least” möchte ich mich bei meiner Frau **Fränzi** bedanken, die mir viel Kraft gab, vor allem in der schweren Zeit nach unserer Hochzeit.

Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

Name	Florian Lenhardt
Geburtsdatum	15. März 1982
Geburtsort	Annweiler am Trifels
Familienstand	verheiratet, seit 16. Juni 2011
Staatsangehörigkeit	deutsch

SCHULBILDUNG

08/1988-07/1992	Grundschule Hauenstein
08/1992-06/2001	Otfried-von-Weißenburg-Gymnasium Dahn Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

HOCHSCHULBILDUNG

10/2001-02/2007	Studium der Physik an der TU Kaiserslautern Abschluss: Diplom Physiker
03/2007-01/2012	Promotion an der TU Kaiserslautern

BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

02/2004-10/2004	Hilfswissenschaftler am Fraunhoferzentrum ITWM in Kaiserslautern
10/2004-10/2008	Übungsgruppenleiter für den Früheinstieg ins Physikstudium an der TU Kaiserslautern
15/3/2007-09/2009	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Kaiserslautern
10/2009-12/2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V.





