



Christian Theobald



**Diodengepumpte Ultrakurzpuls-Strahlquellen  
zur Erzeugung von Pikosekunden-  
Impulszügen hoher mittlerer Leistung  
und Energie durch gütegeschaltete  
Modenkopplung**



Cuvillier Verlag Göttingen

**Diodengepumpte Ultrakurzpuls-Strahlquellen zur  
Erzeugung von Pikosekunden-Impulszügen hoher  
mittlerer Leistung und Energie durch  
gütegeschaltete Modenkopplung**

Dissertation

Christian Theobald

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

Betreuer: Prof. Dr. Richard Wallenstein

Zweitgutachter: Prof. Dr. René Beigang

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 23.05.2007

### **Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2007

Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2007

978-3-86727-278-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2007

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://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, 2007

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-278-0

## Kurzzusammenfassung

### **Diodengepumpte Ultrakurzpuls-Strahlquellen zur Erzeugung von Pikosekunden-Impulszügen hoher mittlerer Leistung und Energie durch gütegeschaltete Modenkopplung**

Neuere Untersuchungen zur Präzisionsbearbeitung von Metallen haben gezeigt, dass durch die Verwendung von Lasersystemen mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps hinsichtlich der Bearbeitungsqualität sehr gute Ergebnisse erzielt werden können. Gegenüber den bisher eingesetzten fs-Systemen haben die ps-Laser den Vorteil, dass sie deutlich höhere mittlere Ausgangsleistungen liefern. Daneben können sie erheblich einfacher, robuster und kostengünstiger aufgebaut werden. Um die für bestimmte Anwendungen sehr hohen Anforderungen an die Qualität der bearbeiteten Oberflächen und Kanten zu erfüllen, sollte die Energie der Laserimpulse nur knapp oberhalb der Abtragsschwelle der Metalle liegen. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit der Strahlung reichen dazu Impulsenergien von wenigen  $\mu\text{J}$  aus. Dadurch ist die pro Impuls erreichbare Abtragstiefe und damit die Bearbeitungsgeschwindigkeit stark herabgesetzt. Durch die Erhöhung der Repetitionsrate der ultrakurzen Impulse in den Bereich von einigen hundert kHz kann eine wirtschaftlich akzeptable Prozeßgeschwindigkeit erreicht werden. Eine weitere Möglichkeit zu einer deutlichen Steigerung der Abtragsraten ist der Einsatz von Lasersystemen die Gruppen von modengekoppelten Impulsen sogenannte Bursts emittieren. Erste Untersuchungen zur Mikrobearbeitung mit Bursts zeigen zusätzlich eine Verbesserung der Bearbeitungsqualität im Vergleich zum Einsatz von Einzelimpulsen.

Eine vielversprechende Methode zur Erzeugung von Bursts aus ultrakurzen Impulsen ist der Aufbau eines Oszillators mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung (Q-switch mode locking, QML). Ein solcher Laser liefert zudem aufgrund der Amplitudenmodulation der ultrakurzen Impulse höhere Impulsenergien im Vergleich zu kontinuierlich modengekoppelten Lasern und höhere mittlere Ausgangsleistungen als ps-Oszillator-Verstärkersysteme. Die QML wurde bisher als unerwünschte Störung des kontinuierlichen Modenkopplungsbetriebs betrachtet, da die hohen Spitzenintensitäten in der Regel zur Zerstörung von resonatorinternen optischen Komponenten führten. Die Realisierung eines Lasers mit definierter stabiler QML erfordert die exakte Identifizierung und Beherrschung der Parameter, die einen gezielten Übergang von der kontinuierlichen zur gütegeschalteten Modenkopplung ermöglichen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung einer Pikosekunden-Strahlquelle mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung, die eine hohe mittlere Leistung, Energie und Repetitionsrate liefert. Um einen QML-Laser realisieren zu können, musste zuerst ein geeignetes passives Modenkopplungsverfahren ausgewählt werden. Dazu wurden die Modenkopplung mit sättigbarem Halbleiterabsorber und das Verfahren der Phase-Selfadjust-Modenkopplung (PSM) untersucht. Für jedes der beiden Verfahren wurde als Basis für die QML ein kontinuierlich modengekoppelter Oszillator aufgebaut und charakterisiert. Durch die Anpassung der Laserparameter erfolgte der Übergang in den gütegeschalteten Betrieb. Der Oszillator mit PSM konnte durch Verstimmung des angekoppelten Resonators in den QML-Betrieb überführt werden. Der Stabilitätsbereich der Verstimmung war sehr klein, so dass kleine Fluktuationen der Resonatorlängen aufgrund des interferometrischen Prinzips des PSM-Verfahrens bereits zu starken Störungen des QML-Betriebs führten. Die gütegeschaltete Modenkopplung konnte für den Oszillator mit sättigbarem Halbleiterabsorber durch die Reduzierung der Impulsenergiedichte

auf dem Absorber erreicht werden. Im Experiment wurde dies durch Anpassung der Transmission des Auskoppelspiegels, der Pumpleistung und des Strahldurchmessers auf dem Absorber umgesetzt. Ein definierter QML-Betrieb konnte für einen sehr kleinen Parameterbereich realisiert werden. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers betrug 17,2 W mit einer sehr guten Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ). Die Wiederholrate der Q-switch Impulse lag mit 290 kHz im Bereich der Relaxationsfrequenz des Lasers. Die maximale Energie der ultrakurzen Impulse konnte etwa um einen Faktor sechs auf  $0,74 \mu\text{J}$  im Vergleich zur Energie im kontinuierlichen Betrieb erhöht werden. Die Dauer der modengekoppelten Impulse wurde auf einen Wert von 22 ps bestimmt. Die Langzeitstabilität wurde in dieser ersten Realisierung noch durch Beschädigungen des Absorbers infolge hoher nichtsättigbarer Verluste begrenzt. Die experimentellen Ergebnisse zeigten jedoch, dass insgesamt die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern besser für den Aufbau eines Lasers mit gütegeschalteter Modenkopplung geeignet ist.

Auf der Grundlage der gesammelten experimentellen Erfahrungen wurde ein neuer Oszillator mit sättigbarem Halbleiterabsorber zur Realisierung eines langzeitstabilen QML-Lasers konzipiert. Zur Vermeidung von Beschädigungen des Absorbers und somit zur Erhöhung der Langzeitstabilität wurde die resonatorinterne Leistung durch Reduzierung der Pumpleistung verringert. Zusätzlich standen für die weiteren Arbeiten Absorber mit geringeren nichtsättigbaren Verlusten und damit einer höheren Zerstörschwelle zur Verfügung. Um kürzere Impulsdauern zu erzielen, wird eine Gain-at-the-End Konfiguration verwendet. Die Erzeugung der gütegeschalteten Modenkopplung wurde hier durch den Einsatz eines zusätzlichen Verlustmodulators erreicht. Ausgehend vom kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb wird durch einen akustooptischen Modulator (AOM) die Güte des Resonators variiert. Die Anpassung der Verluste und der Modulationsfrequenz des AOM erlaubte die Realisierung eines stabilen QML-Betriebs ohne Beschädigung des Absorbers. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 7,2 W mit einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl ( $M^2 < 1,1$ ). Der Wert für die maximale Impulsenergie lag bei  $0,5 \mu\text{J}$ . Dies entspricht einer Überhöhung im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung von 5,5. Die Wiederholrate der Q-switch Einhüllenden konnte durch die Modulationsfrequenz des AOM zwischen 180 und 200 kHz variiert werden. Die Dauer der ultrakurzen Impulse mit einer Wiederholrate von etwa 80 MHz wurde zu 12,8 ps bestimmt.

Die theoretische Beschreibung der Q-switch Modenkopplung war nur durch numerische Simulation möglich. Dazu wurde die Mastergleichung für einen langsamen sättigbaren Absorber mit Hilfe der Split-Step-Fourier-Methode gelöst. Die Ergebnisse der Simulationen stimmen gut mit denen aus dem Experiment überein. Darüberhinaus bestätigt das numerische Modell, dass eine deutliche Steigerung der Überhöhung durch die Anpassung der Eigenschaften des Absorbers in Verbindung mit den Laserparametern nicht möglich ist.

Mit dem realisierten Laser mit gütegeschalteter Modenkopplung wurden abschließend Demonstrationsexperimente zur Mikrobearbeitung von Metallen durchgeführt. Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass der QML-Laser für die Mikrobearbeitung geeignet ist. Für den industriellen Einsatz des Konzeptes der gütegeschalteten Modenkopplung ist eine weitere Optimierung der Prozessparameter notwendig.

Die durchgeführten Arbeiten belegen, dass die Realisierung einer Strahlquelle mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung möglich ist. Die durch die Güteschaltung maximal erreichbare Erhöhung der Impulsenergie wird jedoch durch Störung der Modenkopplung begrenzt.

## Abstract

### Diode-pumped ultrafast lasers for the generation of picosecond pulse-bursts with high average power and energy using Q-switch mode locking

Recent publications have shown, that laser systems with pulse durations of about 10 ps provide a very good processing quality for micromachining of metals. Compared to femtosecond systems used so far, these picosecond lasers have the advantage to deliver higher average output powers. They are also less complex, more robust and less expensive. To satisfy the high requirements to the quality of certain applications, the pulse energy should only be slightly above the ablation threshold of the metals. Due to the good focussability of the diffraction-limited laser light, pulse energies of a few  $\mu\text{J}$  are sufficient. Thus the ablation rate per pulse and the resulting processing speed is strongly reduced. A cost-effective processing speed is achievable by increasing the repetition rate of the ultrashort pulses in the order of several hundreds of kHz. Another way to increase the ablation rate is to use laser systems, emitting groups of pulses so called bursts. First investigations of material processing with bursts show also a quality enhancement compared to single-pulse experiments.

A promising method to create bursts of ultrashort pulses is to develop an oscillator with stable Q-switch mode locking (QML). Such lasers offer higher pulse energies compared to continuous wave (cw) mode-locked lasers and higher average output powers than ps oscillator-amplifier systems due to the amplitude modulation of the ultrashort pulses. In the past, the QML was considered as an unwanted disturbance of cw mode-locked operation, because often the high peak intensity cause damages to the optical elements in the resonator. The realisation of an oscillator with a well defined stable QML require the exact identification of the parameters which allow a controlled change from cw to Q-switch mode locking.

The aim of this thesis was the design of an ultrashort picosecond laser source with high average power, pulse energy and repetition rates based on Q-switch mode locking. The first step to realize a QML laser is to select a suitable modelocking technique. Therefore mode locking with semiconductor saturable absorbers and phase-selfadjust-mode locking (PSM) was investigated. For each of both techniques a cw-modelocked oscillator was built and characterized. By adjusting the laser parameters, the transition to QML was reached. For the oscillator with PSM, the QML operation was achieved by detuning the coupled resonator. The stability range for the detuning was very small, so that slightly fluctuations in the resonator lengths already induce strong perturbations of the QML operation because of the interferometric principle of the PSM-technique. For the the saturable absorber, the Q-switch mode locking could be realized by reducing the pulse fluence on the absorber. In the experiment this was accomplished by optimizing the transmission of the output coupler, the pump power and beam diameter on the absorber. Controlled QML operation was achieved for a very small parameter range. The average output power was about 17.2 W with a high beam quality ( $M^2 < 1.1$ ). The Q-switch pulses had a repetition rate of 290 kHz close to the relaxation frequency of the laser. The maximum pulse energy was increased by a factor of six to 0.74  $\mu\text{J}$  compared to the energy during the cw mode locking. The duration of the modelocked pulses was measured to 22 ps. The long-term stability was limited through damages of the absorber due to the nonsaturable losses. The experimental results have shown, that mode locking by saturable absorbers is preferred for QML compared to the PSM technique.

Based on the experimental data, a new oscillator with semiconductor saturable absorber was designed for the implementation of QML with high long-term stability. To prevent damages of the absorber and to increase the stability, the intracavity power was reduced by using lower pump power. Furthermore new absorbers with a higher damage threshold resulting from lower non-saturable losses were available. For the generation of shorter pulses a gain-at-the-end configuration was used, which allows getting a pulse-shortening due to enhanced spatial hole burning. To realize a stable QML operation an additional loss modulator was used. Starting from cw mode locking, the quality factor of the cavity was changed with an acousto-optic modulator (AOM). By adjusting the losses and the modulation frequency of the AOM it was possible to realize stable QML operation without damaging the absorber. The average output power was 7.2 W with very good beam quality ( $M^2 < 1.1$ ). The maximum achievable pulse energy was 0.5  $\mu\text{J}$ . This value is 5.5 times higher than the energy of the cw mode-locked pulses. The repetition rate of the Q-switch envelope was tunable between 180 and 200 kHz. The pulse duration was measured to 12.8 ps at a repetition rate of 80 MHz.

A theoretical model of the Q-switch mode locking was done by numerical simulations. Therefore the master equation of a laser with a slow saturable absorber was solved using the split-step Fourier method. The results of the simulations are in good agreement with experimental data. The numerical model also confirmed a good experimental optimization, and showed, that a significant enhancement of the pulse energy by changing the absorber and the laser parameters is not possible.

The realized QML laser was tested in material processing with metals. The results show that the QML laser is suitable for micromachining. The industrial application of the QML concept require an optimization of the process parameters.

The investigations performed in this thesis demonstrate that the realisation of a laser source with stable Q-switch mode locking can be achieved. However the results also show that the maximum pulse energy resulting from Q-switching is limited by perturbations of the mode locking process.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Erzeugung ultrakurzer Impulse</b>	<b>5</b>
2.1	Zeitliche Emissionscharakteristik eines Lasers . . . . .	5
2.2	Prinzip der Modenkopplung . . . . .	7
2.3	Verfahren zur Modenkopplung . . . . .	11
2.3.1	Aktive Modenkopplung . . . . .	11
2.3.2	Passive Modenkopplung . . . . .	12
2.3.2.1	Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber . . . . .	12
2.3.2.2	Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorber . . . . .	14
2.3.2.3	Modenkopplung durch Bildung optischer Solitonen . .	16
2.4	Phase-Self-Adjusting Mode-locking (PSM) . . . . .	16
2.4.1	Selbstphasenmodulation . . . . .	17
2.4.2	Prinzip von APM und PSM . . . . .	18
2.5	Sättigbare Halbleiterabsorberspiegel . . . . .	21
2.5.1	Makroskopische Eigenschaften sättigbarer Halbleiterabsorber . .	22
2.5.2	Voraussetzungen für die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern . . . . .	24
2.5.3	Schwelle für selbstgütegeschaltete Modenkopplung . . . . .	26
2.5.4	Aufbauzeit für die Modenkopplung . . . . .	27
2.5.5	Aufbau sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Nd:GdVO<sub>4</sub> Oszillatoren mit selbstgütegeschalteter Modenkopplung</b>	<b>31</b>
3.1	Eigenschaften des Lasermaterials Nd:GdVO <sub>4</sub> . . . . .	32
3.2	Nd:GdVO <sub>4</sub> -Oszillator mit Phase-Self-Adjusting-Mode-locking . . . . .	34
3.2.1	Der kontinuierlich emittierende Nd:GdVO <sub>4</sub> -Laser . . . . .	34

## INHALTSVERZEICHNIS

---

3.2.1.1	Charakterisierung der Diodenlaserpumpquellen . . . . .	34
3.2.1.2	Thermische Belastung des Laserkristalls . . . . .	37
3.2.1.3	Berechnung der Resonatorkonfiguration . . . . .	42
3.2.1.4	Der experimentelle Aufbau . . . . .	44
3.2.1.5	Der kontinuierliche Betrieb . . . . .	45
3.2.2	Der Nd:GdVO <sub>4</sub> -Laser mit kontinuierlicher PSM . . . . .	46
3.2.2.1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	46
3.2.2.2	Der modengekoppelte Betrieb . . . . .	48
3.2.3	Der Nd:GdVO <sub>4</sub> -Laser mit selbstgüteschalteter Modenkopplung . . . . .	51
3.3	Selbstgüteschaltete Modenkopplung des Nd:GdVO <sub>4</sub> -Lasers mit sättigbarem Halbleiterabsorber . . . . .	56
3.3.1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	57
3.3.2	Experimentelle Ergebnisse zur cw-Modenkopplung . . . . .	59
3.3.3	Experimentelle Ergebnisse zur selbstgüteschalteten Modenkopplung . . . . .	62
3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	64
3.4.1	Vergleich von Nd:GdVO <sub>4</sub> und Nd:YVO <sub>4</sub> . . . . .	64
3.4.2	Vergleich der Modenkopplungsverfahren bei kontinuierlicher Modenkopplung und Selbstgüteschaltung . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Güteschaltete Modenkopplung eines Nd:YVO<sub>4</sub> -Lasers mit sättig- barem Halbleiterabsorber</b>	<b>69</b>
4.1	Kontinuierlicher Laserbetrieb . . . . .	70
4.1.1	Charakterisierung der Diodenlaserpumpquellen . . . . .	70
4.1.2	Thermische Belastung des Laserkristalls . . . . .	72
4.1.3	Berechnung der Resonatorkonfiguration . . . . .	74
4.1.4	Experimenteller Aufbau . . . . .	76
4.1.5	Experimentelle Ergebnisse zum kontinuierlichen Betrieb . . . . .	77
4.2	Kontinuierliche Modenkopplung mit sättigbarem Absorber . . . . .	79
4.3	Selbstgüteschaltete Modenkopplung . . . . .	83
4.4	Q-switch-Modenkopplung mit akustooptischem Modulator . . . . .	87
4.5	Numerische Simulation des Nd:YVO <sub>4</sub> -Lasers mit Q-switch-Modenkopplung . . . . .	101
4.5.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	101
4.5.2	Das Simulationsmodell . . . . .	103
4.5.3	Ergebnisse der Simulation . . . . .	107

## INHALTSVERZEICHNIS

---

4.6	Materialbearbeitung mit dem QML-Laser . . . . .	116
4.6.1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	117
4.6.2	Ergebnisse zur Materialbearbeitung . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>125</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>129</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

In der industriellen Fertigung hat sich die Mikromaterialbearbeitung in den letzten Jahren zu einem der Hauptanwendungsgebiete von optisch angeregten gepulsten Festkörperlaser entwickelt. Als Strahlquellen werden dabei überwiegend gütegeschaltete (Q-switch) Nanosekundensysteme eingesetzt. Die starke Verbreitung dieser Laser ist auf deren geringen Anschaffungspreis, den robusten Aufbau und die hohen Impulsenergien zurückzuführen. Der große Nachteil der gütegeschalteten Laser besteht in der relativ langen Wechselwirkungszeit der Nanosekundenimpulse mit der Materialprobe. Die Relaxationszeit der Temperatur, d.h. die Zeitdauer die das Elektronensystem für die Energieübertragung auf das Gitter des Materials benötigt, liegt jedoch im Pikosekundenbereich [1]. Dadurch findet während der Bearbeitung mit Nanosekundenimpulsen ein erheblicher Wärmeeintrag in das Material außerhalb des direkten Wechselwirkungsbereichs mit der Laserstrahlung statt. Dies führt zu Mikrorissen und starker Schmelzbildung, die eine Nachbearbeitung des Werkstücks erfordern. Für den Einsatz in der Präzisionsbearbeitung sind gütegeschaltete Laser daher nicht geeignet [2].

Eine erhebliche Verbesserung der Bearbeitungsqualität konnte durch die Verwendung von Ultrakurzpuls-Strahlquellen im Femtosekundenbereich erreicht werden. Da die Impulsdauer geringer ist als die Thermalisierungszeit zwischen Elektronen und Gitter, tritt eine deutlich geringere thermische Belastung des Materials außerhalb der Wechselwirkungszone auf [3]. Die durch den Einsatz von Femtosekundenimpulsen erzielte nahezu schädigungsfreie und damit sehr präzise Bearbeitung bot viele neue Anwendungsmöglichkeiten [4, 5, 6]. Die Femtosekunden-Strahlquellen basieren auf Ti:Saphir als aktivem Lasermaterial. Aufgrund der hervorragenden thermischen und optischen Eigenschaften ist dieses Material sehr gut für den Aufbau von Oszillator-Verstärkersysteme zur Erzeugung von Impulsdauern im Bereich weniger Femtosekunden geeignet [7]. Zwei wesentliche Nachteile verhindern jedoch den breiten industriellen Einsatz

dieser Systeme. Zum einen stehen für die Anregung von Ti:Saphir zwischen 500 und 550 nm keine Hochleistungs-Diodenlaser zur Verfügung. Üblicherweise werden zur Anregung daher aufwendige diodengepumpte frequenzverdoppelte Festkörperlaser eingesetzt. Der zweite Nachteil ergibt sich aus der Tatsache, dass die Impulsenergien von Ti:Saphir Oszillatoren für die Materialbearbeitung zu gering sind und daher in einem regenerativen Verstärker nachverstärkt werden müssen. Um Zerstörungen der optischen Komponenten des Verstärkers aufgrund der extrem hohen Spitzenintensitäten der fs-Impulse zu vermeiden, muss das Verfahren der Chirped Pulse Amplification (CPA) verwendet werden [8, 9]. Dabei werden die Impulse vor der Verstärkung zeitlich gestreckt und danach wieder komprimiert. Durch die CPA werden die Ti:Saphir-Systeme sehr komplex, kostenintensiv und relativ ineffizient. Zudem ist die Prozeßgeschwindigkeit im industriellen Einsatz aufgrund der Beschränkung der Repetitionsrate der Impulse kommerziell erhältlicher Systeme auf unter 5 kHz begrenzt.

Die anhand vieler Untersuchungen belegte hohe Qualität bei der Bearbeitung mit Ti:Saphir Systemen führte zu der Annahme, dass dies nur durch die Verwendung von Impulsdauern im Bereich von 100 fs möglich wurde. Neuere Untersuchungen haben allerdings gezeigt, dass durch den Einsatz von Lasersystemen mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps sehr gute Ergebnisse für die Präzisionsbearbeitung von Metallen erreicht werden können [3, 10]. Da der Temperaturexchange des Elektronensystems auf die Atome und Ionen des Materials in einem Zeitintervall von einigen zehn Pikosekunden abläuft, sind die Pikosekundenimpulse ausreichend kurz, so dass der Wärmeeintrag in das Metall analog zu fs-Impulsen minimiert werden kann. Zusätzlich bietet die Bearbeitung mit Pikosekunden aufgrund der geringeren Spitzenintensitäten den Vorteil, dass Strahlverzerrungen im Fokus durch die nichtlineare Wechselwirkungen mit der Luft vermieden werden können. Die Nutzung von Pikosekunden-Impulsen erlaubt die Realisierung von Ultrakurzimpuls-Strahlquellen mit denen die Nachteile von fs-Systemen beseitigt werden. Dabei handelt es sich um diodengelassergpumpte Systeme aus Seed-Oszillator und regenerativem Verstärker basierend auf Neodym dotierten Lasermaterialien, bei denen auf das CPA Verfahren aufgrund der geringeren Leistungsdichten verzichtet werden kann [12].

Für bestimmte Anwendungen, die sehr hohe Anforderungen an die Qualität der bearbeiteten Oberflächen und Kanten stellen, darf die Energie der Laserimpulse nur knapp oberhalb der Abtragsschwelle der Metalle liegen [10]. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit der Laserstrahlung reichen Impulsenergien von wenigen  $\mu\text{J}$  bereits aus. Infolge der reduzierten Energie nimmt die pro Impuls erreichbare Abtragstiefe und damit die Bearbeitungsgeschwindigkeit stark ab. Durch die Erhöhung der Repetitionsrate der ultrakurzen Impulse in den Bereich von einigen hundert kHz kann eine wirtschaft-

---

lich akzeptable Prozeßgeschwindigkeit erreicht werden. Kommerziell erhältliche ps-Lasersysteme aus Seedoszillator und regenerativem Verstärker lassen nur Wiederholraten bis 100 kHz zu [13]. Eine weitere Möglichkeit zu einer deutlichen Steigerung der Abtragsraten ist der Einsatz von Lasersystemen die Gruppen von modengekoppelten Impulsen, sogenannte Bursts, emittieren. Erste Untersuchungen zur Mikrobearbeitung mit Bursts zeigten zusätzlich eine Verbesserung der Bearbeitungsqualität im Vergleich zum Einsatz von Einzelimpulsen [14, 15].

Eine vielversprechende Methode zur Erzeugung von Bursts aus ultrakurzen Impulsen hoher Energie bildet ein Oszillator mit gütegeschalteter Modenkopplung (Q-switch mode locking, QML). Die durch Modenkopplung erzeugten ultrakurzen Impulse liegen dabei unter einer gütegeschalteten Einhüllenden. Ein solcher Laser mit QML verbindet den Vorteil der hohen Impulsenergien von Q-switch Lasern mit den ultrakurzen Impulsen und dem kompakten Aufbau von kontinuierlich modengekoppelten Oszillatoren. Die in der Vergangenheit realisierten Laser mit QML erfüllen die Anforderungen für den Einsatz in der Präzisionsbearbeitung hinsichtlich der Dauer der modengekoppelten Impulse, der Wiederholrate und der Stabilität der Maximalamplituden der gütegeschalteten Einhüllenden nicht [16, 17, 18, 19].

Das Ziel dieser Arbeit war daher die Entwicklung und die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften einer Ultrakurzpuls-Strahlquelle zur Erzeugung von Pikosekunden-Impulszügen hoher mittlerer Leistung und Energie durch gütegeschaltete Modenkopplung mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps. Die Erzeugung der ultrakurzen Impulse erfolgte durch die passive Modenkopplung von diodengepumpten Lasern basierend auf Nd:YVO<sub>4</sub> und dem erst seit wenigen Jahren verfügbaren Nd:GdVO<sub>4</sub> als aktivem Material [20]. Neben der Impulserzeugung muss das Verfahren die Möglichkeit bieten, einen stabilen gütegeschalteten Betrieb zu erreichen. Dabei kann die Gütemodulation durch die Anpassung der Laserparameter durch das Modenkopplungselement selbst (Self-QML) oder durch einen zusätzlichen Verlustmodulator erzeugt werden. Die Amplitudenmodulation darf dabei nicht zur Störung der Impulsformung durch die Modenkopplung führen. Gleichzeitig wird durch die Stärke der Amplitudenmodulation jedoch der Wert der maximalen Impulsenergie festgelegt. Um einen QML-Laser mit hohen Impulsenergien und stabiler Modenkopplung zu realisieren, müssen die Laserparameter, die eine geeignete Beeinflussung der Laserdynamik erlauben, identifiziert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich daher wie folgt: Die Erzeugung ultrakurzer Impulse durch Modenkopplung wird in Kapitel 2 ausführlich erläutert, insbesondere die beiden in den Experimenten untersuchten Verfahren der Phase-Selfadjust-Modenkopplung (PSM) und der Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern. In Kapitel 3

werden die Modenkopplungsverfahren auf ihre Eignung zur Realisierung eines stabilen QML-Betriebs hin untersucht. Ausgehend von zuerst realisierten kontinuierlich modengekoppelten Oszillatoren, erfolgt durch die Anpassung der Laserparameter der Übergang zur selbstgütegeschalteten QML. Basierend auf den Erfahrungen aus den vorrausgehenden Experimenten, folgt in Kapitel 4 die Darstellung der Ergebnisse eines neu konzipierten Systems zur langzeitstabilen QML. Neben der Selbstgüteschaltung wurde die QML durch das Einbringen eines zusätzlichen Verlustmodulators in den Resonator untersucht. Zum besseren Verständnis der physikalischen Zusammenhänge der QML und zur Optimierung des Betriebs hinsichtlich maximaler Impulsenergien der modengekoppelten Einzelimpulse wurden numerische Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 4.3 dargestellt sind. Die Ergebnisse zur Materialbearbeitung mit Bursts durch den Einsatz des QML-Lasers werden in Abschnitt 4.4 diskutiert und bewertet. Abschließend werden in Kapitel 5 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal kurz zusammengefasst.

# Kapitel 2

## Erzeugung ultrakurzer Impulse

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen und die Verfahren zur Erzeugung ultrakurzer Impulse durch Modenkopplung, wie sie in dieser Arbeit eingesetzt werden, vorgestellt.

Zuerst folgt ein kurzer Überblick der zeitlichen Laserdynamik anhand der möglichen Betriebszustände in denen ein Laser seine Strahlung emittieren kann. Danach wird das Prinzip der Impulserzeugung durch Kopplung der longitudinalen Resonatormoden erklärt. Anschließend wird eine Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Realisierung der Modenkopplung gegeben. Dabei wird ausführlich auf die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten passiven Verfahren des Phase-Self-Adjusting-Mode-locking (PSM) und der sättigbaren Halbleiterabsorber zur Realisierung der gütegeschalteten Modenkopplung (QML) eingegangen.

### 2.1 Zeitliche Emissionscharakteristik eines Lasers

Anhand des zeitlichen Verlaufs der emittierten Leistung  $P(t)$  lassen sich Laser prinzipiell in vier verschiedene Klassen einteilen [22]. In Abbildung 2.1 sind diese mit ihrer typischen Leistungs-Zeit-Charakteristik dargestellt.

Ohne aktive oder passive Modulation der Verluste, der Verstärkung oder der Phase befindet sich ein Laser im kontinuierlichen Betrieb (cw), indem die Ausgangsleistung zeitlich konstant ist. Der Laser oszilliert auf einer oder mehreren longitudinalen Moden zwischen denen keine Phasenkopplung besteht.

Durch die Variation der Resonatorverluste wird die Güteschaltung (Q-switching) erreicht. Die Modulation der Resonatorgüte  $Q$  ermöglicht einen gepulsten Betrieb. Das Prinzip besteht darin, die Inversion und damit die Verstärkung durch Unterdrückung des Laserprozesses aufgrund sehr hoher Verluste zu erhöhen. Nach einer bestimmten

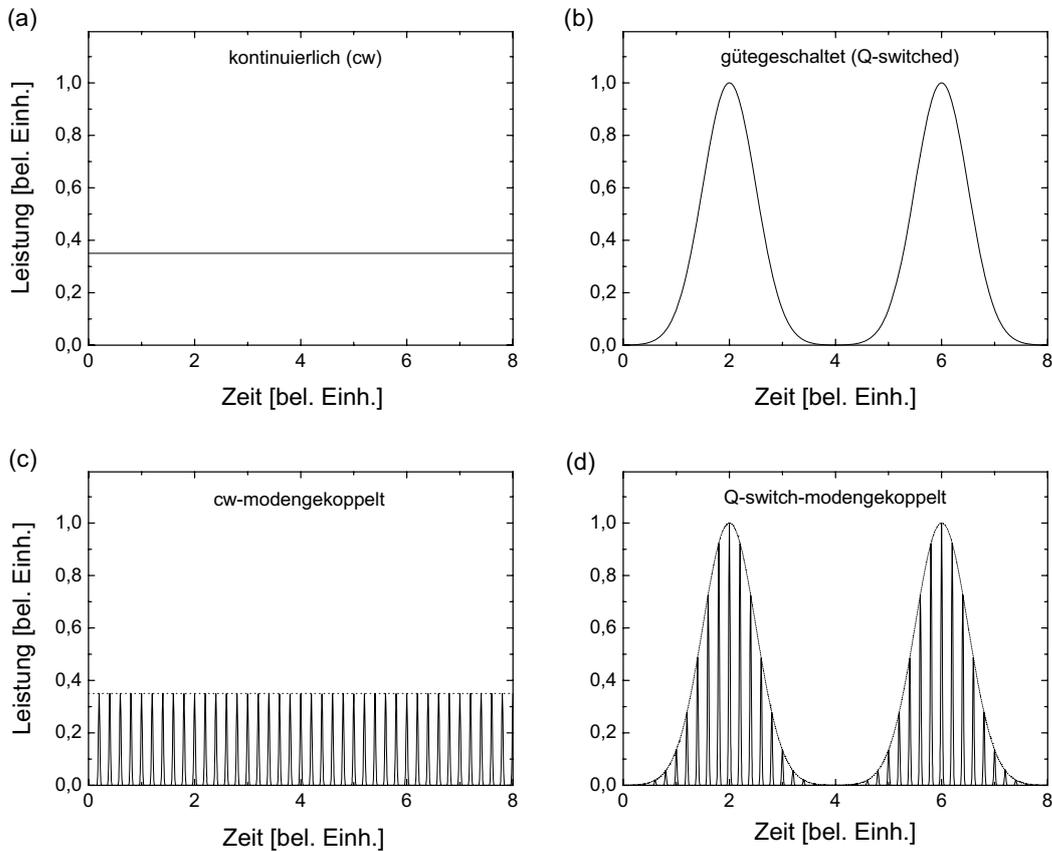


Abbildung 2.1: Leistungs-Zeit-Charakteristik der verschiedenen Betriebszustände eines Lasers [22]: Kontinuierlicher (a), gütegeschalteter Betrieb (b), kontinuierliche Modenkopplung (c) und gütegeschaltete Modenkopplung (d).

Zeit werden die zusätzlichen durch den Modulator erzeugten Verluste ausgeschaltet. Die im aktiven Medium gespeicherte Energie wird dann in Form eines kurzen Laserpulses emittiert. Als Verlustmodulatoren werden in der Regel akustooptische oder elektrooptische Schalter eingesetzt. Dieses Verfahren ermöglicht die Erzeugung von energiereichen Laserimpulsen mit einer Länge von wenigen Nanosekunden [23]. Die Grenze für die Impulsdauer wird durch die vorhandene Besetzungsinversion, die Lebensdauer des oberen Laserniveaus und die Schaltzeit des Modulators festgelegt. Um noch kürzere Impulse zu erzeugen, sogenannte ultrakurze Impulse im Piko- bzw. Femtosekundenbereich, wird das Verfahren der Modenkopplung angewendet. Im Gegensatz zum cw- und Q-switch-Betrieb basiert diese Methode auf der phasenstarr

Kopplung vieler Resonatormoden (siehe Abschnitt 2.2). Dabei werden die Laserparameter so gewählt, dass alle Impulse eine konstante Spitzenleistung aufweisen (cw-Modenkopplung).

Daneben kann ein weiterer Zustand auftreten, der aus einer Überlagerung der cw-Modenkopplung und des Q-switching besteht. Dieser wird entsprechend als gütegeschaltete oder Q-switch-Modenkopplung (QML) bezeichnet. Dabei erfahren die modengekoppelten Einzelimpulse eine starke periodische Amplitudenmodulation. Wenn die im Resonator durch Fluktuationen hervorgerufene Relaxationsoszillationen nicht durch das Zusammenwirken der Verstärkung des aktiven Mediums und der Verlustmodulation durch das Modenkopplungselement weggedämpft werden, kann dies zur QML führen. Die Relaxationsoszillationen erfahren pro Resonatorumlauf eine positive Nettoverstärkung und wachsen daher exponentiell an, bis die Verstärkung des Lasermediums erschöpft ist. Die Wiederholrate der Gütemodulation liegt dabei im Bereich der Relaxationsfrequenz des Verstärkungsmediums. Dies führt zu der in Abbildung (d) gezeigten Zeit-Leistungs-Charakteristik. Im Extremfall kann die Gütemodulation zur Unterdrückung des Laserprozesses zwischen den gütegeschalteten Einhüllenden führen. Ein Laser mit QML liefert aufgrund der Überhöhung eine deutliche größere Energie für die Impulse im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden im Vergleich zum cw-modengekoppelten Betrieb. Dies ist für bestimmte Anwendungen wie z.B. die Mikro-materialbearbeitung von Interesse. Bisher wurde die gütegeschaltete Modenkopplung als unerwünschte Störung der cw-Modenkopplung angesehen. Starke Schwankungen der Amplituden der gütegeschalteten Einhüllenden führten aufgrund der Überhöhung der Spitzenleistung häufig zur Beschädigung von optischen Komponenten innerhalb des Resonators. Daher war das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente die Realisierung eines Laser mit dauerhaft stabiler, definierter gütegeschalteter Modenkopplung.

## 2.2 Prinzip der Modenkopplung

In einem Laser, welcher über ein aktives Medium mit einer großen Verstärkungsbandbreite  $\Delta\nu$  verfügt, können viele longitudinale Moden gleichzeitig anschwingen. Dies ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Alle Moden die sich über der Schwelle befinden, können gleichzeitig oszillieren. Der spektrale Abstand benachbarter Moden beträgt

$$\delta\nu = \frac{c}{2l}. \quad (2.1)$$

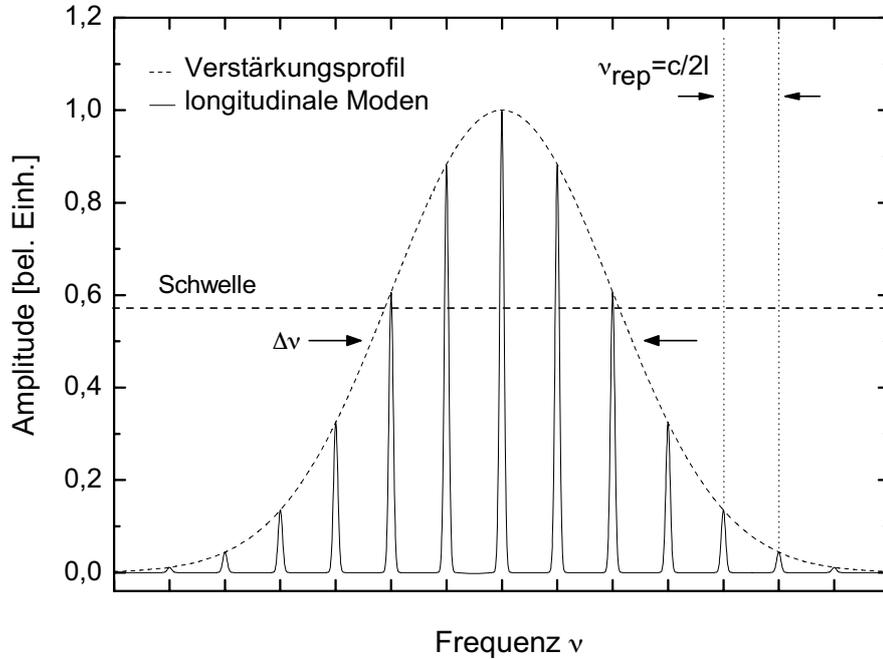


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines gaußförmigen Verstärkungsprofils mit longitudinalen Resonatormoden

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $l$  die optische Resonatorlänge. Da zwischen den Moden keine feste Phasenbeziehung besteht, oszillieren sie unabhängig voneinander. Erzeugt man durch ein geeignetes Verfahren eine phasenstarre Kopplung der Moden miteinander, so interferieren diese und der Laser emittiert kurze Impulse in regelmäßigen Abständen. Für den Fall von  $2n+1$  aufeinanderfolgenden Moden gleicher Amplitude läßt sich die elektrische Feldstärke als Summe aller beteiligten Moden schreiben [24]:

$$E(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 e^{2\pi i[(\nu_0 + q\delta\nu_{q,q+1})t + q\varphi]} \quad (2.2)$$

$\nu_0$  gibt die Frequenz der zentralen Mode an und  $\varphi$  eine beliebige aber konstante Phasendifferenz. Die Summation in Gleichung 2.2 ist analytisch durchführbar und ergibt für  $2n+1$  simultan oszillierende Moden identischer Amplitude und konstanter Phasendifferenz

$$E(t) = A(t) e^{i2\pi\nu_0 t}, \quad (2.3)$$

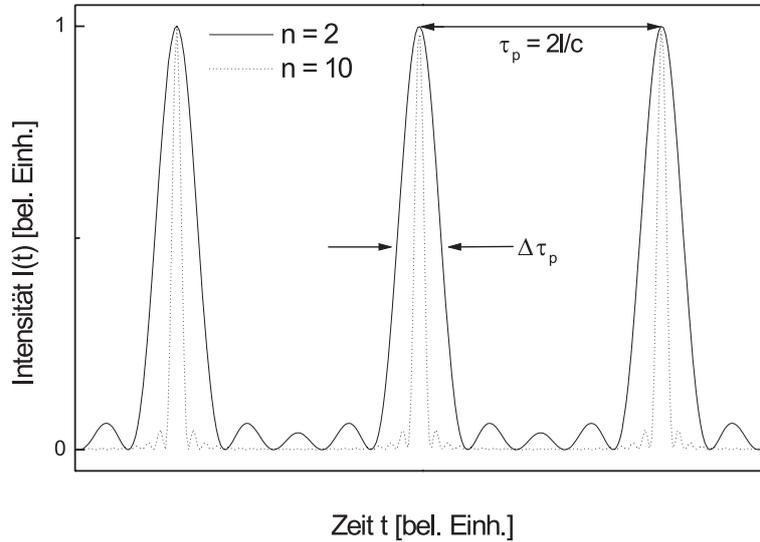


Abbildung 2.3: Zeitliche Intensität  $I(t)$  bei der Kopplung von 2 bzw. 10 Moden mit konstanter Phasendifferenz  $\varphi$  und Amplitude  $E_0$

mit

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(2\pi\delta\nu_{q,q+1}t + \varphi)/2]}{\sin[(2\pi\delta\nu_{q,q+1}t + \varphi)/2]}. \quad (2.4)$$

Für die Intensität der Laserstrahlung gilt:

$$I(t) \propto E(t)E^*(t) = A(t)^2. \quad (2.5)$$

$E^*(t)$  ist das konjugiert Komplexe des elektrischen Feldes  $E(t)$ . Infolge der Modenkopplung emittiert der Laser kurze Pulse der Dauer  $\Delta\tau_p$  mit einem Zeitabstand  $\tau_p$ . Aus Gleichung 2.4 erhält man:

$$\tau_p = \frac{2l}{c}. \quad (2.6)$$

Dies entspricht der Umlaufzeit des Resonators. Das zeitliche Verhalten des Lasers im Pulsbetrieb kann vereinfacht so verstanden werden, dass ein einzelner Impuls im Resonator umläuft und am Endspiegel teilweise ausgekoppelt wird. Für die Repetitionsrate  $\nu_{rep}$  des Lasers gilt somit:

$$\nu_{rep} = \frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{2l}. \quad (2.7)$$

Pulsform	k
Rechteck	0.886
Gauß	0.441
Sech <sup>2</sup>	0.315
Lorentz	0.221

Tabelle 2.1: Zeit-Bandbreite-Produkt für verschiedene Impulsformen

Aus der zeitlichen Amplitude  $A(t)$  erhält man als Abschätzung für die Halbwertsbreite der Impulse:

$$\Delta\tau_p \approx \frac{1}{(2n+1)\delta\nu_{q,q+1}}. \quad (2.8)$$

Die Impulsdauer  $\Delta\tau_p$  ist also umgekehrt proportional zur Anzahl der gekoppelten Moden. In Abbildung 2.3 wird dies gezeigt. Wenn sich alle Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite  $\Delta\nu \approx (2n+1)\nu_{rep}$  über der Schwelle befinden und miteinander gekoppelt sind, dann ergeben sich die kürzesten Pulse. Es gilt nun:

$$\Delta\tau_p \approx \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (2.9)$$

Die Impulse sind also bandbreitenbegrenzt. Das zeitliche Verhalten und das Frequenzspektrum des Pulses sind über die Fouriertransformation miteinander verknüpft.

Aufgrund der kurzen Dauer haben derartige Impulse hohe Spitzenleistungen  $P_{max}$ . Aus Gleichung 2.3 und 2.4 folgt:

$$P_{max} \propto (2n+1)^2 A^2. \quad (2.10)$$

Die Spitzenleistung ist somit bei Modensynchronisation um den Faktor  $(2n+1)$  höher als für den Fall statistischer Phasen.

Die Eigenschaften eines ultrakurzen Laserpulses werden durch Gleichung 2.4 für den Fall einer konstanten Amplitude für alle Moden dargestellt. Der Ausdruck für die Pulsdauer ist daher nur eingeschränkt gültig. Allgemein gilt:

$$\Delta\tau_p = \frac{k}{\Delta\nu}. \quad (2.11)$$

$k$  stellt dabei eine Konstante dar, die von der vorliegenden Pulsform abhängt. Für die verschiedenen Profile ergeben sich Werte  $0 < k < 1$ . Einige Beispiele sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die sich durch die Modenkopplung ergebenden Impulsformen sind

abhängig vom verwendeten Verfahren. Bandbreitenbegrenzte Impulsdauern stellen eine untere Grenze (Fourierlimit) dar, die bei Abweichung von der Bedingung konstanter Phasendifferenz deutlich überschritten werden können.

## 2.3 Verfahren zur Modenkopplung

Nachdem im vorherigen Abschnitt das Prinzip der Modenkopplung erläutert wurde, folgt nun eine Darstellung der verschiedenen Methoden zur effizienten Kopplung der longitudinalen Moden eines Stehwellenresonators mit konstanter Phasenbeziehung. In der Literatur wird allgemein zwischen aktiven und passiven Modenkopplungsverfahren unterschieden. Bei aktiven Verfahren wird die Modenkopplung durch einen zusätzlichen Modulator erzeugt. Bei passiven Methoden wird durch den Einsatz eines geeigneten nichtlinearen Elements die phasenstarre Kopplung der Moden erreicht. Im Folgenden werden die aktiven Verfahren kurz erläutert. Anschließend folgt eine Beschreibung der passiven Methoden.

### 2.3.1 Aktive Modenkopplung

Die aktive Modenkopplung wird durch die zeitlich periodische Modulation der Verluste, der Verstärkung oder der optischen Weglänge des Resonators realisiert. Die Periodendauer der Modulation muss dabei der Umlaufzeit des Resonators entsprechen.

Um die Resonatorverluste periodisch zu modulieren, werden im allgemeinen akustooptische Modulatoren verwendet. Die Impulse bilden sich zum Zeitpunkt der minimalen Verluste aus [24]. Eine Modulation der Verstärkung wird durch das synchrone Pumpen erreicht [26]. Die Anregung des aktiven Mediums erfolgt durch einen bereits modengekoppelten Laser. Die Resonatorlänge des Lasers muss gleich oder ein ganzzahliges Vielfaches der Länge des Pumplasers sein. Weiterhin ist zu beachten, dass dieses Verfahren nur effektiv angewendet werden, wenn die Lebensdauer des aktiven Mediums im oberen Laserniveau kleiner als die Umlaufzeit im Resonator ist.

Die Variation der Resonatorlänge wird z.B. durch die periodische Modulation des Brechungsindex eines sich am Resonatorende befindenden elektrooptischen Modulators ermöglicht. Physikalisch ist dies äquivalent dazu, dass die Resonatorlänge durch Variation der Position eines Endspiegels geändert wird. Außer an den Umkehrpunkten, d.h. bei minimaler und maximaler Resonatorlänge, erfährt ein Laserimpuls eine Frequenzverschiebung aufgrund des Doppler-Effekts. Dieser führt nach einigen Resonatorumläufen dazu, dass die Laserwellenlänge aus dem Verstärkungsbereich heraus wandert. Die Impulse können sich daher optimal zum Zeitpunkt mit minimalem oder

maximalem Brechungsindex im Modulator ausbilden.

Die Erzeugung ultrakurzer Impulse im Bereich von wenigen ps ist mit aktiven Modenkopplungsverfahren allgemein nur schwer möglich, da die impulsverkürzende Wirkung (Modulationstiefe) mit sinkender Impulsdauer abnimmt [25].

### 2.3.2 Passive Modenkopplung

Die Erzeugung ultrakurzer Impulse durch passive Modenkopplung beruht auf der intensitätsabhängigen Verlustmodulation, die durch die Wechselwirkung zwischen der Laserstrahlung und einem nichtlinearen Element im Resonator hervorgerufen wird. Dieses Element bewirkt für hohe Intensitäten geringere Verluste als für niedrigere Intensitäten. Dadurch wird der Impulsbetrieb im Vergleich zum kontinuierlichen Laserbetrieb bevorzugt. Da bei passiven Verfahren die Verlustmodulation durch den umlaufenden Impuls selbst erzeugt wird, ist die Modulationstiefe deutlich größer als im Vergleich zu aktiven Modenkopplungsverfahren. Dies ermöglicht, abhängig vom verwendeten Verfahren und dem aktiven Medium, die Erzeugung von erheblich kürzeren Impulsen bis in den Bereich von wenigen Femtosekunden [27]. Aufgrund der durch die unterschiedliche Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und optisch nichtlinearen Element erzeugte Verlustmodulation existieren viele Verfahren zur passiven Modenkopplung. Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden vorgestellt. Die Einteilung der Varianten erfolgt in der Literatur anhand der Beschreibung der Verlustmodulationsfunktion durch einen sättigbaren Absorber [22]. Als Kriterium für die Unterscheidung in drei fundamentale Modelle dient die Zeitdauer, in der sich die Verluste vom minimalen Wert aufgrund der Sättigung bis zum Ausgangswert erholt haben. In Abbildung 2.4 sind diese Modelle schematisch dargestellt.

#### 2.3.2.1 Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber

Ein langsamer sättigbarer Absorber wird definiert als ein Element bei dem die Relaxationszeit, d.h die Zeit vom minimalen Wert bis zum Ausgangswert der Verluste, gleich oder größer als die Halbwertsbreite des Impulses ist. Eine im Resonator umlaufende Intensitätsspitze erfährt eine geringere Abschwächung durch den Absorber als der Untergrund. Die vordere Flanke des Impulses wird durch den Absorber stärker gedämpft als das Impulsmaximum, da die Absorption hier bereits gesättigt wird. Die abfallende Flanke wird daher aufgrund der langen Relaxationszeit der Verluste nicht abgeschwächt. Dies bedeutet, dass die Impulsformung des sättigbaren Absorbers nur auf die Front des Impulses wirkt. Ein im Resonator vorhandener zeitlich breiter Strahlungsuntergrund der dem Impuls folgt wird innerhalb der Relaxationszeit des Absorbers

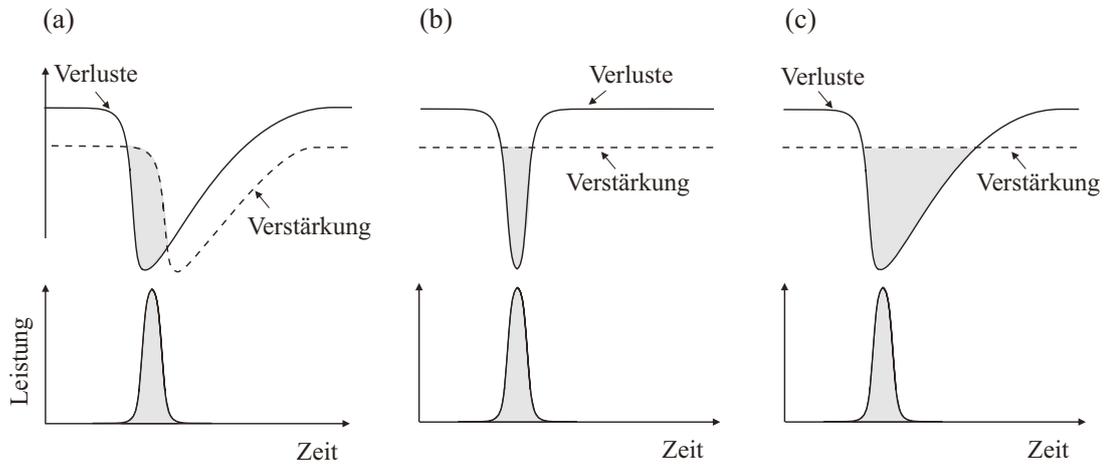


Abbildung 2.4: Fundamentale Modelle der passiven Modenkopplung: mit einem langsamen sättigbaren Absorber in Verbindung mit einer dynamischen Sättigung der Verstärkung (a), mit einem schnellen sättigbaren Absorber (b) und Solitonenmodenkopplung, gestartet und stabilisiert mit einem langsamen sättigbaren Absorber (c).

nicht gedämpft. Aufgrund der geringen spektralen Breite des Untergrundes erfährt dieser eine maximale Verstärkung. Diese ist größer als die Verstärkung eines zeitlich sehr kurzen und somit spektral breiten Laserimpulses. Der kontinuierliche Betrieb wird bevorzugt, wodurch die Ausbildung eines stabilen Modenkopplungsbetriebs verhindert wird.

Die Realisierung eines stabilen Modenkopplungsbetriebes kann jedoch durch die Berücksichtigung der Verstärkungssättigung erreicht werden. Dies ist nur dann sinnvoll möglich, wenn die Lebensdauer des oberen Laserniveaus kleiner als die Resonatorumlaufzeit ist. Beim Durchgang eines Impulses durch das aktive Medium wird die Verstärkung gesättigt. Durch die sättigbare Absorption und die sättigbare Verstärkung wird daher für ein kurzes Zeitintervall eine Nettoverstärkung für die Laserstrahlung erreicht. Die Impulsformung der vorderen Flanke des Impulses erfolgt durch den sättigbaren Absorber und die der hinteren Flanke durch die dynamische Sättigung der Verstärkung. Für Festkörperlasermaterialien ist die Modenkopplung mit langsamen Absorber durch Ausnutzung der dynamischen Verstärkungssättigung nicht realisierbar, da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus im Bereich von Mikro- bis zu Millisekunden liegt. Dagegen haben Festkörperlaser typische Resonatorumlaufzeiten im Nanosekundenbereich.

Die Verstärkung wird durch die mittlere resonatorinterne Leistung auf einen konstanten Wert im stationären Zustand reduziert. Dieser Wert entspricht den Gesamtverlusten des Resonators.

Trotz dieser Tatsache lassen sich Festkörperlaser mit stabiler Modenkopplung unter der Verwendung von langsamen sättigbaren Absorbern realisieren, deren Impulsdauer viel kürzer als die Relaxationszeit des Absorbers ist. Die Sättigung der Verluste des Absorbers führt wie oben erläutert zu einer Impulsverkürzung, da die Impulsfront stärkere Verluste erfährt als die Impulsspitze und die Impulsflanke. Zusätzlich wird dadurch der Impuls pro Umlauf um ein Zeitintervall  $\Delta t$  verschoben. Für den kontinuierlichen Untergrund, der nach dem Impuls folgt, tritt aufgrund der langen Relaxationszeit des Absorbers keine Zeitverschiebung auf. Somit wird bei jedem Umlauf ein Teil des Untergrundes vom Impuls aufgenommen. Um eine Störung des Modenkopplungsbetriebs zu vermeiden, muss die Energie des Untergrundes vom Impuls absorbiert werden, bevor er zu stark angewachsen ist. Die minimal erreichbare Impulsdauer, die bei der Verwendung eines Absorbers mit vorgegebener Relaxationszeit erzielt werden kann, hängt demnach von der Zeitdauer ab für die der Untergrund eine Nettoverstärkung erfährt. Mit Hilfe der Gesamtverstärkung des Untergrunds und der zeitlichen Verschiebung des Impulses pro Resonatorumlauf lässt sich ein Grenzwert für die Impulsdauer angeben. Wie durch die theoretische Abschätzung vorhergesagt, konnten so auch im Experiment Impulsdauern realisiert werden, die etwa einem Dreißigstel der Relaxationszeit des verwendeten sättigbaren Absorbers entsprechen [29].

### 2.3.2.2 Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorber

Im Gegensatz zum langsamen ist bei schnellen sättigbaren Absorbern die Relaxationszeit der Verluste kürzer als die Impulsdauer. Die Modulationsfunktion kann nahezu instantan auf das Intensitätsprofil des Impulses reagieren. Schnelle sättigbare Absorber sorgen für eine Impulsformung der vorderen und der hinteren Impulsflanke. Die schnelle Relaxation der Verluste verhindert zudem die Störung der Modenkopplung durch einen kontinuierlichen Untergrund hinter dem Impuls.

### Kerr-Linsen-Modenkopplung

Eine Realisierungsform der Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorbers ist die Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM). Diese Verfahren beruht auf der Selbstfokussierung eines Laserstrahls aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex (Kerr-Effekt) [30, 31, 32]. Für den optischen Weg durch ein Material der Dicke  $L$  gilt:

$$nL = (n_0 + n_2 \cdot I) \cdot L, \quad (2.12)$$

wobei  $n_0$  der lineare Brechungsindex,  $n_2$  der nichtlineare Brechungsindex und  $I$  die Intensität der Strahlung ist. Die räumliche Intensitätsverteilung entspricht einem Gaußprofil, d.h. die Intensität nimmt mit dem Abstand  $r$  von der optischen Achse stark ab. Die Strahlung nahe der Achse legt aufgrund der nichtlinearen Wechselwirkung (vgl. Gleichung 2.12) einen größeren optischen Weg zurück als am Rand ( $n_2 > 0$ ). Dies führt analog zur Wirkung einer Sammellinse zur Fokussierung der Laserstrahlung. Die Brechkraft der Kerr-Linse ist umso stärker, je höher die Intensität. Kurze Laserimpulse werden aufgrund der sehr hohen Spitzenintensitäten deutlich stärker fokussiert als kontinuierliche Strahlung. Durch das Einfügen einer Blende (Hard Aperture) an geeigneter Position und mit geeignetem Durchmesser kann erreicht werden, dass die kontinuierliche Strahlung höhere Verluste erfährt als ein Laserimpuls. Dadurch wird der modengekoppelte Betrieb bevorzugt [33]. Alternativ lässt sich dies auch erreichen, wenn die Selbstfokussierung zu einer Verbesserung des räumlichen Überlapps zwischen Pump- und Laserstrahlung im aktiven Medium führt (Soft Aperture). Ein Nachteil der Kerr-Linsen-Modenkopplung ist, dass die Linsenwirkung durch den nichtlinearen Brechungsindex sehr klein ist. Um eine möglichst große Änderung des Strahldurchmessers durch die Kerr-Linse zu erreichen, werden die Resonatoren in der Regel so aufgebaut, dass die Konfiguration am Rande des Stabilitätsbereichs liegt. Als Folge davon reagieren solche Lasersysteme ebenso empfindlich auf Änderungen der Umgebungsbedingungen. Ein weiterer Nachteil der KLM ist, dass sie bis auf wenige Ausnahmen nicht selbststartend ist [34, 35]. Zum Start der Modenkopplung werden häufig langsame sättigbare Absorber eingesetzt. Ausgehend von den dadurch erzeugten Impulsen erfolgt die weitere Impulsverkürzung durch die Kerr-Linsen-Modenkopplung. Die Kerr-Linsen-Modenkopplung ist dennoch ein sehr leistungsfähiges Modenkopplungsverfahren zur Erzeugung ultrakurzer Impulse im Femtosekundenbereich.

### **Additive-Pulse-Mode-locking**

Bei der Additive-Pulse-Mode-locking (APM) handelt es sich um ein Verfahren, bei dem an den Laserresonator ein zweiter Resonator mit nichtlinearem Element angekoppelt ist. Die Impulsverkürzung entsteht dabei durch die interferometrische Überlagerung eines Impulses mit einem zweiten frequenzmodulierten Impuls. Die Wirkung des gekoppelten nichtlinearen Resonators kann durch eine intensitätsabhängige Reflektivität beschrieben werden, die instantan dem Intensitätsprofil des Impulses folgt. Daher wird der angekoppelte Resonator mit nichtlinearer Reflektivität als schneller sättigbarer Absorber angesehen. Eine ausführliche Erklärung der Additive-Pulse-Mode-locking und der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Variante des Phase-Self-Adjusting-Mode-locking (PSM) folgt in Abschnitt 2.4.

### 2.3.2.3 Modenkopplung durch Bildung optischer Solitonen

Eine weitere Möglichkeit der passiven Modenkopplung stellt die Formung von Impulsen durch die Erzeugung optischer Solitonen dar [36, 37, 38]. Unter optischen Solitonen versteht man Impulse, die sich in Zeit- und Frequenzraum unverändert ausbreiten. Das Prinzip dieses Verfahrens basiert auf dem Zusammenwirken der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) und der Selbstphasenmodulation (SPM, siehe Abschnitt 2.4.1). Der im Resonator umlaufende Solitonenimpuls wird durch passive Resonatorverluste und die endliche Verstärkungsbandbreite des Lasermediums abgeschwächt und verliert einen Teil der Energie an einen zeitlich ausgedehnten Untergrund. Die spektrale Verbreiterung dieses auch als Kontinuum bezeichneten Untergrundes durch Selbstphasenmodulation ist aufgrund seiner geringen Intensität vernachlässigbar. Die Dispersion sorgt jedoch für eine weitere zeitliche Verbreiterung des Untergrundes. Das Kontinuum besitzt eine geringe spektrale Bandbreite und wird daher effizienter verstärkt als das breitbandige Soliton. Nach wenigen Resonatorumläufen ist das Kontinuum so stark angewachsen, dass es zur Destabilisierung des Solitons führt. Um dies zu vermeiden, muss das immer länger werdende Kontinuum durch zusätzliche Verluste unterdrückt werden. Zum Start und zur Stabilisierung der Modenkopplung wird ein zusätzlicher Verlustmodulator in den Resonator eingebracht. Experimentell wird dies durch den Einsatz eines langsamen sättigbaren Absorbers oder eines akustooptischen Modenkopplers realisiert. Charakteristisch für die Solitonenmodenkopplung sind Impulse, deren Zeit-Bandbreite-Produkt dem Fourierlimit eines Sech<sup>2</sup>-Impulses von 0,315 entsprechen.

## 2.4 Phase-Self-Adjusting Mode-locking (PSM)

Bei dem Verfahren des Phase-Self-Adjusting Mode-locking [40] handelt es sich um eine Abwandlung des APM. Im folgenden Abschnitt werden beide Methoden ausführlich erläutert.

Der an dem Hauptresonator angekoppelte Nebenresonator enthält als nichtlineares Element eine optische Faser. Die nichtlineare Reflektivität des zweiten Resonators wird durch Selbstphasenmodulation in der optischen Faser erreicht. Im Weiteren wird zunächst die Wirkung der SPM erläutert. Anschließend folgt eine Erklärung des Prinzips der Modenkopplung mit gekoppelten Resonatoren.

### 2.4.1 Selbstphasenmodulation

Für ultrakurze Impulse werden sehr große Intensitäten  $I$  der Laserstrahlung innerhalb des Resonators erreicht. Dadurch muss neben dem linearen Brechungsindex  $n_0$  auch der nichtlineare Anteil des Brechungsindex  $n_2$  berücksichtigt werden:

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I. \quad (2.13)$$

Für die zeitliche Phase in einem Medium der Länge  $L_k$  ergibt sich:

$$\Phi(t, I) = \omega_0 t - kn(I)L_k, \quad (2.14)$$

$\omega_0$  ist die Mittenfrequenz des Pulses und  $k$  der Betrag des Wellenvektors  $\vec{k}$ . Die Phase wird somit intensitätsabhängig. Für Impulse ist die Intensität zeitabhängig. Einsetzen von Gleichung 2.13 in 2.14 liefert:

$$\Phi(t) = \omega_0 t - kn_0 z - kn_2 L_k I(t). \quad (2.15)$$

wobei die nichtlineare Phasenverschiebung gegeben ist durch:

$$\Phi_2(t) = -kn_2 z I(t) = -\delta \cdot |A(t)|^2, \quad (2.16)$$

$\delta = kn_2 L_k / A_{eff}$  gibt dabei den Koeffizienten der Selbstphasenmodulation an. Die Intensität ist dabei definiert als Quotient aus der Impulsleistung  $|A(t)|^2$  und dem effektiven Strahlquerschnitt  $A_{eff}$  im Kerr-Medium. Das elektrische Feld eines Impulses nach dem Durchlaufen eines Medium der Länge  $L_k$  wird durch folgenden Ausdruck beschrieben:

$$A(L_k, t) = A(0, t) \cdot e^{-i\delta |A(0,t)|^2 / A_{eff}}. \quad (2.17)$$

Die zeitliche Änderung der Phasenlage eines Impulses über seinen zeitlichen Intensitätsverlauf wird als Selbstphasenmodulation bezeichnet.

Die momentane Frequenz ergibt sich als erste zeitliche Ableitung der Phase:

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 - kn_2 z \frac{dI(t)}{dt}. \quad (2.18)$$

Die zeitliche Änderung der Frequenz ist für einen gaußförmigen Impuls in Abbildung 2.5 dargestellt. Durch die Selbstphasenmodulation werden also neue Frequenzen erzeugt. Der Impuls erfährt somit eine spektrale Verbreiterung. Die während der ansteigenden Pulsflanke entstehenden Frequenzen sind rotverschoben, die während der abfallenden Flanke erzeugten weisen eine Blauverschiebung auf. Die nahezu lineare Frequenzänderung im Bereich des Pulsmaximums wird als linearen Chirp bezeichnet.

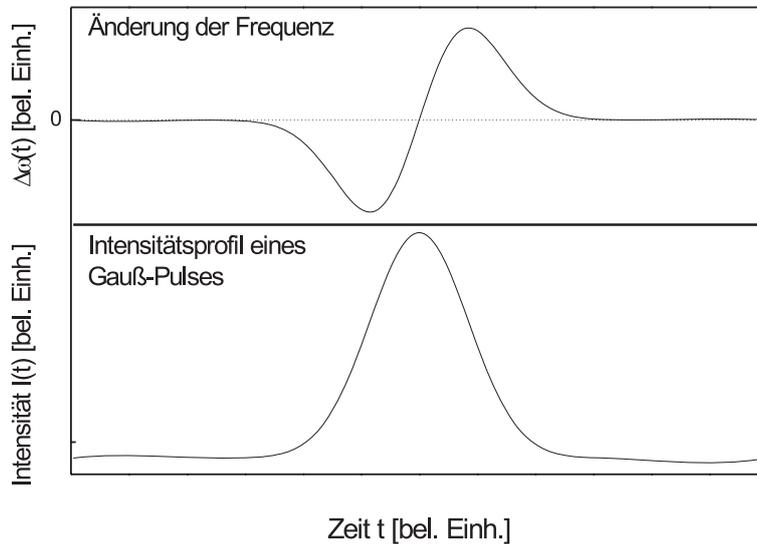


Abbildung 2.5: Zeitliche Änderung der Frequenz über den Verlauf eines Gauß-Impulses

## 2.4.2 Prinzip von APM und PSM

In Abbildung 2.6 ist der prinzipielle Aufbau der Additive-Pulse-Mode-locking gezeigt. Der Hauptresonator enthält neben dem aktiven Medium einen für die Laserwellenlänge

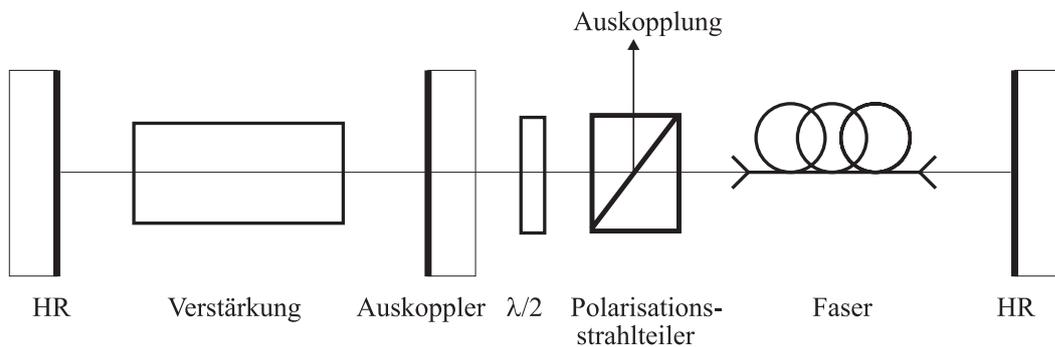


Abbildung 2.6: Prinzipieller Aufbau eines APM-Lasers aus Hauptresonator mit verstärkendem Medium und Nebenresonator mit nichtlinearem Element.

hochreflektierenden Spiegel und einen Auskoppelspiegel. Die  $\lambda/2$ -Platte in Kombination mit dem Polarisationsstrahlteiler dient dazu, das Verhältnis zwischen der in die Faser eingekoppelten Leistung und der nutzbaren Ausgangsleistung stufenlos variieren zu können. Die optische Faser als nichtlineares Element und die nutzbare Auskopplung sind im Nebenresonator enthalten.

Ein Teil der Strahlung vom Hauptresonator wird in den Nebenresonator eingekoppelt. Der Nebenresonator enthält eine optische Faser als nichtlineares Element. Nach zweimaligem Durchlaufen der optischen Faser weist ein im Nebenresonator umlaufender Impuls eine starke Selbstphasenmodulation auf. Dies liegt am geringen Modendurchmesser der verwendeten Fasern von wenigen  $\mu\text{m}$  (typisch:  $6\mu\text{m}$  bei  $1064\text{ nm}$ ) und den damit verbundenen hohen Intensitäten. Um eine Impulsverkürzung zu erreichen, sind zwei Bedingungen zu erfüllen. Eine notwendige Bedingung ist, dass die relative Phasenlage der beiden in den gekoppelten Resonatoren umlaufenden Impulse zueinander konstant sein muß. Dazu besitzt der Nebenresonator eine Länge, die einem ganzzahligen Vielfachen der Hauptresonatorlänge entspricht. In diesem Fall treffen der spektral verbreiterte Impuls des Nebenresonators und ein Impuls des Hauptresonators genau aufeinander. Als hinreichende Bedingung muß für die Phasenbeziehung der miteinander interferierenden Impulsanteile gelten, dass die Impulsspitzen konstruktiv interferieren während in den Impulsflügeln destruktive Interferenz auftritt. Dadurch wird eine zeitliche Verkürzung des Impulses ermöglicht. Schließlich stellt sich nach vielen Umläufen ein Gleichgewichtszustand zwischen Impulsverkürzung aufgrund der Interferenz zwischen gechirpten und ungechirpten Impuls und impulsverlängernder Wirkung der Verstärkungsdispersion des Lasermediums ein.

Der Nachteil der APM besteht in der Notwendigkeit die relative Phasenlage der beiden in den gekoppelten Resonatoren umlaufenden Impulse konstant zu halten. Um dieses zu erreichen, wird die relative Länge der beiden Resonatoren i.a. bis auf wenige Bruchteile der Wellenlänge durch eine aktive Längenstabilisierung aufeinander angepasst. Wie theoretische Überlegungen zeigen, ist es unter bestimmten Voraussetzungen möglich einen APM-Laser ohne eine derart genaue Phasenkontrolle zu betreiben [41]. Bei einer analytischen Behandlung wird die Wirkung der einzelnen resonatorinternen Elemente auf die Einhüllende  $u$  des elektrischen Feldes und die daraus resultierende Änderung der Impulsenhüllenden  $\Delta u$  betrachtet. Daraus läßt sich die sogenannte Mastergleichung aufstellen [42]:

$$T_R \frac{\partial u(T, t)}{\partial T} = \sum_i \Delta u_i(T, t). \quad (2.19)$$

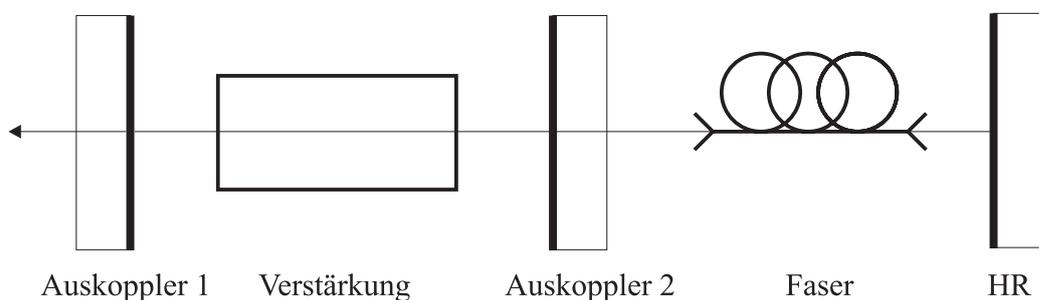


Abbildung 2.7: Prinzipieller Aufbau des PSM-Lasers aus Hauptresonator mit verstärkendem Element und Nebenresonator mit nichtlinearem Element.

Die linke Seite der Gleichung 2.19 beschreibt die Änderung der Impulseinhüllenden nach einem Resonatorumlauf. Dies ist gleich der auf der rechten Seite stehenden Summe der Wirkungen der einzelnen Resonatorelemente. Die Zeit  $T$  bezieht sich auf Veränderungen nach mehreren Resonatorumläufen, während  $t$  die Zeitabhängigkeit der Impulseinhüllenden  $u$  beschreibt. Die Wirkungen der Resonatorelemente werden in den weiteren Rechnungen durch Operatoren beschrieben. Dazu zählen das verstärkende Medium, die Verluste, die Dispersion und die Selbstphasenmodulation in der optischen Faser. Im stationären Zustand ändert sich die Impulseinhüllende nach einem Resonatorumlauf nicht mehr, die Mastergleichung lautet:

$$0 = \sum_i \Delta u_i(T, t). \quad (2.20)$$

Die Lösung liefert Aussagen über die Stabilität und die relative Verstimmung der Resonatoren weiterhin über die Impulsdauer und die spektrale Breite des Lasers. Die Mastergleichung für den beschriebenen APM-Laser wurde bereits gelöst [43]. In dieser Arbeit wurde eine Abwandlung des in Abbildung 2.6 gezeigten Aufbaus verwendet, wie in Abbildung 2.7 zu sehen. Aus theoretischen Überlegungen geht hervor, dass sich die Verhältnisse grundlegend ändern, wenn die Verluste im angekoppelten Resonator gering sind [40]. Um dies zu erreichen, wird der Resonator so konzipiert, dass er über zwei Auskoppelspiegel verfügt. Die Nutzauskopplung erfolgt nun durch Auskoppler 1. Der Nebenresonator enthält nur noch die optische Faser als nichtlineares Element. Die Verluste im Nebenresonator werden im wesentlichen auf die Verluste in der Faser reduziert.

Die Mastergleichung für diese Konfiguration wurde ebenfalls gelöst. Daraus ergab sich für die Schwelle der Modenkopplung folgende Bedingung:

$$dT^2 > -\frac{2g}{\Delta\omega_g^2\alpha}, \quad (2.21)$$

da  $\alpha < 0$  gilt, ist der Ausdruck auf der rechten Seite von Ungleichung 2.21 stets größer Null. Damit die Impulse an Auskoppler 2 zeitlich überlappen, darf die relative Verstimmung  $dT$  der beiden Resonatoren nicht zu groß sein, d.h. dass die rechte Seite von Ungleichung 2.21 möglichst klein sein sollte. Dies bedeutet nun im einzelnen, dass sowohl die Verstärkungsbandbreite  $\Delta\omega_g$  als auch die nichtlineare Rückkopplung  $\alpha$  hohe Werte annehmen sollten. Dagegen sollte die Verstärkung  $g$  klein sein.

Der Parameter  $\alpha$  enthält die Reflektivität des Nebenauskopplers und die Verluste im angekoppelten Resonator. Er ist somit ein Maß für die nichtlineare Rückkopplung des angekoppelten Resonators und damit ein Maß für die Modulationstiefe. Je größer  $\alpha$  demnach ist, desto kleiner wird die minimale Verstimmung zum Erreichen des modengekoppelten Betriebs.

Die Bedingung für die Verstärkung wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass die Verstärkungsdispersion proportional zur Verstärkung  $g$  ist. Die Verstärkungsdispersion wird durch die Verstimmung  $dT$  kompensiert. Daher muß die Verstärkung klein sein, damit die Verstärkungsdispersion gering ist.

Dabei muß allerdings beachtet werden, dass der Laser bei Erreichen der Schwelle nicht selbsttätig in den Modenkoppelungsbetrieb übergeht. Ist Ungleichung 2.21 erfüllt, so wird ein im Resonator umlaufender Impuls stabilisiert. Das Problem des Selbststartens passiv modengekoppelter Laser bleibt jedoch weiterhin bestehen.

## 2.5 Sättigbare Halbleiterabsorberspiegel

Der Durchbruch in der Erzeugung ultrakurzer Impulse im Bereich weniger Pikosekunden mit Festkörperlasern wurde Anfang der neunziger Jahre durch den Einsatz von langsamen sättigbaren Absorbern auf Halbleiterbasis erreicht. Mittlerweile haben sich sättigbare Halbleiterabsorber auch als Startmechanismus bei der Kerr-Linsen-Modenkopplung sowie für die Erzeugung und Stabilisierung von Solitonen im Femtosekundenbereich durchgesetzt. Der große Vorteil gegenüber den seit langem als Absorber eingesetzten Farbstoffen [44] liegt darin, dass die für die Modenkopplung wichtigen Parameter bei der Herstellung gezielt auf die Anforderungen des Lasermaterials angepasst werden können.

### 2.5.1 Makroskopische Eigenschaften sättigbarer Halbleiterabsorber

Die Erzeugung freier Ladungsträger durch die Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband liegt der Absorption in Halbleitermaterialien zu Grunde. Der nichtlineare Zusammenhang zwischen der Absorption und der eingestrahlten Intensität wird durch die begrenzte Anzahl von freien Zuständen im Leitungsband verursacht. Die Absorption ist gesättigt, d.h. das Material ist transparent für die eingestrahlte Laserwellenlänge, wenn alle aufgrund des Pauli-Prinzips möglichen freien Zustände besetzt sind. Der Halbleiter ermöglicht somit eine Impulsformung analog zu einem sättigbaren Absorber, indem höhere Intensitäten geringere Verluste erfahren als niedrige Intensitäten [33].

Zur vollständigen Beschreibung der nichtlinearen Reflektivität eines sättigbaren Halbleiterabsorbers müssen vier makroskopische Parameter berücksichtigt werden:

- Die Modulationstiefe  $\Delta R$
- Die nichtsättigbaren Verluste  $\Delta R_{ns}$
- Die Sättigungsenergiedichte  $F_{sat}$
- Die Relaxationszeit  $\tau_a$

Als Modulationstiefe wird die maximale Änderung der nichtlinearen Reflektivität des sättigbaren Absorbers bezeichnet. Für  $\Delta R$  gilt:

$$\Delta R = 1 - e^{-2q_0} \approx 2q_0, \quad (2.22)$$

für  $q_0 \ll 1$ , wobei  $q_0$  den maximalen Amplitudenverlustkoeffizienten angibt.

Die nichtsättigbaren Verluste geben den Anteil der einfallenden Strahlung an, welche bei beliebig großer Energiedichte  $F_p$  nicht reflektiert wird, d.h.  $\Delta R_{ns} = 1 - R(F_p)$ . Verursacht werden diese hauptsächlich durch die nicht vollständig hochreflektierenden Spiegel unter dem Absorber (siehe Abbildung 2.8 (a)), Absorption an Defektstellen und Streuung an Verunreinigungen der Oberfläche.

Die Sättigungsenergiedichte  $F_{sat}$  des Halbleiterabsorbers ist dabei allgemein definiert als:

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma_a}, \quad (2.23)$$

wobei  $h\nu$  die Photonenenergie der einfallenden Laserstrahlung und  $\sigma_a$  der Absorptionswirkungsquerschnitt ist. Der Faktor zwei resultiert aus dem Zweifachdurchgang bei

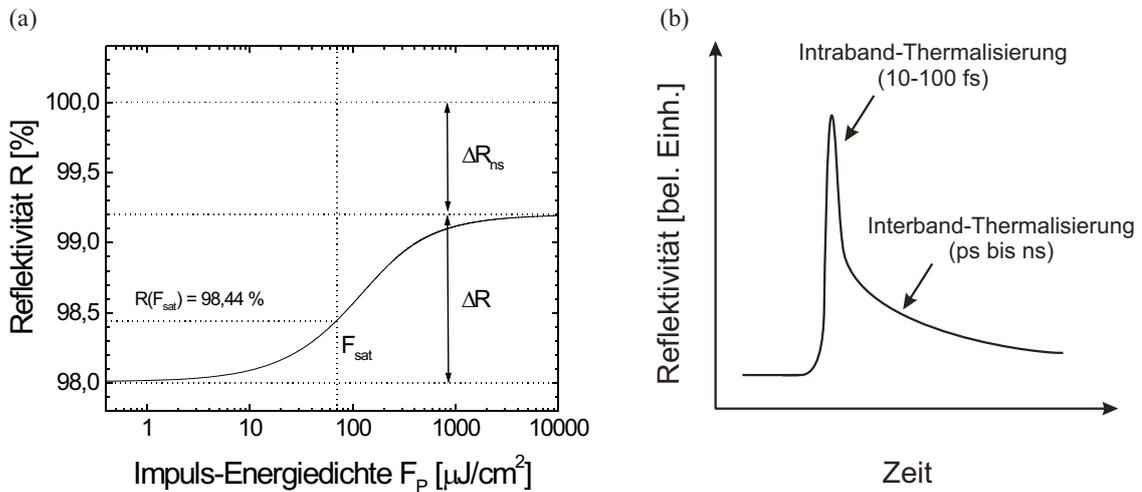


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Messkurven zur Bestimmung der Eigenschaften von sättigbaren Halbleiterabsorbern: (a) Nichtlineare Reflektivität in Abhängigkeit der Impulsenergiedichte für Absorber mit  $\Delta R = 1,2\%$ ,  $\Delta R_{ns} = 0,8\%$  und  $F_{sat} = 70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , (b) bitemporale Charakteristik der Relaxation der Reflektivität des Absorbers.

Stehwellenresonatoren. Für die eingestrahlte Energieimpulsdichte  $F_p = F_{sat}$  entspricht die Zunahme der Reflektivität gerade dem Wert  $R(F_{sat}) = \frac{1}{e} \Delta R$ .

Die Relaxationszeit  $\tau_a$  des Halbleiterabsorbers wird durch die Rekombination der angeregten Elektronen vom Leitungsband zurück ins Valenzband festgelegt. Bei Anregung mit einem Femtosekundenimpuls zeigt der Halbleiterabsorber eine bitemporale Impulsantwort (siehe Abbildung 2.8 (b)). Zuerst relaxieren die hoch ins Leitungsband angeregten Elektronen an die untere Bandkante. Diese Intraband-Thermalisierung wird durch Stöße der Elektronen untereinander (10-100 fs) und durch Wechselwirkung mit den Phononen (1 ps) bewirkt. Die Rekombination der Elektronen mit den Löchern aus dem Valenzband läuft auf einer Zeitskala von Pikosekunden bis zu einigen Nanosekunden ab. Durch diese langsamen Interband-Übergänge wird die Relaxationszeit  $\tau_a$  des Absorbers festgelegt.

Die Charakterisierung von sättigbaren Halbleiterabsorbern erfolgt durch Messung der Parameter mit Hilfe von Pump-Probe Experimenten. Dazu geeignete Lasersysteme müssen über eine hohe Impulsenergie zum Ausbleichen des Absorbers und eine ausreichend feine Zeitauflösung verfügen. Aus der Aufnahme der Reflektivität  $R$  in Abhängigkeit der einfallenden Laserstrahlung können die nichtsättigbaren Verluste, die Sättigungsenergiedichte und die Modulationstiefe eines Halbleiterabsorbers bestimmt wer-

den. Die Parameter ergeben sich durch Näherung der Messkurve mittels folgender Funktion [46]:

$$R(F_p) = (1 - \Delta R_{ns}) \left\{ 1 - \Delta R \frac{F_{sat}}{F_p} \left[ 1 - e^{-\frac{F_p}{F_{sat}}} \right] \right\} \quad (2.24)$$

In Abbildung 2.8 (a) ist der Verlauf der Reflektivität nach Gleichung 2.24 mit den Absorberparametern dargestellt. Die Relaxationszeit des Halbleiters wird anhand des zeitlichen Abfalls (b) der Reflektivität vom gesättigten Zustand bis zur Rekombination bestimmt.

### 2.5.2 Voraussetzungen für die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern

Die Relaxationszeiten von Halbleitermaterialien liegen normalerweise im Bereich von einigen Nanosekunden. Zur Erzeugung ultrakurzer Impulse im Piko- bzw. Femtosekundenbereich wird es notwendig die Relaxationszeit deutlich zu verkürzen. In III/V-Halbleitermaterialien wird dies zumeist durch die Implantierung von Ionen [47] oder die Reduzierung der Wachstumstemperatur durch den Einsatz der Niedertemperatur-Molekularstrahlepitaxie (LT-MBE) [48] erreicht. In einem Temperaturbereich von 200 bis 400 °C werden durch einen Überschuss an Gruppe V-Atomen verstärkt Störstellen in das Material eingebaut [51]. Diese Defektzustände liegen energetisch etwa in der Mitte der Bandkante und stellen Fallen (Trapping-Sites) für die sich an der unteren Bankante des Leitungsbands sammelnden Elektronen dar. Aufgrund dieser künstlich eingebrachten Defektstellen rekombinieren die Ladungsträger sehr viel schneller. Die Relaxationszeit kann so in den Bereich von einigen Pikosekunden reduziert werden [52]. Die Verkürzung von  $\tau_a$  wird mit sinkender Wachstumstemperatur weiter vorangetrieben. Die LT-MBE beeinflusst jedoch die sonstigen Eigenschaften negativ. Die Modulationstiefe wird verringert und die Bandbreite aufgrund der schmalbandigen Energieniveaus der Störstellen begrenzt. Zudem steigen die nichtsättigbaren Verluste an. Die Zunahme von  $\Delta R_{ns}$  ist darauf zurückzuführen, dass ein übermäßiger Einbau von Gruppe V-Atomen neben den positiv geladenen Störstellen auch in neutrale Defekte stattfinden kann. Elektronen aus diesen Defektniveaus können die einfallende Strahlung absorbieren und dadurch hoch ins Leitungsband angeregt werden, wodurch ein weiterer Verlustkanal im Halbleitermaterial erzeugt wird. Eine Sättigung dieser Verluste ist bei den relativ geringen Impulsenergien wegen der hohen Konzentration der Störstellen nur schwer möglich. Um die durch LT-MBE erhöhten nichtsättigbaren

Verluste wieder zu reduzieren, wird das Halbleitermaterial einem Annealing-Prozeß unterzogen [53] oder mit Fremdionen wie Beryllium dotiert [54]. Die neutralen Defekte werden mit Hilfe dieser Techniken ionisiert. Die Relaxationszeit wird durch das Annealen bzw. die Dotierung mit Be-Ionen nicht negativ beeinflusst.

Das Verhältnis  $S$  aus der Energiedichte der einfallenden Strahlung  $F_p$  und der Sättigungsenergiedichte des Halbleiterabsorbers  $F_{sat}$  muss im Experiment ausreichend groß gewählt werden. Dann lässt sich die volle Modulationstiefe ausnutzen und der Einfluss der nichtsättigbaren Verluste minimieren. Ein zu starke Sättigung muss jedoch vermieden werden, da dies zur Entstehung von Mehrfachimpulsen und im Extremfall zur Zerstörung des Materials führen kann. Die Entstehung von Mehrfachimpulsen kann anhand des Verlaufs der nichtlinearen Reflektivität  $R(E_p)$  in Abhängig der Impulsenergiedichte und der Berücksichtigung der endlichen Verstärkungsbandbreite des Lasermediums erklärt werden. Mit zunehmender Impulsenergiedichte wird ein größerer Teil der Modulationstiefe für die Impulsformung nutzbar. Dadurch werden kürzere Impulsdauern erzeugt. Aufgrund ihrer größeren spektralen Breite erfahren die kürzeren Impulse eine geringere mittlere Verstärkung als längere Impulse mit einer geringeren spektralen Breite. Für hohe Impulsenergiedichten d.h. eine starke Sättigung des Absorbers wird der Übergang vom Einzel- in den Doppelpulsbetrieb mit größerer Impulsdauer möglich. Durch die nur noch schwache Abhängigkeit der Reflektivität des Absorbers für große Werte von  $S$ , erfahren zwei Impulse mit jeweils der halben Impulsenergie nur geringfügig höhere Verluste als der Einzelimpuls mit der doppelten Impulsenergie. Die beiden Impulse erfahren aufgrund der geringeren spektralen Breite jedoch eine höhere Verstärkung im aktiven Medium. Insgesamt ergibt sich für die Doppelpulse eine größere Nettoverstärkung pro Umlauf als für einen Einzelimpuls. Wie in experimentellen Untersuchungen gezeigt werden konnte, sollte die Impulsenergiedichte für einen optimalen Modenkopplungsbetrieb zwischen dem Drei- bis Fünffach der Sättigungsenergiedichte des Halbleiterabsorbers gewählt werden [22].

Die nichtsättigbaren Verluste sollten möglichst minimiert werden, da zusätzliche Verluste zur Reduzierung der Laserausgangsleistung führen und ein zusätzlicher Wärmeeintrag aufgrund der erhöhten Absorption zur Beschädigung des Absorbers führen kann. Die zeitliche Impulsdauer lässt sich durch einen Absorber mit größerer Modulationstiefe  $\Delta R \approx 2q_0$  (siehe Gleichung 2.22) reduzieren. Aus der Modenkopplungstheorie ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\tau_p \sim \frac{1}{\beta}, \quad \beta > 0. \quad (2.25)$$

Da der exponentielle Faktor  $\beta$  stets größer Null ist, führt die Erhöhung der Modulationstiefe zur Verkürzung der Impulsdauer. Der exakte Wert variiert in den verschie-

denen Theorien [56, 57]. Neben der Impulsverkürzung verringert eine hohe Modulationstiefe die Anforderungen für das Selbststarten der Modenkopplung. Allerdings existiert auch eine obere Grenze für die Modulationstiefe, die durch das Auftreten von selbstgütegeschalteter Modenkopplung bestimmt wird, wie folgendem Abschnitt erläutert wird.

### 2.5.3 Schwelle für selbstgütegeschaltete Modenkopplung

Aus den Ratengleichungen für die resonatorinterne Leistung, die Verstärkung und die Absorberverluste lässt sich durch linearisieren der Gleichungen für kleine Abweichungen von den stationären Werten eine Bedingung für die Stabilität gegen selbstgütegeschaltete Modenkopplung ableiten [21, 57]:

$$\left| \frac{dR}{dF_p} \right| \cdot F_p < \frac{T_R}{\tau_L} r = \frac{T_R}{\tau_L} + \frac{F_p}{F_{\text{sat,L}}}, \quad (2.26)$$

dabei gibt  $T_R$  die Resonatorumlaufzeit,  $\tau_L$  die Lebensdauer im oberen Laserniveau und  $r$  die Schwellenüberhöhung an. Zur Unterdrückung der Selbstgüteschaltung können Resonatoren mit größerer Länge eingesetzt werden. Weiterhin sind Lasermaterialien mit kleinen Werten für  $\tau_L$  zum Erfüllen von Gleichung 2.26 von Vorteil und der Laser sollte möglichst hoch über der Schwelle betrieben werden. Der eingesetzte Absorber sollte zudem relativ stark gesättigt sein, da dann die Steigung  $dR/dF_p$  der nichtlinearen Reflektivität nur noch gering ist (siehe Abbildung 2.8). Durch die genannten Maßnahmen kann sichergestellt werden, dass auftretende Fluktuationen in der Energiedichte vom Verstärkungsmedium in Verbindung mit dem sättigbaren Absorber so schnell gedämpft werden, dass die kontinuierliche Modenkopplung nicht gestört wird.

Für Festkörperlasermaterialien kann der erste Term in Gleichung 2.26 vernachlässigt werden, da die Lebensdauer im oberen Laserniveau viel größer ist als die Resonatorumlaufzeit. Unter der Annahme geringer Modulationstiefen und vernachlässigbarer nichtsättigbarer Verluste lässt sich folgender vereinfachter Ausdruck für  $R(F_p)$  angeben:

$$R(F_{p,a}) \approx 1 - \Delta R \frac{F_{\text{sat},a}}{F_{p,a}}, \quad (2.27)$$

wobei  $F_{p,a}$  die auf den Absorber einfallende Impulsenergiedichte bezeichnet. Gleichung 2.26 kann mit den angegebenen Näherungen zu folgendem Ausdruck umgeschrieben werden [21]:

$$F_p^2 > F_{\text{sat},a} F_{\text{sat},l} \Delta R \frac{A_{\text{eff},l}}{A_{\text{eff},a}}, \quad (2.28)$$

$F_p$  ist die Impulsenergiedichte auf dem Absorber,  $F_{sat,l}$  und  $F_{sat,a}$  stehen für die Sättigungsenergiedichten des Lasermediums und des Absorbers.  $A_{eff,l}$  gibt den effektiven Modenradius im Verstärkungsmedium und  $A_{eff,a}$  den Wert auf dem Absorber an. Durch Umschreiben von Gleichung 2.28 lässt sich die kritische Impulsenergie  $E_{p,c}$  definieren:

$$E_{p,c} = \sqrt{E_{sat,a} E_{sat,l} \Delta R}, \quad (2.29)$$

mit der Sättigungsenergie des Lasermediums  $E_{sat,l}$  und des Absorbers  $E_{sat,a}$ . Für Impulsenergien die größer als die kritische Impulsenergie sind, ergibt sich ein stabiler kontinuierlicher Modenkopplungsbetrieb. Gleichung 2.29 beschreibt in der Umkehrung, dass der selbstgüteschaltete Modenkopplungsbetrieb durch eine systematische Verringerung der Impulsenergie  $E_p$  unter  $E_{p,c}$  gezielt erreicht werden kann.

#### 2.5.4 Aufbauzeit für die Modenkopplung

Die Aufbauzeit für die Modenkopplung  $T_{MBT}$  ist definiert als Zeitintervall vom Start der Laseroszillation aus dem Rauschen bis zum Erreichen des stationären Modenkopplungsbetriebs, bei dem Impulsdauer, spektrale Breite und Impulsenergie konstant sind. Im Zusammenhang mit der Q-switch-Modenkopplung ist die Aufbauzeit für die Modenkopplung eine wichtige Größe. Wenn die Gütemodulation so stark wird, dass die Verstärkung unter die Schwelle sinkt, wird erst nach der Zeit  $T_{MBT}$  nach Erreichen der Schwelle wieder eine stationäre Modenkopplung erreicht. Die Aufbauzeit der Modenkopplung kann auch als Wachstumsrate der longitudinalen Moden in einem Resonator verstanden werden, durch deren Anzahl im stationären Fall der Modenkopplung die spektrale Breite bestimmt ist. Ein Laser mit homogen verbreitertem Verstärkungsprofil des aktiven Mediums oszilliert ohne Spatial Hole Burning und sättigbarem Absorber nur auf einer longitudinalen Mode. Diese sorgt aufgrund der Verstärkungssättigung dafür, dass keine der benachbarten Moden über die Schwelle gelangen kann. Der sättigbare Absorber erzeugt durch die Selbstamplitudenmodulation eine Kopplung der Mode im Zentrum der Verstärkung mit den benachbarten Moden. Die Kopplung mit einer longitudinalen Mode im Abstand  $m \cdot 1/T_R$  bewirkt eine zusätzliche Verstärkung für alle dazwischen liegenden Moden, wodurch diese schließlich über die Schwelle gelangen. Ein Ausdruck für die Wachstumsrate dieser Moden lässt sich aus der Bedingung für das Anwachsen einer periodischen Störung mit der Repetitionsrate des Resonators herleiten [58]. Durch weitere Umformungen und Vereinfachungen ergibt sich folgende Abschätzung [57]:

$$\frac{1}{T_{MBT}} \approx \frac{\Delta R \tau_a P_{res}}{F_{sat,a} A_{eff,l}}, \quad (2.30)$$

dabei gibt  $P_{res}$  die resonatorinterne Laserleistung an. Die Aufbauzeit der Modenkopplung wird in der Literatur mit  $T_{MBT} = \tau_{mod}/T_R$ , d.h. als Vielfaches der Resonatorumlaufzeit, angegeben. Durch Einsetzen und Umformen ergibt sich für die tatsächliche Aufbauzeit für die Modenkopplung  $\tau_{mod}$ :

$$\tau_{mod} \approx \frac{F_{sat,a} A_{eff,l} T_R}{\Delta R \tau_a P_{res}}. \quad (2.31)$$

Typische Aufbauzeiten der modengekoppelten Impulse liegen je nach Absorber und Laserparametern im Bereich von  $100 \mu\text{s}$  bis zu  $1 \text{ ms}$ . Um einen definierten QML-Betrieb mit Repetitionsraten von  $\nu_{Qsw} > 100 \text{ kHz}$  ( $\cong T_{Qsw} < 10 \mu\text{s}$ ) zu realisieren, darf daher die Gütemodulation nicht zur Unterdrückung des Laserprozesses führen.

### 2.5.5 Aufbau sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel

Die sättigbaren Halbleiterabsorber müssen so aufgebaut sein, dass die Parameter die Anforderungen für einen stabilen Modenkopplungsbetrieb erfüllen. Die Sättigungsenergiedichte ist wie bereits erläutert ein entscheidender Parameter. Der Wert von  $F_{sat,a}$  muss ausreichend hoch sein, um eine Sättigung der Absorption im kontinuierlichen Betrieb zu vermeiden, da ansonsten die nichtlineare Reflektivität für die Impulsformung zu schwach ist. Für viele Halbleiter wird diese Bedingung beim direkten Einsatz in Festkörperlasern aufgrund der geringen Sättigungsenergiedichte nicht erfüllt. Eine Erhöhung der Sättigungsenergiedichte wird durch die Einbettung des Absorbers in ein Fabry-Perot-Interferometer erreicht. Ein Spiegel ist hochreflektierend beschichtet und durch die Wahl der Reflektivität des zweiten Spiegels wird die Intensität der Strahlung innerhalb des Interferometers bestimmt. Durch die Wahl der Reflektivität lässt sich eine Variation der effektiven Sättigungsflußdichte realisieren. Der Abstand der Spiegel wird so angepasst, dass das Fabry-Perot-Interferometer in Antiresonanz betrieben wird. Die Vorteile der Antiresonanz liegen darin, dass die Reflektivität relativ unabhängig von der Wellenlänge ist und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion minimiert wird [59]. Die Spiegel des Interferometers und die dazwischenliegende Absorberschicht werden in einem einzigen Schichtsystem zusammengefasst. Die gesamte Struktur wird als antiresonanter Fabry-Perot sättigbarer Absorber (A-FPSA) bezeichnet. Die Dicke des Fabry-Perot-Interferometers  $d$  für den antiresonanten Betrieb ergibt aus der Bedingung für die Phasenänderung in einem Resonatorumlauf [22]:

$$\phi_{rt,a} = \phi_b + \phi_t + 2kn_{eff}d = (2m + 1)\pi. \quad (2.32)$$

Die Phasenverschiebung pro Umlauf im Interferometer wird durch  $\phi_{rt,a}$  angegeben. Die Phasenverschiebung am oberen bzw. unteren Spiegel ist durch  $\phi_t$  bzw.  $\phi_b$  bestimmt.

Der effektive Brechungsindex der Absorberschichten wird mit  $n_{eff}$  und der Betrag des Wellenvektors mit  $k$  bezeichnet. Die Phasenverschiebung  $\phi_{rt,a}$  muss für Antiresonanz einem ungeradzahligen Vielfachen von  $\pi$  entsprechen. Das bedeutet, dass die an den Fabry-Perot-Spiegeln reflektierten Teilstrahlen destruktiv interferieren.

Ein Beispiel für die Realisierung eines A-FPSA ist in Abbildung 2.9 anhand des schematischen Aufbaus der Schichtstruktur dargestellt. Der A-FPSA, bestehend aus den beiden Spiegeln und der Absorberschicht, wird auf ein GaAs Substrat aufgebracht. Der untere hochreflektierende Spiegel des Interferometers wird durch einen Braggspiegel aus 16 Doppelschichten GaAs/AlAs  $\lambda/4$ -Schichten gebildet [52]. Die Reflektivität dieses Spiegel liegt bei etwa  $R = 98\%$ . Die darauf aufgebrachte Absorberschicht besteht aus 50  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Quantenfilmen mit 50 GaAs Barrieren, die abwechselnd angeordnet sind. Die Bandlücke der Quantenfilme kann durch den Indiumanteil  $x$  auf die Laserwellenlänge angepasst werden. Die Dicke der Absorberschicht muss so angepasst sein, dass Gleichung 2.32 erfüllt wird. Der obere Spiegel ist aus drei Paaren  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$   $\lambda/4$  Schichten aufgebaut. Die effektive Sättigungsenergiedichte wird durch hohe Reflektivität dieses Spiegels von etwa  $96\%$  deutlich auf Werte in der Größenordnung von einigen  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  erhöht. Aufgrund der hohen Reflektivität wird diese Konfiguration als High-Finesse A-FPSA bezeichnet.

Als Alternative haben sich mittlerweile sogenannte Low-Finesse antiresonante Fabry-Perot sättigbare Absorber für die Modenkopplung von Festkörperlasern durchgesetzt. Der schematische Aufbau der Schichtstruktur ist in Abbildung 2.10 zu sehen [59]. Der obere Spiegel wird nur noch durch eine GaAs Barriere gebildet. Die Reflektivität von etwa  $30\%$  ist durch die Fresnel-Reflexionen an der Grenzfläche zwischen Luft und GaAs gegeben. Durch die sehr viel kleinere Reflektivität, erhöht sich die Intensität innerhalb der Absorberschicht. Dadurch genügt bereits ein Quantenfilm um eine ausreichende Modulationstiefe zu erzielen. Gleichzeitig wird die effektive Sättigungsenergiedichte deutlich reduziert. Eine Anpassung der Sättigungsenergiedichte wird durch die Variation der Position des Quantenfilms innerhalb der Barriere relativ zum Stehwellenprofil der resonatorinternen Strahlung möglich. Befindet sich der Quantenfilm in der Nähe eines Bauchs der stehenden Welle so reduziert sich die effektive Sättigungsenergiedichte, während sich im Bereich eines Knotens eine Vergrößerung von  $F_{sat,eff}$  ergibt. Mit dieser Konfiguration lassen sich Werte von  $F_{sat,eff} < 100 \mu\text{J}$  erreichen.

Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente standen Absorber der Firma BATOP und des Ferdinand-Braun-Institutes für Höchstfrequentechnik zur Verfügung. Bei beiden handelt es sich um Low-Finesse A-FPSA mit einer zu Abbildung 2.9 ähnlich aufgebauten Schichtstruktur.

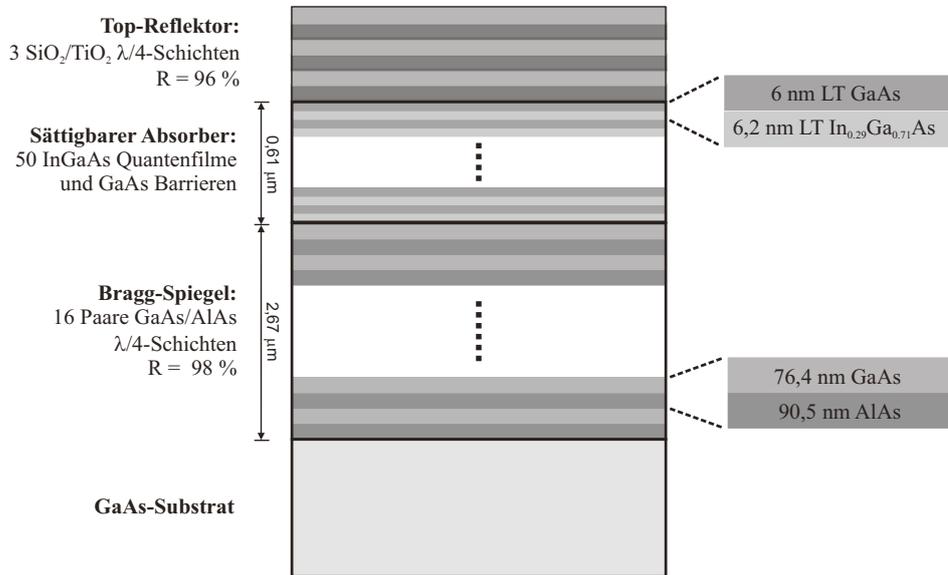


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines High-Finesse A-FPSA.

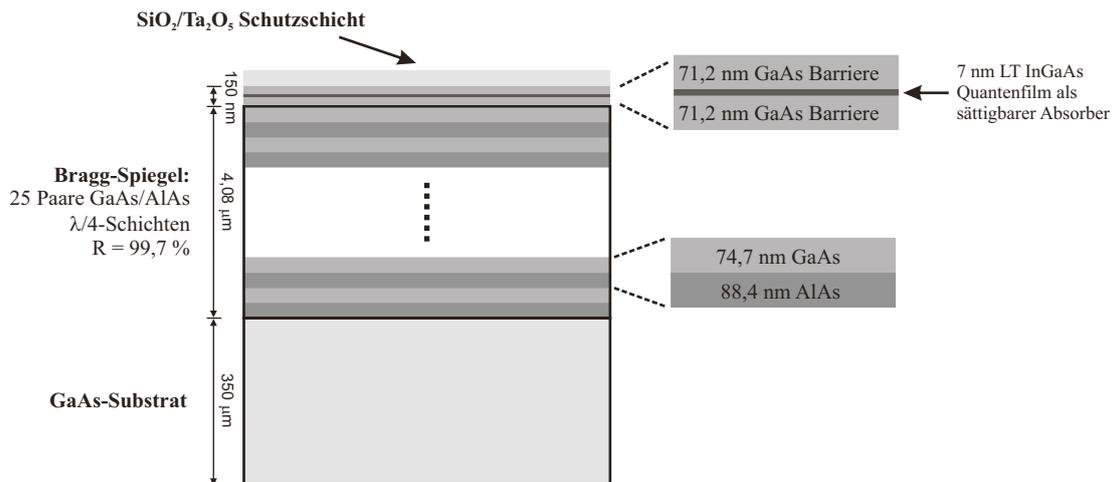


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau eines Low-Finesse A-FPSA.

# Kapitel 3

## Nd:GdVO<sub>4</sub> Oszillatoren mit selbstgüteschalteter Modenkopplung

Das Ziel der in diesem Kapitel dargestellten Arbeiten war die Realisierung einer Ultrakurzpuls-Strahlquelle mit selbstgüteschalteter Modenkopplung.

Der QML-Betrieb bietet aufgrund der starken Amplitudenmodulation der modengekoppelten Impulse die Möglichkeit eine kompakte Strahlquelle aufzubauen, die ps-Impulse mit hohen Impulsenergien und Wiederholraten liefert. Aufgrund dieser Eigenschaften ist ein solcher Laser für den Einsatz in der Mikrobearbeitung von Metallen sehr interessant. Die Herausforderung besteht darin einen Oszillator mit definierter langzeitstabiler QML zu entwickeln, der gleichzeitig die Anforderungen an die Impulsdauer, die Impulsenergie und die Repetitionsrate erfüllt. Wie einige Veröffentlichungen, die sich in der Vergangenheit mit diesem Thema befassten zeigen, war das bisher nicht möglich [16, 19].

Entscheidend für die Realisierung eines selbstgüteschalteten Lasers ist die Auswahl eines geeigneten Modenkopplungsverfahrens. Das Verfahren sollte durch die systematische Anpassung der Laserparameter den Übergang von der kontinuierlichen zur selbstgüteschalteten Modenkopplung erlauben. Für das PSM-Verfahren konnte dies erstmals bei Henrich et al. [40] beobachtet werden. Hönniger et al. [21] geben Richtlinien für die gezielte Realisierung der QML für die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern an. Daher wurden diese Verfahren auf ihre Eignung für die Realisierung einer stabilen selbstgüteschalteten Modenkopplung detailliert untersucht. Die Ergebnisse zum Aufbau und zur Charakterisierung der Oszillatoren werden im folgenden Kapitel ausführlich dargestellt. Die Grundlage für die selbstgüteschaltete

Modenkopplung bildet bei beiden Verfahren der kontinuierliche Modenkopplungsbetrieb.

### 3.1 Eigenschaften des Lasermaterials Nd:GdVO<sub>4</sub>

Das zur Realisierung eines effizienten Ultrakurzpulslasers mit hoher mittlerer Ausgangsleistung und hoher Impulsenergie eingesetzte aktive Medium muss bestimmte Anforderungen erfüllen. Zum einen muss die spektrale Breite des Laserübergangs ausreichend groß sein, um Impulse mit einer Dauer im Bereich von 10 ps erzeugen zu können. Zusätzlich müssen geeignete Strahlquellen zur Anregung verfügbar sein, damit die angestrebten mittleren Ausgangsleistungen erreicht werden können. Die durch den Quantendefekt hervorgerufene thermische Belastung des Materials darf dabei nicht zur Zerstörung des Kristalls führen. Die Anforderungen werden von Neodym dotierten Yttriumvanadat (Nd:YVO<sub>4</sub>) und dem ähnlichen ebenfalls Neodym dotierten Gadoliniumvanadat (Nd:GdVO<sub>4</sub>) sehr gut erfüllt. Bei Nd:GdVO<sub>4</sub> handelt es sich um ein noch relativ neues aktives Medium, das erstmals in [61] vorgestellt wurde. Im Vergleich zu Neodym dotierten Yttriumvanadat soll Nd:GdVO<sub>4</sub> entscheidende Vorteile besitzen. Welche das sind und wie sich diese auf den Laserbetrieb auswirken, wird im Folgenden anhand der optischen und mechanischen Eigenschaften beider Materialien näher erläutert. Die Daten sind in Tabelle 3.1 zum Vergleich zusammengefasst.

Nd:YVO<sub>4</sub> und Nd:GdVO<sub>4</sub> besitzen eine tetragonale Kristallstruktur. Aufgrund des anisotropen Kristallfeldes zeigen beide eine stark polarisationsabhängige Absorption. Der Spitzenabsorptionskoeffizient für Nd:YVO<sub>4</sub> bzw. Nd:GdVO<sub>4</sub> in Richtung der kristallografischen c-Achse ist etwa 4 bzw. 4,6 mal größer als in Richtung der a-Achsen. Die starke Absorption erlaubt die Realisierung von Lasern mit sehr hohen Wirkungsgraden. Die Emissionswirkungsquerschnitte beider Materialien sind ebenfalls polarisationsabhängig. Daher emittieren sie linear polarisiertes Laserlicht parallel zur c-Achse. Der große Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission ist ein entscheidender Vorteil im Vergleich zu anderen Festkörperlasermaterialien [62]. Im Bereich von 1,06 μm ist der Wert von  $\sigma_{stim} = 25 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$  für Nd:YVO<sub>4</sub> nochmals deutlich größer als der von Nd:GdVO<sub>4</sub>. Die Erzeugung von Impulsdauern unter 10 ps ist aufgrund der großen spektralen Halbwertsbreite des Laserübergangs für Nd:YVO<sub>4</sub> sehr gut möglich [63]. Nd:GdVO<sub>4</sub> sollte aufgrund der um 50 % größeren Bandbreite von 330 GHz noch kürzere Impulsdauern ermöglichen. Da die thermischen Eigenschaften wesentlich vom Wirtskristall abhängen treten hier stärkere Unterschiede zwischen den Materialien auf. Ein großer Nachteil von Nd:YVO<sub>4</sub> ist die relativ geringe thermische Leitfähigkeit. Diese

Parameter	Nd:YVO <sub>4</sub>	Nd:GdVO <sub>4</sub>	Refrenzen
Maximum der Absorption [nm]	809,9	808.4	[64], [61]
Spitzenabsorptionskoeffizient [ $cm^{-1}$ ] (1 at. %)	40.7    c 10.5 ⊥ c	65    14,1 ⊥ c	[64], [61]
Laserwellenlänge [nm]	1064.3	1062.9	[20], [60]
effektiver Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission [ $10^{-19} cm^{-2}$ ]	6,5 ⊥ c 25    c	7,6	[62], [61]
spektrale Halbwertsbreite des Laserübergangs [GHz]	210	330	[64], [61]
Lebensdauer des oberen Laserniveaus (bei 1 at. %) [ $\mu s$ ]	100	90	[64], [61]
Sättigungsintensität [ $kW/cm^2$ ]	0,75	2,73	
Brechungsindex	$n_e = 2,17$ $n_o = 1,96$	$n_e = 2,20$ $n_o = 1,99$	[64], [66]
temperaturabhängiger Brechungskoeffizient $\frac{dn}{dT}$ [ $10^{-6}/K$ ]	3    c 8.3 ⊥ c	4,9    c 2,6 ⊥ c	[64], [67]
thermischer Ausdehnungskoeffizient [ $10^{-6}/K$ ]	11,4    c 4,4 ⊥ c	7,3    c 1,5 ⊥ c	[65], [68]
thermische Leitfähigkeit [ $W/m/K$ ]	5,23    c 5.1 ⊥ c	11,4    c 10,1	[65], [66]
fraktionale thermische Last $\eta_h$	0.24	0.24	[71]
Bruchspannung [MPa]	51	ca. 50	[69], [70]

Tabelle 3.1: Vergleich der Materialparameter von Nd:YVO<sub>4</sub> und Nd:GdVO<sub>4</sub> .

beträgt in c-Richtung nur die Hälfte und in a-Richtung nur ein Drittel des Wertes von Nd:YAG. Im Gegensatz dazu ist die thermische Leitfähigkeit von Nd:GdVO<sub>4</sub> etwa um einen Faktor zwei größer als für Nd:YVO<sub>4</sub> . Die thermische induzierte Belastung sollte für Nd:GdVO<sub>4</sub> daher deutlich geringer ausfallen als für Nd:YVO<sub>4</sub> (siehe Abschnitt 3.2.1.2). Entscheidend für den Aufbau eines Lasers mit sehr guter Strahlqualität ist die Stärke der thermischen Linsenwirkung. Diese hängt vom temperaturabhängigen Brechungsindex und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten ab. Beiden Materialien gemeinsam ist die relativ geringe Zerstörschwelle. Diese ist ab einer Spannungsintensität von etwa 50 MPa erreicht und begrenzt somit die maximal einsetzbare Pumpleistung und damit die erreichbare Ausgangsleistung.

## 3.2 Nd:GdVO<sub>4</sub> -Oszillator mit Phase-Self-Adjusting-Mode-locking

Die Grundlage für die Realisierung eines Oszillators mit PSM bildet ein Laser mit sehr guter Strahlqualität. In diesem Unterkapitel wird daher zunächst der systematische Aufbau eines leistungsstarken Oszillators im kontinuierlichen Betrieb mit beugungsbegrenzter Strahlung dargestellt. Danach wird der Aufbau und die experimentellen Ergebnisse des kontinuierlich modengekoppelten Nd:GdVO<sub>4</sub> -Lasers diskutiert.

### 3.2.1 Der kontinuierlich emittierende Nd:GdVO<sub>4</sub> -Laser

Das Ziel ist die Entwicklung eines stabilen, effizienten, kontinuierlich emittierenden Lasers mit einer hohen Ausgangsleistung bei einer sehr guten Strahlqualität mit  $M^2$ -Werten kleiner 1,1. Als erster Schritt dazu werden die verwendeten Laserdioden charakterisiert, um eine optimale Anregung von Nd:GdVO<sub>4</sub> im Absorptionsmaximum bei 808,5 nm sicherzustellen. Anschließend folgt die Betrachtung der aufgrund des Quantendefekts entstehenden thermischen Belastung des Laserkristalls. Die erhaltenen Ergebnisse dienen als Basis zur Berechnung einer geeigneten Resonatorkonfiguration. Schließlich wird der Resonator im Experiment hinsichtlich Ausgangsleistung und Strahlqualität optimiert.

#### 3.2.1.1 Charakterisierung der Diodenlaserpumpquellen

Zur optischen Anregung des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Kristalls werden 2 fasergekoppelte Diodenlaser der Firma Coherent vom Typ FAP-81-30C-800-B verwendet. Das Pumplicht wird zur Strahlführung und Formung jeweils in eine Lichtleitfaser eingekoppelt. Die Fasern besitzen einen Kerndurchmesser von 800  $\mu\text{m}$  und eine numerische Apertur von 0,22. Zur Minimierung der Verluste sind die Endfacetten der Fasern mit einer Anti-reflexschicht versehen. Durch eine Teleskopoptik mit einem Abbildungsmaßstab von 1:1 wird die Pumpstrahlung wieder auf einen Durchmesser von 800  $\mu\text{m}$  in den Kristall fokussiert.

Die Kühlung der Dioden erfolgt über eine aktive Temperaturregelung, um periodische Störungen des Modenkopplungsbetriebs zu vermeiden [72]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Verlustwärme der Laserdiode wird durch die effiziente Kontaktierung mit Indiumfolie auf die obere Metallplatte übertragen. Das Peltierelement leitet die Wärme auf die untere Metallplatte ab, von wo aus die Wärme durch das Kühlwasser abgeführt wird. Die Temperatur der oberen Platte wird über die An-

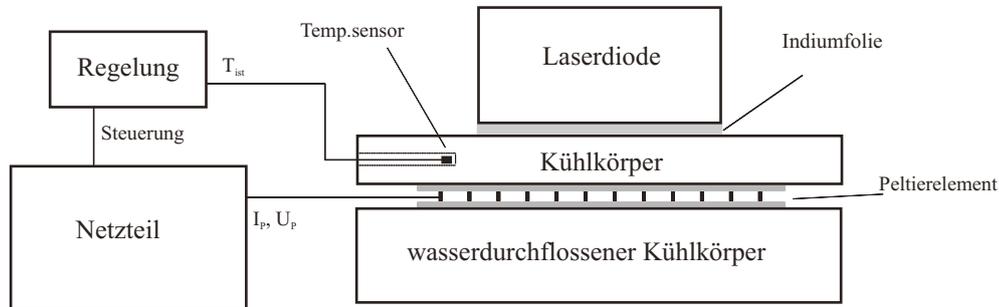


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau zur Temperaturstabilisierung der Laserdioden.

passung der abgeführten Wärmeleistung des Peltierelements konstant gehalten. Dazu wird in der PID-Regelung (Thorlabs TED 200) der durch den Temperatursensor (NTC LM 335) gemessene Istwert mit dem Sollwert verglichen und danach die Ausgangswerte des Netzteils (Bezeichnung: EA-PS 9016-40) für Versorgungsspannung und Strom des Peltierelements entsprechend angepaßt. Die erreichbaren Temperaturschwankungen lagen unter  $0,1^\circ\text{C}$ . Im Rahmen der Meßgenauigkeit blieben damit die Spektren und die Ausgangsleistung der Pumpdioden konstant.

Die Leistungskennlinien der beiden Pumpquellen sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Dabei ist die nutzbare Leistung am Ausgang der Pumpoptik in Abhängigkeit vom Diodenstrom  $I_D$  aufgetragen. Eine lineare Regression ergibt für Diode 1 (Seriennummer: V7586) bzw. Diode 2 (Seriennummer: V7585) einen Schwellenstrom  $I_{thr} = 7,3\text{ A}$  bzw.  $I_{thr} = 7,5\text{ A}$  und einen differentiellen Wirkungsgrad von  $\eta_S = 0,83\text{ W/A}$  bzw.  $\eta_S = 0,87\text{ W/A}$ .

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Emissionswellenlänge der Pumpdioden bei Änderung des Stroms  $I_D$  bzw. der Temperatur  $T$  werden die Spektren der Laserdioden gemessen. Dazu dient ein Gitterspektralanalysator der Frima Ando mit der Bezeichnung AQ-6315A. In den folgenden Abbildungen 3.3 und 3.4 sind exemplarisch die Ergebnisse für Diode 1 (Bezeichnung V7586) grafisch dargestellt. Abbildung 3.3 zeigt die Emissionsspektren bei konstantem Strom  $I_D$  und Variation der Temperatur (a) bzw. (b) bei konstanter Temperatur und geändertem Pumpstrom  $I_D$ . Dabei wird durch Erhöhung der Temperatur und des Stroms die Emissionswellenlänge jeweils zu größeren Werten hin verschoben. In Abbildung 3.4 ist der lineare Zusammenhang aufgetragen. Hier ist die Änderung der Schwerpunktwellenlänge  $\lambda_S$  in Abhängigkeit von

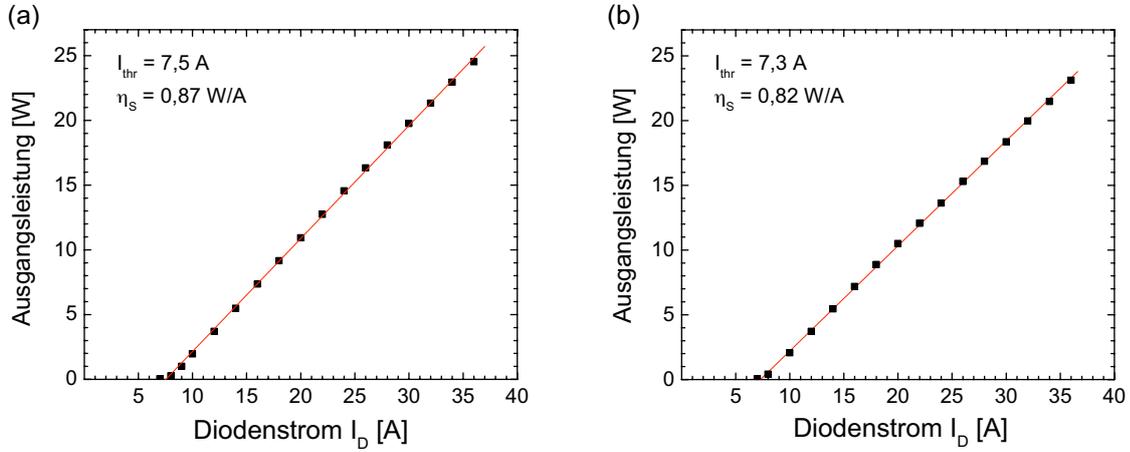


Abbildung 3.2: Leistungskennlinie von Diode 1 bei  $T_D = 17^\circ\text{C}$  (a) und von Diode 2 bei  $T_D = 14^\circ\text{C}$  (b).

$T_D$  (a) und  $I_D$  (b) zu sehen.  $\lambda_S$  ist definiert als

$$\lambda_S = \frac{\sum I_{\lambda_i} \cdot \lambda_i}{\sum I_{\lambda_i}}, \quad (3.1)$$

$\lambda_i$  gibt die Wellenlänge für den  $i$ -ten Messwert eines Spektrums und  $I_{\lambda_i}$  die dazugehörige spektrale Intensität an. Für Diode 1 ergibt sich eine Änderung von  $\lambda_S$  mit der Temperatur  $T_D$  von  $d\lambda_S/dT = 0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  und mit dem Diodenstrom  $I_D$  von

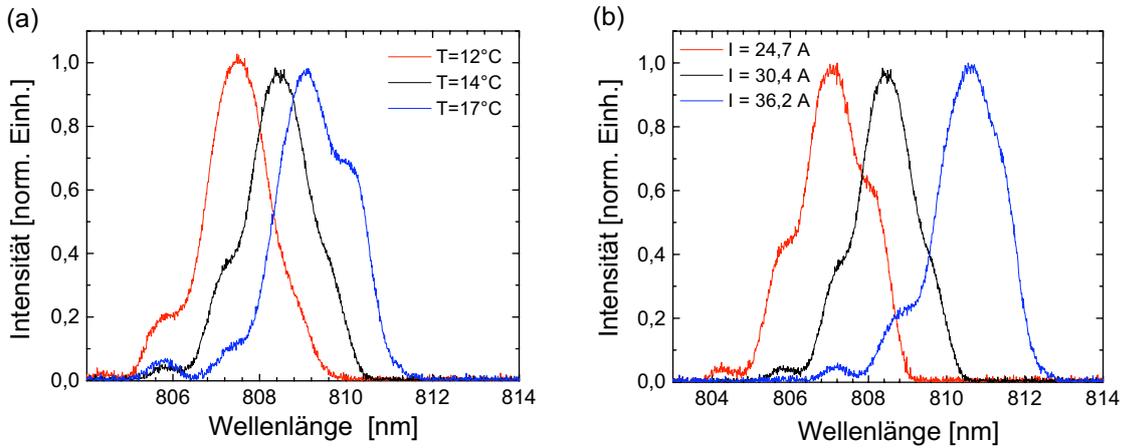


Abbildung 3.3: Emissionsspektren von Diode 1 bei Variation von  $T_D$  und konstantem  $I_D$  (a) bzw. bei Änderung von  $I_D$  und konstantem  $T_D$  (b).

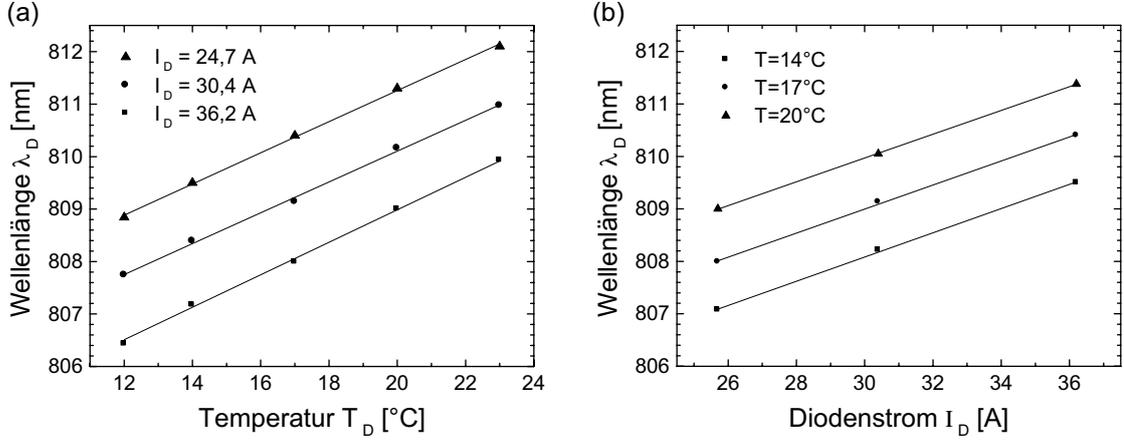


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Schwerpunktwellenlänge von  $T_D$  bei konstantem  $I_D$  (a) und von  $I_D$  bei konstantem  $T_D$  (b) für Diode 1.

$d\lambda_S/dI = 0,23$  nm/A. Der Schwerpunkt der Emissionswellenlänge kann bei gegebener Temperatur und Strom berechnet werden gemäß

$$\lambda_S(I, T) = \lambda_0 + \beta(T - T_0) + \gamma(I - I_0), \quad (3.2)$$

mit  $\beta = 0,3$  nm/°C,  $\gamma = 0,23$  nm/A,  $\lambda_0 = 807,1$  nm für  $T_0 = 12$  °C und  $I_0 = 24,7$  A. Analog dazu ergeben sich aus der Charakterisierung von Diode 2 folgende Koeffizienten:  $\beta = 0,28$  nm/°C,  $\gamma = 0,24$  nm/A,  $\lambda_0 = 806,1$  nm für  $T_0 = 14$  °C und  $I_0 = 25,7$  A. Durch diese vollständige Charakterisierung kann für jede gewünschte Pumpleistung mit Hilfe von Gleichung 3.2 die Temperatur berechnet werden, die zur Anpassung der Emissionswellenlänge der Pumpdioden auf das Absorptionsmaximum des aktiven Mediums benötigt wird. Das Erreichen der maximale Anregungseffizienz, als eine der Grundvoraussetzungen für einen effizienten Laserbetrieb, ist somit jederzeit möglich.

### 3.2.1.2 Thermische Belastung des Laserkristalls

Bei der optischen Anregung von Laserkristallen treten Verluste aufgrund des Quanten-defekts zwischen Pump- und Laserphoton auf. Ein Teil der Energie jedes Pumpphotons wird in Wärme umgewandelt. Die fraktionale thermische Last  $\eta_h = \frac{P_{Heiz}}{P_{abs}}$  beschreibt den Anteil der absorbierten Pumpleistung  $P_{abs}$  der in Wärme  $P_{Heiz}$  umgewandelt wird. Die Berechnung erfolgt mit [71]

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left( (1 - \eta_l) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right). \quad (3.3)$$

Dabei gibt  $\eta_p$  die Pumpquanteneffizienz an, d.h. den Anteil der Pumpleistung der zur Anregung ins obere Laserniveau beiträgt. Die Strahlungseffizienz  $\eta_r$  beschreibt den Teil der angeregten Ionen der strahlend zerfällt und  $\eta_l$  den, der durch induzierte Emission ins untere Laserniveau relaxiert. Mit  $\lambda_p$  wird die Pumpwellenlänge, mit  $\lambda_f$  die mittlere Fluoreszenzwellenlänge und mit  $\lambda_l$  die Emissionswellenlänge des Laserübergangs bezeichnet.

Infolge der Erwärmung des Laserkristalls werden die optischen und mechanischen Eigenschaften des aktiven Materials verändert. Für den Aufbau eines effizienten Lasers mit sehr guter Strahlqualität muss im Vorfeld die thermisch induzierte Spannungsbelastung und die entstehende thermische Linsenwirkung berücksichtigt werden.

Aufgrund der Temperaturerhöhung dehnt sich das Material aus. Dies führt nach dem Hooke'schen Gesetz zur Ausbildung kristallintener Spannungen. Dabei ist zu beachten, dass die auftretenden Spannungen für die angestrebte Pumpleistung von 2\*21 W unterhalb der Bruchgrenze von Nd:GdVO<sub>4</sub> bei ca. 50 MPa liegen.

Die thermische Linse setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Aufgrund der temperaturabhängigen Brechungsindexänderung ( $\frac{dn}{dT} \neq 0$ ) wird ein Brechungsindexprofil erzeugt, welches eine Linsenwirkung zur Folge hat. Bei longitudinal angeregten Festkörperlasern ist die thermische Belastung an den gepumpten Oberflächen maximal. Die Ausdehnung entlang der Ausbreitungsrichtung der Pumpstrahlung führt zu einer Wölbung der Kristallendflächen. Der Kristall wird daher als dicke Linse beschrieben. Die Entwicklung einer geeigneten Resonatoranordnung zur Kompensation der thermischen Linsenwirkung, setzt die Kenntnis der Gesamtbrennweite der thermischen Linse voraus.

Die Verteilung der Wärmeleistungsdichte  $Q(x,y,z)$  innerhalb des Kristalls wird aus  $\eta_h$  und der Pumpleistungsdichte  $I_{pump}(x,y,z)$  wie folgt berechnet:

$$Q(x,y,z) = \frac{\alpha_a \cdot \alpha_c}{\alpha_a + \alpha_c} \cdot \eta_h \cdot I_{pump}(x,y,z). \quad (3.4)$$

Unter der Annahme einer gaußförmigen Pumplichtverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und der anisotropen Absorption ergibt sich folgender Ausdruck

$$Q(x,y,z) = \frac{\alpha_a \cdot \alpha_c}{\alpha_a + \alpha_c} \cdot \frac{\eta_h P_0}{2\pi w^2(z)} \cdot \exp\left(-\frac{2x^2 + 2y^2}{w^2(z)}\right) \cdot (\exp(-\alpha_a z) + \exp(-\alpha_c z)). \quad (3.5)$$

$P_0$  gibt die einfallende Pumpleistung und  $w^2(z)$  den Radius des Pumpstrahls in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung  $z$  an. Gleichung 3.5 gibt die Wärmeleistungsdichte bei longitudinaler Anregung mit nur einer Pumpdiode an. Die gesamte im Kristall deponierte Wärmeleistungsdichte ergibt sich aus der Addition der Anteile von beiden Seiten

$$Q_{gesamt}(x,y,z) = Q_{links}(x,y,z) + Q_{rechts}(x,y,z), \quad (3.6)$$

Dotierung	0,2 at. %.
Kristallabmessungen	4 × 4 × 12 mm <sup>3</sup>
$P_{pump}$	2 × 21 W
$\eta_h$	0,24
$P_{abs}$	2 x 19,9 W
$P_{heiz}$	2 x 4,7 W
Absorpt.koeff.	$\alpha_a = 0,2 \text{ mm}^{-1}$ $\alpha_c = 1,0 \text{ mm}^{-1}$
Pumpstrahlradius $w_0$	400 $\mu\text{m}$

Tabelle 3.2: Eingangsparameter für die Finite-Elemente-Analyse.

wobei zwischen  $Q_{links}(x, y, z)$  und  $Q_{rechts}(x, y, z)$  mit der Kristalllänge  $l$  die einfache Beziehung gilt

$$Q_{links}(x, y, z) = Q_{rechts}(x, y, l - z). \quad (3.7)$$

Zur Berechnung der thermischen Belastung des Kristalls muß die Wärmeleitgleichung gelöst werden. Sie lautet:

$$\nabla^2 T(x, y, z) + \frac{Q_{gesamt}(x, y, z)}{K_c} = 0, \quad (3.8)$$

$K_c$  gibt dabei die thermische Leitfähigkeit des Kristalls an. Eine analytische Lösung der Wärmeleitgleichung ist in diesem Fall nicht mehr möglich, da aufgrund der Anisotropie des Lasermaterials keine Radialsymmetrie mehr vorliegt. Darüberhinaus ist die Pumpleistungsdichte infolge der Absorption in  $z$ -Richtung nicht konstant.

Eine quantitative Beschreibung der thermischen Belastung des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Kristalls muss daher durch eine Finite-Elemente-Analyse (FEA) erfolgen, die mit Hilfe des kommerziell erhältlichen Programms LASCAD durchgeführt wurde. Bei der FEA-Methode wird der Kristall in kleine Volumenelemente zerlegt. Die Größe der Elemente wird dahingehend optimiert, dass die erzeugte Wärmeleistungsdichte in jedem Element als konstant angesehen werden kann. Dadurch ist die Wärmeleitgleichung für jedes einzelne Volumenelement analytisch lösbar. Die wichtigsten Eingangsparameter zur FEA sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die angegebenen Absorptionskoeffizienten wurden experimentell durch Messung der transmittierten Leistung hinter einem 0,2 at. % dotierten Nd:GdVO<sub>4</sub> -Kristall bestimmt. Dazu wurde eine Konfiguration, wie sie zur polarisierten Anregung in [72] ausführlich beschrieben wurde, verwendet. Diese erlaubt durch Drehung der Polarisation die getrennte Bestimmung des Absorptionkoeffizienten

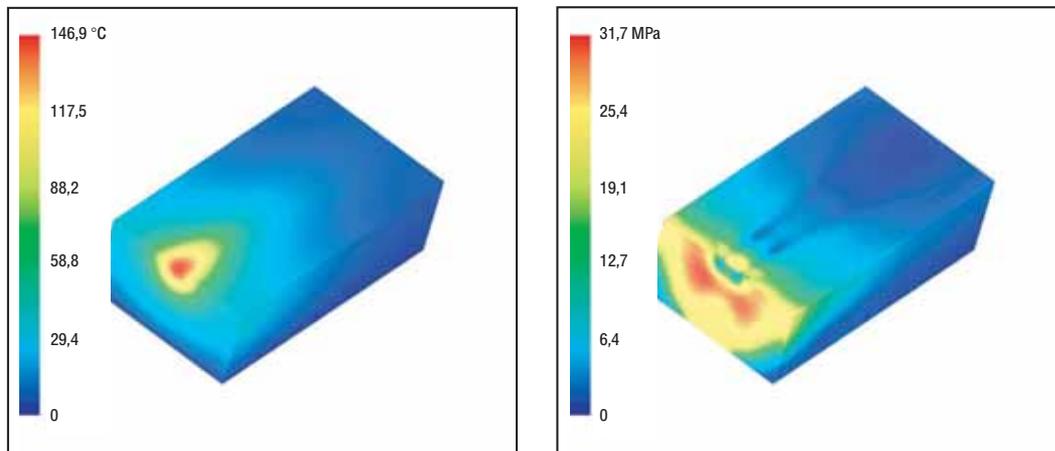


Abbildung 3.5: Thermische Belastung des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Kristalls: Temperaturverteilung (links) bzw. Verteilung der Spannungsintensität (rechts).

$\alpha_c$  (E||c-Achse) bzw.  $\alpha_a$  (E⊥c-Achse).

In Abbildung 3.5 ist die Temperaturverteilung innerhalb der unteren Hälfte des Kristalls dargestellt. Wie bei longitudinal angeregten Lasern üblich, weisen die gepumpten Endfacetten des Kristalls die stärkste thermische Belastung auf. Aufgrund der hohen Absorption bleibt die Wärmeentwicklung auf einen kleinen Bereich in Richtung der optischen Achse begrenzt. Die maximale Temperatur beträgt  $T_{max} = 34,9^\circ\text{C}$ . Die resultierenden kristallinternen Spannungen liegen mit maximal 5,2 MPa nur bei etwa einem Zehntel der Bruchspannung. Unter der Annahme einer parabelförmigen Brechungsindexverteilung senkrecht zur optischen Achse und einer sphärischen Krümmung der gepumpten Kristalloberflächen kann die Gesamtbrennweite der thermischen Linse bestimmt werden. In x-Richtung ergibt sich ein Wert von  $f_{thx} = 252\text{ mm}$ , für die y-Richtung ein etwas größerer Wert von  $f_{thy} = 259\text{ mm}$ . Zum Vergleich werden auch FEA-Berechnungen mit Nd:YVO<sub>4</sub> durchgeführt. Dazu wird die Dotierung und damit die Absorptionskoeffizienten so angepasst, dass die absorbierte Pumpleistung dem Wert des 0,2 at. % dotierten Nd:GdVO<sub>4</sub>-Kristalls von  $P_{abs} = 2 \times 19,9\text{ W}$  entspricht. Die Dotierung des Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristalls beträgt daher 0,3 at. %. Die Eingangsgrößen stimmen mit den Werten der vorhergehenden Simulation bis auf die materialspezifischen Parameter überein. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 im Vergleich zu Nd:GdVO<sub>4</sub> aufgelistet. Die thermische Belastung von Nd:YVO<sub>4</sub> liegt bei der maximalen Temperatur viermal und bei der Spannungsintensität sechsfach über den Werten für Nd:GdVO<sub>4</sub>. Die thermische Linse ist für Nd:YVO<sub>4</sub> etwa doppelt so stark. Die auftretenden Unterschiede sind einzig auf die mehr als doppelt so hohe Wärmeleitfähigkeit von Nd:GdVO<sub>4</sub>

	Nd:GdVO <sub>4</sub>	Nd:YVO <sub>4</sub>
max. Temperatur [°C]	34,9	137,2
max. Spannungsintensität [MPa]	5,2	32,3
Brennweiten		
$f_{thx}$ [mm]	252	123
$f_{thy}$ [mm]	259	128

Tabelle 3.3: Vergleich der Ergebnisse der Finite-Elemente-Analysen zwischen Nd:GdVO<sub>4</sub> und Nd:YVO<sub>4</sub> .

zurückzuführen.

Zum Vergleich wurden die FEA-Ergebnisse für die Brennweite der thermischen Linse experimentell überprüft. Zur Messung wurde ein kurzer Multimode-Resonator mit 2 planen Endspiegeln aufgebaut. Die Daten zum verwendeten Kristall, der Absorption und der Pumpleistung entsprechen den in Tabelle 3.2 angegebenen Werten. Durch Einsetzen einer Modenblende wurde die Strahlqualität auf M<sup>2</sup>-Werte von ca. 1,0 verbessert. Der Ausgangsstrahl aus dem Resonator wurde mit Hilfe des ModeMasters der Firma Coherent charakterisiert. Dies ermöglichte die Berechnung der Strahltaile am Auskoppelspiegel mit Hilfe der Strahltransformationsmatrizen. Um diesen Wert zu erreichen, wurde die Brennweite einer dünnen Linse im Zentrum des Resonators entsprechend angepasst. Die Brennweite der thermische Linse ergibt sich zu  $f_{thx} = 121$  mm in x-Richtung und  $f_{thy} = 126$  mm in y-Richtung. Diese Werte weichen sehr stark von den FEA-Ergebnissen ab und entsprechen nahezu exakt denen von Nd:YVO<sub>4</sub> . Zwischen experimentell bestimmter und durch FEA berechneter Brennweite der thermischen Linse wurde für Nd:YVO<sub>4</sub> bisher eine gute Übereinstimmung mit einem Fehler von ca.  $\pm 10\%$  erzielt [71, 72]. Da sich die beiden Lasermaterialien nur hinsichtlich der Wärmeleitfähigkeit deutlich unterscheiden, wurde zum Zeitpunkt der Experimente vermutet, dass die bis dato veröffentlichten Literaturangaben über die Leitfähigkeit für Nd:GdVO<sub>4</sub> nicht korrekt sind. Neueste Veröffentlichungen nach Abschluß der experimentellen Arbeiten haben diese Vermutung bestätigt. Für die Leitfähigkeit beider Materialien wurden von Sato et al. [73] relativ identische Werte gemessen. Bei Didierjean et al. [74] wurde die Temperaturbelastung von Nd:YVO<sub>4</sub> und Nd:GdVO<sub>4</sub> untersucht. Dabei konnten keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden. Für die weiteren Arbeiten wurden die experimentell bestimmten Werte für die Brennweite der thermischen Linse verwendet.

### 3.2.1.3 Berechnung der Resonatorkonfiguration

Mit Hilfe der Brennweite der thermischen Linse kann ein geeigneter Resonator berechnet werden. Zur Entwicklung eines Resonators mit einer sehr guten Strahlqualität, ist das Verhältnis von Modenradius  $w_L$  und Pumpstrahlradius  $w_P$  von entscheidender Bedeutung. Bei Systemen mit einer Pumpleistung im Bereich von wenigen Watt, ist ein Betrieb im Grundmode für einen Wert von  $\frac{w_L}{w_P} \approx 1$  möglich. Dadurch wird das Anschwingen höherer transversaler Moden unterdrückt. Für Laser mit hoher Pumpleistung, im vorliegenden Fall ist  $P_{pump} = 2 \times 21 \text{ W}$ , gilt dieses Verhältnis nicht mehr. Die reale thermische Linse weicht nun stärker von einer idealen sphärischen Linse ab. Diese Abweichung ist umso stärker, je größer der Abstand vom Ursprung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung wird. Zu einer exakteren Beschreibung müssen nun Aberrationen vierter Ordnung berücksichtigt werden [24]. Diese führen zu Phasenverzerrungen und bewirken somit eine Verschlechterung der Strahlqualität. Der Beitrag der höheren Aberrationen hängt vom Strahlprofil des Pumplichts ab. Liegt ein Top-Hat-Profil vor, so wird der  $M^2$ -Wert nicht vergrößert, wenn  $w_L$  kleiner als  $w_P$  ist. Für eine gaußähnliche Intensitätsverteilung, wie sie die in dieser Arbeit verwendeten Pumpdioden liefern, ist die Verschlechterung der Strahlqualität durch höhere Aberrationen proportional zu  $\left(\frac{w_L}{w_P}\right)^4$ . Für den Anteil der thermischen Linse, der durch den temperaturabhängigen Brechungsindex verursacht wird, läßt sich ein analytischer Ausdruck für die Verringerung der Strahlqualität angeben. Unter der Annahme einer in  $z$ -Richtung konstanten Wärmeverteilung ergibt sich für die Erhöhung des  $M^2$ -Wertes durch Aberrationen vierter Ordnung [75]:

$$M_q^2 = \frac{2P_p \eta_h \eta_{abs} (dn/dt)}{\sqrt{2} K_c \lambda} \left(\frac{w_L}{w_P}\right)^4, \quad (3.9)$$

wobei  $P_p$  die Pumpleistung,  $\eta_h$  die fraktionale thermische Last,  $\eta_{abs}$  den Anteil der absorbierten Pumpleistung,  $\lambda$  die Laserwellenlänge,  $K_c$  die Wärmeleitfähigkeit und  $\frac{dn}{dT}$  die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex angibt. Der resultierende Wert für die Strahlqualität  $M_f^2$  ergibt sich zu:

$$M_f^2 = \sqrt{(M_i^2)^2 + (M_q^2)^2}. \quad (3.10)$$

$M_i^2$  gibt die Strahlqualität vor dem Durchgang durch den Laserkristall an.

Die Verringerung des Verhältnisses von  $\frac{w_L}{w_P}$  führt zu Nachteilen im Laserbetrieb. Für  $w_L < w_P$  nimmt die Effizienz des Lasers ab. Zudem können höhere transversale Moden über die Schwelle gelangen und so zu einer Vergrößerung des  $M^2$ -Wertes führen. Daher muß ein Kompromiß aus den sich entgegen wirkenden Effekten gefunden werden.

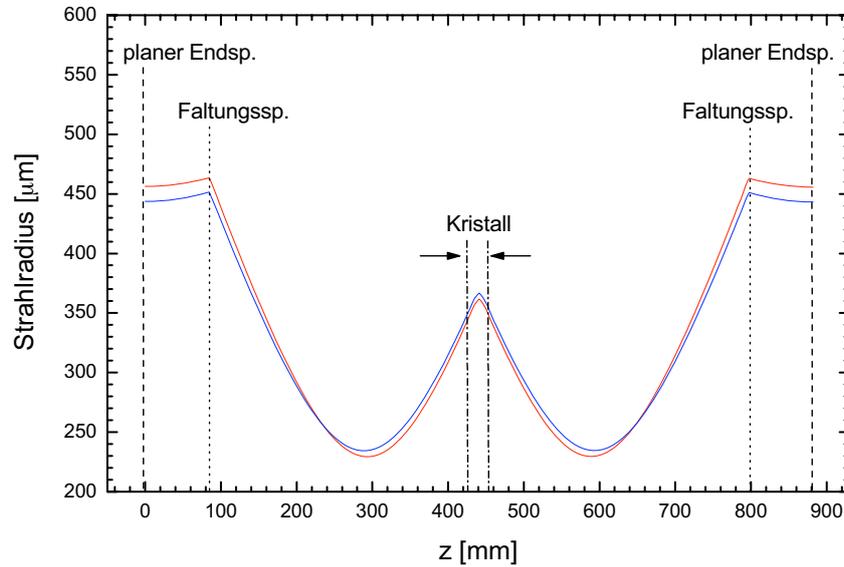


Abbildung 3.6: Verlauf des Strahlradius im Resonator in x- (rot) und y-Richtung (blau).

Erfahrungsgemäß kann dies für ein Verhältnis von  $w_L/w_P$  zwischen 0.8-0.9 erreicht werden [76].

Die Resonatorsimulationen werden mit Hilfe des Programms Lascad durchgeführt. Das Programm erlaubt neben der Finite Elemente Analyse auch die Berechnung und Darstellung des Strahlverlaufs im Grundmode innerhalb eines frei wählbaren Resonators unter Berücksichtigung der bereits bestimmten Brennweiten für die thermische Linse. Der Resonatormode kann durch Variation der Spiegelabstände und deren Krümmungsradien an den vorgegebenen Pumpradius von  $w_{pump} = 400\mu\text{m}$  angepaßt werden. Als Resultat ergibt sich ein symmetrischer Vierspiegelresonator. Dieser besteht aus zwei gekrümmten Faltungsspiegeln mit  $R = -500\text{ mm}$  und zwei planen Endspiegeln. In Abbildung 3.6 ist zur Veranschaulichung der Modenanpassung der berechnete Strahlverlauf innerhalb des Resonators gezeigt. Der Modenradius am Kristalls beträgt etwa  $360\mu\text{m}$ , das entspricht einem Verhältnis  $\frac{w_L}{w_P} \approx 0,9$ . Da sich die thermische Linse in der Resonatormitte befindet, weist diese Konfiguration eine höhere Stabilität bei der Justage, Änderungen der thermischen Linse und thermischen Veränderungen der Komponenten (z.B. Spiegelhalter) auf. Die berechnete Resonatorkonfiguration muss im Hinblick auf Strahlqualität und Effizienz im Experiment optimiert werden.

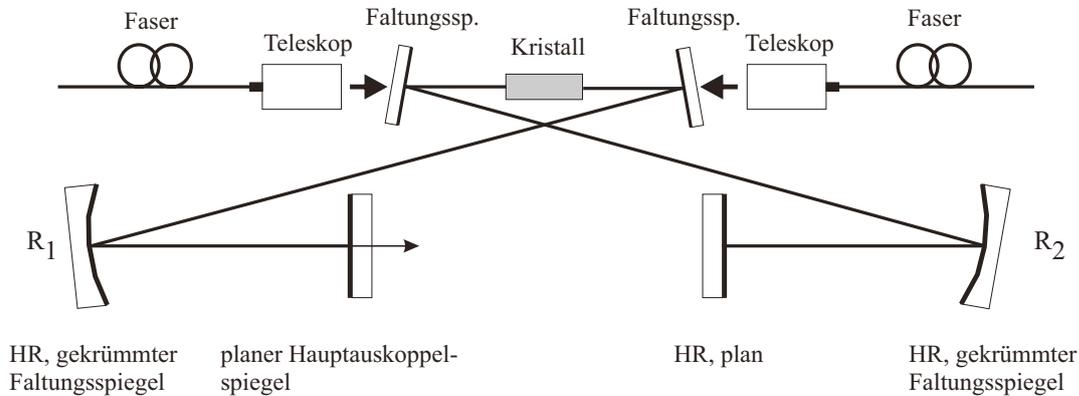


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des kontinuierlich emittierenden Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers

### 3.2.1.4 Der experimentelle Aufbau

In Abbildung 3.7 ist der schematische Aufbau des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers im kontinuierlichen Betrieb dargestellt. Zur Anregung des Laserkristalls wird die in Abschnitt 3.2.1.1 vorgestellte Pumpkonfiguration verwendet. Die Pumpstrahlung der Laserdioden wird durch die Teleskope mit einem Abbildungsmaßstab von 1:1 wieder auf einen Fokusbereich mit einem Durchmesser von 800  $\mu\text{m}$  im Kristall abgebildet. Der Kristall wird longitudinal von beiden Seiten jeweils mit einer Pumpleistung von 21 W angeregt. Der verwendete Nd:GdVO<sub>4</sub>-Kristall des Herstellers Castech Crystals besitzt eine Länge von 12 mm mit einer Kantenlänge von 4 mm und ist mit 0.2 at.% Neodym dotiert. Der Kristall ist auf beiden Seiten sowohl für die Pump- als auch für die Laserwellenlänge mit einer Antireflexschicht versehen. Zur Reduzierung der Temperaturbelastung wird der Kristall in einem wasserdurchflossenen Kupferblock eingesetzt. Die Temperatur der Wärmesenke wird konstant auf 16°C gehalten. Bei der Resonatorkonfiguration handelt es sich um einen symmetrischen Vierspiegelresonator. Die beiden Umlenkspiegel in Kristallnähe sind auf beiden Seiten hochtransmittierend für die Pumpwellenlänge von 809 nm und auf der dem Kristall zuwandelnden Seite hochreflektierend für die Laserwellenlänge von 1064 nm beschichtet. Die beiden hochreflektierenden Faltungsspiegel besitzen einen Krümmungsradius von  $R = -500$  mm und dienen zur Anpassung des Laserstrahlradius an den Pumpstrahl. Die Endspiegel des Resonators werden im cw-Betrieb durch einen planen Auskoppelspiegel an einem und durch einen planen hochreflektierenden Spiegel für 1064 nm am anderen Ende gebildet.

### 3.2.1.5 Der kontinuierliche Betrieb

Das Ziel der in diesem Abschnitt beschriebenen Arbeiten ist der Aufbau eines Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers mit möglichst hoher Ausgangsleistung bei gleichzeitig sehr guter Strahlqualität. Die Strahlqualität mit  $M^2$ -Werten  $<1,1$  ist eine notwendige Bedingung für die Erzeugung ultrakurzer Impulse mit Hilfe der PSM. Bei diesem Verfahren muß die Laserstrahlung möglichst verlustfrei in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt werden, um einen selbststabilisierenden Modenkopplungsbetrieb zu erreichen.

Zur Optimierung des Modenüberlapps wurden die Abstände der Spiegel variiert. Die maximale Ausgangsleistung bei gleichzeitig sehr guter Strahlqualität von  $M^2 < 1,1$  beträgt 20 W. Mit der eingestrahlten Pumpleistung von  $2 \times 21$  W ergibt sich eine hohe Slope-efficiency von  $\eta_s = 49\%$ . Der 12 mm lange 0,2 at. % dotierte Nd:GdVO<sub>4</sub>-Kristall absorbiert jeweils ca. 20 W d.h. etwa 95 %, wie durch Messung der transmittierten Leistung festgestellt werden konnte. In der endgültigen Konfiguration beträgt der Abstand zwischen Faltungsspiegel und Kristall jeweils 350 mm. Faltungsspiegel und Endspiegel haben einen Abstand von 85 mm. Mit dem optischen Weg im Kristall ergibt sich eine optische Gesamtlänge des Resonators von  $L_{res} = 895$  mm. Dies entspricht gemäß  $c/2L_{res}$  einer Repetitionsrate der Impulse im späteren modengekoppelten Betrieb von  $\nu_{rep} = 167$  MHz. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Transmission des Auskoppelspiegels ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Diese wird für eine Transmission des Auskoppelspiegels von 20 und 22 % erreicht. Als Ergebnis einer sogenannten Rigrod-Analyse der Messwerte ergibt sich die durchgezogene Kurve. Der Fit an die Messwerte erfolgt mit [77]

$$P_{out} \approx \frac{T_2 P_{sat}}{(1 + r_2/r_1)(1 - r_1 r_2)} \left[ g_{eff} - \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) \right]. \quad (3.11)$$

Die Eingangsgrößen sind neben der gemessenen Ausgangsleistung  $P_{out}$ , die Transmission  $T_2$  und das Reflexionsvermögen  $r_2$  des Auskoppelspiegels. Als Ergebnis liefert der Fit folgende wichtige Laserparameter: die Sättigungsleistung  $P_{sat} = 5,9$  W, die sonstigen Resonatorverluste mit  $(1-r_1^2) = 2,5\%$  und die Kleinsignalverstärkung  $g_o = 1,93$ . Der cw-Laser mit sehr guter Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ) dient als Basis für die Realisierung des Oszillators mit PSM.

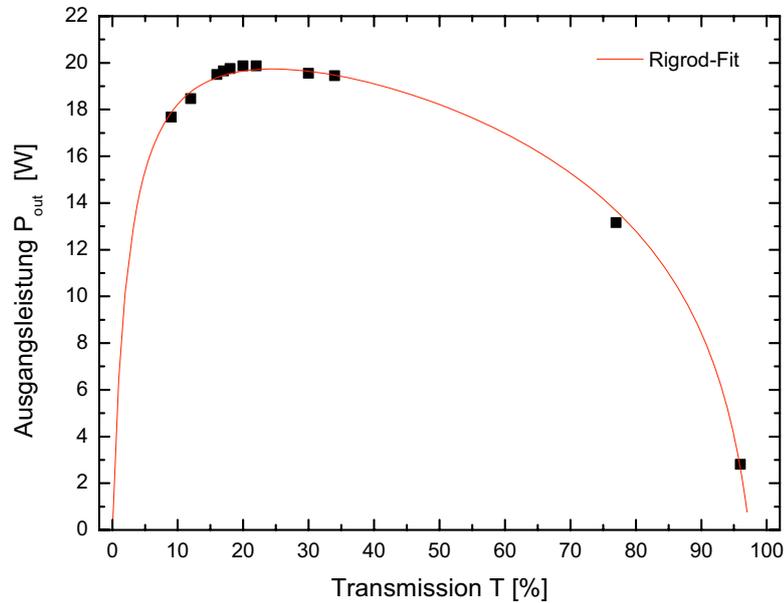


Abbildung 3.8: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Auskopplung des kontinuierlich emittierenden Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers.

## 3.2.2 Der Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser mit kontinuierlicher PSM

### 3.2.2.1 Der experimentelle Aufbau

In Abbildung 3.9 ist der gesamte experimentelle Aufbau des PSM-Lasers gezeigt. Der Aufbau besteht aus zwei gekoppelten Resonatoren. Der Hauptresonator entspricht dem oben beschriebenen cw-Laser. Der angekoppelte Nebenresonator enthält eine optische Faser als nichtlineares Element. Der größere Auskoppler des Hauptresonators liefert die Nutzauskopplung, während der schwächere zur Leistungseinkopplung in den Nebenresonator dient. Gleichzeitig ist der Nebenauskoppler auch Endspiegel des angekoppelten Resonators. Mithilfe der Brewsterplatten wird die Länge des Nebenresonators variiert. Durch Drehung der Platten ändert sich der Einfallswinkel zwischen Strahl und Flächennormale der Platten. Dies führt nach dem Brechungsgesetz zu einer Änderung der Strahlausbreitungsrichtung innerhalb der Platten. Dadurch ändert sich die optische Weglänge des Strahls durch die Brewsterelemente und somit wird eine Variation der Länge des Nebenresonators möglich. Die Brewsterplatten werden dabei so angeordnet, dass infolge ihrer Drehung kein Strahlversatz auftritt. Die folgende  $\lambda/2$ -

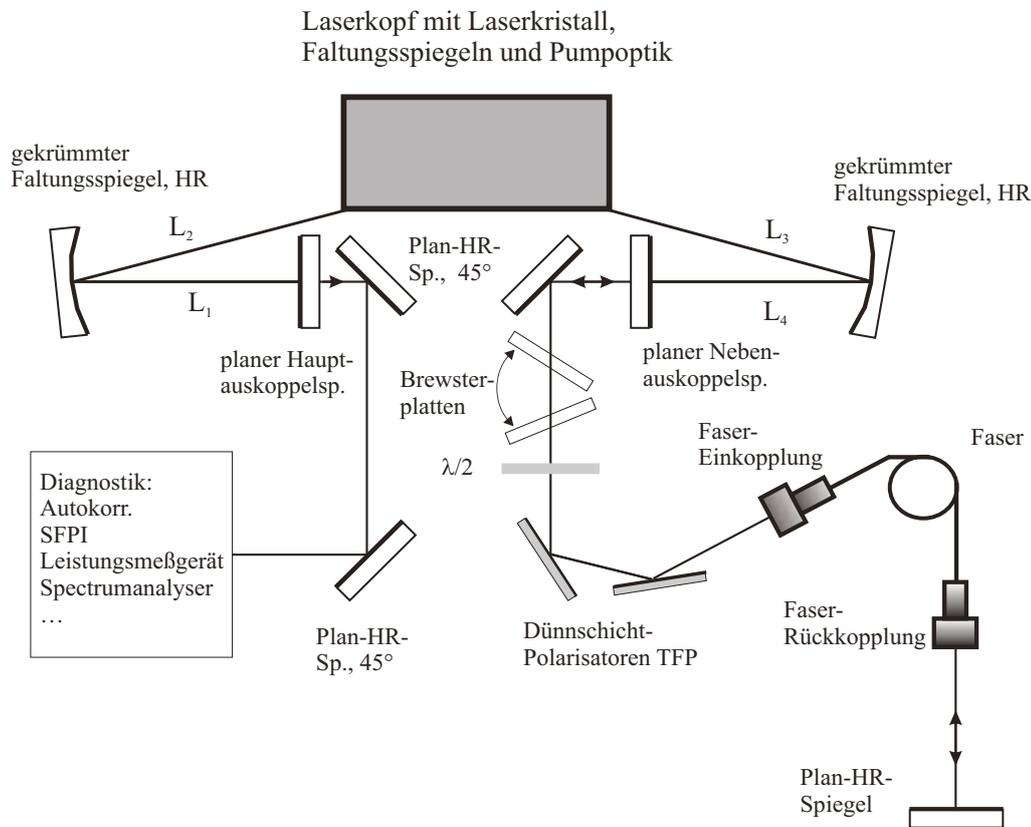


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des PSM-Lasers.

Platte bildet in Verbindung mit den beiden Dünnschichtpolarisatoren einen variablen Leistungsabschwächer. Somit läßt sich die Fasereinkopplung bei niedrigeren Leistungen durchführen, so dass eine Zerstörung der Faser ausgeschlossen werden kann. Weiterhin kann durch Verwendung des variablen Strahlabschwächers die Selbstphasenmodulation zur Optimierung der Modenkopplung stufenlos verändert werden.

Die Fasereinkopplung besteht aus einer Optik mit einer Linse der Brennweite  $f = 6.2\text{ mm}$ . Diese läßt sich zur Anpassung des Lasermoden an die Faser und damit zur Optimierung der eingekoppelten Leistung in Strahlrichtung verschieben. Die sehr gute Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 < 1.1$  erlaubt eine effiziente Einkopplung der Strahlung in die Faser. Nach sorgfältiger Justage ergibt sich eine Fasertransmission von  $T_{Faser} \approx 80\%$ . Die polarisationserhaltenden Fasern stehen in verschiedenen Längen und mit Kerndurchmessern von  $5,9$  bzw.  $7,2\ \mu\text{m}$  zur Verfügung. Die Faserrückkopplung ist prinzipiell identisch mit der Einkopplung. Sie erfolgt durch den planen hochreflektierenden Endspiegel des Nebenresonators.

Für das PSM-Verfahren muß das Verhältnis der optischen Resonatorlängen zwischen Haupt- und Nebenresonator ein ganzzahliges Vielfaches ergeben [78]. Für den Aufbau wurde daher je nach optischer Weglänge der verwendeten Faser ein Längenverhältnis von 1:1 bzw. 1:2 gewählt. Die optische Weglänge des Nebenresonators ist somit gleich bzw. doppelt so lang wie die des Hauptresonators. Die Repetitionsrate des Lasers wird durch die Länge des Hauptresonators bestimmt und beträgt jeweils ca. 167 MHz.

### 3.2.2.2 Der modengekoppelte Betrieb

Das Ziel der im folgenden Abschnitt beschriebenen Arbeiten ist der Aufbau eines Nd:GdVO<sub>4</sub> -Oszillators mit stabilem PSM-Betrieb. Gleichzeitig sollte der Laser eine möglichst hohe mittlere Ausgangsleistung mit möglichst kurzen Impulsen liefern. Um diese Anforderungen zu erfüllen, stehen der Transmissionsgrad von Haupt- und Nebenauskoppler sowie der Kerndurchmesser und die Länge der Faser als freie Parameter zur Verfügung. Dadurch kann das Verhältnis der resonatorinternen Leistung zwischen Haupt- und Nebenresonator und die Stärke der Selbstphasenmodulation in der Faser angepasst werden.

Der modengekoppelte Betrieb wird durch Messung der Impulsdauer, der spektralen Breite und des elektronischen Spektrums charakterisiert. Die Messung der Impulsdauer erfolgt mit einem kommerziell erhältlichen Autokorrelator der Firma APE (Modell Pulse Check 50 ps). Eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung von Impulsdauern mittels Intensitätsautokorrelation findet sich in [80]. Die spektrale Halbwertsbreite der Impulse wird mit einem Scanning-Fabry-Perot-Interferometer (SFPI) der Firma Burleigh (TL Series Laser Spectrum Analysers) aufgenommen. Der freie Spektralbereich wird nach der in [79] angegebenen Abschätzung gewählt. Dabei sollte die Impulsdauer zwischen dem 1 bis 3-fachen der Umlaufzeit  $T_{fsr} = 1/\nu_{fsr}$  im SFPI liegen, um mit dem SFPI einen korrekten Wert für die spektrale Halbwertsbreite zu bestimmen. Da hier Impulsdauern  $< 10$  ps erreicht werden, wird für alle Messungen ein freier Spektralbereich von  $\nu_{fsr} = 300$  GHz verwendet. Das Radiofrequenzspektrum wird mit einer schnellen Photodiode (Alphas,  $\tau_{rise} < 300$  ps) und einem Spektrumanalyser der Firma Advantest vom Typ R3261C gemessen.

Die hinsichtlich Stabilität, Impulsdauer und Ausgangsleistung beste Konfiguration besitzt ein Hauptauskoppler von  $T_H = 15\%$  und eine Nebenauskopplung von  $T_N = 3\%$ . Die verwendete Faser hat eine geometrische Länge von  $L_{faser} = 39,9$  cm und einen Kerndurchmesser von  $7,2 \mu\text{m}$ . Die mittlere Ausgangsleistung im modengekoppelten Betrieb beträgt  $16,3$  W. Abbildung 3.12 zeigt die Autokorrelation (a) und das optische Spektrum (b) der Impulse für die optimale Konfiguration. Die sech<sup>2</sup>-förmige Näherung an

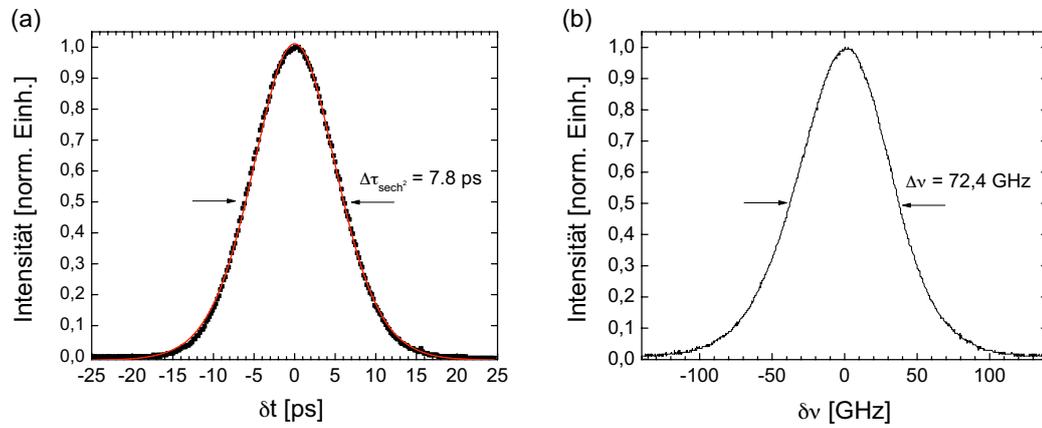


Abbildung 3.10: Autokorrelation (a) mit  $\text{sech}^2$ -Fit (durchgezogene Linie) und optisches Spektrum (b) des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Lasers.

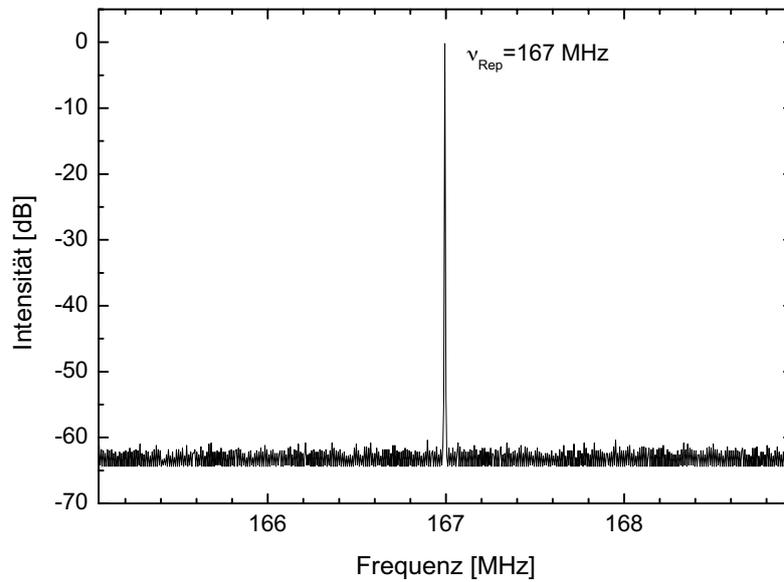


Abbildung 3.11: Radiofrequenzspektrum des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Lasers mit der Repetitionsrate von  $\nu_{\text{Rep}} = 167 \text{ MHz}$ .

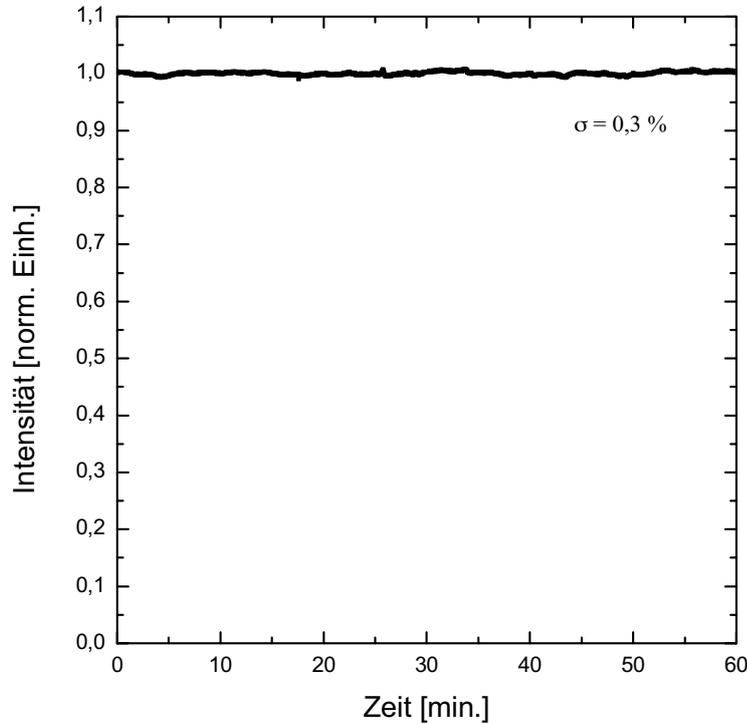


Abbildung 3.12: Zwei-Photonen-Signal des PSM-Lasers über einen Zeitraum von 60 min.

die Impulshüllende stimmt sehr gut mit den Messwerten des Autokorrelationssignals überein. Die Impulse haben eine Dauer von  $\tau_p = 7,8$  ps. Die spektrale Halbwertsbreite des Impulses beträgt  $\Delta\nu = 72,4$  GHz. Das Zeit-Bandbreite-Produkt liegt bei 0,57 und damit etwa 1,8-fach über dem Fourierlimit eines sech<sup>2</sup> Impulses von 0,3148. Der Impuls besitzt demnach einen deutlichen Chirp aufgrund der Selbstphasenmodulation der Faser. Der Modenkopplungsbetrieb ist stabil, in Autokorrelation und Spektrum sind keine Anzeichen von Doppelpulsen oder cw-Durchbrüchen zu erkennen. Im elektronischen Spektrum ist keine Störung der Modenkopplung durch Relaxationsoszillationen festzustellen. Ansonst wären Seitenbänder im Abstand der Relaxationsoszillationsfrequenz sichtbar. Das Signal-Rauschverhältnis beträgt mehr als 60 dB. Die Repetitionsrate der modengekoppelten Impulse liegt bei 167 MHz. Die sech<sup>2</sup>-Impulse haben eine Spitzenleistung von 12,4 kW und eine Impulsennergie von etwa 100 nJ.

Die Langzeitstabilität des Impulsbetriebs wird durch Messung des Zwei-Photonen-

Signals einer schnellen Diode charakterisiert. Die Anregung eines Elektrons vom Valenzins Leitungsband ist nur durch einen Zwei-Photonen-Prozeß möglich. Das Signal einer solchen Photodiode ist proportional zur Impulsspitzenleistung und kann somit zur Bewertung der Stabilität der mittleren Ausgangsleistung und der Impulsdauer verwendet werden [81]. In Abbildung 3.11 ist eine Langzeitmessung über einen Zeitraum von 60 min dargestellt. Die mittlere quadratische Abweichung liegt bei nur 0,3%. Dies weist auf einen sehr stabilen Modenkopplungsbetrieb hin. Die Messung des Zwei-Photonen-Signals zeigt erneut den Vorteil von PSM gegenüber dem herkömmlichen APM-Verfahren. Mit PSM ist ein selbststabilisierender Impulsbetrieb ohne aktive Längstabilisierung des Nebenresonators möglich.

### 3.2.3 Der Nd:GdVO<sub>4</sub> -Laser mit selbstgüteschalteter Modenkopplung

Das Ziel der weiteren Arbeiten ist die Realisierung eines Lasers mit stabilem Q-switch-Modenkopplungsbetrieb (QML) durch Selbstgüteschaltung. Im QML-Betrieb ist die Spitzenintensität der einzelnen Impulse im Gegensatz zur kontinuierlichen Modenkopplung nicht mehr konstant. Die Einzelimpulse im Abstand der Repetitionsrate befinden sich unter einer gütegeschalteten Einhüllenden, deren Wiederholrate in der Größenordnung der Relaxationsfrequenz des Lasers liegt. Aufgrund der deutlich höheren Energie der Einzelimpulse im Bereich des Maximums der gütegeschalteten Einhüllenden im Vergleich zur cw-Modenkopplung ist ein solcher Laser z.B. für die Mikromaterialbearbeitung sehr interessant. Der QML-Laser besteht aus sehr viel weniger Komponenten als bisher verwendete Pikosekunden-Systeme aus Seed-Oszillator und regenerativem Verstärker. Darüber hinaus liefert der QML-Laser keine Einzelimpulse, sondern Impulsketten aus mehreren modengekoppelten Impulsen (Bursts), die eine Erhöhung der Geschwindigkeit und der Qualität der Bearbeitung ermöglichen können.

Die Q-switch-Modenkopplung entsteht, wenn Fluktuationen innerhalb des Resonators nicht durch das Verstärkungsmedium gedämpft werden können. Dies tritt z.B. bei Lasersystemen auf, deren Schwellenüberhöhung nicht ausreichend hoch ist. Entstehende Relaxationsoszillationen werden exponentiell verstärkt, bis die Verstärkung erschöpft ist. Die Relaxationsoszillationen klingen in der Folge exponentiell ab. Anschließend findet eine Regeneration der Verstärkung statt und der Prozeß wiederholt sich periodisch.

Die Experimente werden mit dem zuvor beschriebenen Nd:GdVO<sub>4</sub> PSM-Laser durchgeführt. Die Schwellenüberhöhung kann durch die Erhöhung der Transmission von Haupt- und Nebenauskopplungsspiegel verringert werden. Durch den variablen Leistungs-

abschwächer kann die Selbstphasenmodulation und die effektive Rückkopplung des Nebenresonators geändert werden. Als weiterer Freiheitsgrad kann die Verstimmung d.h. die Länge des Nebenresonators im Vergleich zum Hauptresonator angepasst werden. Durch Erhöhung von Haupt- und Nebenauskopplung bei gleichzeitiger Anpassung von Faserlänge und Durchmesser konnte keine Selbstgüteschaltung realisiert werden. In der Konfiguration für stabile cw-Modenkopplung mit einer Hauptauskopplung von  $T_H = 15\%$  und einer Nebenauskopplung von  $T_N = 3\%$  ist das Erreichen des selbstgüteschalteten Betriebs möglich. Dazu muss eine größere Verstimmung zwischen den Resonatoren eingestellt werden als für kontinuierliche Modenkopplung. Eine größere Verstimmung bedeutet einen größeren zeitlichen Abstand der Impulse aus Haupt- und Nebenresonator zueinander. Der durch die Interferenz am Nebenauskopplungsspiegel entstehende Impuls hat eine längere Impulsdauer und eine geringere spektrale Breite. Die spektral schmälere Impulse erfahren im aktiven Medium aufgrund des lorentzförmigen Verstärkungsprofils eine höhere Verstärkung. Da die Verluste pro Umlauf konstant bleiben, ist die Nettoverstärkung im Resonator für zeitlich längere Impulse größer. Dadurch wird der stationäre Zustand gestört, bei dem die Verstärkung gerade dem Wert der Gesamtverluste entspricht. Die Verstärkung erfährt eine periodische Modulation im Bereich der Relaxationsfrequenz. Eine quantitative Beschreibung dieses Verhaltens durch analytische Lösung der Mastergleichung ist nicht möglich, da im Gegensatz zur kontinuierlichen Modenkopplung kein stationärer Zustand erreicht wird. Im Experiment treten ausgehend vom stabilen kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb durch eine weitere Verkürzung des Nebenresonators zuerst Relaxationsoszillationen auf. Diese sind im elektronischen Spektrum als Seitenbanden symmetrisch im Abstand der Relaxationsfrequenz zu erkennen. Die Amplitude der Relaxationspeaks und damit die Stärke der Relaxationsoszillationen nimmt mit weiterer Verstimmung zu. Es treten jeweils als ganzzahliges Vielfaches der Relaxationsfrequenz weitere Seitenbänder im Radiofrequenzspektrum auf. Schließlich wird der QML-Betrieb erreicht. In Abbildung 3.13 sind Aufnahmen des Radiofrequenzspektrums dargestellt. In Diagramm (a) sind schwache Relaxationsoszillationen zu sehen und in (b) ist das Spektrum im selbstgüteschalteten Betrieb gezeigt. Die QML ist zum einen durch die größere Anzahl der Seitenbanden und den deutlich geringeren Abfall der Amplitude im Vergleich zum Signalpeak bei 167 MHz erkennbar. Darüber hinaus nimmt die Q-switch-Frequenz im Vergleich zur Frequenz bei schwachen Relaxationsoszillationen auf etwa 330 kHz ab. Mit dem Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser kann kein stabiler selbstgüteschalteter Modenkopplungsbetrieb erreicht werden. Die Realisierung der QML durch eine systematische Anpassung der Parameter ist im Experiment nicht möglich. Die Anpassung eines Parameters bewirkt gleichzeitig die Änderung mehrerer Laserparameter. Daher verlässt man bereits

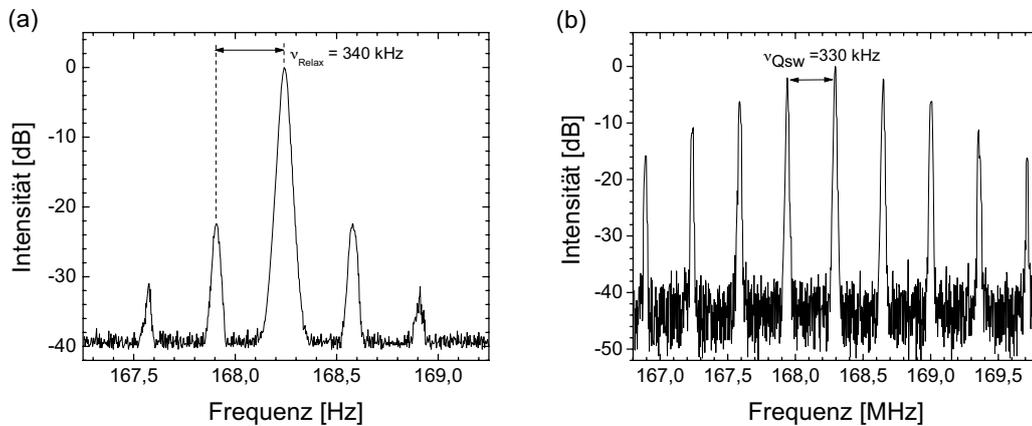


Abbildung 3.13: Radiofrequenzspektrum des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers mit Relaxationsoszillationen (a) und selbstgüteschalteter Modenkopplung (b).

durch kleine Änderungen den Parameterbereich für den eine stabile kontinuierliche Modenkopplung erreicht werden kann. Der QML-Betrieb lässt sich einzig durch die Verstimmung des Nebenresonators ausgehend von der Konfiguration für stabile cw-Modenkopplung realisieren. Der Verstimmbereich ist jedoch erheblich kleiner als der für kontinuierliche Modenkopplung. Die Selbstgüteschaltung innerhalb dieses Bereichs ist sehr instabil und nur kurzzeitig ohne Nachjustieren der Nebenresonatorlänge aufrecht zu erhalten. Die bei einem Laboraufbau stets vorhandene Empfindlichkeit gegen äußere Störungen begrenzt somit die erreichbare Stabilität des QML-Betriebs. Um die Abschirmung gegenüber Luftbewegungen, mechanischen Störungen und Änderungen der Raumtemperatur zu verbessern, müsste der Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser in ein monolithisches System mit Temperaturstabilisierung übertragen werden.

Alternativ dazu wird für die weiteren Experimenten zur Q-switch-Modenkopplung ein von der Firma Lumera Laser GmbH zur Verfügung gestellter Nd:YVO<sub>4</sub> PSM-Laser mit der Bezeichnung UPL 20 verwendet. Dabei handelt es sich um ein monolithisches System, das somit den Vorteil einer deutlich höheren mechanischen und thermischen Stabilität bietet. Der UPL 20 besteht aus einer Versorgungseinheit, in der Netzteil, Pumpdioden und Steuerung zusammengefasst sind, und einem Laserkopf. Im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb liefert der Laser Impulse mit  $\tau_p = 9 \text{ ps}$  und einer spektralen Halbwertsbreite von  $\Delta\nu = 60 \text{ GHz}$ . Die Ausgangsleistung mit einer sehr guten Strahlqualität liegt bei etwa  $16,8 \text{ W}$  für eine Pumpleistung von ca.  $2 \times 21 \text{ W}$ . Zu einem ausführlicher Vergleich der Ergebnisse mit dem Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser wird auf Abschnitt 3.4 verwiesen. Analog zur Vorgehensweise mit dem Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser er-

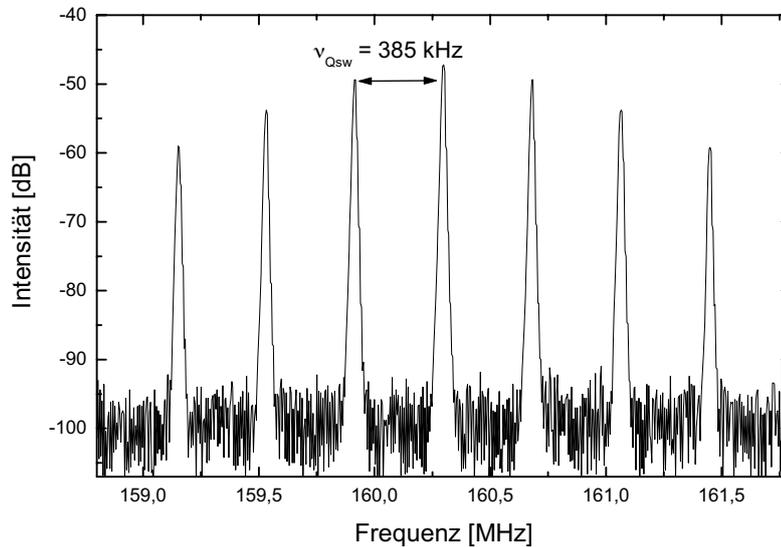


Abbildung 3.14: Radiofrequenzspektrum des UPL 20 im selbstgüteschalteten Betrieb.

reicht man die modengekoppelte Selbstgüteschaltung durch weitere Verstimmung des Nebenresonators ausgehend vom stabilen kontinuierlichen Betrieb. Eine Verbesserung der Stabilität der QML kann durch die Reduzierung der Pumpleistung der Dioden auf etwa  $2 \times 19 \text{ W}$  erreicht werden. Aufgrund dieser Reduzierung und der damit verbundenen geringeren Schwellenüberhöhung ist eine geringere Verstimmung zum Erreichen der Selbstgüteschaltung notwendig. Die Verlängerung der Impulsdauer im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung wird geringer und somit der Unterschied in der Verstärkung. Dadurch wird die zeitliche Modulation der Verstärkung schwächer und es ergibt sich ein stabilerer selbstgüteschalteter Betrieb. Die mittlere Ausgangsleistung liegt bei  $14,1 \text{ W}$  mit einer sehr guten Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ). In Abbildung 3.14 ist das Radiofrequenzspektrum im selbstgüteschalteten Betrieb dargestellt. Die Q-switch-Frequenz beträgt  $\nu_{Qsw} = 385 \text{ kHz}$ . Instabilitäten sind anhand von Änderungen der Relaxationsfrequenz von etwa 5% erkennbar. Zusätzlich muss für die Selbstgüteschaltung der zeitliche Verlauf der Modulation der Amplituden der einzelnen modengekoppelten Impulse gemessen werden. Die gütegeschaltete Einhüllende ist in Abbildung 3.15 zu erkennen. Diese Aufnahmen werden mit einer schnellen Photodiode (Alphas) und einem hochauflösenden Oszilloskop der Firma Lecroy vom Typ WavePro DSO 950 durchgeführt. Die Amplitude der Impulse sind auf die der moden-

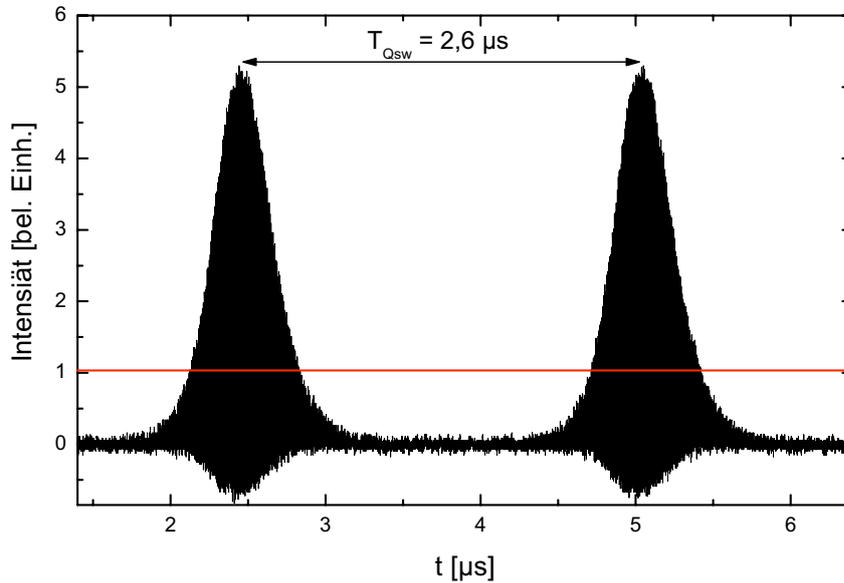


Abbildung 3.15: Zeitlicher Verlauf der Amplitudenmodulation im QML-Betrieb.

gekoppelten Impulse im kontinuierlichen Fall normiert. Die energiereichsten Impulse im Zentrum der Q-switch-Einhüllenden haben eine um den Faktor 5,5 höhere Energie von  $E_{pmax} = 480 \text{ nJ}$ . Der zeitliche Abstand der gütegeschalteten Einhüllenden entspricht  $T_{Qsw} = 1/\nu_{Qsw} = 2,6 \mu\text{s}$ . Das Verhältnis zwischen der maximalen Amplitude während der Selbstgüteschaltung und der konstanten Amplitude der modengekoppelten Impulse im cw-modengekoppelten Betrieb wird im Folgenden als Überhöhung  $h$  bezeichnet. Die relativ geringe Stabilität des QML-Betriebs ist ebenfalls an Amplitudenschwankungen der Qsw-Einhüllenden sichtbar. Das Autokorrelationssignal (a) und das optische Spektrum (b) sind in Abbildung 3.16 zu sehen. Die Impulsdauer hat sich im Vergleich zum cw-modengekoppelten Betrieb mit  $\tau_p = 21,5 \text{ ps}$  mehr als verdoppelt. Die spektrale Halbwertsbreite nimmt in gleichem Maße auf  $\Delta\nu = 25,8 \text{ GHz}$  ab. Das Zeit-Bandbreite-Produkt bleibt daher unverändert bei  $TBP = 0,56$ . Die Störung der Modenkopplung wird an der schlechteren Übereinstimmung zwischen den Messwerten und der sech<sup>2</sup>-Näherung im Autokorrelationssignal sichtbar. Darüber hinaus zeigt das optische Spektrum im Bereich des Maximums ein relativ starkes Rauschen. Das verwendete UPL 20 System erlaubt eine etwas höhere Stabilität der QML im Vergleich zum Laboraufbau des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Lasers aufgrund der besseren Abschirmung gegen mechanische und thermische Störungen. Die Charakterisierung des QML-Betriebs wird für den UPL 20 dadurch möglich.

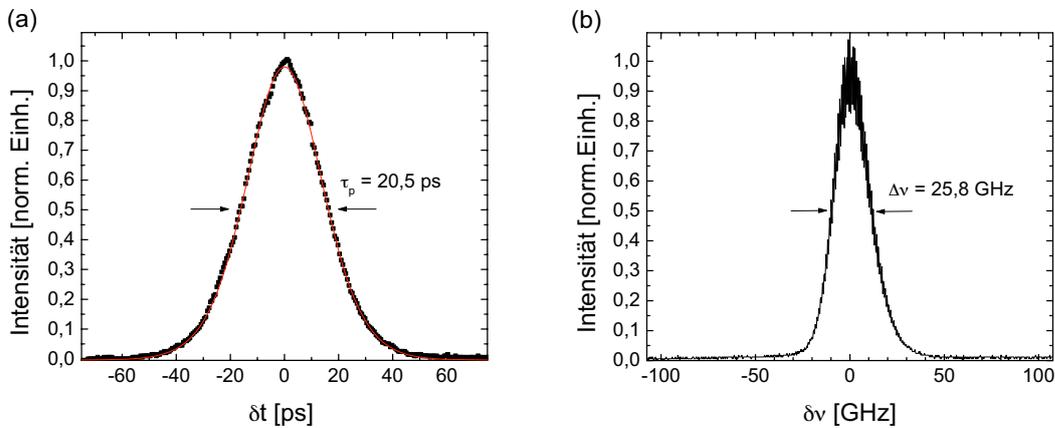


Abbildung 3.16: Autokorrelation (a) mit sech<sup>2</sup>-Fit (durchgezogene Linie) und optisches Spektrum (b) des UPL 20 Lasers.

Im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung bleibt die Stabilität aber weiterhin sehr gering. Dies wird beim Vergleich des Verstimmungsbereichs zwischen cw-Modenkopplung und gütegeschalteter Modenkopplung deutlich. Q-switch-Modenkopplung kann lediglich über eine Verstimmung von etwa  $2,8 \mu\text{m}$  erreicht werden. Das ist etwa um einen Faktor 100 kleiner als im kontinuierlich modengekoppelten Betrieb. Trotz der verbesserten Stabilität auftretende Schwankungen in der Verstimmung bewirken zusätzliche Änderungen der Verstärkung. Diese verhindern das Ausbilden eines definierten stabilen selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs. Die sehr viel höheren Anforderungen des selbstgütegeschalteten Betriebs an die Stabilität des Aufbaus werden auch durch das UPL 20 System nicht erfüllt. Somit ist die Realisierung eines Oszillators mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung auf der Basis des Phase-Self-Adjusting-Mode-locking nicht möglich.

### 3.3 Selbstgütegeschaltete Modenkopplung des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers mit sättigbarem Halbleiterabsorber

In diesem Unterkapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen zur selbstgütegeschalteten Modenkopplung mit einem sättigbaren Halbleiterabsorber diskutiert. Die Modenkopplung durch den Halbleiterabsorber erfordert keine so hohen Anforderungen an die mechanische und thermische Stabilität des Aufbaus wie das PSM-Verfahren

aufgrund des interferometrischen Prinzips. Mit sättigbaren Halbleiterabsorbern besteht die Herausforderung darin, den QML-Betrieb zu erreichen, ohne dass die erhöhten Impulsenergien aufgrund der nichtsättigbaren Verluste zur Beschädigung des Absorbers führen. Die Realisierung eines definierten stabilen selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs erfolgt ausgehend von der kontinuierlichen Modenkopplung durch die systematische Variation der Laserparameter zur Reduzierung der Sättigung des Halbleiterabsorbers.

### 3.3.1 Der experimentelle Aufbau

Zur Impulserzeugung mit einem sättigbaren Halbleiterabsorber muss die Resonatorconfiguration auf das Modenkopplungsverfahren angepasst werden. Die Pumpkonfiguration, die Kristallparameter und die Pumpleistung bleiben unverändert zum zuvor beschriebenen PSM-Laser. Im Gegensatz zum Aufbau für den PSM-Laser, muss neben der Modenanpassung von Pump- und Lasermode zusätzlich der Strahldurchmesser auf dem Absorber angepasst werden. Die Größe des Strahldurchmessers wird durch das Verhältnis aus der Energiedichte der Laserstrahlung auf dem Absorber zur Sättigungsenergiedichte des Absorbers bestimmt. Für einen hinsichtlich Stabilität und Impulsdauer optimierten Modenkopplungsbetrieb sollte die Impulsenergiedichte drei bis fünf-fach über dem Wert der Sättigungsenergiedichte des Absorbers liegen [22]. Die Eigenschaften der verwendeten Absorber der Firma BATOP sind in Tabelle 3.4 angegeben. Der Schichtaufbau und die Wirkungsweise der Absorber sind in Kapitel 2.5.5 ausführlich beschrieben. Die Absorber haben jeweils Abmessungen von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  und sind mit Wärmeleitklebstoff auf einem Kupferzylinder aufgebracht. Dieser wird in einem wasserdurchflossenen Halter mit Wärmeleitpaste zur besseren thermischen Kontaktierung befestigt. Da die Absorber einen Wert von  $F_{sat} = 70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  haben, sollte die Impulsenergiedichte zwischen 210 und  $350 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  liegen. Die Berechnung einer Resonatorconfiguration mit  $F_P/F_{Sat} = 3$  bis 5 erfolgt erneut unter Verwendung des Programms LASCAD. Da die Daten der Pumpkonfiguration denen des PSM-Lasers entsprechen, wird die Brennweite der thermischen Linse mit  $f_{th} \approx 120 \text{ mm}$  berücksichtigt. Der zu erreichende Strahlradius auf dem Absorber wird berechnet mit

$$w_0 = \sqrt{\frac{P_{Res}}{\pi \cdot \nu_{rep} \cdot F_P}}. \quad (3.12)$$

Unter der Annahme einer resonatorinternen Leistung von  $P_{Res} = 100 \text{ W}$ , einer Repetitionsrate  $\nu_{rep} = 160 \text{ MHz}$  und einer Impulsenergiedichte von  $F_P = 4 \cdot F_{Sat}$  ergibt sich ein Wert von  $w_{Abs} = 265 \mu\text{m}$ . Die Resonatorconfiguration des PSM-Lasers ist für die Modenkopplung mit sättigbaren Absorber nicht geeignet, da die Impulsenergiedichte

Eigenschaft	BATOP-Absorber
Sättigungsenergiedichte $F_{sat}$ [ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ]	70
Modulatuonstiefe $\Delta R$ [%]	0,6; 1,0; 1,3; 1,7; 2,0
nichtsättigbare Verluste $\Delta R_{ns}$ [%]	< 0,5
Relaxationszeit [ps]	20

Tabelle 3.4: Eigenschaften der verwendeten sättigbaren Halbleiterabsorber.

nur ca.  $130 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  beträgt. Als Resultat der Berechnungen ist in Abbildung 3.17 der Aufbau für die Modenkopplung des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Oszillators mit sättigbarem Absorber dargestellt. Zur notwendigen Fokussierung der Strahlung auf den Absorber wird zusätzlicher ein gekrümmter Faltungsspiegel mit einem Krümmungsradius von  $R = -500 \mu\text{m}$  eingesetzt. Die neue Konfiguration liefert einen Strahlradius von  $w_{Abs} = 230 \mu\text{m}$ , das entspricht einer Impulsenergiedichte von  $F_P = 350 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Der Strahlverlauf innerhalb des Resonators ist in Abbildung 3.18 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass neben der Bedingung für den Strahldurchmesser auch die Anpassung des Lasermodes an die Pumpstrahlung im Kristall gewährleistet bleibt.

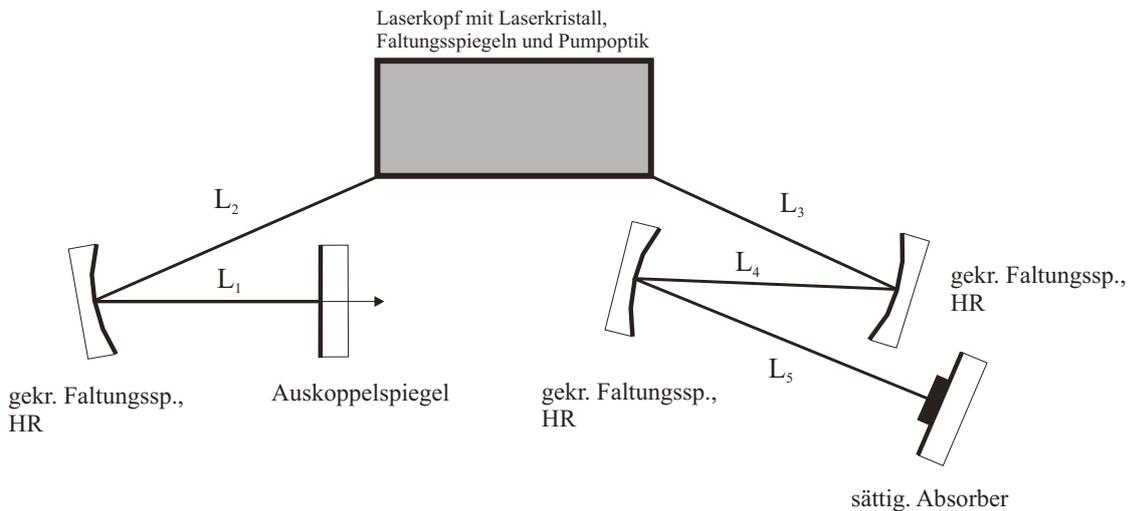


Abbildung 3.17: Schematischer Aufbau des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Oszillators mit sättigbarem Absorber.

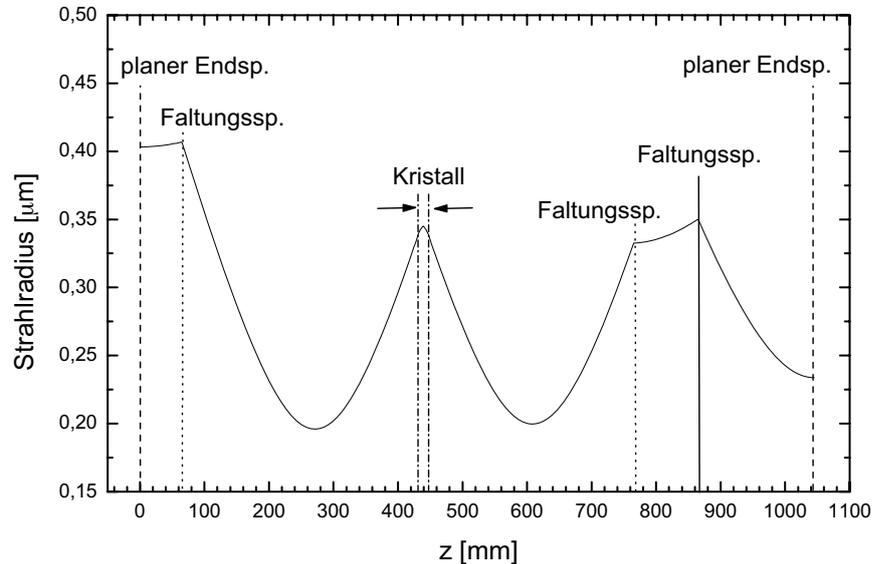


Abbildung 3.18: Verlauf des Strahlradius innerhalb des Resonators mit sättigbarem Halbleiterabsorber.

### 3.3.2 Experimentelle Ergebnisse zur cw-Modenkopplung

Die berechnete Resonatorkonfiguration dient im Folgenden als Grundlage für die Realisierung des modengekoppelten Lasers. Die Ausgangsleistung und die Strahlqualität werden im kontinuierlichen Betrieb durch Anpassung der Spiegelabstände optimiert. Dazu wird der sättigbare Absorber durch einen planen hochreflektierenden Spiegel ersetzt. Die Pumpleistung beträgt analog zum PSM-Lasers  $2 \times 21$  W. Die maximal mit sehr guter Strahlqualität erreichbare Ausgangsleistung liegt bei 20 W mit einer Transmission des Auskoppelspiegels von  $T = 22\%$  (identisch mit PSM-Laser).

Nach Einsetzen des Absorbers anstelle des HR-Endspiegels wird der Impulsbetrieb erreicht. Zur Optimierung des modengekoppelten Betriebs werden die Modulationstiefe ( $\Delta R = 0,6; 1,0; 1,3; 1,7; 2,0\%$ ) des Absorbers, die Transmission des Auskoppelspiegels und die Spiegelabstände systematisch variiert. Mit der Transmission wird die resonatorinterne Leistung verändert, d.h. die Energiedichte des Impulses  $F_P$  wird angepasst. Durch Abstandsänderungen der Resonatorspiegel kann der Strahlradius auf dem Absorber vergrößert bzw. verkleinert und somit ebenfalls die Impulsenergiedichte verändert werden. Die Impulsenergiedichte wird letztlich so angepasst, dass die Modulationstiefe

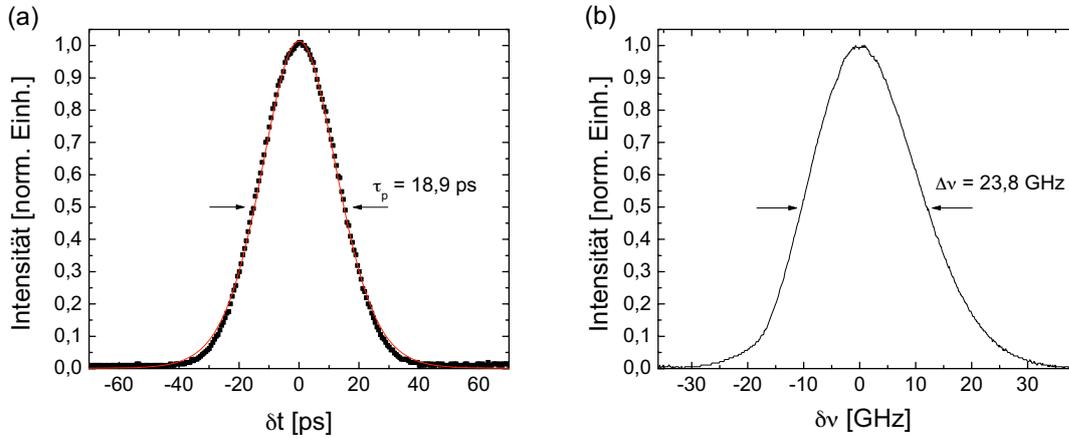


Abbildung 3.19: Autokorrelation (a) mit  $\text{sech}^2$ -Fit (durchgezogene Linie) und optisches Spektrum (b) des mit sättigbarem Absorber modengekoppelten Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers.

des Absorbers für die Impulsformung voll nutzbar ist. Der Einsatz von Absorbern mit höherer Modulationstiefe sollte zu einer Verkürzung der Impulsdauer führen. Für einen langsamen sättigbaren Absorber gilt [29]:

$$\tau_P \sim \frac{g}{\sqrt{\Delta R}}. \quad (3.13)$$

Dabei bezeichnet  $g$  die gesättigte Verstärkung. Der Wert entspricht im stationären Fall den Gesamtverlusten im Resonator.

Die Charakterisierung der Modenkopplung erfolgt wie beim PSM-Laser durch Messung des Autokorrelationssignals, des optischen Spektrums und des Radiofrequenzspektrums. Aufgrund der längeren Impulse wird hier ein APE Autokorrelator mit 150 ps Verzögerungsstrecke und ein Scannig-Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von 150 GHz verwendet. Die hinsichtlich mittlerer Ausgangsleistung, Impulsdauer und Langzeitstabilität der Modenkopplung besten Ergebnisse werden bei einer Auskopplung von  $T = 12\%$  und bei Modulationstiefen der Absorber von  $\Delta R = 1,0\%$ ,  $1,7\%$  erreicht. Der Absorber mit  $\Delta R = 0,6\%$  liefert Impulse mit einer Dauer deutlich über 20 ps. Für eine Modulationstiefe von  $2\%$  sind mit  $\tau_p \approx 14$  ps die kürzesten Impulse möglich, aber der Betrieb ist nicht langzeitstabil. Die um  $30\%$  geringere Ausgangsleistung im Vergleich zu den anderen Absorbern ist vermutlich auf höhere nichtsättigbare Verluste des Absorbers zurückzuführen. Die kürzesten erreichbaren Impulsdauern mit stabiler Modenkopplung liegen bei  $\tau_P = 15,6$  ps mit einer Modulationstiefe von  $\Delta R = 1,0\%$ . Die spektrale Halbwertsbreite wird zu

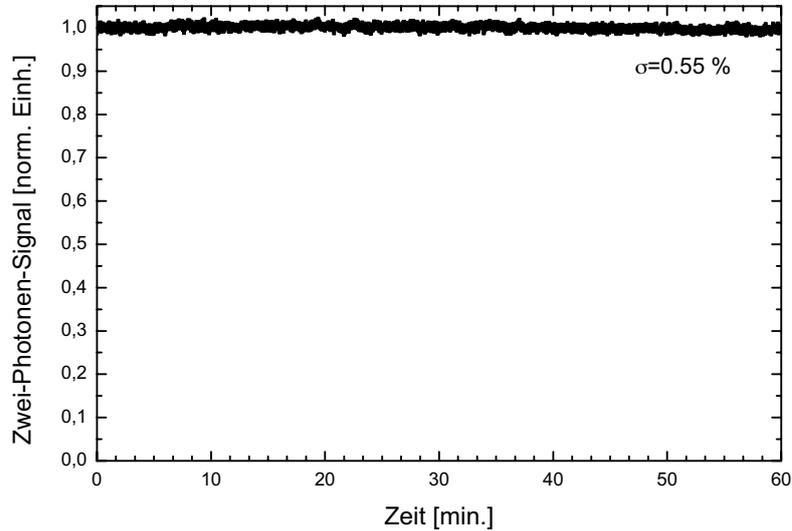


Abbildung 3.20: Messung der Langzeitstabilität des mit sättigbarem Absorber modengekoppelten Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers anhand des Zwei-Photonen-Signals über 60 min.

$\Delta\nu = 26,3$  GHz bestimmt. Die mittlere Ausgangsleistung  $P_{out}$  beträgt 16,5 W. Zur Beurteilung der Stabilität der Modenkopplung wird das Zwei-Photonen-Signal einer schnellen Diode über einen Zeitraum von 60 min gemessen (siehe Abschnitt 3.2.2.2). Die mittlere quadratische Abweichung hat einen Wert von  $\sigma = 3,9\%$ . In Abbildung 3.19 ist exemplarisch das Autokorrelationssignal (a) und das optische Spektrum (b) für den Absorber mit  $\Delta R = 1,7\%$  gezeigt. Die Impulsdauer beträgt  $\tau_P = 18,9$  ps und die spektrale Halbwertsbreite  $\Delta\nu = 23,8$  GHz. Das Zeit-Bandbreite-Produkt liegt bei 0,45. Die mittlere Ausgangsleistung ist mit 16,7 W nahezu identisch mit der für  $\Delta R = 1,0\%$ . Die Messung zur Langzeitstabilität ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Der Absorber mit  $\Delta R = 1,7\%$  ermöglicht einen deutlich stabileren Impulsbetrieb. Für die mittlere quadratische Abweichung ergibt sich ein Wert von  $\sigma = 0,55\%$ .

Eine verschieden starke Sättigung der Absorber, die auf Unterschiede der Sättigungsverluste und der nichtsättigbaren Verluste zurückzuführen wäre, kann als Ursache für das Gleichung 3.13 widersprechende Verhalten für die Absorber mit  $\Delta R = 1,0\%$  und  $1,7\%$  ausgeschlossen werden. Da die Ausgangsleistung nahezu identisch ist, weichen die Werte von  $\Delta R_{ns}$  auch nur unwesentlich voneinander ab. Darüber hinaus ist durch Verringerung der Auskopplung d.h. höhere resonatorinterne Leistung und somit stärkere

Sättigung, keine Impulsverkürzung für den Absorber mit  $\Delta R = 1,7\%$  erreichbar. Eine erheblich unterschiedliche Oberflächenkrümmung der Absorber, die mit einer Änderung des Strahlverlaufs verbunden sein kann, wird durch die Anpassung der Spiegelabstände ebenfalls ausgeschlossen.

Laut Hersteller ist es wahrscheinlich, dass die Angaben zu den Modulationstiefen von den tatsächlichen Werten abweichen. Inzwischen ist dem Hersteller bekannt, dass die nichtsättigbaren Verluste erheblich größer sind als ursprünglich angenommen. Sie machen etwa die Hälfte der Gesamtabsorption des SESAMs aus, und das weitgehend unabhängig vom Absolutwert der Absorption.

### 3.3.3 Experimentelle Ergebnisse zur selbstgütegeschalteten Modenkopplung

Das Auftreten von Selbstgüteschaltung bei der Modenkopplung mit sättigbaren Absorbern wurde in der Vergangenheit versucht zu vermeiden. Die höheren Spitzenintensitäten im Vergleich zum kontinuierlichen Betrieb führten häufig zur Zerstörung der sättigbaren Absorber, da kein definierter QML-Betrieb erreicht werden konnte. Um nun gezielt den selbstgütegeschalteten Betrieb zu erreichen, muß die Impulsenergie einen durch die Eigenschaften des Absorbers und des verwendeten Lasermaterials festgelegten Schwellwert  $E_{p,c}$  für die Impulsenergie unterschreiten. Oberhalb von  $E_{p,c}$  ergibt sich ein kontinuierlicher Modenkopplungsbetrieb. Die Gleichung zur Berechnung von  $E_{p,c}$  lautet (siehe Kapitel 2.5.3):

$$E_{p,c} = \sqrt{E_{sat,g} \cdot E_{sat,a} \cdot \Delta R}. \quad (3.14)$$

Dabei gibt  $E_{sat,g}$  die Sättigungsenergie des verstärkenden Mediums,  $E_{sat,a}$  die Sättigungsenergie und  $\Delta R$  die Modulationstiefe des Absorbers an. Für den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser ergibt sich eine kritische Impulsenergie von  $E_{p,c} \approx 830$  nJ. In Übereinstimmung mit Gleichung 3.14 ergab sich im Experiment, wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, ein kontinuierlicher Modenkopplungsbetrieb, da die resonatorinterne Impulsenergie mit etwa  $1 \mu\text{J}$  größer als  $E_{p,c}$  ist.

Als Basis für die Experimente dient die Konfiguration des kontinuierlich modengekoppelten Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers. Im Experiment erfolgt die Verringerung der Impulsenergie durch Erhöhung der Transmission des Auskoppelspiegels. Die Schwelle für den Übergang von QML zu cw-Modenkopplung kann durch Änderung des Strahlradius  $w_a$  auf dem Absorber angepasst werden. Mit  $E_{sat,a} = F_{sat,a} \cdot \pi w_a^2$  kann die kritische Impulsenergie erhöht werden. Mit einer Auskopplung von  $T_H = 16\%$  wird der selbstgütegeschaltete Betrieb erreicht. Durch die Anpassung des Abstandes zwischen Faltungsspiegel und

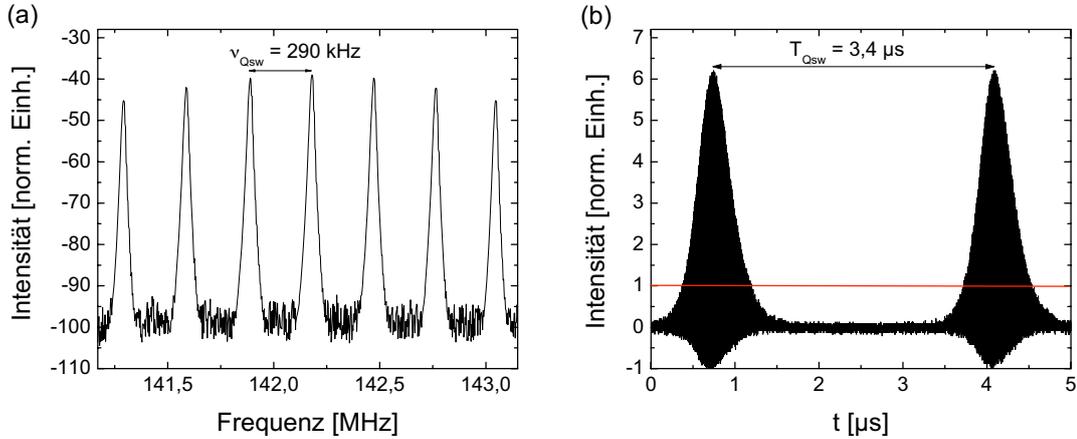


Abbildung 3.21: Radiofrequenzspektrum (a) und Oszilloskopaufnahme (b) des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers mit sättigbarem Absorber im selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb.

Absorber lässt sich die Stabilität verbessern. Die mittlere Ausgangsleistung liegt bei 17,2 W mit einer sehr guten Strahlqualität von  $M^2$  kleiner 1,1. Für die resonatorinterne Impulsenergie ergibt sich für  $T = 16\%$  unter der Annahme gleicher Energie pro Impuls ein Wert von etwa  $E_p = 750$  nJ. Die Schwellenenergie von  $E_{p,c} = 830$  nJ für den Übergang von selbstgütegeschalteter zur kontinuierlichen Modenkopplung wird somit unterschritten. Die Experimente bestätigen die theoretische Abschätzung gemäß Gleichung 3.14.

In Abbildung 3.21 (a) ist das Radiofrequenzspektrum mit den für QML charakteristischen Seitenbändern im Abstand von  $\nu_{Qsw} = 290$  kHz zu sehen. Die Modulation der Amplitude der einzelnen Modengekoppelten Impulse ist der Oszilloskop-Aufnahme 3.21 (b) zu entnehmen. Die Überhöhung der Impulse liegt bei 6,2. Die Impulse im Zentrum der Q-switch-Einhüllenden haben mit  $E_p = 740$  nJ eine mehr als sechsmal höhere Energie als die Impulse im kontinuierlich modengekoppelten Betrieb. Die Charakterisierung der modengekoppelten Impulse erfolgt analog zu Abschnitt 3.3.2 durch Messung der Autokorrelation (a) und des optischen Spektrums (b). Die Aufnahmen sind in Abbildung 3.22 zusammengefasst. Die  $\text{sech}^2$ -Näherung ergibt eine Impulsdauer von  $\tau_p = 22,2$  ps und ist somit nur 3,3 ps länger als für cw-Modenkopplung. Die spektrale Halbwertsbreite ist mit  $\Delta\nu = 22,8$  GHz nahezu identisch. Das Zeit-Bandbreite-Produkt liegt mit 0,51 um 10% höher als für cw-Modenkopplung. Das schwache Rauschen im optischen Spektrum weist auf erste Störungen der Modenkopplung hin.

Im Experiment ist die Langzeitstabilität der Selbstgüteschaltung mit sättigbaren Ab-

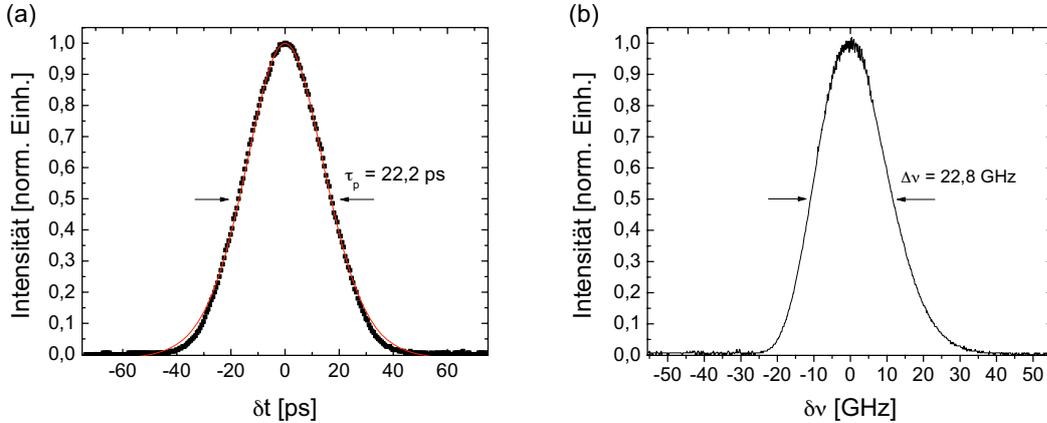


Abbildung 3.22: Autokorrelation (a) mit  $\text{sech}^2$ -Fit (durchgezogene Linie) und optisches Spektrum (b) des des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Lasers mit selbstgütegeschalteter Modenkopplung.

sorbern begrenzt. Während des QML-Betriebs sinkt die Ausgangsleistung ab. Das Radiofrequenzspektrum zeigt dann ein deutliches Rauschen in den Seitenbändern, welches sich im Zeitbild durch Schwankungen der Amplitude der Q-switch-Einhüllenden bemerkbar macht. Die Störung der Selbstgüteschaltung ist auf Beschädigungen der Absorberoberfläche zurückzuführen. Durch Nachjustieren des Resonators und damit Verschieben des Laserstrahls auf dem Absorber kann die maximale mittlere Ausgangsleistung wiederhergestellt werden, bis eine erneute Beschädigung auftritt. Die Zeitspanne bis zum Auftreten der Störung variiert von einigen Sekunden bis zu einigen Minuten. Eine endgültige Erklärung für das beobachtete Verhalten im QML-Betrieb war auch nach Rücksprache mit dem Hersteller, der Firma BATOP, im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

## 3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

### 3.4.1 Vergleich von Nd:GdVO<sub>4</sub> und Nd:YVO<sub>4</sub>

In Tabelle 3.5 sind die wichtigsten Daten der Laser zum Vergleich der beiden aktiven Materialien aufgeführt. Der 0,2% dotierte Nd:GdVO<sub>4</sub>-Kristall absorbiert bei gleicher Länge nur etwa 1% weniger als der höher dotierte Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall. Damit bestätigten sich die veröffentlichten Angaben [61] über eine stärkere Absorption von Nd:GdVO<sub>4</sub>. Aufgrund der ursprünglich angenommen doppelt so hohen Wärme-

leitfähigkeit von Nd:GdVO<sub>4</sub> im Vergleich zu Nd:YVO<sub>4</sub> (siehe Tabelle 3.1), sollte die Temperaturbelastung für Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser bei gleichen Pumpparametern laut FEA-Analyse erheblich reduziert werden können. Die durch Messung bestimmte Brennweite der thermischen Linse liegt jedoch mit ca. 123 mm sehr nahe an den Werten, die für den 0,3 % dotierten Kristall gemessen werden konnten. Darüber hinaus lässt sich durch Erhöhung der Pumpleistung und gleichzeitiger Anpassung des Resonators keine deutliche Steigerung der Ausgangsleistung mit weiterhin sehr guter Strahlqualität erreichen. Aktuelle Veröffentlichungen bestätigten die durch die experimentellen Ergebnisse gewonnene Vermutung, dass sich die Lasermaterialien hinsichtlich der Wärmeleitfähigkeit nicht wesentlich unterscheiden [73, 74]. Mit beiden Materialien lassen sich effiziente Laser mit Ausgangsleistungen größer 20 W bei sehr guter Strahlqualität realisieren. Im kontinuierlichen Betrieb sind Systeme mit Nd:GdVO<sub>4</sub> als aktivem Lasermaterial mit maximalen Ausgangsleistungen im Bereich von 15 bis 20 W realisiert worden. Diese Laser haben trotz einer erheblich schlechteren Strahlqualität von  $M^2 > 1,8$  eine niedrigere Effizienz [68, 83]. Der im Rahmen dieser Arbeit realisierte cw-Laser liefert die höchste Ausgangsleistung mit einer sehr guten Strahlqualität mit  $M^2$ -Werten  $< 1,1$ , die bisher mit Nd:GdVO<sub>4</sub> erzielt werden konnten.

Der zum Vergleich herangezogene Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser verwendet ebenfalls das PSM-Verfahren zur Modenkopplung. Mit beiden Systemen ist die Erzeugung von Impulsdauern im Bereich von 8 ps möglich. Die mit 330 GHz etwa 50 % große Verstärkungsbandbreite von Nd:GdVO<sub>4</sub> kann nicht zur Erzeugung deutlich kürzerer Impulse genutzt werden, da die Schwellenüberhöhung mit  $r = 10,5$  erheblich geringer ist als für Nd:YVO<sub>4</sub> mit  $r = 17,5$ . Dieser Unterschied ist auf den größeren Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission von Nd:YVO<sub>4</sub> zurückzuführen. Die größere Effizienz des Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser ermöglicht auch im modengekoppelten Betrieb eine um 11 % höhere mittlere Ausgangsleistung von 18,1 W. Durch die 5% geringere Repetitionsrate wächst der Vorteil von Nd:YVO<sub>4</sub> bei der Impulsenergie auf knapp 20 % an. Das PSM-Verfahren ermöglicht für beide Lasersysteme eine hohe Langzeitstabilität mit einer mittleren quadratischen Abweichung kleiner 1 %. Die experimentellen Ergebnisse des PSM-Lasers zeigen, dass Nd:GdVO<sub>4</sub> ebenfalls sehr gut zur Erzeugung von ultrakurzen Impulsen kleiner 10 ps mit hohen mittleren Ausgangsleistungen größer 15 W geeignet ist. Aber für Nd:GdVO<sub>4</sub> haben sich im direkten Vergleich keine Vorteile gegenüber einem entsprechenden System mit Nd:YVO<sub>4</sub> als aktivem Lasermaterial ergeben. Zur Realisierung von modengekoppelten Laseroszillatoren mit mittleren Ausgangsleistungen deutlich über 20 W durch Anregung bei 808 nm erweist sich Nd:GdVO<sub>4</sub> ebenso wie Nd:YVO<sub>4</sub> als nicht geeignet.

### 3.4.2 Vergleich der Modenkopplungsverfahren bei kontinuierlicher Modenkopplung und Selbstgüteschaltung

Die in Tabelle 3.5 zusammengefassten Ergebnisse zur Modenkopplung des Nd:GdVO<sub>4</sub>-Oszillators mit PSM und mit sättigbarem Absorber erlauben einen Vergleich der beiden passiven Verfahren. Die Ergebnisse im kontinuierlichen Betrieb stimmen aufgrund identischer Pumpparameter und dem ähnlichen Resonatoraufbau überein. Die Anpassung des Strahlradius auf dem Absorber durch einen weiteren gekrümmten Faltungspiegel sorgt für eine Resonatorverlängerung auf eine Repetitionsrate von 143 MHz. Die kürzesten erreichbaren Impulsdauern mit Absorber sind mit 15,6 ps exakt doppelt so lang wie mit PSM. Der Chirp der mit PSM erzeugten Impulse ist höher. Das Zeit-Bandbreite-Produkt liegt daher mit 0,57 deutlich über dem des Lasers mit sättigbarem Absorber. Dies ist auf die stärkere Selbstphasenmodulation beim PSM aufgrund der kürzeren Impulsdauern und der dadurch höheren Spitzenintensitäten zurückzuführen. Die Ausgangsleistung der Laser unterscheidet sich nur gering. Die Schwellenüberhöhung des Lasers mit sättigbarem Absorber ist aufgrund des geringeren Auskoppelgrades um 30 % höher. Die Langzeitstabilität der Modenkopplung ist sehr hoch, wie anhand der mittleren quadratischen Abweichung des Zwei-Photonen-Signals über einen Zeitraum von einer Stunde zu erkennen ist. Die erreichten mittleren Ausgangsleistungen der beiden modengekoppelten Laser sind die höchsten, die bisher für Nd:GdVO<sub>4</sub>-Systeme veröffentlicht wurden. Zuvor realisierte modengekoppelte Laser mit Nd:GdVO<sub>4</sub> als aktivem Lasermaterial liefern mittlere Ausgangsleistungen unter 5 W [84, 85, 86, 87], außer Kleinbauer et al. [12]. Die maximale Ausgangsleistung des mit sättigbarem Absorber modengekoppelten Lasers betrug hier 15,7 W mit einer Impulsdauer von 12,1 ps. Die geringere Impulsdauer im Vergleich zu dem in dieser Arbeit realisierten Laser ist auf die verwendete Gain-at-the-End Anordnung und damit erreichbare Impulsverkürzung durch Spatial-Hole-Burning zurückzuführen. Das Nd:GdVO<sub>4</sub> PSM-System liefert aufgrund der mit 8 ps mehr als 30 % kürzere Impulsdauern im Hinblick auf maximale Ausgangsleistung und minimale Impulsdauer die besten Ergebnisse aller bisher veröffentlichten modengekoppelten Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser. Unabhängig von den direkten Meßergebnissen ergeben sich weitere Unterschiede bei der Verwendung der beiden Verfahren. Die stabile Modenkopplung mit sättigbarem Absorber ist leichter reproduzierbar. PSM erfordert als interferometrisches Verfahren bei jeder Inbetriebnahme eine exakte Anpassung der Nebenresonatorlänge. Darüber hinaus führen geringe mechanische Störungen (z.B. Klopfen auf den Tisch) bereits zur Instabilität der Modenkopplung. Der Vorteil von PSM liegt in der variablen und einfachen Anpassung der für die Modenkopplung wichtigen Laserparameter, wie z.B. die

Variation der Selbstphasenmodulation über die Änderung der Faserlänge. Der große Nachteil bei den sättigbaren Absorbern liegt in der eingeschränkten Verfügbarkeit von sättigbaren Absorbern mit unterschiedlichen Eigenschaften. Zudem lassen die experimentellen Ergebnisse Zweifel an der Exaktheit der Herstellerangaben zu Modulationstiefe und nichtsättigbaren Verlusten aufkommen.

Im letzten Drittel der Tabelle sind die Ergebnisse der Lasersysteme im selbstgüteschalteten Betrieb zusammengefasst. Der Nd:GdVO<sub>4</sub> und der Nd:YVO<sub>4</sub> -Laser mit PSM sind nur durch Verstimmung des Nebenresonators in den QML-Betrieb zu bringen. Der erheblich geringere Verstimmungsbereich im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung schränkt die Stabilität stark ein. Die hohen Anforderungen des interferometrischen Modenkopplungsverfahrens an die mechanische Stabilität erfüllt der Laboraufbau des Nd:GdVO<sub>4</sub> -Oszillator nicht. Das monolithisch aufgebaute UPL 20 System ermöglicht zumindest die vollständige Charakterisierung der Selbstgüteschaltung mit PSM. Mit dem sättigbaren Absorber wird die Q-switch-Modenkopplung durch Reduzierung der Impulsenergiedichte über die Erhöhung der Auskopplung erreicht. Aufgrund der höheren mittleren Ausgangsleistung und der 10 % größeren Überhöhung ergibt sich für den Nd:GdVO<sub>4</sub> -Laser eine etwa 50 % größere maximale Impulsenergie. Die Q-switch-Modenkopplung mit sättigbarem Absorber ist deutlich stabiler, wie der Vergleich mit den Messwerten im kontinuierlichen Betrieb zeigt. Die Unterschiede sind sehr viel geringer, als für den UPL 20. Während des QML-Betriebs regelmäßig auftretende Beschädigungen des sättigbaren Absorbers begrenzen jedoch die Langzeitstabilität. Eine Vermeidung der Beschädigungen durch Anpassung der Laserparameter war im Experiment nicht möglich.

Die Veröffentlichungen zum Thema Q-switch-Modenkopplung befassen sich fast ausschließlich mit der Vermeidung dieses Betriebszustandes bei Systemen mit sättigbaren Absorbern [21]. Parallel zur vorliegenden Arbeit wurde von Du et al. [88] die Realisierung eines Nd:YVO<sub>4</sub> -Lasers mit selbstgüteschalteter Modenkopplung durch die Verwendung eines sättigbaren Halbleiterabsorbers vorgestellt. Die Repetitionsrate wird mit 133 kHz und die mittlere Ausgangsleistung mit 4 W bei einer Auskopplung von 30 % angegeben. Die erzielten maximalen Impulsenergien werden mit kleiner 50 nJ angegeben und sind für die Mikrobearbeitung nicht geeignet. Messergebnisse zur Impulsdauer, Überhöhung und Stabilität des gütegeschalteten Betriebs werden nicht angegeben.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die Realisierung eines stabilen QML-Lasers unter Verwendung des PSM nicht möglich ist. Ein sättigbarer Absorber ist für den Aufbau eines Lasers mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung das geeignetere Modenkopplungsverfahren. Um die Begrenzung der Langzeitstabilität der selbstgütege-

	Nd:GdVO <sub>4</sub>		Nd:YVO <sub>4</sub>
Kristalldot. [at.%]	0.2		0.3
Pumpleistung [W]	42		
absorb. Leistung [W]	39,5		40
Brennweite $f_{therm}$ [mm]	123		ca. 120
Auskopplung [%]	22		20
max. Ausgangsleistung [W]	20,5		22
Slope Efficiency [%]	49		50
$M^2$	< 1,1		
<b>kontinuierliche Modenkopplung</b>			
Verfahren	PSM	SESAM	PSM
Rep.rate [MHz]	167	143	161
Impulsdauer $\tau_p$ [ps]	7,8	15,6	8
spektrale Breite [GHz]	72,4	26,3	67
mittlere Ausgangsleistung [W]	16,3	16,7	18,1
Impulsenergie [nJ]	97	116	113
Stabilität $\sigma$ [%]	0,3	0,55	1
Schwellenüberhöhung r	10,5	14	17
<b>Selbstgüteschaltung</b>			
Überhöhung h	-	6,2	ca. 5,5
Impulsdauer [ps]	-	22,2	ca. 21,5
Spektrale Halbwertsbreite [GHz]	-	22,8	ca. 25,8
max. Impulsenergie [nJ]	-	740	490
Q-switch-Frequenz [kHz]	ca. 340	290	ca. 385
mittlere Ausgangsleistung [W]	16,1	17,2	14,2

Tabelle 3.5: Vergleich der experimentellen Ergebnisse.

schalteten Modenkopplung durch auftretende Beschädigung des sättigbaren Halbleiterabsorbers zu überwinden, ist der Aufbau eines Lasers mit geringerer Belastung des Absorbers notwendig.

# Kapitel 4

## Gütegeschaltete Modenkopplung eines Nd:YVO<sub>4</sub> -Lasers mit sättigbarem Halbleiterabsorber

Das Ziel der in diesem Kapitel diskutierten Arbeiten war die Realisierung eines Lasers mit langzeitstabiler, definierter gütegeschalteter Modenkopplung mit möglichst hohen Einzelimpulsenergien.

Basierend auf den im vorangegangenen Kapitel dargestellten Ergebnissen wird ein sättigbarer Halbleiterabsorber eingesetzt, der für die Erzeugung der ultrakurzen Impulse und für die Gütemodulation sorgt. Zur Vermeidung der zuvor beobachteten Beschädigungen des Halbleiterabsorbers ist die Konzipierung eines neuen Oszillators erforderlich (Abschnitt 4.1). Im Experiment wird die Verringerung der Absorberbelastung durch die Reduzierung der Pumpleistung und somit der resonatorinternen Leistung umgesetzt. Darüber hinaus werden sättigbare Halbleiterabsorber eines anderen Hersteller eingesetzt, die geringere nichtsättigbare Verluste und damit eine höhere Zerstörschwelle aufweisen sollen [12].

Die Grundlage für den QML-Betrieb bildet der in Abschnitt 4.2 charakterisierte kontinuierlich modengekoppelte Oszillator. Neben der selbstgütegeschalteten Modenkopplung durch die Reduzierung der Sättigung des Absorbers (Abschnitt 4.3) wird die QML mit Hilfe eines zusätzlichen Verlustmodulators innerhalb des Resonators untersucht (Abschnitt 4.4). Diese Methode bietet den Vorteil, dass der Halbleiterabsorber nur für die Erzeugung der ultrakurzen Impulse verantwortlich ist, während die Gütemodulation durch den Verlustmodulator erfolgt. Parallel zur vorliegenden Arbeit setzten Datta et al. [90] ebenfalls einen zusätzlichen Verlustmodulator zur Stabilisierung der gütegeschalteten Modenkopplung ein. Die Amplitudenschwankungen konnte auf Werte von

$\pm 4\%$  reduziert werden. Unter Verwendung der Stankov-Modenkopplung [91] wurde eine maximale Impulsenergie von  $3\ \mu\text{J}$  mit Impulsdauern von etwa 10 ps erreicht. Allerdings betrug dabei die Wiederholrate der gütegeschalteten Impulse lediglich 38 kHz. Bei Jabczynski et al. [89] wurde berichtet, dass zum QML-Betrieb ein akustooptischer Modenkoppler verwendet wurde. Dieser ist sowohl für die Modenkopplung als auch für die Gütemodulation verantwortlich. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 3 W und die Energie der Impulse im Maximum der Q-switch-Einhüllenden  $100\ \mu\text{J}$ . Die Impulsdauer liegt jedoch in einem Bereich von 0,5-1 ns und ist damit für eine schädigungsfreie Mikromaterialbearbeitung nicht geeignet.

Um ein tieferes Verständnis für die zeitliche Dynamik zu erhalten, wurden numerische Simulationen zur QML durchgeführt, deren Ergebnisse in Abschnitt 4.5 diskutiert werden. Abschließend werden in Abschnitt 4.6 die Ergebnisse der Demonstrationsexperimente zur Materialbearbeitung vorgestellt, die zeigen inwieweit der realisierte gütegeschaltete Laser für die Mikrobearbeitung von Metall geeignet ist.

## 4.1 Kontinuierlicher Laserbetrieb

Der erste Schritt zur Realisierung eines Oszillators mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung ist der Aufbau eines kontinuierlich emittierenden Lasers mit Nd:YVO<sub>4</sub> als aktivem Lasermaterial. Dieser soll eine mittlere Ausgangsleistung  $> 5\ \text{W}$  mit einer gleichzeitig sehr guten Strahlqualität von  $M^2 < 1,1$  liefern. Die Vorgehensweise zum Aufbau eines geeigneten Lasers ist dabei analog zu Kapitel 3.2.1. Zuerst folgt die Charakterisierung der Pumpquelle. Aus der Betrachtung der thermischen Belastung des Laserkristalls ergibt sich die Brennweite der thermischen Linse. Diese ist für die Berechnung einer geeigneten Resonatorkonfiguration notwendig, um eine sehr gute Strahlqualität zu erreichen. Ausgehend von dieser Konfiguration erfolgt die experimentelle Realisierung des kontinuierlich emittierenden Lasers.

### 4.1.1 Charakterisierung der Diodenlaserpumpquellen

Als Pumpquelle zur Anregung des Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristalls wird ein fasergekoppelter Diodenlaser der Firma Coherent (Bezeichnung FAP-81-30C-800-B) eingesetzt. Die Strahlführung erfolgt durch eine Multimodefaser und das Pumplicht wird durch eine Teleskopoptik auf den Laserkristall mit einem Durchmesser von  $800\ \mu\text{m}$  fokussiert.

Aufgrund der geringeren Empfindlichkeit der Modenkopplung mit sättigbarem Absorber wird hier auf eine aktive Temperaturstabilisierung verzichtet. Das Gehäuse der Diode wird zur Verbesserung des Wärmeübergangs mit Indiumfolie direkt auf eine

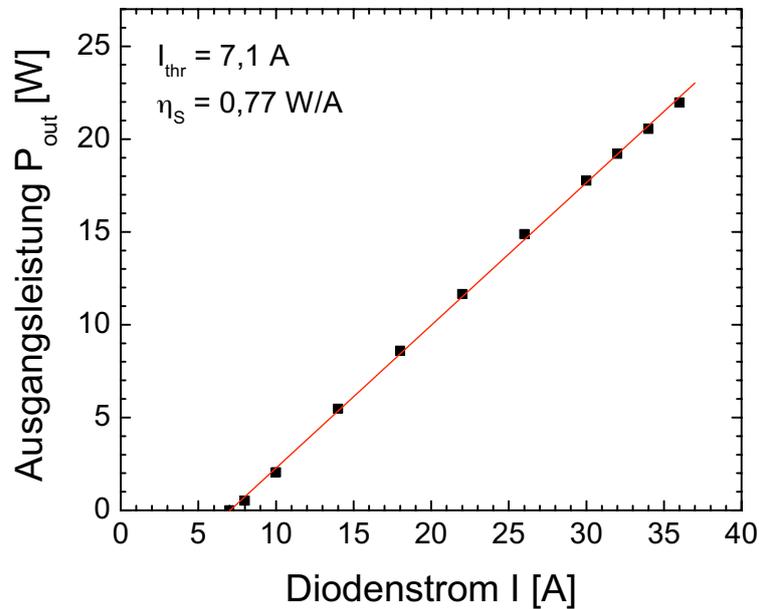


Abbildung 4.1: Leistungskennlinie der verwendeten Pumpdiode mit der Identifikationsnummer V7585.

wasserdurchflossene Wärmesenke montiert. Die Stabilisierung der Kühlwassertemperatur erfolgt durch einen thermoelektrischen Umwälzkühler (Firma Neslab, Bezeichnung CFT 25).

Die benutzte Laserdiode mit der Identifikationsnummer V7585 wurde bereits als Pump-laser für die in Kapitel 3 beschriebenen Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser verwendet. Eine Überprüfung der Ausgangsleistung und der spektralen Eigenschaften zeigte deutliche Abweichungen von den ursprünglich gemessenen Werten. Die Unterschiede sind auf die Degradation der Diode während des Betriebs zurückzuführen. Dadurch wurde eine erneute vollständige Charakterisierung der Pumpdiode notwendig.

Die Leistungskennlinie der verwendeten Pumpdiode ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Als Ergebnis einer linearen Regression ergibt sich ein differentieller Wirkungsgrad von  $\eta_S = 0,83 \text{ W/A}$  und einen Schwellenstrom von  $I_{thr} = 7,1 \text{ A}$ .

Die Variation der Emissionswellenlänge der Pumpdiode in Abhängigkeit der Kühlwassertemperatur  $T_W$  bzw. des Stromes  $I_D$  wird anhand der Emissionsspektren untersucht. Zur Messung wird ein Gitterspektralanalysator vom Typ Ando AQ-6315A eingesetzt. In Abbildung 4.2 ist die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Kühlwassertemperatur  $T_W$  für verschiedene Diodenströme  $I_D$  (a) und von  $I_D$  für verschiedene

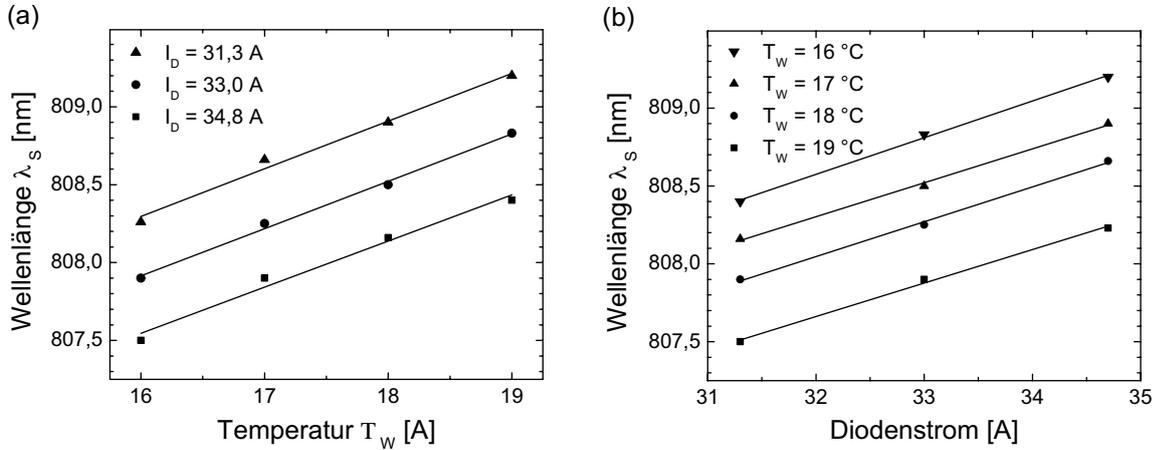


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Schwerpunktwellenlänge von  $T_W$  bei konstantem  $I_D$  (links) und von  $I_D$  bei konstantem  $T_W$  (rechts).

Werte von  $T_W$  (b) dargestellt. Für die Änderung des Schwerpunktes der Emissionswellenlänge ergibt sich ein Wert von  $\beta = 0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ . Entsprechend erhält man einen Koeffizienten von  $\gamma = 0,22 \text{ nm}/\text{A}$  für die Variation des Pumpstromes. Mit diesen Ergebnissen lässt sich die Emissionswellenlänge für gegebenen Strom und Temperatur angeben:

$$\lambda_S(I, T) = \lambda_0 + \beta \cdot (T - T_0) + \gamma \cdot (I - I_0), \quad (4.1)$$

wobei  $\lambda_0 = 807,5 \text{ nm}$  und  $I_0 = 31,3 \text{ A}$  ist. Mit Hilfe dieser Gleichung kann die Emissionswellenlänge der Pumpdiode auf das Absorptionsmaximum von Nd:YVO<sub>4</sub> bei 808,9 nm angepasst werden. Die Optimierung der Anregungseffizienz, als eine entscheidende Bedingung für einen effizienten Laserbetrieb, ist damit möglich.

#### 4.1.2 Thermische Belastung des Laserkristalls

Die infolge des Quantendefekts auftretende Erwärmung des Laserkristalls muss bei der Konzeption für den Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser beachtet werden. Dazu muss die Spannungsbelastung des Kristalls und die Brennweite der thermischen Linse berücksichtigt werden. Die quantitative Beschreibung der Temperaturbelastung des verwendeten 0,3 at.% dotierten Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall erfolgt durch eine Finite-Elemente-Analyse mit dem Programm LASCAD. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Eingangsparameter für die Berechnung aufgelistet. Die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten erfolgt durch Messung der transmittierten Leistung hinter dem Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall (analog zu Kapitel 3.2.1.2). Die Temperaturverteilung innerhalb des einseitig angeregten Kristalls ist

Dotierung	0,3 at. %.
Kristallabmessungen	$4 \times 4 \times 8 \text{ mm}^3$
$P_{pump}$	20 W
$\eta_h$	0,24
$P_{abs}$	16 W
$P_{heiz}$	4,7 W
Absorptionskoeffizienten	$\alpha_a = 0,19 \text{ mm}^{-1}$ $\alpha_c = 1,0 \text{ mm}^{-1}$
Pumpstrahlradius $w_0$	400 $\mu\text{m}$

Tabelle 4.1: Eingangparameter für die Finite-Elemente-Analyse des Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators.

in Abbildung 4.3 dargestellt. An der Endfacette wird wie erwartet der Maximalwert der Temperatur von 147°C erreicht. Die Wärmebelastung ist auf einen Bereich von etwa 3 mm in Ausbreitungsrichtung der Pumpstrahlung begrenzt. Abbildung 4.3 zeigt zudem die Spannungsbelastung des Kristalls. Der Höchstwert der Spannungsintensität liegt bei 31,7 MPa. Da dieser Wert etwa 40 % unter der Bruchgrenze von Nd:YVO<sub>4</sub> bei 51 MPa liegt, kann eine Zerstörung des Kristalls ausgeschlossen werden. Aus der Temperaturverteilung kann mit Hilfe des Programms das Brechungsindexprofil innerhalb des Kristalls und die Oberflächenkrümmung der Endfacetten berechnet werden. Durch

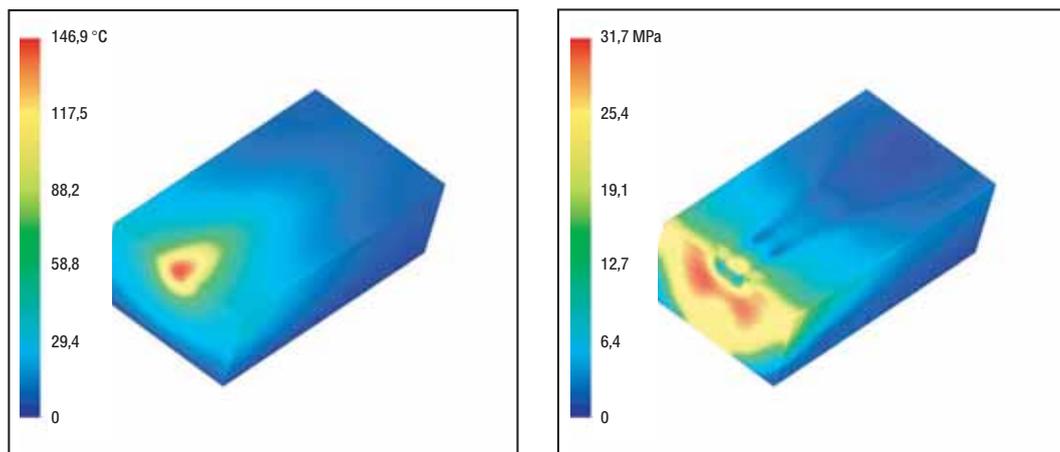


Abbildung 4.3: Temperatur- und Spannungsverteilung des Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristalls bei einer Pumpleistung von 20 W.

	Nd:YVO <sub>4</sub>
max. Temperatur [°C]	146,9
max. Spannungsintensität [MPa]	31,7
Brennweiten:	
$f_{thx}$ [mm]	240
$f_{thy}$ [mm]	235
Experiment:	
$f_{thx}$ [mm]	251
$f_{thy}$ [mm]	246

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Finite-Elemente-Analyse für Nd:YVO<sub>4</sub> mit Messwerten zur thermischen Linse.

Berücksichtigung dieser beiden Effekte lässt sich die Gesamtbrennweite der thermischen Linse bestimmen. Aus der sphärischen Näherung ergibt sich für die x-Richtung eine Brennweite von  $f_{thx} = 240$  mm und für die y-Richtung ein Wert von  $f_{thy} = 235$  mm.

Die Brennweite der thermischen Linse wird durch Messung der Kaustik des Ausgangsstrahls im Experiment überprüft (siehe Kapitel 3.2.1.2). Die gemessenen Brennweiten stimmen mit den berechneten Werten gut überein. Für die x-Komponente ergibt sich  $f_{thx} = 251$  mm, für die y-Komponente  $f_{thy} = 246$  mm. Die Ergebnisse der FEA und der experimentell bestimmten Brennweiten der thermischen Linse sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

### 4.1.3 Berechnung der Resonatorkonfiguration

Die im vorangegangenen Abschnitt bestimmte Brennweite der thermischen Linse wird im Folgenden zur Berechnung einer geeigneten Resonatorkonfiguration verwendet. Zur Realisierung möglichst kurzer Impulse im modengekoppelten Betrieb wird für den Resonator eine sogenannte Gain-at-the-End Anordnung gewählt. Durch die Position des Verstärkungsmediums an einem Ende des Resonators ist aufgrund des verstärkten räumlichen Lochbrennens (Spatial-Hole-Burning, SHB) eine Verbreiterung des Spektrums und somit eine Impulsverkürzung möglich [92, 93]. Eine longitudinale Mode in einem Stehwellenresonator besitzt Bereiche hoher (Bäuche) und solche niedriger Intensität (Knoten der stehenden Welle). Dies führt zu einem räumlich inhomogenen Abbau der Besetzungsinversion im Laserkristall. Für eine weitere axiale Mode ergibt sich ein räumlich inhomogenes Verstärkungsprofil mit Bereichen hoher Verstärkung (Knoten)

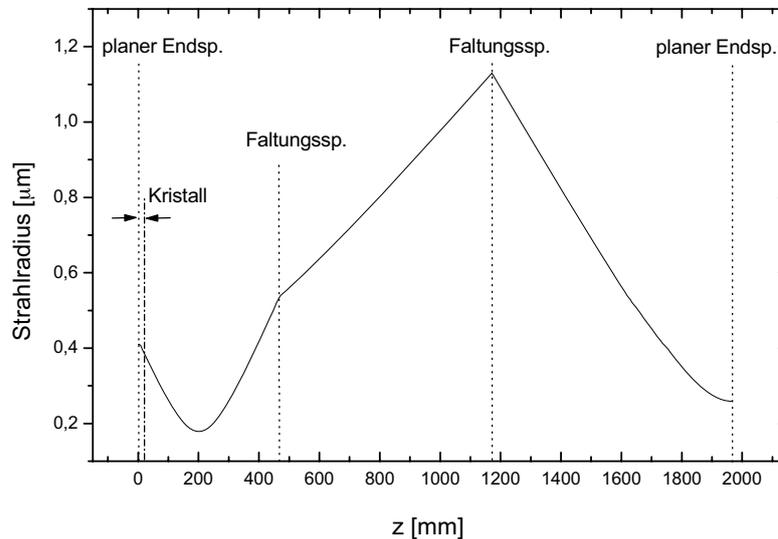


Abbildung 4.4: Modenverlauf innerhalb des Nd:YVO<sub>4</sub>-Resonators.

und mit Bereichen niedriger Verstärkung (Bäuche der ersten Mode). Die Mode, für die der räumliche Überlapp mit der nicht abgebauten Verstärkung maximal ist, überschreitet ebenfalls die Laserschwelle. Bis die Verstärkung erschöpft ist können, auf diese Weise weitere Moden über die Schwelle gelangen. Der Frequenzabstand der anschwingenden Moden hängt von der Position des Laserkristalls im Resonator ab. Befindet sich das verstärkende Medium in der Mitte des Resonators (Gain-in-the-Middle, GM) ist der räumliche Überlapp mit der noch nicht abgebauten Verstärkung für die benachbarte Mode maximal. Bei der Positionierung des aktiven Mediums am Ende des Resonators nahe des Endspiegels (Gain-at-the-End, GE) muss der Frequenzabstand zur nächsten Mode deutlich größer sein, damit die Bereiche nicht abgebauter Inversion überdeckt werden können. Zum vollständigen Abbau der Besetzungsinversion werden mehr axiale Moden benötigt, als für eine GE-Konfiguration. Das Frequenzspektrum eines Lasers mit GE-Anordnung weist bei sonst identischen Laserparametern eine erheblich größere Bandbreite und einen größeren spektralen Abstand zwischen den anschwingenden Moden auf. Durch die phasenstarre Kopplung dieser Moden können im kontinuierlich modengekoppelten Betrieb deutlich kürzere Impulse erzeugt werden. Im Experiment wurde eine Impulsverkürzung um einen Faktor drei durch verstärktes SHB mit einer GE-Konfiguration im Vergleich zu einer GM-Konfiguration erreicht [94, 95].

Um eine sehr gute Strahlqualität und eine hohe Effizienz im späteren Laserbetrieb zu

erreichen, muss der Laserstrahl an den Fokus des Pumpstrahls angepasst werden (siehe Kapitel 3.2.1.3). Da die Modenkopplung durch Verwendung eines sättigbaren Absorbers erfolgt, muss darüber hinaus der Strahldurchmesser am anderen Ende des Resonators berücksichtigt werden. Der Strahldurchmesser muss dabei so angepasst werden, dass die Impulsenergiedichte etwa drei bis fünfmal über der Sättigungsenergiedichte des Absorbers liegt. Zur Realisierung des modengekoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators werden Absorber der Firma BATOP und des Ferdinand-Braun-Institutes für Höchstfrequenztechnik (FBH) verwendet. Es liegen nur Informationen über die Sättigungsflußdichte der BATOP-Absorber vor. Der Wert wird vom Hersteller zu  $F_{sat} = 70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  angegeben. Die Abschätzung der resonatorinternen Leistung erfolgt mit Hilfe des Programms Lascad. Die Berechnung erfolgt durch Lösung der Ratengleichungen [23]. Für eine Auskopplung von  $T = 10\%$  ergibt sich eine resonatorinterne Leistung von  $P_{int} \approx 70 \text{ W}$ . Mit Gleichung 3.12 ergibt sich für den auf dem Absorber zu erreichenden Strahlradius ein Wert von  $w_{abs} \approx 300 \mu\text{m}$  mit einer Impulsenergiedichte von  $F_p = 5 \times F_{sat}$ .

Zur Bestimmung der optimalen Konfiguration wurde erneut das Programm Lascad verwendet. Eine geeignete Anpassung des Strahldurchmessers wird durch eine Resonatorkonfiguration mit zwei gekrümmten Faltungsspiegeln mit  $R_1 = R_2 = -1000 \text{ mm}$  und den entsprechenden Spiegelabständen erreicht. Die optische Gesamtlänge des Resonators beträgt etwa  $L_{opt} = 1,97 \text{ m}$ . In Abbildung 4.4 ist der Strahlverlauf innerhalb des Resonators der hinsichtlich Modenradius im Kristall und auf Absorber optimalen Konfiguration gezeigt. Der Modenradius am Kristall beträgt ca.  $370 \mu\text{m}$ . Für den Modenradius auf dem planen Endspiegel ergibt sich ein Wert von  $270 \mu\text{m}$ . Im modengekoppelten Betrieb, in dem der plane Endspiegel durch den sättigbaren Absorber ersetzt wird, entspricht das einer Impulsenergiedichte von ca.  $380 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Die berechnete Resonatorkonfiguration muss nun im Hinblick auf Strahlqualität und Effizienz im Experiment optimiert werden.

#### 4.1.4 Experimenteller Aufbau

Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Aufbau des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers im kontinuierlichen Betrieb. In dieser Konfiguration wird der Kristall longitudinal mit einer Pumpleistung von  $20 \text{ W}$  im Maximum der Absorption bei  $809 \text{ nm}$  angeregt. Das Teleskop ist zur Optimierung des Überlapps zwischen Pump- und Laserstrahl auf einem  $\mu\text{m}$ -Verschiebetisch befestigt und lässt sich in Strahlrichtung exakt justieren. Der verwendete Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall der Firma Castech Crystals mit den Abmessungen  $4 \times 4 \times 8 \text{ mm}^3$  hat eine Dotierung von  $0,3 \text{ at. \%}$ . Zur Minimierung der Impulsdauer im modengekoppelten Betrieb kann der Abstand zwischen Kristall und Endspiegel ebenfalls durch einen  $\mu\text{m}$ -

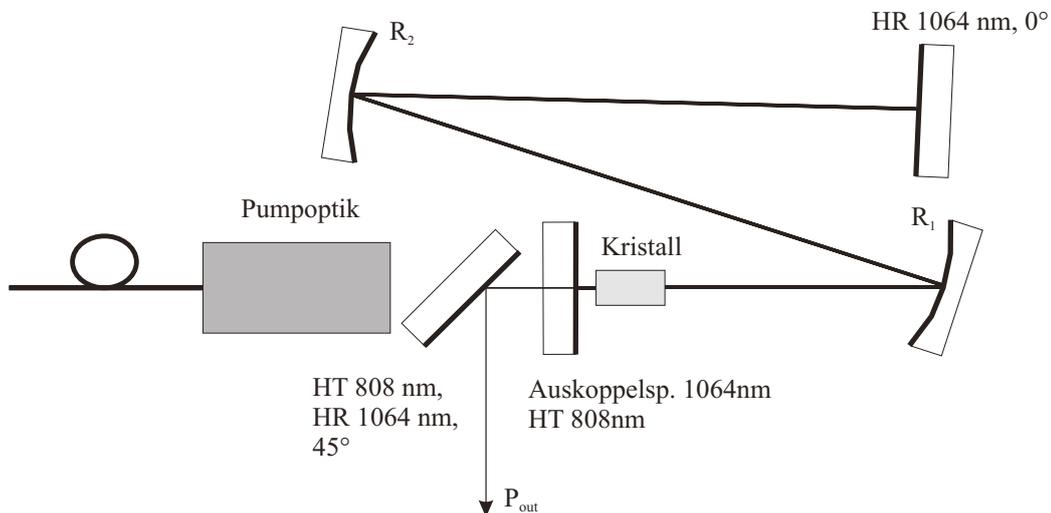


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des kontinuierlich emittierenden Nd:YVO<sub>4</sub> - Lasers.

Verschiebetisch exakt variiert werden. In der Konfiguration mit dem Verstärkungsmedium an einem Resonatorenende dient der Pumpspiegel gleichzeitig als Auskoppelspiegel für die Laserstrahlung. Daher müssen Auskoppelspiegel verwendet werden, die gleichzeitig hochtransmittierend für das Pumplicht bei 809 nm beschichtet sind. In den Experimenten werden Auskoppler mit einer Transmission von  $T = 5\%$ ,  $7\%$ ,  $9\%$ ,  $12\%$ ,  $16\%$  eingesetzt. Zur Nutzung der ausgekoppelten Laserstrahlung dient der zwischen Teleskop und Auskoppelspiegel eingefügte  $45^\circ$  Umlenkspiegel, der hochtransmittierend für die Pump- und hochreflektierend für die Laserstrahlung bei 1064 nm beschichtet ist. Die beiden Faltungsspiegel mit identischem Krümmungsradius  $R_1 = R_2 = -1000$  mm dienen zur Anpassung des Lasermoden an den Pumpstrahl und zur Fokussierung auf den Absorber. Das andere Ende des Resonators bildet im kontinuierlichen Betrieb ein planer hochreflektierender Spiegel für 1064 nm.

#### 4.1.5 Experimentelle Ergebnisse zum kontinuierlichen Betrieb

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur Realisierung eines kontinuierlich emittierenden Nd:YVO<sub>4</sub> -Lasers vorgestellt. Zur Optimierung der Ausgangsleistung und der Strahlqualität werden die Abstände der Spiegel angepasst. Die maximale mit einer sehr guten Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ) erreichbare Ausgangsleistung liegt bei 8,3 W. In die-

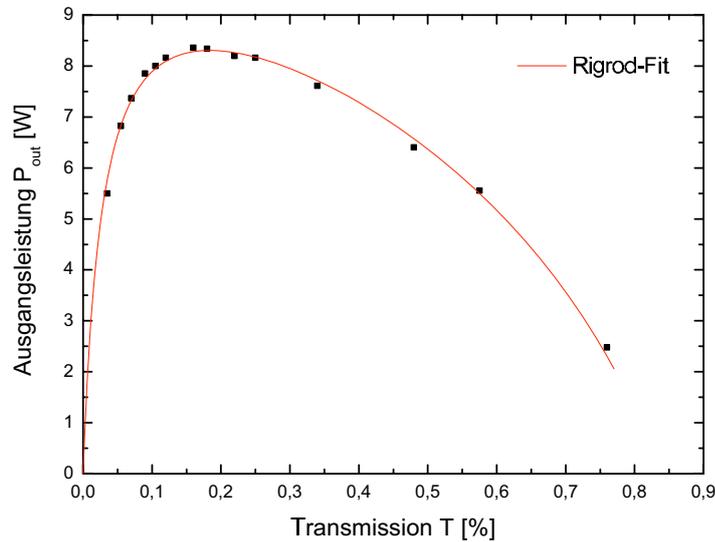


Abbildung 4.6: Ausgangsleistung  $P_{out}$  in Abhängigkeit der Transmission  $T$  des Auskoppelspiegels.

ser Konfiguration ergeben sich folgende Abstände: Kristall-1.Faltungsspiegel: 460 mm, 1.-2.Faltungsspiegel: 703 mm, 2.Faltungsspiegel-Endspiegel: 775 mm. Damit ergibt sich eine Repetitionsrate von 76,5 MHz. Für eine Variation der Pumpleistung von  $\pm 1,5$  W um  $P_{pump} = 20$  W ist die Strahlqualität mit  $M^2 < 1,1$  weiterhin sehr gut.

Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Transmission des Auskoppelspiegels ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Maximum von  $P_{out}$  wird für eine Auskopplung von 18% erreicht. Die durchgezogene Linie stellt dabei eine Rigrod-Analyse dar. Der Fit liefert gemäß Gleichung 3.11 eine Abschätzung folgender für die zur Beschreibung des Lasers wichtigen Parameter: Sättigungsleistung  $P_{sat} \approx 5,5$  W, die sonstigen Resonatorverluste  $T_v \approx 2,9\%$  und Kleinsignalverstärkung  $g_0 \approx 1,9$ . Der realisierte Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser bildet hiermit die Grundlage für den Aufbau des modengekoppelten Oszillators mit sättigbarem Halbleiterabsorber.

<b>Eigenschaft</b>				
Sättigungsenergiedichte $F_{sat}$ [ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ]	70	70	70	70
Modulationstiefe $\Delta R$ [%]	1,2	1,6	3,1	3,5
nichtsättigbare Verluste $\Delta R_{ns}$ [%]	0,8	1,4	0,9	1,5
Relaxationszeit $\tau_a$ [ps]	10	10	10	10

Tabelle 4.3: Eigenschaften der sättigbaren Halbleiterabsorber von BATOP.

## 4.2 Kontinuierliche Modenkopplung mit sättigbarem Absorber

Der Übergang zur Modenkopplung erfolgt durch den Einsatz eines sättigbaren Halbleiterabsorberspiegels anstelle des planen hochreflektierenden Endspiegels. Der experimentelle Aufbau entspricht bis auf den sättigbaren Halbleiterabsorber der in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Konfiguration.

Für die Experimente standen Absorberspiegel der Firma BATOP und des Ferdinand Braun Institutes für Höchstfrequenztechnik (FBH) zur Verfügung. Die Schichtstruktur entspricht im Prinzip dem in Kapitel 2.5.5 vorgestellten Aufbau eines Low-Finesse A-FPSA. Bei den Absorbern von BATOP handelt es sich um neue Exemplare des gleichen Typs, wie sie bereits in Kapitel 3.3 eingesetzt wurden. Die für die Modenkopplung entscheidenden Eigenschaften der BATOP Absorber sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Über die Eigenschaften der Absorber vom FBH sind keine Informationen vom Hersteller erhältlich.

Zur Optimierung des modengekoppelten Betriebs wird die Impulsenergiedichte  $F_p$  auf dem Absorber variiert. Dies kann durch die Anpassung des Modenradius  $w_{abs}$  auf dem Absorber erreicht werden. Darüber hinaus kann die resonatorinterne Leistung durch Variation der Transmission des Auskoppelspiegels ebenfalls zur Änderung von  $F_p$  genutzt werden. Die BATOP-Absorber erlauben zusätzlich den Einsatz verschiedener Modulationstiefen. Die Laserparameter werden für die Absorber beider Hersteller im Hinblick auf minimale Impulsdauer, maximale mittlere Ausgangsleistung und hohe Langzeitstabilität der Modenkopplung angepasst. Für die BATOP-Absorber lässt sich nur eine stabile cw-Modenkopplung mit Modulationstiefen von  $\Delta R = 1,2\%$  und  $1,6\%$  erreichen. Die mittlere Ausgangsleistung nimmt mit wachsender Modulationstiefe aufgrund der größeren nichtsättigbaren Verluste deutlich ab. Die geringere resonatorinterne Leistung und damit die geringere Impulsenergiedichte auf dem Absorber kann durch eine Verringerung der Transmission des Auskoppelspiegels kompensiert werden.

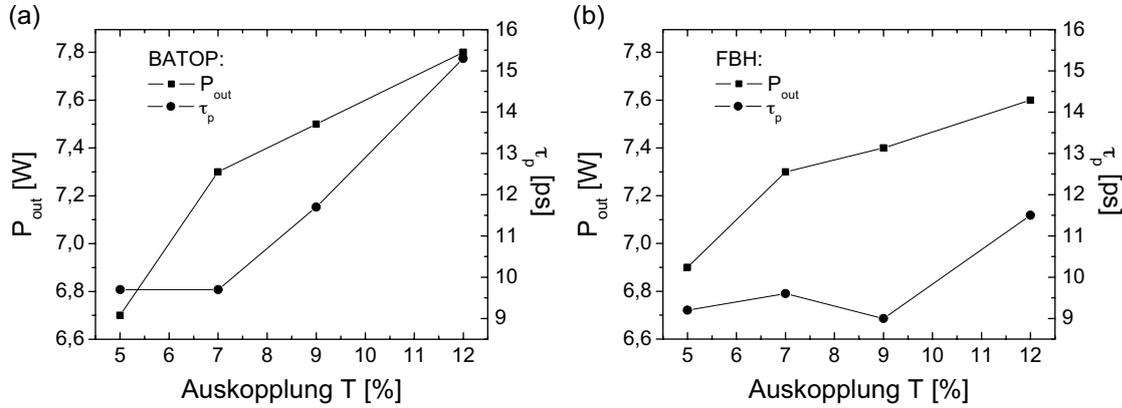


Abbildung 4.7: mittlere Ausgangsleistung  $P_{out}$  und Impulsdauer  $\tau_p$  des Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators bei Variation des Auskoppelgrades für BATOP (a) und FBH-Absorber (b).

Während des Einsatzes der Absorber mit  $\Delta R = 3,1\%$  und  $3,5\%$  traten Beschädigungen auf der Absorberoberfläche auf. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten könnten deutliche höhere nichtsättigbare Verluste sein, als sie vom Hersteller angegeben wurden. Für die weiteren Experimente wird von den BATOP-Absorbern der mit einer Modulationstiefe von  $1,2\%$  verwendet, da dieser hinsichtlich Impulsdauer, mittlerer Ausgangsleistung und Stabilität die besten Ergebnisse liefert.

In Abbildung 4.7 ist die Abhängigkeit der Impulsdauer und der mittleren Ausgangsleistung von der Transmission des Auskoppelspiegels dargestellt. In Diagramm (a) für den BATOP-Absorber mit einer Modulationstiefe von  $1,2\%$  und in (b) für den FBH-Absorber. Die hinsichtlich Impulsdauer und Ausgangsleistung besten Ergebnisse werden für den BATOP-Absorber für einen Transmissionsgrad von  $T = 7\%$  erzielt. Die Impulsdauer  $\tau_p$  beträgt  $9,7$  ps bei einer Leistung von  $P_{out} = 7,3$  W. Im Falle des FBH-Absorbers ergibt sich eine optimale Auskopplung von  $T = 9\%$  mit einer Ausgangsleistung von  $P_{out} = 7,4$  W und einer Impulsdauer von  $\tau_p = 8,8$  ps. Während die Ausgangsleistung bei gleicher Auskopplung nahezu identisch ist, muss für die BATOP-Absorber zum Erreichen identischer Impulsdauern eine größere Auskopplung verwendet werden. Dies deutet daraufhin dass die FBH-Absorber eine geringere Sättigungsenergie-dichte als die BATOP-Absorber aufweisen.

In Abbildung 4.8 (a) ist das Autokorrelationssignal und in (b) das optische Spektrum im kontinuierlich modengekoppelten Betrieb unter Verwendung des BATOP-Absorbers mit der Modulationstiefe von  $\Delta R = 1,2\%$  gezeigt. Aus der sech<sup>2</sup>-Näherung

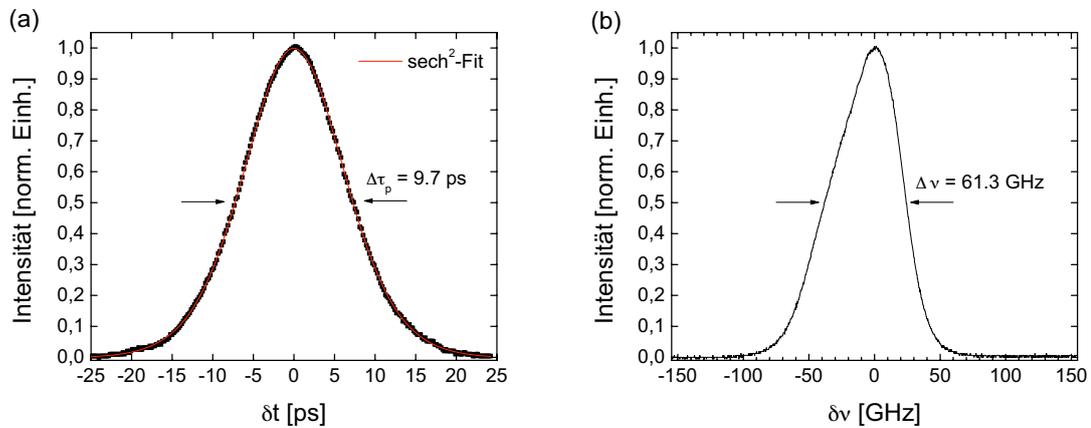


Abbildung 4.8: Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des Nd:YVO<sub>4</sub> - Lasers mit BATOP-Absorber.

ergibt sich eine Impulsdauer von  $\tau_p = 9,7 \text{ ps}$ . Die spektrale Halbwertsbreite beträgt  $\Delta\nu = 61,3 \text{ GHz}$ . Für das Zeit-Bandbreite-Produkt folgt daraus ein Wert von 0,6, wie er für Systeme mit Gain-at-the-End Anordnung typisch ist [93].

Die zeitliche und spektrale Charakterisierung der Impulse bei der Modenkopplung mit dem FBH-Absorber ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Dauer der Impulse werden auf  $\tau_p = 8,8 \text{ ps}$  und die spektrale Halbwertsbreite auf  $\Delta\nu = 57,3 \text{ GHz}$  bestimmt. Daraus ergibt sich ein TBP von 0,5. Der Modenkopplungsbetrieb ist mit den Absorbern beider Hersteller stabil. In den Autokorrelationen und den optischen Spektren treten keine

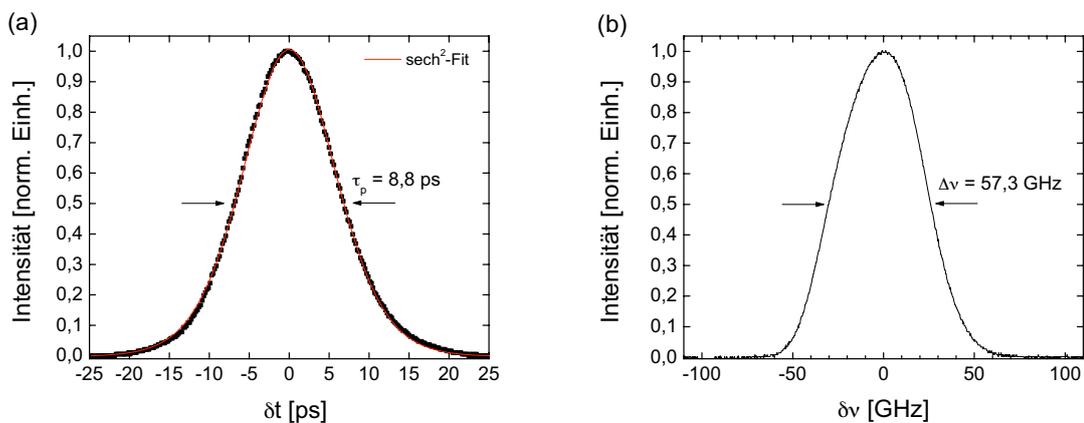


Abbildung 4.9: Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des Nd:YVO<sub>4</sub> - Lasers mit FBH-Absorber.

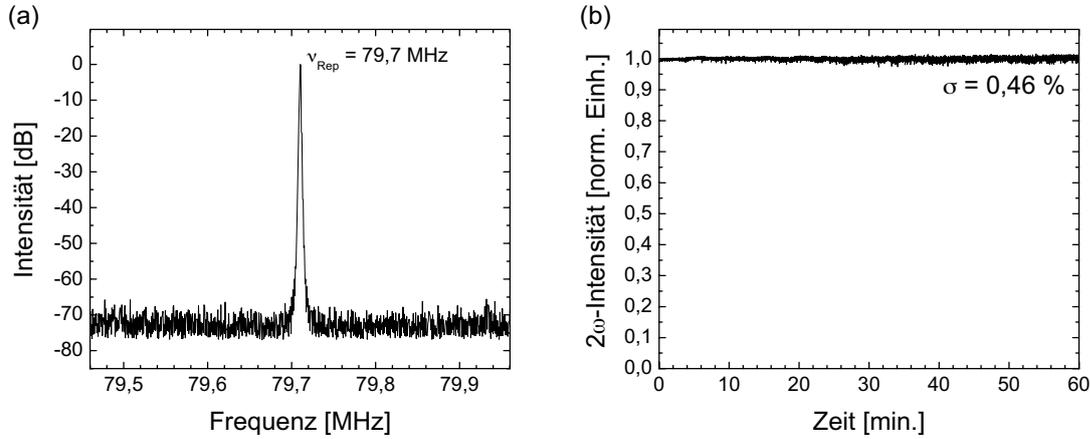


Abbildung 4.10: Messung des Radiofrequenzspektrums (a) und des Zwei-Photonen-Signals des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers über 60 min (b).

Störungen durch Doppelpulse oder cw-Durchbrüche auf. Abbildung 4.10 (a) zeigt das Radiofrequenzspektrum für die Modenkopplung des Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators mit FBH-Absorber. Anzeichen von Selbstgüteschaltung oder Relaxationsoszillationen sind darin nicht zu erkennen. Diese wären als Seitenbänder symmetrisch um den Signalpeak im Abstand der Relaxationsfrequenz sichtbar. Die hohe Seitenmodenunterdrückung von mehr als 65 dB belegt die Stabilität der Modenkopplung. Unter Verwendung des BATOP-Absorbers ergeben sich ebenfalls gute Ergebnisse. Das Signal-Rausch-Verhältnis liegt hier bei mehr als 60 dB.

Die Langzeitstabilität der Modenkopplung wird mit Hilfe des Zwei-Photonen-Signals einer schnellen Photodiode für den Betrieb mit BATOP und FBH-Absorber gemessen [81]. In Abbildung 4.10 (b) ist das Zwei-Photonen-Signal über einen Zeitraum von 60 Minuten exemplarisch für den FBH-Absorber dargestellt. Die Standardabweichung des auf Eins normierten Signals beträgt 0,46 %. Für den BATOP-Absorber mit der Modulationstiefe von 1,2 % ist ebenfalls ein sehr stabiler kontinuierlicher Modenkopplungsbetrieb mit einer Standardabweichung von 0,7 % über eine Stunde möglich.

Mit dem FBH-Absorber und dem BATOP-Absorber mit einer Modulationstiefe von 1,2 % können vergleichbare Ergebnisse erzielt werden. Der Halbleiterabsorber vom FBH ermöglicht etwa 10 % kürzere Impulse und einen noch höhere Langzeitstabilität der kontinuierlichen Modenkopplung.

## 4.3 Selbstgüteschaltete Modenkopplung

Das Ziel der im folgenden Abschnitt vorgestellten Arbeiten war die Realisierung eines langzeitstabilen selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetriebs ohne Beschädigung des Absorbers. Als Basis dazu dient der im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Laser mit kontinuierlicher Modenkopplung. In den Experimenten wird der sättigbare Absorber vom Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik eingesetzt, da dieser im cw-Modenkopplungsbetrieb bessere Ergebnisse geliefert hat und eine höhere Zerstörschwelle als die BATOP Absorber aufweist [12]. Der Übergang von der kontinuierlichen zur selbstgüteschalteten Modenkopplung wird durch Reduzierung der Impulsenergiedichte auf dem Absorber erreicht. Dazu ist im Experiment eine Erhöhung der Transmission des Auskoppelspiegels erforderlich.

Der selbstgüteschaltete Betrieb mit dem FBH-Absorber kann mit einer Transmission des Auskoppelspiegels von  $T = 16\%$  erreicht werden. Ein Vergleich mit der theoretisch abschätzbaren kritischen Impulsenergie  $E_{P,c}$  für den Übergang zwischen Q-switch-Modenkopplung und kontinuierlicher Modenkopplung ist nicht möglich. Die zur Berechnung notwendigen Eigenschaften der FBH-Absorber sind nicht bekannt. Zur Verbesserung der Stabilität erfolgt eine Anpassung des Diodenstroms auf eine Pumpleistung von ca. 19 W. Die mittlere Ausgangsleistung mit stabiler Selbstgüteschaltung liegt bei 7,4 W. Die Strahlqualität kann wegen der geringen Repetitionsrate im QML-Betrieb nicht mehr mit dem ModeMaster (bis 1 MHz) gemessen werden. Alternativ wird daher ein Beamscope der Firma Merchantek eingesetzt. Der Radius des durch eine Linse fokussierten Strahls wird dabei in zwei zueinander senkrechten Ebenen um den Fokus herum vermessen. Die Bestimmung der Beugungsmaßzahl  $M^2$  erfolgt durch Näherung an die Messwerte des Strahlverlaufs  $w(z)$  mit folgender Fit-Funktion:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (4.2)$$

Der Radius im Fokus ist mit  $w_0$ , die Position des Fokus mit  $z_0$  und die Wellenlänge mit  $\lambda$  angegeben. In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse für x und y-Richtung dargestellt. Im Modenkopplungsbetrieb mit Selbstgüteschaltung bleibt die sehr gute Strahlqualität mit  $M^2 < 1,1$  weiterhin erhalten.

In den Experimenten konnte eine Abhängigkeit der Impulsqualität der modengekoppelten Impulse vom Abstand  $s$  zwischen Endspiegel und Kristall festgestellt werden. Bei kontinuierlicher Modenkopplung wird dieser Abstand minimiert, um so die maximale Impulsverkürzung durch Spatial-Hole-Burning zu erreichen. Im selbstgüteschalteten Betrieb wird erst ab einem Abstand von  $s_{krit} \geq 2200 \mu\text{m}$  eine stabile Modenkopp-

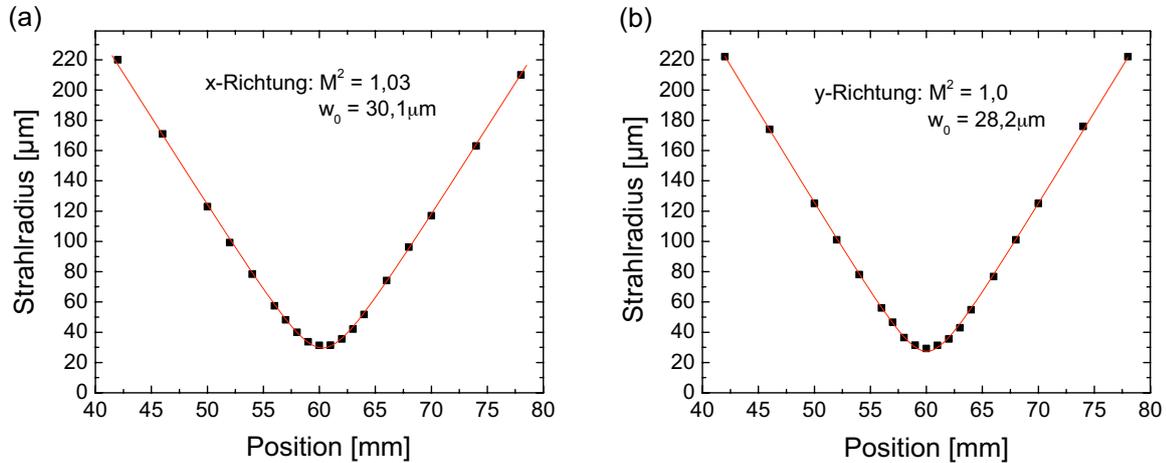


Abbildung 4.11: Messung der Strahlqualität im selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetrieb.

lung möglich. Bei der Variation des Abstandes  $s$  wird der Abstand zwischen Teleskop und Kristall jeweils um den gleichen Betrag mitverschoben, so dass der Überlapp zwischen Pump- und Laserstrahlung unverändert bleibt. Die Ausgangsleistung und die sehr gute Strahlqualität bleiben somit unverändert. Hinsichtlich der Impulsdauer und Stabilität der Modenkopplung liegt der optimale Abstand etwa bei  $s = 2700 \mu\text{m}$ . In Abbildung 4.12 ist die Charakterisierung der modengekoppelten Impulse für diesen Abstand dargestellt. Aus der Messung des Autokorrelationssignals (a) ergibt sich durch Annahme einer  $\text{sech}^2$ -Form eine Impulsdauer von  $\tau_p = 15,9 \text{ ps}$ . Dies entspricht einer Impulsverlängerung von 80 % im Vergleich zu den kürzesten im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb erreichbaren Impulsdauern. Neben der Impulsverlängerung, die normalerweise bei der Selbstgüteschaltung auftritt, ergibt sich durch den größeren Abstand zwischen Kristall und Endspiegel eine geringere Impulsverkürzung aufgrund des Spatial-Hole-Burnings. Die Halbwertsbreite des mit Hilfe des Scanning-Fabry-Perot gemessenen optischen Spektrums beträgt 33,5 GHz (siehe Abbildung 4.12 (b)). Das Rauschen im Bereich des Maximums weist bereits auf Störungen in der Modenkopplung hin. Dies konnte bereits in Kapitel 3.3.3 für den Nd:GdVO<sub>4</sub>-Laser mit Selbstgüteschaltung festgestellt werden. In Abbildung 4.13 sind Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) für einen Abstand von  $s = 100 \mu\text{m}$  angegeben. Der zeitliche Verlauf setzt sich aus einem breiten Untergrund und einem annähernd  $\text{sech}^2$  förmigen Impuls zusammen. Um den Abfall des Signals bis auf Null sichtbar zu machen, muss die Verzögerung des Autokorrelators von 150 ps aufgrund des breiten Untergrundes voll

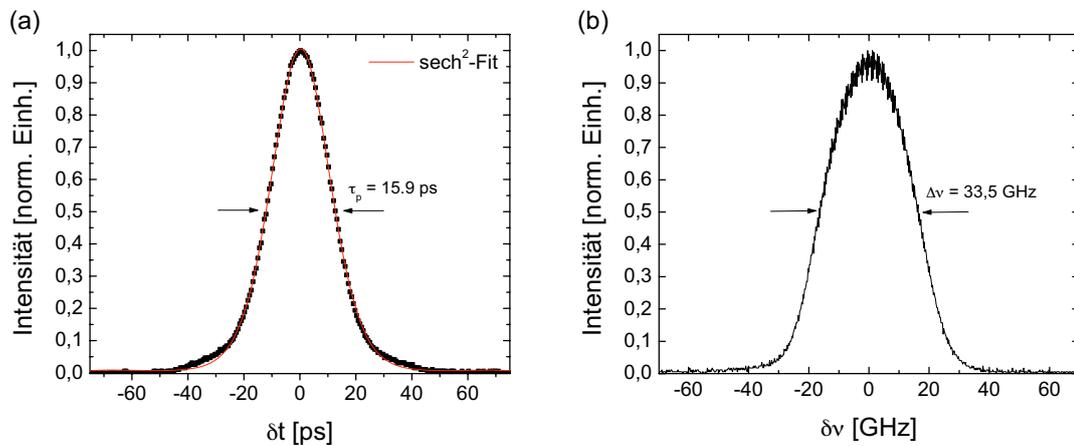


Abbildung 4.12: Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des Nd:YVO<sub>4</sub> - Lasers mit sättigbarem Absorber im selbstgüteschalteten Betrieb.

ausgenutzt werden. Der Verlauf des optischen Spektrums weicht ebenfalls stark von dem für stabile Modenkopplung gemessenen ab. Für den Frequenzabstand der Modulationspeaks kann ein Wert von  $d\nu = 10,5$  GHz, d.h. ein Zeitabstand von etwa 95 ps abgeschätzt werden. Dies unterscheidet sich jedoch deutlich vom zeitlichen Abstand zwischen Nebenmaximum und dem Impulsmaximum von ca. 65 ps (siehe Abbildung 4.13). Daher können Etalon-Effekte oder ein Doppelimpulsbetrieb als Erklärungen für die schlechte Impulsqualität ausgeschlossen werden. Für eine ausführlichere Untersuchung der Abhängigkeit der Stabilität der Modenkopplung vom Abstand  $s$  wird auf den folgenden Abschnitt verwiesen.

Die Charakterisierung der Selbstgüteschaltung erfolgt durch Messung des Radiofrequenzspektrums mittels schneller Photodiode und Spektrumanalysator. Dies ist in Abbildung 4.14 (a) zu sehen. Für die Selbstgüteschaltung typisch treten hier neben dem Signalpeak weitere Seitenbänder im Abstand der Relaxationsfrequenz auf. Der Frequenzabstand beträgt  $\nu_{Qsw} \approx 172$  kHz für den FBH-Absorber mit einer Auskoppung von  $T = 16\%$ . Zur Aufnahme des zeitlichen Verlaufs der Q-switch-Einhüllenden wird das Signal einer weiteren schnellen Photodiode auf einem digitalen Speicheroszilloskop dargestellt. In Abbildung 4.14 (b) ist die Amplitudenmodulation über einen Zeitbereich von  $10 \mu s$  zu sehen. Der zeitliche Abstand der Q-switch-Einhüllenden liegt bei  $1/\nu_{Qsw} = T_{Qsw} \approx 5,8 \mu s$ . Die modengekoppelten Einzelimpulse im Maximum der Q-switch-Einhüllenden haben eine um  $h = 5,8$  höhere Impulsenergie im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung. Daraus ergibt sich eine maximale Impulsenergie von

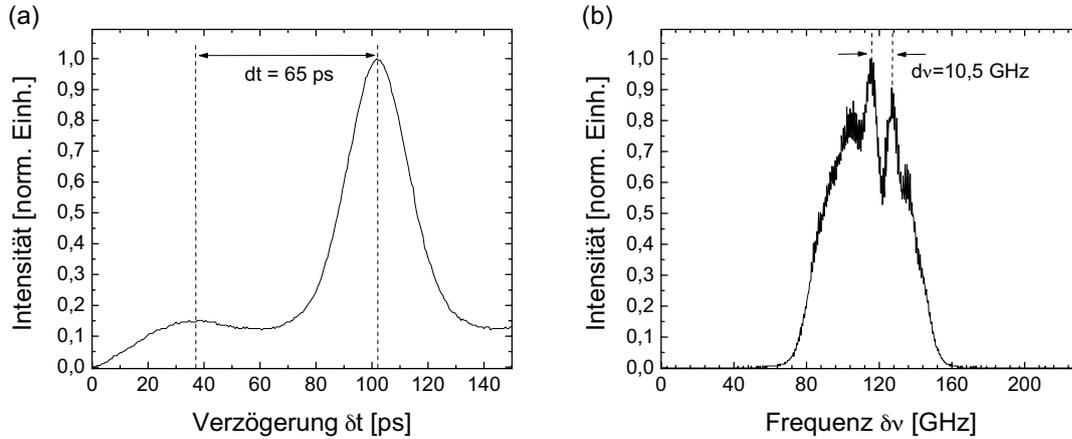


Abbildung 4.13: Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit sättigbarem Absorber im selbstgüteschalteten Betrieb bei Abstand zwischen Endspiegel und Kristall von  $s = 100 \mu\text{m}$ .

$E_{pmax} \approx 540 \text{ nJ}$ . Die Halbwertsbreite der Q-switch-Einhüllenden beträgt etwa  $900 \text{ ns}$ . Das entspricht bei der Repetitionsrate von  $79,7 \text{ MHz}$  einer Impulsanzahl von  $72$ . Die Gesamtenergie eines Q-switch-Impulses liegt bei etwa  $42 \mu\text{J}$ .

Die Stabilität des QML-Betriebs durch Selbstgüteschaltung ist eingeschränkt. Der Parameterbereich in dem definierte Selbstgüteschaltung möglich wird, ist deutlich kleiner

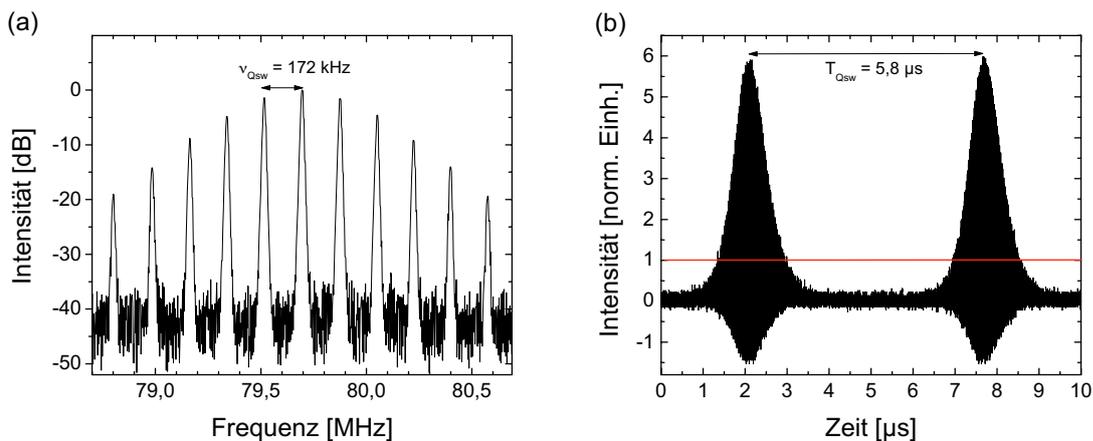


Abbildung 4.14: Radiofrequenzspektrum (a) und Oszilloskopaufnahme (b) des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit sättigbarem Absorber im selbstgüteschalteten Betrieb.

als bei kontinuierlicher Modenkopplung. Nur für eine Auskopplung von  $T = 16\%$  ist der QML-Betrieb möglich. Beim Einsatz von kleineren Auskopplungen ergeben sich lediglich starke Relaxationsoszillationen. Mit einer Transmission von  $T = 18\%$  wird die Selbstgüteschaltung bereits instabil. Weiterhin lässt sich die Pumpleistung nur in einem Bereich von  $\pm 0,5\text{ W}$  um  $19\text{ W}$  variieren.

Die Konfiguration mit der stabilsten Selbstgüteschaltung weist jedoch sowohl bei den modengekoppelten Einzelimpulsen als auch bei der Betrachtung der gütegeschalteten Einhüllenden Störungen auf. In der Autokorrelation ist eine Abweichung vom  $\text{sech}^2$ -Fit erkennbar. Als Anzeichen für eine schlechtere Stabilität der Modenkopplung ist im optischen Spektrum ein Rauschen im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden zu erkennen. Die Standardabweichung der Maximalamplitude des Q-switch-Impulses liegt bei über  $5\%$ . Darüber hinaus sind im Radiofrequenzspektrum Schwankungen in der Q-switch-Frequenz von ca.  $6\text{ kHz}$  feststellbar. Im Gegensatz zu Kapitel 3.3.3 ist mit dem  $\text{Nd:YVO}_4$ -System ein Langzeitbetrieb mit Selbstgüteschaltung möglich. Störungen der gütegeschalteten Modenkopplung aufgrund von Beschädigungen des verwendeten FBH-Absorbers treten nicht auf. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die Realisierung eines QML-Lasers durch Selbstgüteschaltung, d.h. die gleichzeitige Gütemodulation und die Erzeugung ultrakurzer Impulse durch den Halbleiterabsorber, mit einer zum kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb vergleichbaren Stabilität nicht möglich ist.

## 4.4 Q-switch-Modenkopplung mit akustooptischem Modulator

Im folgenden Abschnitt wird untersucht, ob durch die Trennung von Güteschaltung und Impulserzeugung eine Erhöhung der Stabilität des gütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs erreicht werden kann. Der sättigbare Absorber ist dann einzig für die Formung der ultrakurzen Impulse, wie im Fall der kontinuierlichen Modenkopplung, verantwortlich. Die Gütemodulation wird durch eine definierte periodische Variation der Verluste mit Hilfe eines zusätzlichen Modulators im Resonator realisiert. Im Experiment wird dazu ein akustooptischer Modulator (AOM) eingesetzt. In einem AOM wird eine Lichtmodulation durch Ausnutzen des akustooptischen Effekts erreicht. Im AOM-Kristall wird eine laufende Ultraschallwelle senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts erzeugt. Die Schallwelle bewirkt eine periodische Dichtemodulation im Kristall. Dadurch wird eine periodische Brechungsindexänderung im Kristall verursacht. Die Modulation der Laserstrahlung erfolgt durch die Beugung am Brechungsindexgitter. Eine detail-

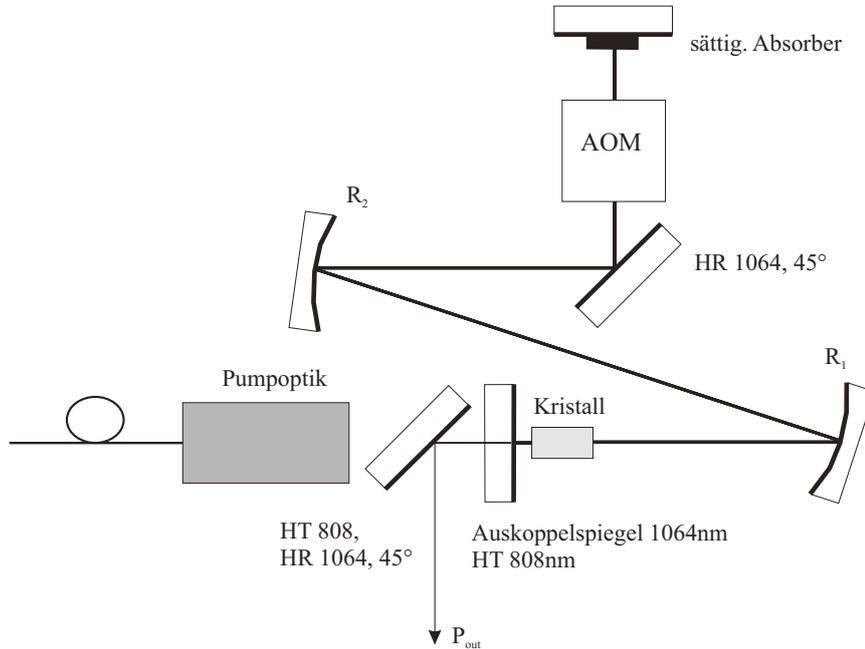


Abbildung 4.15: Schematischer Aufbau des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit akustooptischem Modulator.

lierte Beschreibung des akustooptischen Effekts und der Funktionsweise von AOMs ist in [24] zu finden. In Abbildung 4.15 ist der experimentelle Aufbau dargestellt. Um den AOM ohne Leistungsverluste durch Aperturereffekte aufgrund der Gehäuseabmessungen in den Resonator zu integrieren, wird die Strahlung vor dem Absorber durch einen zusätzlichen 45° HR-Spiegel umgelenkt. Bei dem eingesetzten AOM handelt es sich um eine kommerziell erhältlichen Güteschalter von Gooch&Housego mit der Bezeichnung Qs-27-SS-M-ID1. Der verwendete Fused Silica Kristall ist auf beiden Seiten AR-beschichtet, mit einer Restreflektivität von  $<0,2\%$  pro Endfläche. Um die entstehende Wärme abzuführen wird das Gehäuse wassergekühlt. Das RF-Signal liefert ein Treiber der Firma Landwehr mit der Bezeichnung A 281-09. Die erzeugte Ultraschallwelle hat eine Frequenz von 27 MHz und der Treiber liefert eine RF-Leistung von maximal  $P_{RF} = 25 \text{ W}$ .

Der Oszillator befindet sich ohne angelegtes RF-Signal im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb. Der Übergang zur Q-switch-Modenkopplung erfolgt durch eine periodische Verlustmodulation mit dem AOM. Das periodische Signal wird dabei durch einen Frequenzgenerator der Firma Stanford Research Systems Model DS 345 erzeugt. Dieses Signal wird an den analogen Steuereingang des Treibers angelegt. Über diesen lässt

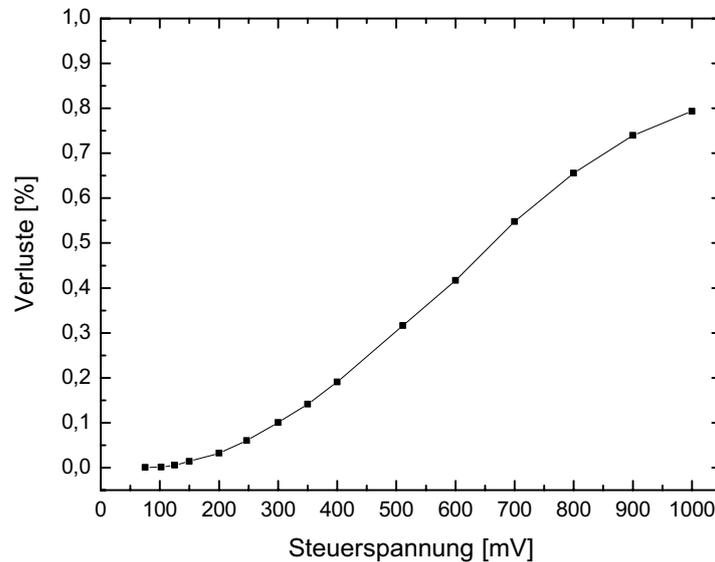


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der durch den AOM induzierten Verluste von der RF-Leistung.

sich die an den AOM abgegebene RF-Leistung zwischen 0 (0V) und dem Maximalwert (1V) regeln. Die Form, die Amplitude  $A_0$  und die Frequenz  $\nu_{ext}$  des Signals werden am Frequenzgenerator festgelegt. Um eine definierte Verlustmodulation vornehmen zu können, ist die Kenntnis der AOM-Verluste in Abhängigkeit der angelegten RF-Leistung notwendig. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.16 grafisch dargestellt. Die durch den AOM maximal erreichbare Verlustmodulation liegt bei 80% und wird durch die vom Treiber abgegebene RF-Leistung begrenzt. Für die gütegeschaltete Modenkopplung ist, wie im Folgenden die experimentellen Ergebnisse zeigen werden, das Erreichen möglichst hoher Verluste nicht notwendig. Kontinuierliche Modenkopplung ( $P_{RF} = 0$ ) ist für Auskoppelgrade von  $T = 5\%, 7\%, 9\%, 12\%$  möglich.

In den Experimenten kann erneut die Abhängigkeit der Impulsqualität vom Abstand  $s$  zwischen Kristall und Endspiegel beobachtet werden (siehe Abschnitt 4.3). Diese Abhängigkeit wurde für verschiedene Auskopplungen untersucht. Die kritischen Abstände  $s_{krit}$  sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Für eine Auskopplung von  $T = 5\%$  hat die Änderung des Abstandes  $s$  keine signifikanten Auswirkungen auf die Form und die Dauer der ultrakurzen Impulse. Mit steigender Transmission des Auskoppelspiegels nimmt der kritische Abstand  $s_{krit}$  zu, ab dem eine deutliche Impulsverkürzung auftritt. Der Einfluß des Spatial-Hole-Burning auf das Spektrum wurde durch Messung des

Transmission [%]	$s_{krit}$
5	-
7	200
9	650
12	1600
16	2200

Tabelle 4.4: Abhängigkeit des kritischen Abstandes  $s_{krit}$  von der Transmission T des Auskoppelspiegels.

optischen Spektrums des Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators im kontinuierlichen Laserbetrieb untersucht. Der sättigbare Absorber wird durch einen planen hochreflektierenden Spiegel ersetzt. Abbildung 4.17 zeigt exemplarisch die cw-Spektren für eine Auskopplung von  $T = 9\%$  bei einem Abstand von  $s = 600 \mu\text{m}$  und  $s = 650 \mu\text{m} = s_{krit}$ . Die beiden Spektren weisen keinen signifikanten Unterschied auf, der die Änderungen im Zeit- und Frequenzraum bei Modenkopplung mit Güteschaltung erklären würde. In Abbildung 4.18 ist exemplarisch die Änderung der Impulsdauer  $\tau_p$  und der spektralen Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  mit dem Abstand zwischen Kristall und Endspiegel für eine Auskopplung von 9% dargestellt. In Diagramm (a) sind die Messergebnisse für kontinuierliche Modenkopplung und in (b) die für Q-switch-Modenkopplung mit AOM gezeigt. Die Impulsdauer steigt wie erwartet mit wachsendem Abstand  $s$  nahezu linear an, die spektrale Breite

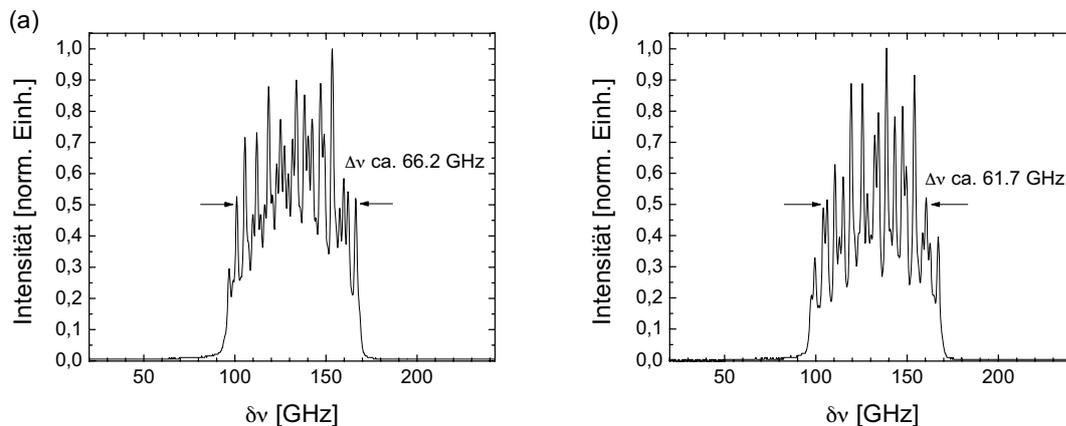


Abbildung 4.17: Vergleich der optischen Spektren im kontinuierlichen Betrieb für  $s = 600 \mu\text{m}$  (a) und  $s_{krit} = 650 \mu\text{m}$  (b).

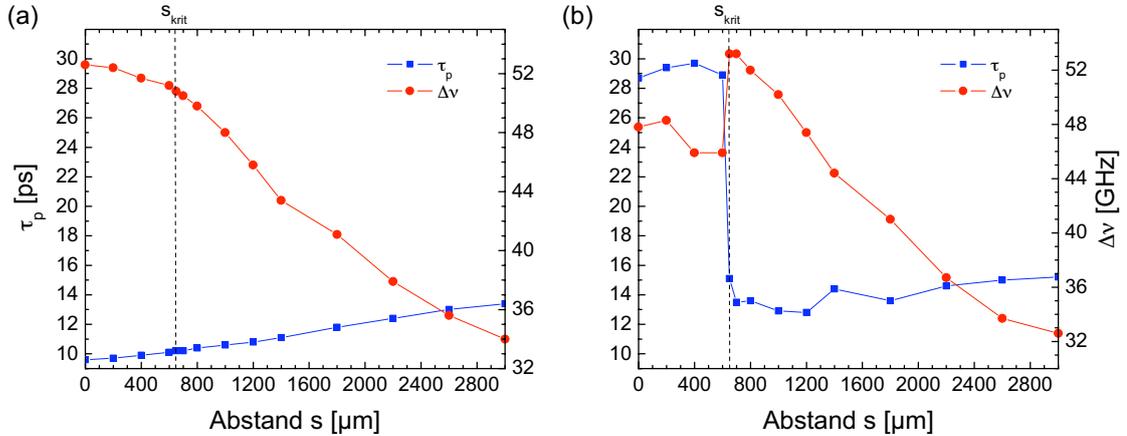


Abbildung 4.18: Abhängigkeit der Impulsdauer und der spektralen Halbwertsbreite vom Abstand  $s$  zwischen Kristall und Endspiegel für kontinuierliche (a) und Q-switch-Modenkopplung (b).

nimmt entsprechend ab. Die Impulsverlängerung beträgt etwa 4 ps und die Reduzierung von  $\Delta\nu$  etwa 18 GHz. Durch die Vergrößerung des Abstandes wird das Spatial-Hole-Burning verringert und damit die dadurch bedingte inhomogene Verbreiterung des Verstärkungsprofils. Die Impulsform stimmt über den gesamten Verschiebebereich gut mit der eines  $\text{sech}^2$ -Impulses überein. Der Verlauf des optischen Spektrums zeigt ebenfalls keine signifikante Änderung nach Verringerung des Abstandes unter den Wert von  $s_{krit} = 650 \mu\text{m}$ . Im Gegensatz dazu ergeben sich im QML-Betrieb starke Unterschiede im Autokorrelationssignal und im optischen Spektrum. In Abbildung 4.19 ist zu sehen, dass infolge der Änderung des Abstandes um  $50 \mu\text{m}$  die Impulsdauer nahezu halbiert wird. Die Impulsform stimmt nun gut mit dem  $\text{sech}^2$ -Fit überein, während für  $s = 600 \mu\text{m}$  starke Abweichungen in den Flanken und im Zentrum des Impulses zu erkennen sind. Eine endgültige Erklärung für dieses Verhalten ist im Rahmen der Arbeit nicht möglich. Der Zusammenhang mit dem Abstand  $s$  zwischen Endspiegel und Kristallendfacetten lässt jedoch darauf schließen, dass eine mit der Variation von  $s$  verbundene Änderung des Spatial-Hole-Burnings für die zu beobachtenden Auswirkungen auf die Impulse verantwortlich ist.

Neben der Anpassung der Laserparameter kann zur Optimierung des gütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs das Verlustmodulationssignal hinsichtlich Amplitude, Frequenz und Form angepasst werden. Für Rechteck- und Sinussignal ist das Erreichen der Q-switch-Modenkopplung möglich. Die Ergebnisse mit sinusförmiger Modulation liefern hinsichtlich Impulsdauer, Überhöhung und Stabilität etwas bessere Werte als

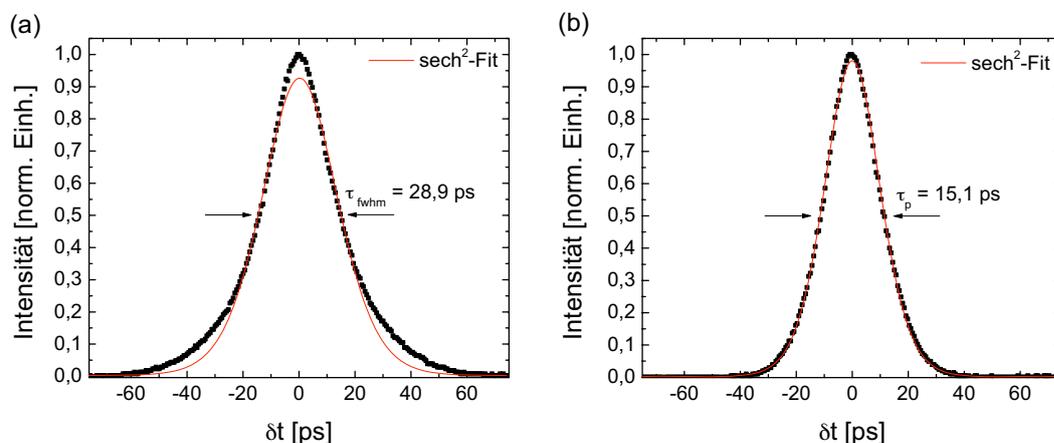


Abbildung 4.19: Vergleich der Impulsform für  $s = 600 \mu\text{m}$  (a) und  $s_{krit} = 650 \mu\text{m}$  (b) anhand der gemessenen Autokorrelationen.

mit rechteckiger Impulsform. Für die im Folgenden dargestellten Experimente wurde daher der AOM mit einem sinusförmigen Modulationssignal angesteuert, das wie folgt definiert ist:

$$U_v(t) = U_0 \cdot \sin(2\pi\nu_{ext}t) + U_0/2, \quad (4.3)$$

$\nu_{ext}$  gibt die externe Modulationsfrequenz und damit die Q-switch-Frequenz an. Die Signalamplitude (peak to peak) wird mit  $U_0$  bezeichnet. Eine stabile Q-switch-Modenkopplung kann für einen Bereich der Modulationsfrequenz  $\nu_{ext}$  von 180 bis 200 kHz erreicht werden. Für die Variation von  $\nu_{ext}$  bei konstanter Verlustamplitude  $U_0$  sind unterhalb einer Frequenz von 180 kHz Störungen in der Güteschaltung zu erkennen. Der Anstieg der Impulsfront der Q-switch-Einhüllenden verläuft deutlich flacher während der Verlauf der abfallenden Flanke unverändert bleibt. Der QML-Betrieb geht in Relaxationsoszillationen mit geringen Überhöhungen von  $h < 2$  über. Die Erhöhung der Modulationsfrequenz führt ab Werten von etwa 220 kHz zu einer geringen Amplitudenmodulation der modengekoppelten Impulse. Eine Anpassung des QML-Betriebs durch die Vergrößerung der Verlustmodulation ist nur teilweise möglich. Innerhalb des optimalen Frequenzbereichs können hinsichtlich Impulsdauer, Überhöhung, Ausgangsleistung und Stabilität deutlich bessere Ergebnisse erzielt werden. In Abbildung 4.20 ist die Abhängigkeit der Impulsdauer und der Überhöhung von der Amplitude des Modulationssignals dargestellt. Ausgehend vom kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb treten mit Einschalten der AOM-Verluste zuerst Relaxationsoszillationen auf. Diese wachsen mit zunehmender Stärke der Verlustmodulation an, bis schließlich bei

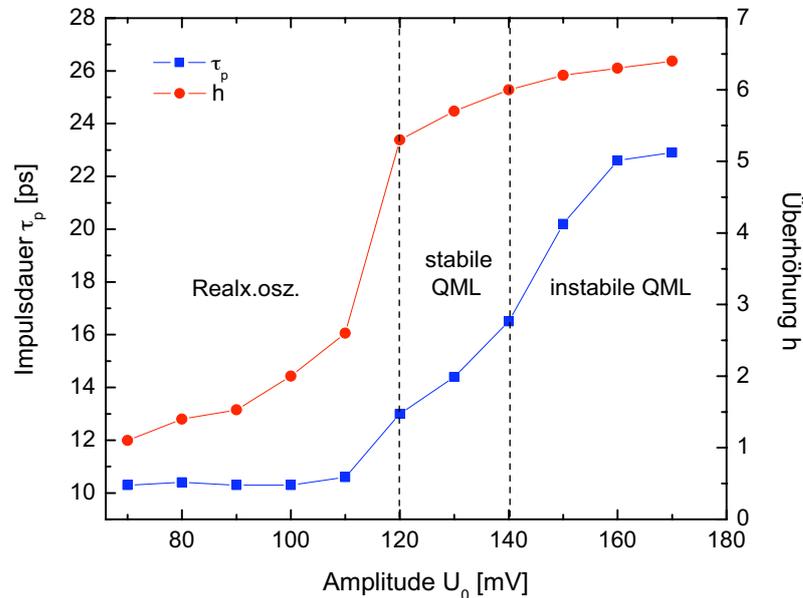


Abbildung 4.20: Abhängigkeit der Impulsdauer  $\tau_p$  und der Überhöhung  $h$  von der Verlustamplitude.

einer Amplitude von  $U_0 = 120\text{mV}$  ( $\cong V_0 \approx 0,5\%$ ) der Übergang zur QML erreicht wird. Der Bereich für stabile gütegeschaltete Modenkopplung ist bis auf  $140\text{mV}$  (ca.  $1,0\%$ ) begrenzt. Der Übergang zwischen Relaxationsoszillationen und QML ist an einer Impulsverlängerung um etwa  $3\text{ps}$  und einer Zunahme der Überhöhung von  $2,4$  auf  $5,5$  erkennbar. Für  $V_0 > 1,0\%$  wird die Verlustmodulation so stark, dass die Modenkopplung stärker gestört wird. Die gemessene Impulsform stimmt nicht mehr mit der  $\text{sech}^2$ -Näherung überein und die Impulsdauer wächst auf eine Halbwertsbreite von über  $20\text{ps}$  an.

Die hinsichtlich Impulsdauer, Überhöhung und Stabilität besten Ergebnisse im gütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb werden mit einem sinusförmigen Modulationssignal mit der Frequenz  $\nu_{ext} = 185\text{kHz}$  und der Amplitude von  $V_{0v} = 0,5\%$  erreicht. Für die Transmission des Auskoppelspiegels ist ein Wert von  $T = 9\%$  zu wählen. Für die Konfiguration erhält man die stabilsten und kürzesten Impulse für einen Abstand  $s$  zwischen Kristall und Endspiegel von  $1200\mu\text{m}$ . Die mittlere Ausgangsleistung wird im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung ohne Verlustmodulation nur um  $0,1\text{W}$  auf  $P_{out} = 7,2\text{W}$  reduziert. In Abbildung 4.21 ist die Charakterisierung der modengekoppelten Impulse dargestellt. Aus der  $\text{sech}^2$ -Näherung ergibt sich eine Impulsdauer

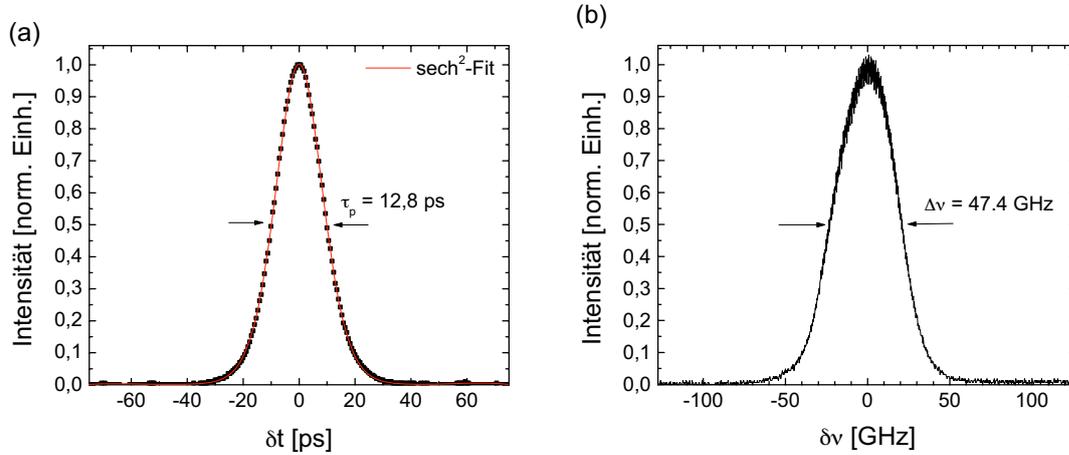


Abbildung 4.21: Autokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit gütegeschalteter Modenkopplung durch periodische Verlustmodulation mit AOM.

von  $\tau_p = 12,8$  ps. Die Impulse sind um 2 ps länger als im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung bei gleichem Abstand zwischen Kristall und Endspiegel. Die spektrale Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  beträgt 47,4 GHz. Damit liegt das Zeit-Bandbreite-Produkt bei 0,61.

Die Charakterisierung der Güteschaltung erfolgt durch Messung des elektronischen Spektrums und des zeitlichen Verlaufs der Q-switch-Einhüllenden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.22 gezeigt. Im elektronischen Spektrum (a) sind die für die gütegeschaltete Modenkopplung typischen Seitenbanden im Abstand der externen Verlustmodulationsfrequenz  $\nu_{ext} = 185$  kHz zu erkennen. Die Signal-Rausch Unterdrückung liegt hier bei  $> 45$  dB. Der Kehrwert von  $\nu_{ext}$  entspricht dem zeitlichen Abstand der Q-switch-Einhüllenden  $T_{Qsw}$  von  $5,4 \mu s$ , wie in Abbildung 4.22 (b) zu sehen ist. Die Überhöhung im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung beträgt  $h = 5,5$ . Die modengekoppelten Einzelimpulse im Zentrum der Q-switch-Einhüllenden haben eine Impulsenergie von  $0,5 \mu J$ . Die Q-switch-Impulse haben jeweils eine Gesamtenergie von etwa  $38,5 \mu J$ . Als Maß für die Stabilität der Q-switch-Modenkopplung dient die Standardabweichung der Maximalamplitude der Q-switch-Einhüllenden. Der Wert liegt bei etwa 0,5 % und damit um einen Faktor zehn kleiner als bei Selbstgüteschaltung. Die Stabilität der gütegeschalteten Modenkopplung kann durch den Einsatz eines AOM als zusätzlichen Verlustmodulator deutlich gesteigert werden im Vergleich zur selbstgüteschalteten Modenkopplung.

Die maximal erreichbare Überhöhung bleibt jedoch auch beim Einsatz des AOM auf

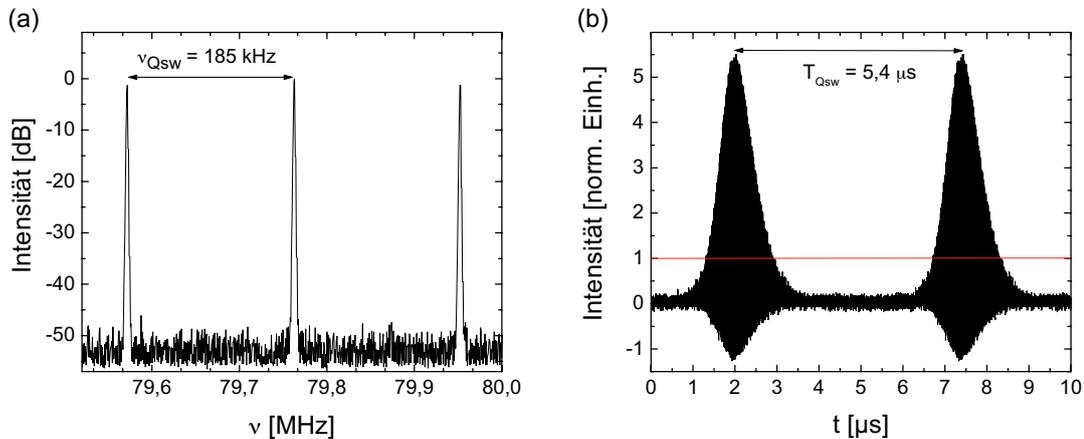


Abbildung 4.22: Radiofrequenzspektrum (a) und Oszilloskopaufnahme (b) des zeitlichen Verlaufs der Q-switch-Modenkopplung mit AOM.

Werte  $h < 6$  begrenzt. Eine stärkere Verlustmodulation verursacht eine zu starke Abschwächung der ultrakurzen Impulse zwischen den gütegeschalteten Impulsen. Die intensitätsabhängige Reflektivität des Absorbers kann aufgrund der geringen Sättigung durch die Impulse die höhere Verstärkung des spektral schmalbandigen Untergrundes nicht mehr kompensieren. Die Nettoverstärkung dieser Impulse wird geringer als die des zeitlich breiten Untergrundes. Über etwa 240 Resonatorumläufen ( $\cong 3 \mu\text{s}$ ) zwischen den Q-switch-Impulsen kann dies zur Störung der Modenkopplung führen.

#### Messung der Impulsamplituden zwischen den Q-switch-Einhüllenden

Mit Hilfe des Oszilloskops und der schnellen Photodiode wird untersucht welches Kontrastverhältnis  $K$  zwischen den Amplituden der modengekoppelten Impulse im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden und den Impulsen mit minimaler Amplitude zwischen den Q-switch-Impulsen besteht. In Abbildung 4.23 ist ein Ausschnitt von 100 ns zwischen den gütegeschalteten Impulsen zu sehen. Anhand der periodischen Signalimpulse im Abstand der Repetitionsrate der modengekoppelten Impulse von  $T_R = 12,5 \text{ ns}$  ist erkennbar, dass der Laser wie erwartet im QML-Betrieb jederzeit noch über der Schwelle liegt. Das Verhältnis  $K$  beträgt mindestens 150:1. Aufgrund der Sättigung der Photodiode kann das Kontrastverhältnis nur abgeschätzt werden.

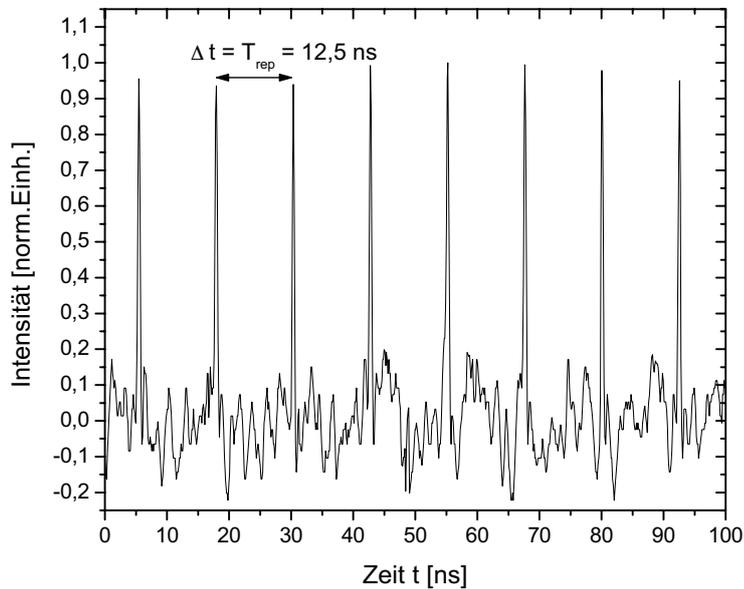


Abbildung 4.23: Oszilloskopaufnahme der modengekoppelten Impulse mit minimaler Amplitude zwischen zwei Q-switch-Einhüllenden.

### Charakterisierung von Einzelimpulsen

Bei der bisherigen Charakterisierung der modengekoppelten Einzelimpulse wurden die Intensitätsautokorrelationen und die optischen Spektren als Mittelung über alle modengekoppelten Impulse unterhalb der gütegeschalteten Einhüllenden gemessen. Um zu untersuchen, ob alle modengekoppelten Impulse unabhängig von ihrer Energie und Spitzenleistung identische Impulsdauern und spektrale Breiten besitzen, werden einzelne Impulse ausgeschnitten und charakterisiert. Dazu wird ein externer Puls-Picker bestehend aus einer Pockels-Zelle und einem Dünnschichtpolarisator aufgebaut. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 4.24 schematisch dargestellt. Die  $\lambda/2$ -Platte und die beiden ersten Dünnschichtpolarisatoren (TFP1, TFP2) dienen zur Abschwächung der Ausgangsleistung bei der Justage der Pockelszelle. Die Linse wird zur Anpassung des Laserstrahls auf die Apertur der Pockelszelle verwendet. Mit Hilfe der Pockelszelle ist bei anliegender Hochspannung unter Ausnutzung des linearen elektrooptischen Effektes eine Polarisationsdrehung möglich. Zur detaillierten Beschreibung des linearen elektrooptischen Effektes wird auf die Literatur verwiesen [96]. Durch geeignete Wahl der angelegten Spannung kann die Polarisationsrichtung der linear polarisierter Eingangsstrahlung (senkrecht zur Tischebene) um  $90^\circ$  gedreht werden. Die p-polarisierte Strah-

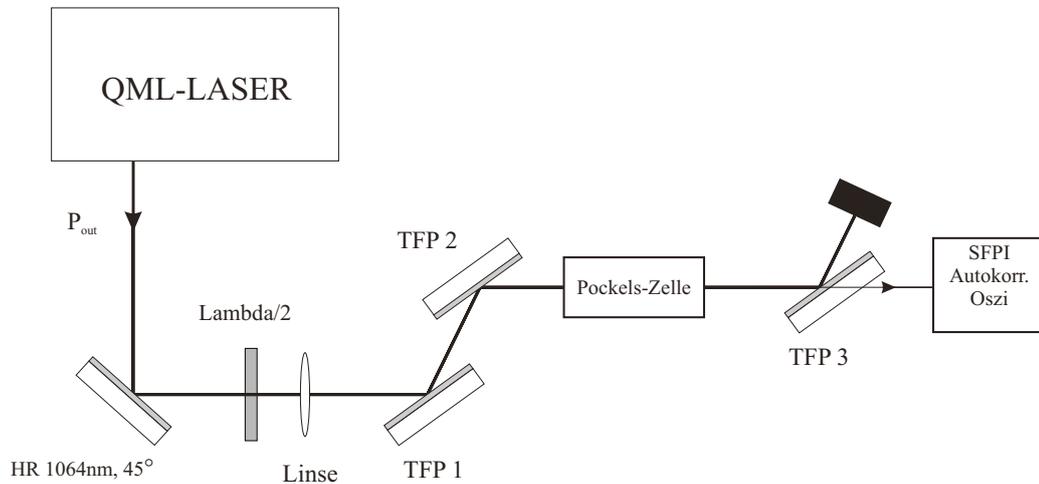


Abbildung 4.24: Schematischer Aufbau zur Charakterisierung einzelner modengekoppelter Impulse mit Hilfe eines Puls-Pickers.

lung wird nun durch den dritten Polarisator transmittiert. Während des Zeitintervalls  $\Delta t$  in dem eine Spannung an der Zelle anliegt, werden Impulse ausgeschnitten. Diese können dann zur Messung von Impulsdauer und spektraler Halbwertsbreite genutzt werden. Ohne angelegte Spannung bleibt die Polarisationsrichtung nach einem Durchgang durch die Zelle unverändert. Das s-polarisierte Licht wird an TFP3 vollständig reflektiert.

Die zur Verfügung stehende Zelle der Firma Lasermetrics enthält als elektrooptisches Medium zwei Kristalle aus Rubidium-Titanylphosphat (RTP). Dieses anisotrope Material findet breite Verwendung in elektrooptischen Modulatoren. Die wesentlichen Vorteile im Vergleich zu anderen Materialien wie BBO oder KDP sind eine relativ niedrige Schaltspannung aufgrund eines hohen elektrooptischen Koeffizienten, eine hohe Zerstörschwelle von  $1,8 \text{ GW/cm}^2$ , eine verringerte Tendenz zum Elektrochromismus [97] und das Ausbleiben von piezoelektrischen Effekten. Der Nachteil von RTP liegt in der großen Empfindlichkeit der Phasenverzögerung gegenüber Temperaturschwankungen. Dies führt zu unkontrollierten Schwankungen im Kontrast. Um dies zu kompensieren werden in RTP-Pockelszellen zwei Kristalle so hintereinander angeordnet, dass ihre Achsen um  $90^\circ$  entlang der Strahlausbreitungsrichtung gedreht sind. Dadurch können Zellen mit einem über einen weiten Temperaturbereich sehr guten Kontrast realisiert werden [98]. Die  $\lambda/2$  Spannung für die verwendete Zelle liegt bei  $U_{\lambda/2} = 1,5 \text{ kV}$ . Als Hochspannungstreiber zur Ansteuerung der Zelle wird ein zur Verfügung stehendes

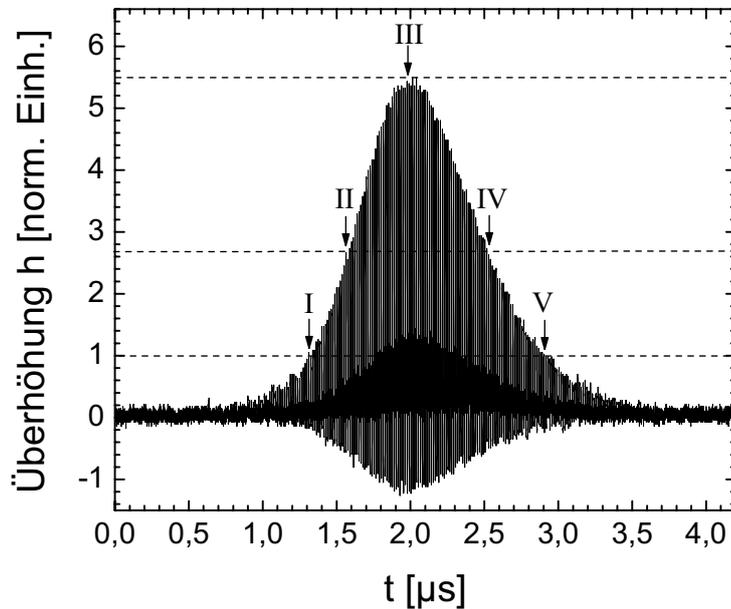


Abbildung 4.25: Darstellung der Zeitpunkte an denen modengekoppelte Impulse unter der Q-switch-Einhüllenden ausgeschnitten werden.

System der Firma Bergmann Messgeräte Entwicklung KG (BME) mit der Bezeichnung PCD-8 eingesetzt. Diese neuartigen Treibersysteme erlauben Wiederholraten größer 200 kHz und damit das Ausschneiden der Impulse mit der Q-switch-Frequenz von  $\nu_{Qsw} = 185$  kHz [99]. Die Erzeugung der Triggersignale für den Treiber wird durch zwei digitale Delaygeneratoren von BME (Typ BME G02p) vorgenommen. Die TTL-Triggersignale ermöglichen mit einer Auflösung von 25 ps eine genaue Einstellung des Zeitpunktes und der Dauer der Hochspannungsimpulse. Die Triggerung der Delaygeneratoren auf die Wiederholrate der Q-switch-Impulse erfolgt durch das TTL-Signal des Frequenzgenerators, der das periodische Verlustmodulationssignal für den AOM erzeugt.

Zur Charakterisierung werden modengekoppelte Impulse zu 5 Zeitpunkten verteilt über die Q-switch-Einhüllende ausgeschnitten (siehe Abbildung 4.25). Die Amplitude der modengekoppelten Impulse zu den Zeitpunkten I (Impulsfront) und V (Impulsflanke) entsprechen mit der Überhöhung von  $h = 1$  der im kontinuierlich Modenkopplungsbetrieb. Neben den Impulsen im Maximum der Q-switch-Einhüllenden (III) werden zusätzlich bei II und V beim halben Wert  $h_{1/2} \approx 2,75$  der maximalen Überhöhung die Intensitätsautokorrelation und das optische Spektrum der ausgeschnittenen Ein-

zelimpulse gemessen. Durch TFP3 wird ohne anliegende Spannung an der Zelle ein Untergrund mit der Leistung  $P_u = 10 \text{ mW}$  transmittiert. Dies entspricht bei einer einfallenden Leistung von  $7,1 \text{ W}$  einem Kontrastverhältnis von größer  $700:1$ . Der für die Durchführung der Messung zur Verfügung stehende Hochspannungstreiber liefert eine Maximalspannung von nur  $900 \text{ V}$ . Die für die Pockelszelle benötigte  $\lambda/2$ -Spannung beträgt jedoch etwa  $1,5 \text{ kV}$ . Das eingestrahlte s-polarisierte Laserlicht kann somit nicht vollständig auf p-Polarisation gedreht werden. Daher steht nur etwa  $60\%$  der Leistung eines Impulses für die Charakterisierung zur Verfügung. Das Kontrastverhältnis eines gepickten Impulses zu einem Impuls aus dem Untergrund liegt mit größer  $400:1$  immer noch ausreichend hoch.

Der Autokorrelator und das Scanning-Fabry-Perot Interferometer mitteln bei den Messungen jedoch über viele Impulse. Für die Messung ist daher das Verhältnis der mittleren Leistung zwischen dem Untergrund  $P_u$  und dem gepickten Impulsen  $P_{pick}$  entscheidend. Um aussagekräftige Ergebnisse für die Charakterisierung der ausgeschnittenen Impulse aus den Bereichen mit geringerer Impulsenergie (I, II, IV, V) zu erhalten, wird  $P_{pick}$  durch eine Vergrößerung des Zeitfensters für das Ausschneiden der Impulse erhöht. Dadurch werden mehrere modengekoppelte Impulse ausgeschnitten. Aufgrund der großen Anzahl modengekoppelter Impulse unter der Q-switch-Einhüllenden und der geringen Modulationstiefe des Absorbers sollten möglicherweise existierende Unterschiede zwischen benachbarten Impulsen nur gering sein. Die Messung der Impulsdauer und der spektralen Halbwertsbreite wird durch die Mittelung über mehrere Nachbarimpulse (maximal fünf) nicht beeinflusst. Die Anzahl  $n$  der ausgeschnittenen Impulse wird dabei abhängig von der Position so gewählt, dass die mittlere Leistung  $P_{pick}$  etwa dem Wert bei Ausschneiden eines Impulses aus dem Maximum der Q-switch-Einhüllenden (I) entspricht. Das Verhältnis der mittleren Leistungen  $P_u/P_{pick}$  weist somit für alle Positionen mindestens einen Wert von sechs auf. In den Messungen für die Impulsdauer liegt das Kontrastverhältnis sogar etwa bei einem Faktor 36. Dieser Wert ergibt sich daraus, dass bei der Autokorrelationsmessung das frequenzverdoppelte Signal  $I_{2\omega}$  der Eingangsstrahlung detektiert wird und dieses proportional zum Quadrat der Fundamentalstrahlung  $I_\omega$  ist. Die Charakterisierung von einzelnen Impulsen mit sehr kleiner Amplitude zwischen den Q-switch-Impulsen ist wegen der geringen Leistung nicht möglich. Durch das Ausschneiden der modengekoppelten Impulse über einen Zeitbereich von  $dt = 2 \mu\text{s}$  wird nur eine Leistung von etwa  $32 \text{ mW}$  gemessen. Die Charakterisierung der Impulse über  $2 \mu\text{s}$  bedeutet jedoch eine Mittelung über 160 Impulse und liefert somit keine Information über einzelne Impulse. Die Messergebnisse für die Impulsdauer und die spektrale Halbwertsbreite gemittelt über 160 Impulse stimmen mit den in Tabelle 4.5 angegebenen Werten ohne Pulspicken überein. Die Messung

Zeitpunkt	h	n	$\tau_p$ [ps]	$\Delta\nu$ [GHz]
I	1	5	13,4	46,4
II	2,75	2	13,3	45,6
III	5,5	1	13,2	45,2
IV	2,75	2	13,2	47,4
V	1	5	13,1	47,7
ohne Pulspicken			13,2	47,2

Tabelle 4.5: Vergleich der Impulsdauern und der spektralen Halbwertsbreiten. Dabei gibt n die Anzahl der Impulse an, die zur Charakterisierung an der jeweiligen Position verwendet wurde.

der Leistung der 160 Impulse ermöglicht eine genauere Abschätzung des Kontrastverhältnisses  $K$  der Amplituden im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden zu den Impulsen mit kleiner Amplitude dazwischen. Es ergibt sich hier ein Wert von  $K \approx 200$ . Die Ergebnisse hinsichtlich der Impulsdauer  $\tau_p$  und der spektralen Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Die jeweils durch einen  $\text{sech}^2$ -Fit bestimmten Impulsdauern unterscheiden sich nur um  $\pm 0,15$  ps. Die Unterschiede in der spektralen Halbwertsbreite sind mit  $\pm 2,6\%$  etwas größer. Im Rahmen der Messgenauigkeit können die festgestellten Unterschiede vernachlässigt werden. Eine endgültige Aussage über das Verhalten der Impulsdauer in Abhängigkeit der Amplitude und damit der Impulsenergie ist im Experiment jedoch nicht möglich, da die Impulse mit sehr geringen Amplituden nicht einzeln charakterisiert werden können.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse belegen, dass durch die Trennung von Gütemodulation und Modenkopplung eine deutliche Verbesserung der Stabilität des QML-Betriebs im Vergleich zur Selbstgüteschaltung erreicht werden konnte. Durch den Einsatz eines akustooptischen Modulators und eines sättigbaren Halbleiterabsorbers wurde ein Laser mit definierter langzeitstabiler gütegeschalteter Modekopplung realisiert. Der entwickelte Oszillator emittiert Bursts aus ultrakurzen Impulse mit Dauern von etwa 13 ps und maximalen Impulsenergien von  $0,5 \mu\text{J}$  bei einer mittleren Leistung von 7,2 W.

## 4.5 Numerische Simulation des Nd:YVO<sub>4</sub> -Lasers mit Q-switch-Modenkopplung

Zur theoretischen Beschreibung der gütegeschalteten Modenkopplung wird im folgenden Abschnitt ein geeignetes numerisches Modell vorgestellt. Zum einen dienen die Simulationen zur Verifizierung der experimentellen Ergebnisse. Darüber hinaus wird das Modell aufgrund der einfacheren Variation der Laserparameter zur Optimierung des gütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs eingesetzt. Insbesondere ermöglicht die Simulation im Gegensatz zum Experiment eine Aussage darüber, ob durch die Anpassung der Eigenschaften des Halbleiterabsorbers eine signifikante Steigerung der Überhöhung ohne Störung der Modenkopplung möglich ist.

### 4.5.1 Theoretische Grundlagen

Die analytische Beschreibung von modengekoppelten Oszillatoren erfolgt mit Hilfe der sogenannten Mastergleichung [55, 56, 58]. Die Verwendung der Mastergleichung ist gültig unter der Annahme, dass lineare und nichtlineare Effekte der einzelnen Resonatorelemente pro Umlauf nur kleine Änderungen hervorrufen. Diese Bedingung ist notwendig, um die Reihenfolge der Elemente im Resonator vernachlässigen zu können und die Wirkung der Operatoren nur in linearer Näherung zu betrachten. Zur Formulierung der Gleichung wird darüber hinaus eine neue Zeit  $T$  eingeführt. Während die Zeit  $t$  die Zeitabhängigkeit der Impulseinhüllenden  $A(T, t)$  innerhalb eines Resonatorumlaufs berücksichtigt, beschreibt  $T$  die Änderung nach mehreren Umläufen im Resonator. Die allgemeine Form der Mastergleichung lautet:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \sum_k \Delta A_k(T, t) = \sum_k O_k(|A|, t) A(T, t). \quad (4.4)$$

Die Änderung der Impulseinhüllenden nach der Resonatorumlauftzeit  $T_R$  muss gleich der Summe der Wirkungen der Operatoren  $O_k$  der einzelnen Resonatorelemente sein. Die Mastergleichung ist analytisch lösbar, jedoch nur für wenige Spezialfälle [101]. Die Mastergleichung für die Modenkopplung mit einem sättigbarem Absorber lautet [39]:

$$\begin{aligned} T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = & \left( -iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A|^2 \right) A \\ & + \left( g(T) - l + D_{g,f} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(T, t) \right) A. \end{aligned} \quad (4.5)$$

$A(T,t)$  beschreibt die Einhüllende des elektrischen Feldes.  $T_R$  gibt die Resonatorumlaufzeit,  $D$  den Dispersionsparameter,  $\delta$  den Selbstphasenmodulationskoeffizienten,  $D_{g,f}$  die Verstärkungsdispersion,  $l$  die Gesamtverluste des Resonators pro Umlauf,  $g$  die Verstärkung des aktiven Mediums und  $q(T,t)$  den Verlustkoeffizienten des Absorbers an.

Die zeitliche Entwicklung der Verstärkung wird durch folgende Ratengleichung beschrieben:

$$\frac{dg}{dT} = -\frac{g - g_0}{\tau_L} + g \frac{P_{cw}}{E_{sat,L}}. \quad (4.6)$$

Dabei gibt  $g_0$  die Kleinsignalverstärkung,  $\tau_L$  die Lebendauer des oberen Laserniveaus,  $E_{sat,L}$  die Sättigungsenergie der Verstärkung und  $P_{cw}$  die mittlere resonatorinterne Leistung an. Für Festkörpermateriale ist der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission des Laserübergangs im Vergleich zu Farbstoffen oder Halbleitern relativ klein, daher kann die Verstärkungssättigung über einen einzelnen Impuls vernachlässigt werden. Die Verstärkung sättigt über viele Resonatorumläufe mit der mittleren Leistung  $P_{cw}$ . Da  $\tau_L$  viel größer ist als  $T_R$ , kann bei kontinuierlicher Modenkopplung der Relaxationsterm in Gleichung 4.6 vernachlässigt werden. Es ergibt sich dann für die Verstärkung  $g(T)$ :

$$g(T) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{cw}}{P_{sat,L}}}. \quad (4.7)$$

Die Sättigung der Verstärkung wird durch das Verhältnis von  $P_{cw}$  zur Sättigungsleistung des Verstärkungsmediums bestimmt.

Für die zeitliche Änderung der Absorberverluste  $q(t)$  ergibt sich allgemein folgende zur Verstärkung analoge Ratengleichung:

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q - q_0}{\tau_A} + q \frac{|A(T,t)|^2}{E_{sat,A}}. \quad (4.8)$$

Die sättigbaren Kleinsignalverluste des Absorbers werden mit  $q_0$ , die Relaxationszeit des Absorbers mit  $\tau_A$  und die Sättigungsenergie des Absorbers mit  $E_{sat,A}$  angegeben. Im Gegensatz zur Verstärkung muss Gleichung 4.8 über den zeitlichen Verlauf eines modengekoppelten Impulses gelöst werden, da die Relaxationszeit des Absorbers in Größenordnung der Impulsdauer liegt und die Absorberverluste mit der Momentanleistung variieren.

Eine analytische Lösung der Mastergleichung 4.8 ist bereits für die kontinuierliche Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber, wie er in den Experimenten

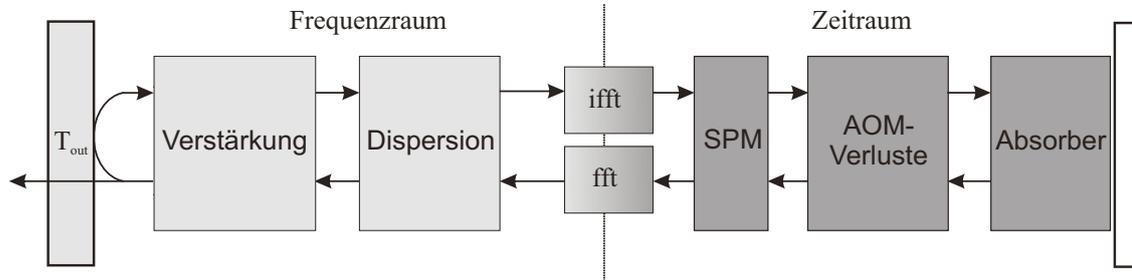


Abbildung 4.26: Numerisches Modell zur Simulation eines Resonatorumlaufs des QML-Lasers.

eingesetzt wurde, nicht möglich. Daher ist es zur Erlangung eines besseren physikalischen Verständnisses insbesondere der gütegeschalteten Modenkopplung die numerische Lösung der Mastergleichung unter Berücksichtigung der zeitlichen Evolution der Verstärkung  $g(T)$  und der Absorberverluste  $q(T,t)$  notwendig.

### 4.5.2 Das Simulationsmodell

Das numerische Modell zur Beschreibung der kontinuierlichen Modenkopplung und der gütegeschalteten Modenkopplung ist in Abbildung 4.26 schematisch dargestellt. Zur vollständigen Beschreibung müssen die Verstärkung, die Resonatorverluste, die Dispersion, die Selbstphasenmodulation und der sättigbare Absorber berücksichtigt werden. Für die Q-switch-Modenkopplung mit akustooptischem Modulator sind zusätzlich die periodischen Verluste des AOM in das Modell zu integrieren. Die Berechnung der Wirkung der einzelnen Effekte auf die Laserstrahlung erfolgt mit Hilfe der sogenannten Split-Step-Fourier-Methode (SSFM) [100]. Dabei werden die linearen (proportional zu  $A(T,t)$ ) bzw. die nichtlinearen Operatoren (proportional zu  $|A(T,t)|^2$ ) aus Gleichung 4.5 im Frequenz- bzw. Zeitbild berücksichtigt. Die Zeitauflösung der SSFM entspricht dabei der Resonatorumlaufzeit  $T_R$ . Im Frequenzraum erfolgt die Berechnung der Auskoppelverluste, der Verstärkung und der Dispersion. Die Wirkung der Selbstphasenmodulation, der intensitätsabhängigen Absorberverluste und der Verlustmodulation des AOM werden im Zeitraum berücksichtigt. Zur Transformation des elektrischen Feldes vom Zeit in den Frequenzraum wird die Fast-Fourier-Transformation (FFT) verwendet. Analog dazu wird zur Rücktransformation die inverse Fast-Fourier-Transformation (iFFT) eingesetzt. Als Konsequenz aus der Benutzung der FFT muss

die durch die Zeitauflösung bestimmte Anzahl der Diskretisierungspunkte  $N$  einer Zweierpotenz ( $N=2^x$ ) entsprechen. Der FFT-Algorithmus erlaubt so eine Reduzierung des Rechenaufwandes von  $O(N^2)$  für eine diskrete Fouriertransformation auf  $O(N \cdot \log(N))$ . Neben einer hohen Zeitauflösung  $dt$  muss ebenfalls auf eine ausreichend hohe Frequenzauflösung  $df$  geachtet werden. Die Frequenzauflösung ist dabei durch  $dt$  und  $N$  bestimmt:  $df = \frac{1}{dt \cdot N}$ . Darüber hinaus ist darauf zu achten, dass das Nyquist-Kriterium erfüllt wird. Die maximal darstellbare Frequenz ist demnach durch  $f_{max} = 1/2dt$  gegeben. Es werden so viele Resonatorumläufe berechnet, bis ein stationärer Zustand bezüglich der wichtigen Laserparameter wie mittlerer Ausgangsleistung, Impulsdauer und Überhöhung erreicht worden ist.

Im Folgenden wird diskutiert, wie die einzelnen Effekte während eines Resonatorumlaufs in der Simulation beschrieben werden. Die Gesamtverluste des Resonators  $T_{ges}$  setzen sich aus der Transmission des Auskoppelspiegels  $T_{out}$  und den sonstigen Verlusten  $T_S$  (z.B. Streuung) zusammen. Die Differentialgleichung für die Verstärkung 4.6 wird mit Hilfe des Runge-Kutta Verfahrens 4. Ordnung gelöst. Dadurch ergibt sich der Verstärkungsfaktor  $g$  für die Zentralfrequenz des Laserübergangs. Die Berechnung der Verstärkung des elektrischen Feldes erfolgt im Frequenzraum unter Berücksichtigung des lorenzförmigen Verstärkungsprofils. Nach einem Durchgang durch das Lasermedium ergibt sich für die elektrische Feldstärke  $A_{aus}$ :

$$A_{aus} = A_{ein} \cdot \exp(g(\nu))/2 \quad (4.9)$$

$$= A_{ein} \cdot \exp \left[ \frac{g}{2 \cdot \left( 1 + 4 \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_g} \right)^2 \right)} \right]. \quad (4.10)$$

Dabei wird Momentanfrequenz durch  $\nu$ , die Zentralfrequenz durch  $\nu_0$  und die effektive Verstärkungsbandbreite des Laserübergangs durch  $\Delta\nu_g$  angegeben. Für die effektive Verstärkungsbandbreite ergibt sich aufgrund der Sättigung der Verstärkung folgender Ausdruck:

$$\nu_g = \nu_L \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{P_{ges}}{P_{sat}} \right)}. \quad (4.11)$$

Die Verstärkungsbandbreite des Laserübergangs ist durch  $\nu_L$  angegeben. Für die innerhalb des Resonators auftretende Dispersion gilt im Frequenzraum:

$$A_{aus}(\nu) = A_{ein}(\nu) \cdot e^{-i4\pi^2 D(\nu - \nu_0)^2}. \quad (4.12)$$

$D$  bezeichnet den Dispersionsparameter. Die Dispersion wird im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb im wesentlichen durch den Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall bestimmt, da die

Dispersion der Luft im Pikosekundenbereich vernachlässigbar ist. Für die Q-switch-Modenkopplung mit AOM ist zusätzlich die Dispersion des Fused Silica Kristalls zu berücksichtigen. Die Impulsverlängerung durch Dispersion ist im ps-Bereich nur sehr gering.

Für die Intensitätsabhängige Phasenverschiebung durch Selbstphasenmodulation gilt:

$$A_{aus}(t) = A_{ein}(t) \cdot e^{-in_2kLI(t)}, \quad (4.13)$$

dabei ist  $I(t)$  die Intensität der Laserstrahlung,  $n_2$  der nichtlineare Brechungsindex,  $k$  der Wellenvektor und  $L$  die Länge des Mediums. Analog zur Dispersion ergibt sich die Selbstphasenmodulation innerhalb eines Resonatorumlaufs durch den Anteil des Laserkristalls und nach Einbringen durch den Beitrag des AOM-Kristalls.

Die Änderung der sättigbaren Verluste des Halbleiterabsorbers wird durch die Ratengleichung 4.8 beschrieben. Diese Differentialgleichung wird ebenfalls mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens 4. Ordnung numerisch integriert. Die Integrationsschrittweite entspricht dabei der zur Diskretisierung eines Impulses verwendeten Zeitauflösung  $dt$ . Die Gleichung muss im Gegensatz zur Verstärkung pro Resonatorumlauf einmal gelöst werden und bestimmt somit in Abhängigkeit von  $dt$  den Rechenaufwand. Das vom Absorber reflektierte Feld  $A(t)$  zum Zeitpunkt  $t$  ergibt sich zu

$$A_{aus}(t) = A_{ein}(t) \cdot \sqrt{1 - 2q_0 - R_{ns}}. \quad (4.14)$$

Da die sättigbare Absorption  $q_0$  und die nichtsättigbare Absorption  $R_{ns}$  jeweils viel kleiner als 1 sind, kann die Absorption als linearer Verlust angenähert werden. Wie in Abschnitt 4.2 genannt, liegen zu den verwendeten Absorbern vom Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik keine Informationen über  $E_{sat}$ ,  $q_0$ ,  $R_{ns}$  und  $\tau_A$  vor. Daher werden die für die Absorber der Firma Batop bekannten Werte als Ausgangspunkt verwendet.

Die Simulation der Q-switch-Modenkopplung mit Hilfe des akustooptischen Modulators erfordert die Berücksichtigung der periodischen Verluste. Das elektrische Feld  $A(T,t)$  erfährt eine sinusförmige Verlustmodulation

$$A_{aus}(T,t) = A_{ein}(T,t) \cdot \sqrt{1 - (V_0/2 \cdot \sin(2\pi\nu_{ext}T) + V_0/2)}. \quad (4.15)$$

Durch die externe Modulationsfrequenz der Verluste  $\nu_{ext}$  im Bereich der Relaxationsfrequenz ist die Wiederholrate der güteschalteten Impulse festgelegt. Da  $T_{qsw} = 1/\nu_{ext} \gg T_R$  ist, können die Verluste durch den AOM für einen modengekoppelten Impuls als konstant angesehen werden.

Die Eingangsparameter der Simulation sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst. Für

Parameter	Wert
Auskopplung $T_{out}$ [%]	9, 16
sonstige Verluste $T_s$ [%]	1
Resonatorumlaufzeit $T_R$ [ns]	12,5
<b>Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall</b>	
Kristalllänge $L$ [mm]	8
Lebensdauer $\tau$ [ $\mu$ s]	100
Kleinsignalverstärkung $g_0$	2,2
Sättigungsleistung $P_{sat}$ [W]	4,5
Dispersionsparameter $D$ [fs <sup>2</sup> ]	2250
nichtlin. Brechungsindex $n_2$ [ $10^{-20}$ mm <sup>2</sup> /W]	10
<b>BATOP Absorber</b>	
sättigbare Absorption $q_0$ [%]	0,6
nichtsättigbare Absorption [%]	0,8
Relaxationszeit $\tau_A$ [ps]	10
Sättigungsenergiedichte $F_{sat,A}$ [ $\mu$ J/cm <sup>2</sup> ]	70
<b>AOM-Kristall</b>	
Dispersionsparameter $D$ [fs <sup>2</sup> ]	3400
nichtlin. Brechungsindex $n_2$ [ $10^{-20}$ mm <sup>2</sup> /W]	2,5

Tabelle 4.6: Eingangsparameter für die numerische Simulation.

die kontinuierliche Modenkopplung und die gütegeschaltete Modenkopplung mit AOM wird eine Auskopplung von  $T_{out} = 9\%$  verwendet. Zur Simulation der selbstgüteschalteten Modenkopplung beträgt der Eingangswert für den Auskoppelgrad  $16\%$ . Die Kleinsignalverstärkung  $g_0$  wird unter Berücksichtigung der Verluste und der Relaxationsfrequenz bestimmt [82]. Die Sättigungsleistung und die sonstigen Verluste ergeben sich als Fitparameter aus der Rigrod-Analyse (siehe Abschnitt 4.1.5). Als Startwerte für den Absorber werden die Eigenschaften der BATOP-Absorber für die Simulation benutzt. Die nichtsättigbaren Verluste müssen dabei noch zu den sonstigen Verlusten hinzuaddiert werden. Im selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb muss zusätzlich die durch den AOM-Kristall verursachte Selbstphasenmodulation und Dispersion pro Resonatorumlauf integriert werden.

Die Implementierung und Lösung des numerischen Modells erfolgt mit Hilfe des Programms Matlab. Zur Reduzierung der Rechenzeit werden die Simulationen auf den

Linux-Clustern des Rechenzentrums der TU Kaiserslautern durchgeführt. Die Dauer einer Simulationsrechnung bis zum Erreichen des stationären Zustands für die gütegeschaltete Modenkopplung liegt mit ausreichend hoher Auflösung bei etwa 10 h. Zur Integration des verstärkten Spatial-Hole-Burnings müssten alle longitudinalen Moden beachtet werden, die über die Schwelle gelangen. Dies würde aufgrund der großen Anzahl longitudinaler Moden zu sehr großen Rechenzeiten führen. Daher konnte das Spatial-Hole-Burning in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen nicht berücksichtigt werden. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Impulsqualität vom Abstand  $s$  zwischen Endspiegel und Kristall ist somit nicht möglich. Zudem sind, wie bereits oben erläutert, die wichtigen Absorberkenngrößen zur Beschreibung der Modenkopplung mit FBH-Absorbern nicht bekannt. Aufgrund dieser Einschränkungen erlaubt das numerische Modell nur eine qualitative Beschreibung der Modenkopplung.

### 4.5.3 Ergebnisse der Simulation

Das numerische Modell wurde zuerst für die kontinuierliche Modenkopplung gelöst. Zur Verbesserung der Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den Simulationsergebnissen werden die Eigenschaften der FBH-Absorber ausgehend von bekannten Werten der BATOP Absorber angepasst. Dazu wird ein Vergleich zwischen den Absorbern anhand der experimentellen Ergebnisse herangezogen. Um vergleichbare Impulsdauern zu erreichen, muss für die BATOP-Absorber eine niedrigere Auskopplung verwendet werden. Dies entspricht einer höheren resonatorinternen Leistung und somit einer größeren Impulsenergiedichte auf dem Absorber. Die Sättigungsenergie  $E_{sat}$  der FBH-Absorber ist daher geringer als die der BATOP-Absorber. Die nichtsättigbaren Verluste unterscheiden sich nicht wesentlich, da die mittleren Ausgangsleistungen bei gleicher Auskopplung nur um maximal 100 mW voneinander abweichen. Insgesamt ließen sich mit den FBH-Absorbern etwa 10 % kürzere Impulsdauern erzielen. Da die Impulsdauer antiproportional zu  $\Delta R$  ist, muss die Modulationstiefe des FBH-Absorbers geringfügig größer sein als der Wert von  $\Delta R = 1,2\%$  für den BATOP-Absorber sein.

#### **kontinuierliche Modenkopplung**

Ein stationärer Zustand für die kontinuierliche Modenkopplung hinsichtlich der Impulsdauer und der spektralen Halbwertsbreite wird nach etwa 18000 Resonatorumläufen erreicht. Das entspricht einer Aufbauzeit für die Modenkopplung von ca.  $225 \mu s$ . Dieser Wert stimmt relativ gut mit der nach Gleichung 2.28 abschätzbaren Aufbauzeit der Modenkopplung für die BATOP-Absorber von  $\tau_{mod} \approx 200 \mu s$  überein. Mit den Angaben zu den BATOP-Absorbern als Eingangsparameter ergibt sich eine mittlere

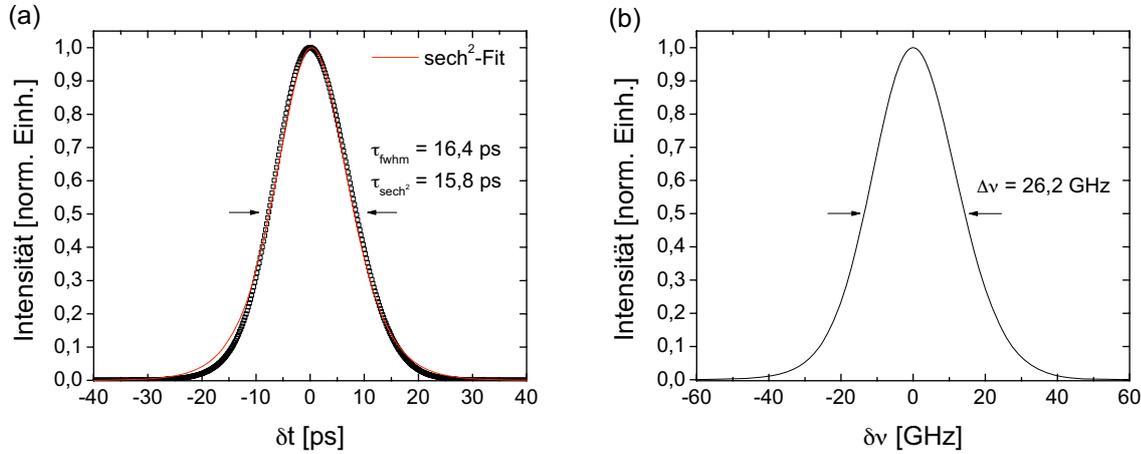


Abbildung 4.27: Zeitlicher (a) und spektraler Verlauf (b) der Impulse des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit kontinuierlicher Modenkopplung.

Ausgangsleistung von 7,3 W bei einer Transmission des Auskoppelspiegels von  $T = 7\%$ . Die Impulsdauer wird zu  $\tau_p = 17,8$  ps bestimmt. Die zugehörige spektrale Breite im Frequenzraum beträgt  $\Delta\nu = 25,3$  GHz und das Zeit-Bandbreite-Produkt ergibt sich zu 0,45. Zur Simulation des FBH-Absorbers wird die Sättigungsenergiedichte im Verhältnis der Auskoppelspiegel auf etwa 80% des Wertes des BATOP-Absorbers reduziert. Die mit dem FBH-Absorber im Experiment erreichbare Impulsverkürzung von etwa 10% wird in den Simulationen durch die Erhöhung der Modulationstiefe auf 1,4% erreicht.

Für die angenäherten Eigenschaften des FBH-Absorbers liefert das numerische Modell eine mittlere Ausgangsleistung von 7,4 W mit einer Auskopplung von  $T = 9\%$ . In Abbildung 4.27 ist der zeitliche (a) und der spektrale Verlauf (b) der Intensität der modengekoppelten Impulse exemplarisch für den FBH-Absorber dargestellt. Im Unterschied zum aufgrund des Meßprinzips immer symmetrischen Autokorrelationssignals zeigt die Simulation den realen Verlauf für die Modenkopplung mit einem langsamem sättigbarem Absorber. Da die Relaxationszeit  $\tau_A$  in der Größenordnung der Impulsdauer  $\tau_p$  liegt, wird die vordere Flanke des Impulses durch die sättigbare Absorption stärker abgeschwächt. Dadurch ergibt sich ein leicht asymmetrischer Verlauf im Vergleich mit der  $\text{sech}^2$ -Näherung, die in Abbildung 4.27 (a) zu sehen ist. Die Asymmetrie nimmt mit kleiner werdender Impulsdauer zu. Für die Dauer der Impulse ergibt sich ein Wert von  $\tau_p = 16,4$  ps. Aus dem spektralen Verlauf (b) wird die Halbwertsbreite zu  $\Delta\nu = 26,2$  GHz bestimmt. Damit ergibt sich für das Zeit-Bandbreite-Produkt

$TBP = 0,43$ . Die berechneten Werte für die Impulsdauer bzw. die spektrale Breite sind deutlich länger bzw. schmaler als im Experiment, da wie bereits erläutert die Impulsverkürzung durch das verstärkte Spatial-Hole-Burning (SHB) infolge der Gain-at-the-End-Anordnung im Simulationsmodell nicht berücksichtigt werden konnte. Ein direkter experimenteller Vergleich zwischen einem Gain-at-the-End und Gain-in-the-Middle Aufbau im Experiment mit jeweils identischen Laserparametern zeigt eine Impulsverlängerung um etwa einen Faktor zwei [102]. Somit wird die kontinuierliche Modenkopplung ohne SHB durch die numerische Lösung in guter Näherung beschrieben.

### Selbstgüteschaltung

Der Übergang zum selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetrieb erfolgt wie im Experiment durch die Reduzierung der Impulsenergieichte auf dem Absorber. Dazu wird die Transmission des Auskoppelspiegels erhöht. Ab einer Auskopplung von  $T = 13\%$  treten Relaxationsoszillationen auf (siehe Abbildung 4.28 (a)). Die Frequenz der Relaxationsoszillationen beträgt etwa 203 kHz. Für eine Transmission von  $T = 16\%$  ergibt sich der in Abbildung 4.28 (b) dargestellte zeitliche Verlauf des selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetriebs mit einer mittleren Ausgangsleistung von 7,4 W. Die Periodendauer der Q-switch-Einhüllenden liegt bei  $T_{Qsw} = 5,98 \mu s$  und entspricht einer Frequenz von  $\nu_{Qsw} = 162$  kHz. Der Kontrast  $K$ , d.h. das Verhältnis der Energie der Einzelimpulse im Maximum der gütegeschalteten Einhüllenden zur Energie der modengekoppelten Impulse zwischen den gütegeschalteten Impulsen, beträgt ca. 200. Für die Überhöhung im Vergleich zur cw-Modenkopplung ergibt sich ein maximaler Wert von etwa 5,6. Der Impuls aus dem Zentrum jedes gütegeschalteten Impulses hat somit eine Energie von  $E_p \approx 540$  nJ. Die Gesamtenergie eines gütegeschalteten Impulses kann zu etwa  $43 \mu J$  bestimmt werden. Die Simulationsergebnisse zur Charakterisierung der Güteschaltung stimmen mit den experimentell gemessenen Werten gut überein, wie in Tabelle 4.7 zu sehen. In Übereinstimmung zum Experiment werden die modengekoppelten Einzelimpulse unter der gütegeschalteten Einhüllenden zeitlich verbreitert (siehe Abbildung 4.29). Mit einer Impulsdauer von  $\tau_p = 25$  ps ergibt sich in eine relative Verlängerung gegenüber dem kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb von etwa 52%. Die Halbwertsbreite des Impulses im Frequenzraum wird entsprechend auf  $\Delta\nu = 17,8$  GHz reduziert. Das Zeit-Bandbreite-Produkt bleibt unverändert bei 0,46. Die etwas größeren relativen Unterschiede in den spektralen Breiten zwischen Experiment und Simulation bzw. kontinuierlichem und selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetrieb in den Simulationen ist auf die unterschiedliche Verbreiterung der Spektren durch die Selbstphasenmodulation zurückzuführen.

	Simulation	Experiment
mittlere Leistung [W]	7,4	7,4
Q-switch-Frequenz [kHz]	162	172
Überhöhung h	5,6	5,8
Gesamtenergie pro Q-switch-Impulse $E_{Qsw}$ [ $\mu$ J]	43	ca.42
max. Einzelimpulsenergie $E_p$ [ $\mu$ J]	0.52	0,54
Impulsdauer $\tau_p$ [ps]	25	15,9
spektrale Breite $\Delta\nu$ [GHz]	18,4	33,5

Tabelle 4.7: Vergleich der Ergebnisse der Selbstgüteschaltung zwischen Simulation und Experiment.

Der Stabilitätsbereich für die Q-switch-Modenkopplung, indem die Laserparameter variiert werden können, ist in den Simulationen ebenfalls relativ klein. Die Impulsenergie-dichte kann durch die Transmission um  $\pm 1\%$  um den optimalen Wert von 16 % und die Kleinsignalverstärkung um etwa  $\pm 5\%$  um  $g_0 = 2,2$  geändert werden. Eine Vergrößerung der Transmission führt zu einer Zunahme der Überhöhung und des Kontrastes. Dies bedeutet jedoch, dass die Anzahl der Impulse mit einer sehr geringen Impulsenergie-dichte zwischen den Q-switch-Einhüllenden zunimmt. Für diese Einzelimpulse reduziert sich aufgrund der geringen Sättigung des Absorbers die nutzbare Modulationstiefe. Die geringere Impulsformung im Vergleich zur kontinuierlichen Mo-

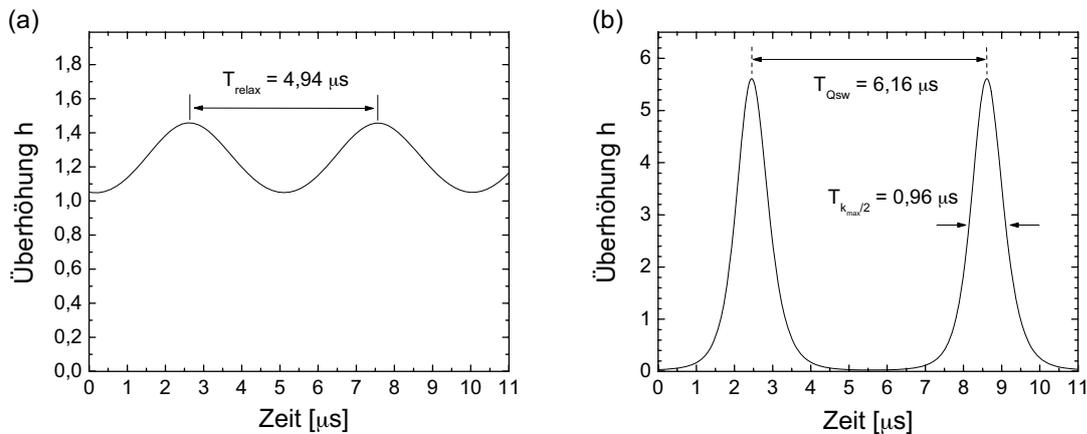


Abbildung 4.28: Zeitlicher Verlauf der Relaxationsoszillationen für  $T = 13\%$  (a) und der Q-switch-Modenkopplung für  $T = 16\%$  (b).

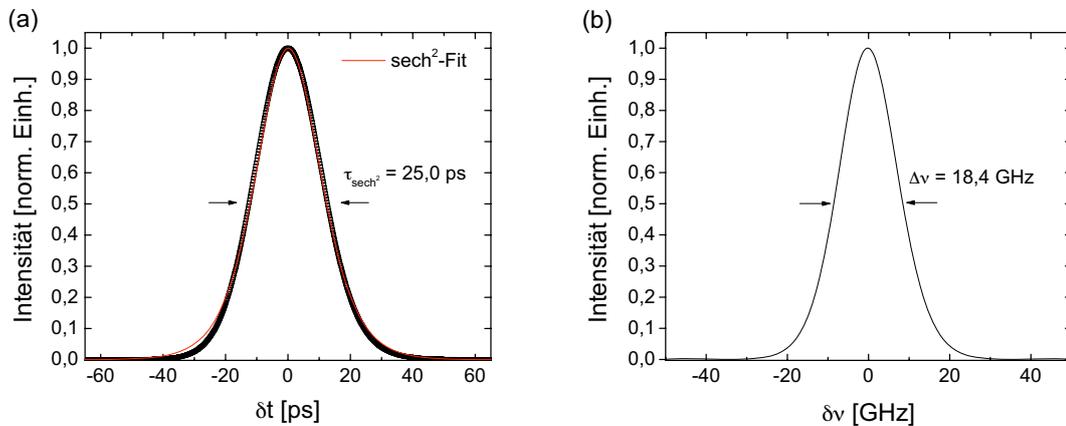


Abbildung 4.29: Zeitlicher (a) und spektraler Verlauf (b) der Impulse des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers mit selbstgüteschalteter Modenkopplung.

denkopplung führt schließlich zu einer deutlichen Verlängerung der Impulsdauer. Die stärkere Amplitudenmodulation sorgt für die weitere Abnahme der Q-switch-Frequenz  $\nu_{qsw}$ . Durch eine Verringerung des Auskoppelgrades wird sehr schnell wieder der Übergang vom QML-Betrieb zu Relaxationsoszillationen erreicht. Der Kontrast und die Überhöhung nehmen ab. Die Impulsdauern nähern sich denen im kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb an. Für die Variation der Kleinsignalverstärkung ergibt sich ein prinzipiell ähnliches Verhalten. Eine größere Verstärkung bewirkt eine stärkere Dämpfung der auftretenden Amplitudenfluktuationen. Eine kleinerer Wert von  $g_0$  erhöht den Kontrast und die Überhöhung, ist allerdings gleichzeitig analog zur Vergößerung von  $T$  mit einer Impulsverlängerung verbunden. Durch die gleichzeitige Anpassung der Verstärkung und der Auskopplung kann die mit der Steigerung der Überhöhung verbundene Verlängerung der Impulse nicht kompensiert werden.

Im Experiment ist die Stabilität des selbstgüteschalteten Modenkopplungsbetriebs durch Amplitudenschwankungen der gütegeschalteten Einhüllenden begrenzt. In den Simulationen liegt die Abweichung unter einem Prozent. Der Unterschied zwischen Simulation und Experiment ist darauf zurückzuführen, dass äußere Einflüsse, die im Experiment zur Störung des selbstgüteschalteten Betriebs geführt haben, im numerischen Modell nicht berücksichtigt werden konnten.

### Gütegeschaltete Modenkopplung mit AOM

Der Übergang zur gütegeschalteten Modenkopplung wird in der Simulation durch die Berücksichtigung der periodischen Verlustmodulation des AOM anhand von Gleichung

4.15 erreicht. Wie im Experiment werden die Amplitude  $V_0$  der sinusförmigen Modulationsfunktion und deren Frequenz  $\nu_{ext}$  ausgehend von der Konfiguration mit stabiler Modenkopplung variiert. In Abbildung 4.30 ist in Diagramm (a) die Abhängigkeit der Impulsdauer und der spektralen Halbwertsbreite von den AOM-Verlusten für eine Transmission des Auskoppelspiegels von  $T = 9\%$  dargestellt. In Diagramm (b) werden die Auswirkungen gezeigt, die eine Änderung der Verlustamplitude gleichzeitig auf die Überhöhung und den Kontrast haben. Für einen Bereich von  $V_0 = 0,5 - 1\%$  lassen sich die, hinsichtlich Impulsdauer und Überhöhung, besten Ergebnisse erreichen. Für kleinere Verluste liegen lediglich Relaxationsoszillationen vor, die anhand der geringeren Werte für  $\tau_p$  und  $h$  erkennbar sind. Die Erhöhung der Verluste über  $1\%$  führt zu einer Impulsverlängerung von mehr als  $70\%$  während die Überhöhung nur auf maximal  $h = 6,2$  ansteigt. Letztlich wird die Modenkopplung durch den Untergrund infolge einer zu starken Verlustmodulation und damit einer zu großen Abschwächung der ultrakurzen Impulse zwischen den gütegeschalteten Impulsen gestört. Die Ergebnisse stimmen mit der Variation der Parameter im Experiment gut überein (siehe Abbildung 4.20). Das Verhalten bei Variation der externen Modulationsfrequenz der Verluste des AOM stimmt ebenfalls mit dem im Experiment beobachteten überein. In den Simulationen ergibt sich für die QML ein optimaler Frequenzbereich zwischen  $165\text{ kHz}$  und  $185\text{ kHz}$ . Wie für die Q-switch-Frequenz bei der Selbstgüteschaltung liefert das numerische Modell eine Verschiebung zu kleineren Frequenzen hin. Oberhalb und Unterhalb dieses Bereichs wird die Q-switch-Modenkopplung schwächer und geht schließlich in Relaxationsoszillationen über. Außerhalb des Resonanzbereichs ist eine Verstärkung der Güteschaltung durch die Verstärkung der Verlustmodulation nicht möglich.

Für eine Frequenz von  $\nu_{ext} = 165\text{ kHz}$  und eine Verlustamplitude von  $V_0 = 0,5\%$  ergibt sich eine Überhöhung im Vergleich zum kontinuierlich modengekoppelten Betrieb von  $h = 5,8$ . Die energiereichsten modengekoppelten Einzelimpulse im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden haben eine Energie von  $E_{p,max} \approx 520\ \mu\text{J}$ . Bei einer mittleren Ausgangsleistung von  $P_{out} = 7,2\text{ W}$  besitzen die Q-switch-Impulse eine Energie von  $E_{qsw} \approx 42,1\ \mu\text{J}$ . Die Halbwertsbreite der gütegeschalteten Einhüllenden beträgt ca.  $912\text{ ns}$ . Dies entspricht einer Impulsanzahl von  $73$ . Die Dauer der modengekoppelten Einzelimpulse ergibt sich zu  $\tau_p = 22,5\text{ ps}$  (siehe Abbildung 4.31) und die spektrale Halbwertsbreite zu  $\Delta\nu = 20,3\text{ GHz}$ . Das resultierende Zeit-Bandbreite-Produkt liegt bei  $0,46$ . Die relative Impulsverlängerung gegenüber der kontinuierlichen Modenkopplung beträgt etwa  $40\%$  und ist damit etwa  $10\%$  größer als im Experiment. Die aus der Simulation berechneten Werte zur QML mit AOM sind in Tabelle 4.8 noch einmal zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zusammengefasst. Daran wird sichtbar, dass eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht werden

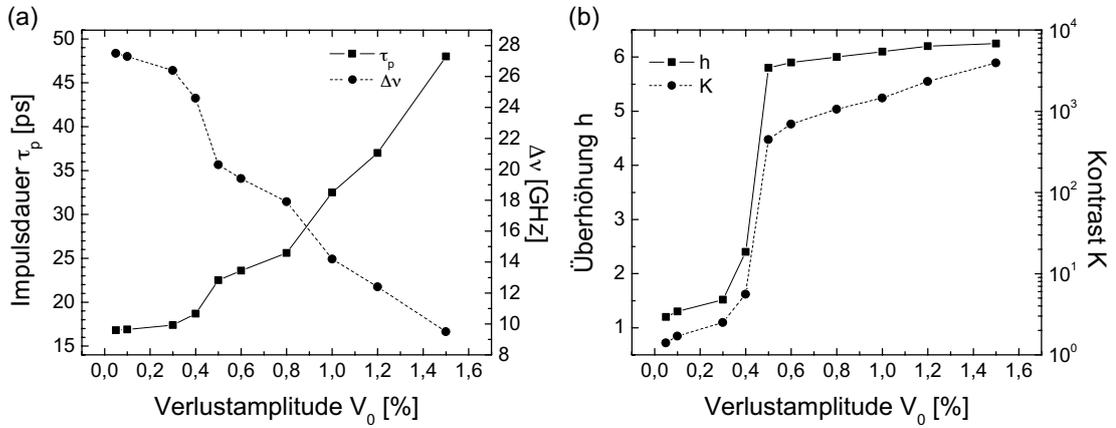


Abbildung 4.30: Abhängigkeit der Impulsdauer  $\tau_p$  und der spektralen Breite  $\Delta\nu$  (a) und der Überhöhung und des Kontrastes (b) von der Verlustamplitude.

kann. Einzig die Werte für die Impulsdauer und die spektrale Breite unterscheiden sich deutlich. Diese Abweichungen sind auf die im numerischen Modell nicht berücksichtigte Impulsverkürzung durch verstärktes Spatial-Hole-Burning in der verwendeten Gain-at-the-End Resonatorkonfiguration zurückzuführen.

Die Charakterisierung einzelner modengekoppelter Impulse unter der gütegeschalteten Einhüllenden ist mit Hilfe der Simulation sehr gut möglich. Im Gegensatz zum Experi-

	Simulation	Experiment
Verlustamplitude [%]	0,5	0,5
Modulationsfrequenz [kHz]	165	185
mittlere Leistung [W]	7,2	7,2
Kontrast K	ca. 450	> 200
Überhöhung h	5,8	5,5
Gesamtenergie pro Qsw-Impulse $E_{Qsw}$ [ $\mu$ J]	42,1	38,5
max. Impulsenergie $E_p$ [ $\mu$ J]	0,52	0,5
Impulsdauer $\tau_p$ [ps]	22,5	12,8
spektrale Breite $\Delta\nu$ [GHz]	20,3	51,2

Tabelle 4.8: Vergleich der Ergebnisse der QML mit AOM zwischen Simulation und Experiment.

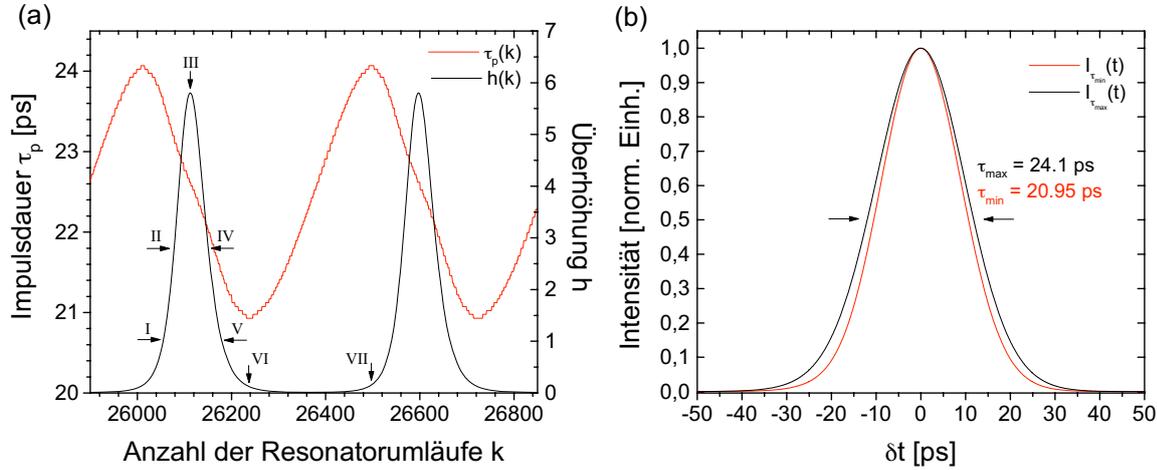


Abbildung 4.31: Abhängigkeit der Dauer der modengekoppelten Impulse von der Impulsamplitude.

ment lassen sich auch die Impulse mit minimaler Energie zwischen den gütegeschalteten Einhüllenden einzeln betrachten. Dadurch wird im Vergleich zum Experiment sichtbar, dass die Impulsdauer und entsprechend dazu die spektrale Halbwertsbreite nicht vollkommen konstant sind. In Abbildung 4.31 (a) ist die resonatorinterne Leistung und exemplarisch die Impulsdauer in Abhängigkeit der Anzahl der Resonatorumläufe dargestellt. Die Impulsdauer ändert sich periodisch um den Mittelwert von  $\tau_p = 22,5$  ps mit maximal  $\pm 1,575$  ps ( $\cong \pm 7\%$ ). Die Periodendauer wird durch die Modulationsfrequenz des AOM festgelegt (hier  $T_{Qsw} = 1/\nu_{ext} = 6,06 \mu s$ ). In Abbildung 4.31 (b) ist der zeitliche Verlauf der Impulse mit minimaler (Position VI) und maximaler (VII) mit Dauer von  $\tau_{max} = 24,1$  ps und  $\tau_{min} = 20,95$  ps zum Vergleich dargestellt. Die längsten Impulse werden vor der ansteigenden Flanke des Q-switch-Impulses erreicht (Position VII), da durch die geringe Impulsenergie über etwa 200 Umläufe zwischen den gütegeschalteten Impulsen der Absorber schwächer gesättigt wird. Dies führt zur Reduzierung der effektiv nutzbaren Modulationstiefe. Die impulsverkürzende Wirkung des Absorbers wird geringer als die durch die Verstärkungsdispersion des aktiven Mediums hervorgerufene Impulsverlängerung. Mit steigender Impulsenergie an der Front der Q-switch-Einhüllenden wird der Absorber wieder stärker gesättigt, die nutzbare Modulationstiefe wächst und ermöglicht wieder eine Impulsverkürzung. Diese ist wirksam bis die Energie der modengekoppelten Impulse in der abfallenden Flanke der gütegeschalteten Einhüllenden aufgrund der Amplitudenmodulation erneut zu gering zur ausreichenden Sättigung des Absorbers wird. In Tabelle 4.9 sind die Ergebnisse

Zeitpunkt	h	$\tau_p$ [ps]
I	1	23,5
II	2,9	23,2
III	5,8	22,5
IV	2,9	22,0
V	1	21,5
VI	0,08	20,95
VII	0,13	24,1

Tabelle 4.9: Vergleich der Impulsdauern in Abhängigkeit der Position unter der gütegeschalteten Einhüllenden.

für die Impulsdauern der Einzelimpulse für verschiedene Amplituden zusammengefasst. Die Positionen I bis V entsprechen dabei den Zeitpunkten an denen im Experiment die Impulse durch den Einsatz eines Puls-Pickers charakterisiert wurden (siehe Abschnitt 4.4). In den Simulationen sind die Unterschiede in den Impulsdauern zwischen den Positionen I, II, III, IV, V mit  $\pm 4\%$  ebenfalls gering. Die Impulse mit minimaler und maximaler Impulsdauer konnten im Experiment aufgrund der sehr niedrigen Leistung nicht charakterisiert werden. Die Simulationen zeigen, dass die Impulsdauer im stabilen gütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb lediglich geringe Änderungen aufgrund der starken Amplitudenmodulation erfährt.

Das numerische Modell bietet sehr einfach die Möglichkeit den QML-Laser im Hinblick auf eine Steigerung der Überhöhung und damit der Energie der modengekoppelten Impulse zu untersuchen. Das sowohl im Experiment als auch in den Simulation auftretende Problem stellt die frühe Störung der Modenkopplung bei Überhöhungen größer  $h=6$  dar. Um die Stabilität der Modenkopplung zu erhalten und gleichzeitig die Überhöhung zu steigern, können in den Simulationen im Gegensatz zum Experiment die Sättigungsenergiedichte  $F_{sat,A}$  und die Modulationstiefe  $\Delta R$  des Absorbers, welche für die Impulsformung entscheidend sind, variiert werden. Durch die Amplitudenmodulation der modengekoppelten Impulse im QML-Betrieb existiert zwischen den Q-switch-Impulsen eine große Anzahl von Impulsen mit sehr geringen Energien. Aufgrund der geringeren Sättigung des Absorbers durch diese Impulse wird die nutzbare Modulationstiefe und somit die impulsverkürzende Wirkung des Absorbers reduziert. Um dies auszugleichen, wird die Sättigungsenergie des Absorbers verringert und die Modulationstiefe erhöht. Die Berechnungen zeigen, dass eine Verkürzung der Impulse im QML-Betrieb durch die gleichzeitige Änderung von  $E_{sat,A}$  und  $\Delta R$  erreicht

werden kann. Ausgehend von den optimalen Parametern für die QML ist eine Impulsverkürzung von etwa 20 % auf 18 ps möglich. Die Überhöhung und der Kontrast bleiben bei  $h = 5,8$  und  $K = 450$ . Um die Überhöhung zu steigern, muss die Verlustmodulation verstärkt werden. Die Erhöhung der Verlustamplitude auf Werte von  $V_0 > 0,5\%$  bewirkt jedoch eine sehr viel stärkere Zunahme des Kontrastes als der Überhöhung und somit eine Abschwächung der modengekoppelten Impulse zwischen den gütegeschalteten Impulsen (siehe Abbildung 4.30). Die verringerte Sättigung des Absorbers führt wieder zu einer Verlängerung der Impulse. Durch die Anpassung der Absorbereigenschaften lässt sich die Überhöhung nur geringfügig auf  $h = 6,2$  und somit auf eine maximale Energie der modengekoppelten Impulse im Zentrum der Qswitch-Einhüllenden von  $E_p = 0,56 \mu\text{J}$  steigern. Die Impulsdauer beträgt in diesem Fall  $\tau_p = 22,9 \text{ ps}$ .

Die Ergebnisse zeigen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment die physikalischen Grenzen auf, die für die Realisierung eines Lasers mit gütegeschalteter Modenkopplung existieren. Die erreichbare Überhöhung der Impulse und damit die maximal erreichbare Impulsenergie im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung wird durch zu starke Amplitudenmodulationen verursachte Störung der Modenkopplung limitiert. Darüber hinaus konnte mit Hilfe der Simulation festgestellt werden, dass auch eine systematische Anpassung der Eigenschaften des Halbleiterabsorbers keine signifikante Steigerung der Überhöhung ermöglicht. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen haben daher wesentlich zum besseren Verständnis der gütegeschalteten Modenkopplung beigetragen.

## 4.6 Materialbearbeitung mit dem QML-Laser

Das direkte Anwendungsgebiet zum Einsatz des realisierten Oszillators mit stabiler gütegeschalteter Modenkopplung liegt in der präzisen Mikromaterialbearbeitung. Konkrete Anwendungsbeispiele sind die Herstellung von Lithografiemasken, die Beschriftung von Druckwalzen oder das Laserhonen von Zylindern bei Verbrennungsmotoren. In der Mikromaterialbearbeitung werden hohe Anforderungen an die Qualität der Bearbeitung gestellt. Die Abweichungen der bearbeiteten Oberflächen und Kanten z.B. durch Rückstände von Schmelze und Grate sollte dabei auf Strukturen  $< 1 \mu\text{m}$  begrenzt sein. Um diese Qualität zu erreichen, sollte die Energie der ps-Impulse nur knapp oberhalb der Abtragsschwelle liegen [10]. Die damit verbundenen geringen Abtragsraten pro Impuls, müssen durch höhere Wiederholraten kompensiert werden. Als Strahlquellen werden dazu bisher aufwendige ps-Systeme bestehend aus Oszillator und

nachgeschalteten Verstärkern eingesetzt. Die im folgenden Unterkapitel vorgestellten Experimente zur Materialbearbeitung sollen zeigen, ob der im Rahmen dieser Arbeit realisierte QML-Laser eine Alternative zu diesen Systemen dargestellt. Aufgrund der zeitlichen Dynamik der gütegeschalteten Modenkopplung stellt der QML-Laser viele modengekoppelte Impulse mit einer deutlich höheren Energie im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung zur Verfügung. Somit wird die Bearbeitung mit sogenannten Bursts, d.h. Impulszügen mit einer Repetitionsrate von bis zu 200 kHz, möglich. Neben der Erhöhung der Abtragsrate konnte zusätzlich eine Verbesserung der Bearbeitungsqualität im Vergleich mit Einzelimpulsen beobachtet werden [14, 15].

#### 4.6.1 Der experimentelle Aufbau

Die Experimente zur Mikromaterialbearbeitung wurden im Applikationslabor der Firma Lumera Laser GmbH durchgeführt. Als Strahlquelle dient ein als transportables Funktionsmuster realisiertes System des in Abschnitt 4.4 ausführlich diskutierten Nd:YVO<sub>4</sub>-Oszillators mit gütegeschalteter Modenkopplung durch periodische Verlustmodulation mittels akustooptischem Modulator. In Abbildung 4.32 ist der für die Experimente verwendete Aufbau schematisch dargestellt. Die Ausgangsstrahlung des QML-Lasers passiert zunächst einen optischen Isolator, der Störungen des selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetriebs durch Rückreflektionen in den Oszillator verhindert. Die  $\lambda/2$ -Platte und der Dünnschichtpolarisator bilden einen variablen Strahlabschwächer zur Anpassung der mittleren Ausgangsleistung. Die Aufweitung des Laserstrahls mit Hilfe des Teleskops ermöglicht einen kleineren Fokus und damit eine höhere Impulsenergiedichte auf der Probe für die Bearbeitung. Durch die Eintrittsapertur des Scannersystems ist die Aufweitung auf einen Faktor 4 begrenzt. Zur definierten Änderung der Position des Laserstrahls auf der Probenoberfläche wird ein Galvanometerscanner eingesetzt. Der Scankopf enthält zwei Spiegel, die jeweils mit einem drehbegrenzten Servomotor verbunden sind. Die Ablenkung des Strahls erfolgt durch Drehung der Spiegel. Ein Spiegel übernimmt dabei die horizontale, der andere die vertikale Ablenkung. Die Ansteuerung der Servomotoren erfolgt über Positionssignale einer Interfacekarte. Zur Fokussierung des abgelenkten Strahlenbündels wird eine F-Theta Fokussieroptik eingesetzt. Diese ermöglicht im gesamten Scanbereich auf der Materialprobe (Bildebene) einen konstanten Fokusdurchmesser. Zur Maximierung der Impulsenergiedichte wird für die Experimente die zur Verfügung stehende Optik mit der kürzesten Brennweite von 103 mm eingesetzt. Die Probe kann durch einen schrittmotorgetriebenen 3-Achsentisch exakt und reproduzierbar positioniert werden.

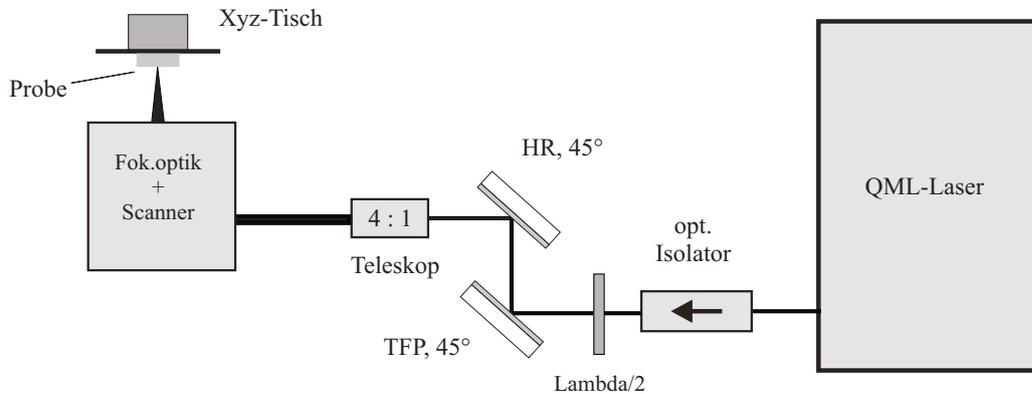


Abbildung 4.32: Schematischer Aufbau zur Materialbearbeitung.

#### 4.6.2 Ergebnisse zur Materialbearbeitung

Die Ausgangsdaten des QML-Lasers entsprechen denen des Laboraufbaus. Die maximal erreichbare mittlere Ausgangsleistung liegt bei 7,2 W. Die modengekoppelten Impulse haben im gütegeschalteten Betrieb eine Impulsdauer von  $\tau_p = 13$  ps. Die durch die Modulationsfrequenz des AOM vorgegebene Q-switch-Frequenz liegt bei  $\nu_{Qsw} = 185$  kHz. Die energiereichsten modengekoppelten Impulse im Zentrum der Q-switch-Einhüllenden besitzen eine Energie von  $0,5 \mu\text{J}$  und der gütegeschaltete Impuls eine Gesamtenergie von maximal etwa  $38,5 \mu\text{J}$ .

Aufgrund des relativ begrenzten Parameterbereichs für den ein stabiler QML-Betrieb möglich ist, kann in den Experimenten lediglich die mittlere Ausgangsleistung durch den variablen Strahlabschwächer angepasst werden. Die Addition der Verluste der einzelnen optischen Komponenten außerhalb des QML-Laser führen zu einem Leistungsverlust von etwa 8,5%. Die maximale für die Bearbeitung nutzbare mittlere Ausgangsleistung beträgt demnach 6,5 W.

Als Sequenz zum Abtragen wird ein Quadrat mit einer Kantenlänge von  $500 \mu\text{m}$  bearbeitet. Der Strahl wird durch den Scanner jeweils Zeilenweise von oben nach unten abgelenkt und danach Spaltenweise von links nach rechts. Für jeden Zeilen bzw. Spaltenwechsel wird der Strahl um  $5 \mu\text{m}$  verschoben. Im Bearbeitungsvorgang wird jede Zeile und jede Spalte 20 mal überfahren. Die Geschwindigkeit mit der der Strahl über die Oberfläche bewegt wird hat einen Wert von 100 mm/s. Die Gesamtprozesszeit für die Bearbeitung des Quadrates beträgt 23,6 s. Die Kenntnis dieses Wertes ist für die Bestimmung der Abtragsrate notwendig. Der Arbeitsabstand wird so gewählt, dass

der Fokus auf der Oberfläche der Probe liegt. Der Strahl hat einen Durchmesser von etwa  $18\ \mu\text{m}$  auf der Probe.

Der Einfluß der mittleren Leistung auf die Bearbeitungsqualität des polierten Stahls wird für Werte von 6,5 W, 4 W, 2 W, 1,5 W, 1 W und 0,8 W untersucht. Zur Beurtei-

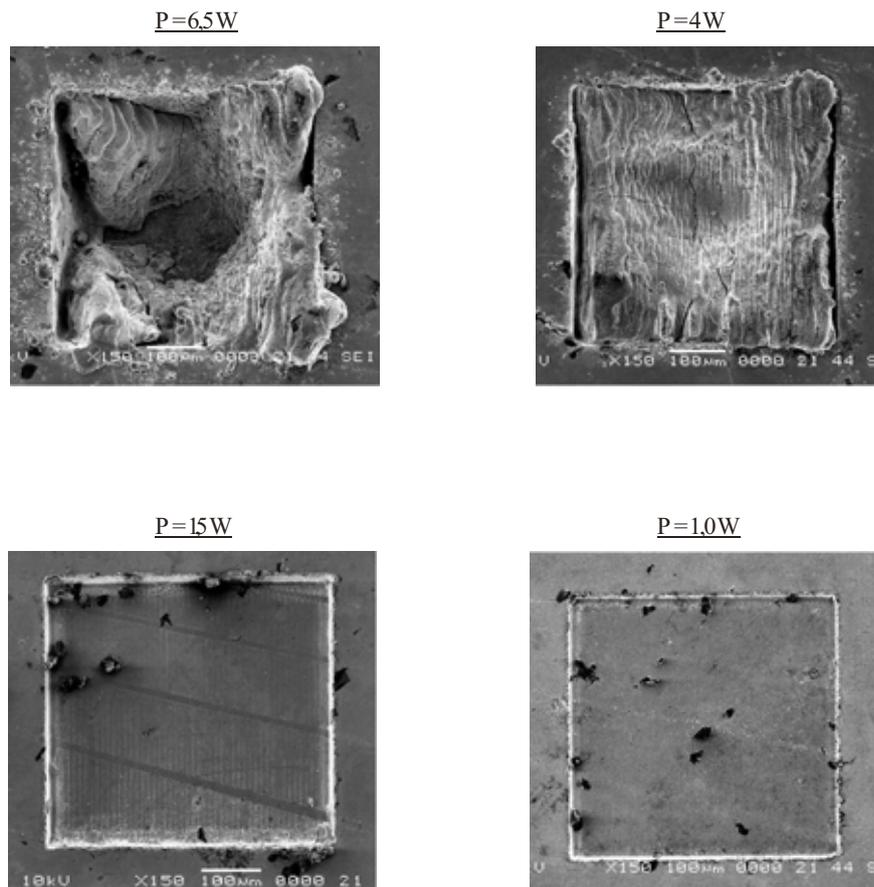


Abbildung 4.33: REM-Aufnahmen der Ergebnisse zur Stahlbearbeitung bei verschiedenen mittleren Leistungen mit einem Vergrößerungsfaktor von 150.

lung der Qualität der Materialbearbeitung werden standardmäßig Rasterelektronen-Mikroskopaufnahmen (REM) durchgeführt, da diese im Vergleich zu Lichtmikroskopaufnahmen eine höhere Tiefenschärfe liefern. Die bearbeitete Probe wurde daher ebenfalls REM-Untersuchungen unterzogen. Diese wurden vom Institut für Oberflächenphysik und Schichtanalytik (IFOS) mit dem dort vorhandenen Rasterelektronenmikroskop durchgeführt. Die REM-Aufnahmen für die mittleren Leistungen von 6,5 W, 4 W, 1,5 W und 1 W sind in Abbildung 4.33 gezeigt. Für die beiden höchsten Leistungen

Leistung [W]	Tiefe [ $\mu\text{m}$ ]	Abtragsrate [ $\text{mm}^3/\text{min}$ ]
6,5	max. 300	0,19
4	max. 127	0,08
2	max. 33	0,02
1,5	16	0,01
1	5	0,003

Tabelle 4.10: Abtragstiefen und Abtragsraten bei Variation der mittleren Leistung.

ist ein starkes Aufschmelzen des Materials sowohl an den Kanten als auch auf dem Bodenbereich erkennbar. Bei 6,5 W befinden sich in den Ecken des Quadrates noch große Ablagerungen des Materials, die vom Boden bis zur Oberfläche reichen. Dabei handelt es sich um während des Bearbeitungsprozesses geschmolzenes Material, welches nicht aus dem Krater entfernt werden konnte und schließlich wieder erstarrt ist. Im Zentrum des Quadrates ist ein Bereich zu erkennen, in dem ein relativ gleichmäßiger Materialabtrag mit einer großen Tiefe erreicht wurde. Mit einer Abtragstiefe von ca. 300  $\mu\text{m}$  ergibt sich eine hohe Abtragsrate von 0.19  $\text{mm}^3/\text{min}$  für den Fall eines gleichmäßigen Abtrags über die gesamte bearbeitete Fläche. Auch für eine Leistung von 4 W sind in den Ecken der Quadrate noch deutliche Ablagerungen erkennbar. Die Schmelze ist nun etwas gleichmäßiger über die Fläche verteilt. Die maximale Tiefe und damit die Abtragstiefe nehmen deutlich auf etwa 43 % der Werte bei  $P_{max} = 6,5 \text{ W}$  ab. Die weitere Reduzierung der eingestrahelten Leistung sorgt für eine Verringerung der Schmelze. Mit 1,5 W wird bis auf die obere linke Ecke eine gute Bearbeitungsqualität erzielt. Die REM-Aufnahme zeigt einen gleichmäßigen Materialabtrag und einen relativ geringen Grat an den Kanten. Die Abtragstiefe beträgt allerdings nur noch etwa 16  $\mu\text{m}$  und die Abtragstiefe bestimmt sich daraus zu 0.01  $\text{mm}^3/\text{min}$ . Für Leistungen unter 1,0 W konnte kein Materialabtrag mehr festgestellt werden. Die Abtragstiefe und die Abtragsrate für die verschiedenen Leistungen sind in Tabelle 4.10 noch einmal zusammengefasst.

Das starke Aufschmelzen bei voller mittlerer Leistung lässt auf einen zu hohen Wärmeinput in das Material schließen. Die maximale Impulsenergie der modengekoppelten Impulse im Zentrum der Q-switch-Einhüllenden liegt nur knapp oberhalb der Abtragschwelle. Die Energie der Impulse aus der Front und der Flanke der Q-switch-Einhüllenden ist aufgrund der starken Amplitudenmodulation kleiner als die Abtragschwelle. Diese Impulse bewirken daher lediglich eine Erwärmung und sind somit für das Aufschmelzen des Materials verantwortlich.

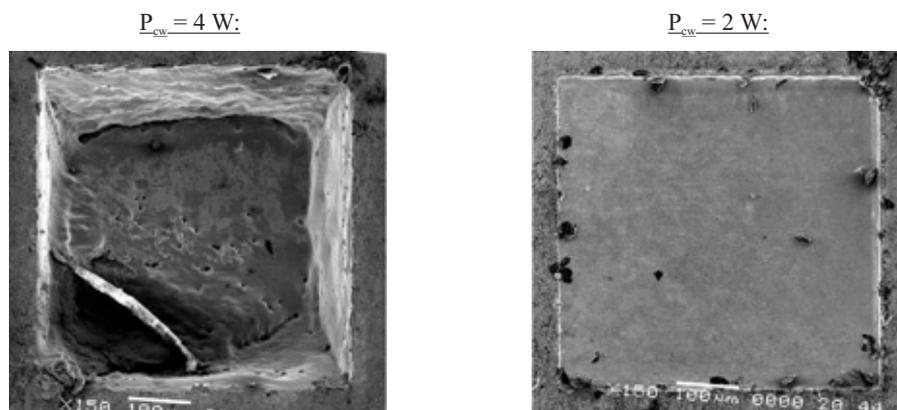


Abbildung 4.34: REM-Aufnahmen der Ergebnisse zur Stahlbearbeitung mit dem Superrapid bei verschiedenen mittleren Leistungen mit einem Vergrößerungsfaktor von 150.

Zur Verbesserung des Abtragsergebnisses sollten nur die Impulse verwendet werden, deren Energie größer als die Abtragungsschwelle ist. Diese Impulse können mit Hilfe eines externen Puls-Pickers aus der Q-switch-Einhüllenden ausgeschnitten werden. Mit dem QML-Laser war eine Überprüfung dieser Vermutung durch experimentelle Untersuchungen nicht möglich, da kein geeigneter Puls-Picker zur Verfügung stand.

Um den Einfluss der Impulse aus Front und Flanke der Q-switch-Einhüllenden auf die Bearbeitung trotzdem abschätzen zu können, wurde ein neues kommerziell erhältliches Lasersystem mit der Bezeichnung Superrapid der Firma Lumera Laser GmbH verwendet. Dieser Laser erlaubt die Erzeugung von Pulsketten mit maximal 40 modengekoppelten Einzelimpulsen gleicher Energie. Das System besteht aus einem modengekoppelten Oszillator, einem Puls-Picker und einer linearen Verstärkerkette mit 2 Stufen. Die Laserparameter werden so angepasst, dass die Ausgangsdaten den QML-Laser in Bezug auf die Impulsenergie und die Repetitionsrate möglichst gut simulieren. Die Repetitionsrate der Impulsketten kann minimal auf 200 kHz eingestellt werden. Die Wiederholrate der modengekoppelten Impulse ist auf 50 MHz festgelegt. Bei einer mittleren Ausgangsleistung von 4 W beträgt die Energie jedes einzelnen modengekoppelten Impulse  $E_p = 0,5 \mu\text{J}$ . Analog zum QML-Laser mit identischen Prozeßparametern wurden Experimente zum Materialabtrag auf Stahl für verschiedene mittlere Leistungen durchgeführt.

In Abbildung 4.34 sind die REM-Aufnahmen für 4 und 2 W dargestellt. Die erreichten

Leistung [W]	Tiefe [ $\mu\text{m}$ ]	Abtragsrate [ $\text{mm}^3/\text{min}$ ]
4	max. 213	0,13
2	8	0,005

Tabelle 4.11: Abtragstiefen und Abtragsraten bei Variation der mittleren Leistung mit dem Superrapid.

Abtragstiefen und Abtragsraten für  $P_{cw} = 4\text{ W}$  und  $2\text{ W}$  sind in Tabelle 4.11 aufgelistet. Bei  $4\text{ W}$  ist ein gleichmäßigerer Materialabtrag im Vergleich zum QML-Lasers mit  $6,5$  und  $4\text{ W}$  Leistung zu erkennen. Aber auch hier verbleiben noch Ablagerungen der Schmelze innerhalb des Kraters. Mit einer Abtragstiefe von maximal  $213\ \mu\text{m}$  ergibt sich eine Abtragsrate von  $0,13\ \text{mm}^3/\text{min}$ . Die Reduzierung der mittleren Leistung liefert ein deutliches besseres Ergebnis. Wie beim QML-Laser mit niedrigeren Leistungen verbleiben nur noch an einzelnen Stellen erstarrte Schmelzreste. Die Abtragstiefe nimmt für  $2\text{ W}$  auf  $8\ \mu\text{m}$  ab. Die Abtragsrate verringert sich damit auf  $0,005\ \text{mm}^3/\text{min}$ . Für eine Leistung von  $1\text{ W}$  ist bereits kein Materialabtrag mehr meßbar.

Die Experimente mit dem Superrapid zeigen, dass die beim QML-Laser vorhandenen Impulse aus Front und Flanke der Q-switch-Einhüllenden mit geringer Impulsenergie wie vermutet zu einem höheren Wärmeeintrag in das Material und somit zur Reduzierung der Bearbeitungsqualität führen. Allerdings sind die Ergebnisse aus den Experimenten mit dem Superrapid immer noch deutlich schlechter als die mit Einzelimpulsen vergleichbarer Energie erzielbaren Ergebnisse [103].

In aktuellen Untersuchungen wurde festgestellt, dass die Anzahl der Impulse pro Burst einen entscheidenden Einfluss auf die erreichbare Bearbeitungsqualität hat [104]. Danach sollte die Anzahl der Impulse eines Bursts unter 10 liegen. Die Bearbeitungsqualität nimmt mit zunehmender Impulsanzahl ( $>10$ ) wieder ab. In [105] konnte gezeigt werden, dass mit Bursts aus drei modengekoppelten Impulsen neben der höheren Abtragsrate auch eine verbesserte Bearbeitungsqualität im Vergleich zu Einzelimpulsen erreicht werden kann.

Diese neuen Untersuchungsergebnisse zur Burstbearbeitung zeigen, dass zur Verbesserung der Abtragsqualität mit dem QML-Laser nicht nur die Impulse aus der Front und der Flanke Q-switch-Einhüllenden mit geringen Impulsenergien unterhalb der Atragschwelle durch einen Puls-Picker auszublenden sind. Darüber hinaus muss die Anzahl der für die Bearbeitung genutzten Impulse auf kleiner Zehn reduziert werden. Die Optimierung der Materialbearbeitung mit dem QML-Laser durch die Reduzierung der Impulsanzahl auf wenige energiereiche Impulse im Zentrum der gütegeschaltetem

Einhüllenden wird Gegenstand weiterführender Untersuchungen sein.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse haben demonstriert, dass der QML-Laser für die Mikromaterialbearbeitung von Metallen prinzipiell geeignet ist. Der entscheidende Vorteile des gütegeschalteten Lasers im Vergleich zu Strahlquellen bestehend aus Oszillator mit nachgeschalteten Verstärkern besteht im einfachen, kompakten und kostengünstigen Aufbau.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und Charakterisierung einer Ultrakurzpuls-Strahlquelle hoher mittlerer Ausgangsleistung und Energie mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps durch stabile gütegeschalteter Modenkopplung (QML). Ein solches System liefert aufgrund der starken Amplitudenmodulation der modengekoppelten Einzelimpulse deutlich höhere Impulsenergien als kontinuierlich modengekoppelte Strahlquellen. Die zeitliche Emissionscharakteristik der Impulse in Form von Bursts mit einer Repetitionsrate von einigen hundert Kilohertz macht ein QML-System zusätzlich für den Einsatz in der Mikrobearbeitung interessant. Der QML-Laser kombiniert somit den Vorteil eines einfachen, kompakten Aufbaus von modengekoppelten Oszillatoren mit den hohen Impulsenergien von aufwendigen Oszillator-Verstärker-Systemen. Die besondere Herausforderung der Arbeit bestand darin, einen definierten langzeitstabilen QML-Betrieb zu realisieren. Dies erfordert ein genaues Verständnis der physikalischen Zusammenhänge, um die entscheidenden Laserparameter zur gezielten Beeinflussung der zeitlichen Dynamik eines modengekoppelten Oszillators zu identifizieren. Bisher führte das Auftreten von QML aufgrund der hohen Spitzenintensitäten in der Regel zur Zerstörung von optischen Komponenten innerhalb des Resonators und wurde daher versucht zu vermeiden.

Zur Realisierung eines Oszillators mit QML musste zuerst ein geeignetes passives Modenkopplungsverfahren für die Erzeugung der ultrakurzen Impulse ausgewählt werden. Dazu wurde die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorberspiegeln und das Verfahren der Phase-Selfadjust-Modenkopplung (PSM) untersucht. Für beide Verfahren wurde als Basis für die QML ein kontinuierlich modengekoppelter Oszillator mit Nd:GdVO<sub>4</sub> als aktivem Lasermaterial aufgebaut und charakterisiert. Mit PSM konnten Impulsdauern von 7,8 ps mit einer mittleren Ausgangsleistung von 16,3 W erreicht

werden. Der Oszillator mit sättigbarem Halbleiterabsorber lieferte 16,7 W mit deutlich längeren Impulsen von etwa 15,6 ps. Die Langzeitstabilität der Modenkopplung war in beiden Fällen sehr hoch und die Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ) sehr gut. Für Nd:GdVO<sub>4</sub> sind dies die höchsten mittleren Ausgangsleistungen von modengekoppelten Lasern mit den kürzesten Impulsdauern (PSM), über die bisher berichtet wurde. Die bisher publizierten Daten zur thermischen Leitfähigkeit von Nd:GdVO<sub>4</sub> stehen im Widerspruch zu den Ergebnissen dieser Arbeit. Neuere Untersuchungen bestätigen die Vermutung, wonach Nd:GdVO<sub>4</sub> keine signifikanten Vorteile bezüglich der thermischen Eigenschaften im Vergleich zu Nd:YVO<sub>4</sub> aufweist [73, 74].

Durch die Anpassung der Laserparameter erfolgte der Übergang vom kontinuierlichen in den selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb. Die periodische Gütemodulation erfolgt durch das Zusammenwirken der Verstärkung und der Verlustmodulation durch das Modenkopplungselement selbst, ohne zusätzlichen resonatorinternen Modulator. Der Oszillator mit PSM konnte durch Verstimmung der gekoppelten Resonatoren in den selbstgütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb überführt werden. Der Stabilitätsbereich der Verstimmung war sehr klein, so dass geringe Fluktuationen der Resonatorlängen aufgrund des interferometrischen Prinzips des PSM-Verfahrens bereits zu starken Störungen des QML-Betriebs führten. Ein stabiler QML-Betrieb mit selbstgütegeschalteter PSM-Modenkopplung war daher nicht erreichbar.

Die selbstgütegeschaltete Modenkopplung wurde für den Oszillator mit sättigbarem Halbleiterabsorber durch die Reduzierung der Impulsenergiedichte auf dem Absorber erreicht. Im Experiment wurde dies durch Anpassung der Transmission des Auskoppelspiegels, der Pumpleistung und des Strahldurchmessers auf dem Absorber umgesetzt. Ein definierter QML-Betrieb konnte für einen sehr kleinen Parameterbereich realisiert werden. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers betrug 17,2 W mit einer sehr guten Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ). Die Wiederholrate der Q-switch Impulse lag mit 290 kHz im Bereich der Relaxationsfrequenz des Lasers. Die maximale Energie der ultrakurzen Impulse konnte etwa um einen Faktor sechs auf 0,74  $\mu$ J im Vergleich zur Energie im kontinuierlichen Pulsbetrieb erhöht werden. Die Dauer der modengekoppelten Impulse wurde auf einen Wert von 22 ps bestimmt. Die Langzeitstabilität wurde in dieser ersten Realisierung noch durch Beschädigungen des Halbleiterabsorbers infolge hoher nichtsättigbarer Verluste begrenzt. Die experimentellen Ergebnisse zeigten jedoch, dass die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern insgesamt trotzdem besser für den Aufbau eines Lasers mit gütegeschalteter Modenkopplung geeignet ist.

Ausgehend von den durchgeführten Voruntersuchungen wurde ein neuer Oszillator mit sättigbarem Halbleiterabsorber zur Realisierung eines langzeitstabilen QML-Lasers

konzipiert. Als aktives Medium wurde ein Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall eingesetzt. Zur Vermeidung von Beschädigungen des Absorbers und somit zur Erhöhung der Langzeitstabilität wurde die resonatorinterne Leistung durch Reduzierung der Pumpleistung verringert. Zusätzlich standen für die weiteren Arbeiten Halbleiterabsorber mit geringeren nichtsättigbaren Verlusten und somit einer höheren Zerstörschwelle zur Verfügung. Die Verwendung einer Gain-at-the-End Konfiguration für den Resonator ermöglicht durch das Ausnutzen des verstärkten Spatial-Hole-Burnings die Erzeugung deutlich kürzerer Impulse. Als Grundlage für die QML wurde ein kontinuierlich modengekoppelter Oszillator mit einer mittleren Ausgangsleistung von 7,4 W und einer Impulsdauer von 8,8 ps aufgebaut. Für den Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser konnte ein selbstgütesgeschalteter Betrieb ohne Beschädigung des Absorbers erreicht werden. Ein definierter QML-Betrieb war nur in einem kleinen Bereich der Laserparameter möglich. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Absorber bei der Selbstgüteschaltung sowohl die Modenkopplung aufrecht erhalten und gleichzeitig eine Gütemodulation erzeugen muss.

Die Erzeugung der gütesgeschalteten Modenkopplung durch den Einsatz eines zusätzlichen Verlustmodulators ermöglichte eine Trennung von Modenkopplung und Gütemodulation. Ausgehend vom kontinuierlichen Modenkopplungsbetrieb wurde durch einen akustooptischen Modulator (AOM) die Güte des Resonators variiert. Die Anpassung der Verluste und der Modulationsfrequenz des AOM erlaubte die Realisierung eines stabilen QML-Betriebs ohne Beschädigung des Absorbers. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 7,2 W mit einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl ( $M^2 < 1,1$ ). Der Wert für die maximale Impulsenergie lag bei  $0,5 \mu\text{J}$ . Dies entspricht einer Überhöhung im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung von 5,5. Die Wiederholrate der Q-switch-Einhüllenden konnte durch die Modulationsfrequenz des AOM zwischen 180 kHz und 200 kHz variiert werden.

Zur Überprüfung und Optimierung der experimentellen Ergebnisse wurde ein numerisches Modell zur theoretischen Beschreibung der Q-switch-Modenkopplung entwickelt. Dazu wurde die Mastergleichung für einen Laser mit langsamem sättigbarem Absorber mit Hilfe der Split-Step-Fourier-Methode gelöst. Die Ergebnisse der Simulationen stimmen gut mit denen aus dem Experiment überein. Darüber hinaus bestätigt das numerische Modell, dass eine deutliche Steigerung der maximalen Impulsenergien durch die Anpassung der Eigenschaften des sättigbaren Halbleiterabsorbers in Verbindung mit den Laserparametern nicht möglich ist. Eine stabile Modenkopplung kann nur aufrecht erhalten werden, wenn die Einzelimpulse mit minimaler Energie zwischen den gütesgeschalteten Einhüllenden nicht zu stark abgeschwächt werden.

Mit dem realisierten Laser mit gütesgeschalteter Modenkopplung wurden abschließend Experimente zur Mikrobearbeitung von Metallen, am Beispiel von Stahl, durchgeführt.

Beim Einsatz der vollen mittleren Leistung konnten mit dem QML-Laser hohe Abtragsraten von etwa  $0,2 \text{ mm}^3/\text{min}$  erreicht werden, allerdings mit einer relativ geringen Qualität. Eine zur Bearbeitung mit Einzelimpulsen vergleichbare Qualität war nur durch eine deutliche Reduzierung der mittleren Leistung möglich. Dadurch wurde die Abtragsrate jedoch stark auf etwa  $0,01 \text{ mm}^3/\text{min}$  reduziert. Das für die reduzierte Bearbeitungsqualität bei voller mittlerer Leistung verantwortliche Aufschmelzen des Materials konnte teilweise darauf zurückgeführt werden, dass sich unter der Q-switch Einhüllenden viele Impulse befinden, deren Energien unterhalb der Ablationsschwelle liegen und somit lediglich zu einem Wärmeeintrag führen. Neueste Untersuchungen zur Bearbeitung mit Bursts [104] haben gezeigt, dass die Anzahl der Impulse pro Burst einen entscheidenden Einfluß auf die erreichbare Qualität haben. Durch eine Optimierung der Anzahl der für die Bearbeitung genutzten Impulse pro Burst, sollte daher eine deutliche Erhöhung der Abtragsrate mit einer gleichzeitig hohen Bearbeitungsqualität durch den Einsatz des QML-Lasers erreicht werden können. Dies muss in weiterführenden Experimenten zur Materialbearbeitung untersucht werden.

Die erzielten Ergebnisse belegen, dass die Realisierung einer Strahlquelle mit definierter, langzeitstabiler gütegeschalteter Modenkopplung möglich ist und damit eine deutliche Erhöhung der Energie der modengekoppelten Impulse im Vergleich zur kontinuierlichen Modenkopplung erzielt werden kann. Weiterhin zeigen die Untersuchungen die physikalischen Grenzen auf, die eine weitere Steigerung der maximalen Energie der modengekoppelten Impulse im QML-Betrieb verhindern. Damit haben die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen Erkenntnisse entscheidend zur Verbesserung des physikalischen Verständnisses der zeitlichen Dynamik von Oszillatoren mit gütegeschalteter Modenkopplung beigetragen.

# Literaturverzeichnis

- [1] F. Dausinger und S. Nolte: *Introduction to Femtosecond Technology*. in F. Dausinger (Ed.), F. Lichtner (Ed.) und H. Lubatschowski (Ed.), *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Springer-Verlag Berlin, (2004), ISBN: 3-540-20114-9, 9-16.
- [2] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. van Alvensleben, and A. Tünnermann, *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A, **63** (1996), 109-115.
- [3] A. Ruf und F. Dausinger, *Interaction with Metals*. in F. Dausinger (Ed.), F. Lichtner (Ed.) und H. Lubatschowski (Ed.), *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Springer-Verlag Berlin, (2004), ISBN: 3-540-20114-9, 105-113.
- [4] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou, *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO<sub>2</sub> with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Appl. Phys. Lett., **64** 23 (1994), 3071-3073.
- [5] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B, **13** 2 (1996), 459-468.
- [6] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, H. Welling, and B. Wellegehausen, *Short-pulse laser ablation of solid targets*, Opt. Comm., **129** 1 (1996), 134-142.
- [7] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*, J. Opt. Soc. Am. B, **3** 1 (1986), 125.
- [8] D. Strickland, and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Comm., **56** 3 (1985), 219-221.

- [9] G. Vaillancourt, T. B. Norris, J. S. Coe, P. Bado, and G. A. Mourou, *Operation of a 1-kHz pulse-pumped Ti:sapphire regenerative amplifier*, Opt. Lett., **15** 6 (1990), 317-319.
- [10] D. Breitling, A. Ruf, and F. Dausinger, *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses*, Proc. of SPIE, **5339** (2004), 49-63.
- [11] B. Gu, *Ultra fast laser processing for next generation memory repair and semiconductor manufacturing*, Proc. of SPIE, **5714** (2004).
- [12] J. Kleinbauer: *A powerful diode-pumped laser source for micro-machining with ps pulses in the infrared, the visible and the ultraviolet*, Appl. Phys. B, **80** (2005), 315-320.
- [13] Lmuera Laser GmbH, Opelstraße 10, D-67661 Kaiserslautern, Germany, *Model STACCATO*, URL: <http://www.lumera-laser.de>
- [14] M. Lapczynya, K. P. Chen, P. R. Herman, H. W. Tan and R. S. Majoribanks, *Ultra high repetition rate (133 MHz) laser ablation of aluminium with 1.2-ps pulses*, Appl. Phys. A: Material Science & Processing, **69** (1999), 883-886.
- [15] S. C. Camacho-Lopez, R. Evans, C. Greenhalgh, C. Torti, J. Robertson, R. Majoribanks, P. Herman, M. Nantel and L. Lilge, *Single pulse and pulsetrain-burst (>100 MHz) effects in ultrafast laser processing of metals, glasses and bio-tissues*, Conference on Lasers and Electro-Optics, (2003), Paper CFF2.
- [16] T. M. Jeong, K. S. Kim and C. J. Kim, *Generation of a passively Q-switched mode-locked pulse from a laser diode pumped Nd:YAG laser*, J. of Korean Phys. Soc., **35** (1999), 290-293.
- [17] A. Agnesi, G. C. Reali and V. Kubecek, *Nonlinear mirror operation of a diode-pumped quasi-cw picosecond Nd:YAG laser*, Appl. Phys. B, **66** (1998), 283-285.
- [18] V. Kubecek, J. Biegert, J. C. Diels and M. R. Kokta *Practical source of 50 ps pulses using flashlamp pumped Nd:YAG laser and passive all-solid-state pulse control*, Opt. Comm., **174** (2000), 317-321.
- [19] Y. Chen und S. W. Tai: *Simultaneous Q-switching and mode-locking in a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> -Cr<sup>4+</sup>:YAG laser*, IEEE J. Quantum Electron., **37** (2001), 580-586.

- [20] P. Peuser, and N. P. Schmitt, *Diodengepumpte Festkörperlaser*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, (1995), ISBN: 3-540-58560-5.
- [21] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode-locking*, J. Opt. Soc. Am. B, **16** 1 (1999), 46-56.
- [22] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and 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** 3 (1996), 435-453.
- [23] O. Svelto: *Principles of Lasers*, 4th edition, Plenum Press, New York, (1989), ISBN: 0-306-45748-2.
- [24] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Sausalito, CA 94965, (1986), ISBN: 0-935702-11-3.
- [25] D. J. Kuizenga und A. E. Siegman: *FM and AM Mode-Locking of the homogeneous Laser - Part I: Theory*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-6** (1970), 694.
- [26] Z. A. Yasa and O. Teschke, *Picosecond pulse generation in synchronously pumped dye lasers*, Opt. Comm., **15** (1975), 169-172.
- [27] D. H. Sutter, L. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelo und T. Tschudi: *Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime*, Optics Letters, **24** 9 (1999), 631-633.
- [28] J. Aus der Au, *Towards High-Power Diode-Pumped Femtosecond All-Solid-State Lasers*, Hartung-Gorre Verlag, Konstanz, (2001), ISBN: 3-89649-636-0.
- [29] R. Paschotta and U. Keller, *Passive mode locking with slow saturable absorbers*, Appl. Phys. B, **73** (2001), 653-662.
- [30] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett., **16** 1 (1991), 42-44.
- [31] F. Salin, J. Squier, and M. Piché, *Mode locking of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lasers and self-focusing: a Gaussian approximation*, Opt. Lett., **16** 21 (1991), 1674-1676.

- [32] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, *Kerr lens mode locking*, Opt. Lett., **17** 18 (1992), 1292-1294.
- [33] U. Keller, *Ultrafast All-Solid-State Laser Technology*, Appl. Phys. B, **58** (1994), 347-363.
- [34] G. Cerullo, S. Silvestri, V. Magni und L. Pallaro, *Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers*, Opt. Lett., **19**, (1994), 807-809.
- [35] B. Henrich, R. Beigang, *Self-starting Kerr-lens mode locking of a Nd:YAG-laser*, Opt. Comm., **135**, (1997), 807-809.
- [36] F. X. Kärtner, and U. Keller, *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*, Opt. Lett., **20** 1 (1995), 16-18.
- [37] F. X. Kärtner, D. Kopf, and U. Keller, *Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers*, J. Opt. Soc. Am. B., **12** 3 (1995), 486-496.
- [38] I. D. Jung, F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, M. Kamp, and U. Keller, *Experimental verification of soliton mode locking using only a slow saturable absorber*, Opt. Lett., **20** 18 (1995), 1892-1894.
- [39] F. X. Kärtner, J. Aus der Au, and U. Keller, *Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers – What’s the Difference?*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., **4** 2 (1998), 159-168.
- [40] B. Henrich, *Neuartige Lasersysteme zur Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse hoher mittlerer Leistung*, Verlag Mainz, Wissenschaftsverlag, Aachen, (2001), ISBN: 3-89653-832-2.
- [41] J. Herrmann and M. Müller, *Theory of nonlinear coupled cavity mode-locking*, J. Opt. Soc. Am. B, **13** 7 (1996), 1542-1558.
- [42] E. P. Ippen, H. A. Haus and L. Y. Liu, *Additive puls mode-locking*, J. Opt. Soc. Am. B., **6** 9 (1989), 1736ff.
- [43] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Structures for additive puls mode-locking*, J. Opt. Soc. Am. B., **6** 9 (1989), 1736ff.
- [44] A. J. DeMaria, D. A. Stetser und H. Heynau: *Self-Modelocking of Lasers with Saturable Absorbers*, Appl. Phys. Lett., **8** (1966), 174-176.

- [45] C. Hönniger, *Ultrafast Ytterbium-Doped Bulk Lasers and Laser Amplifiers*, Hartung-Gorre Verlag, Konstanz, (1999), ISBN: 3-89649-391-2.
- [46] U. Keller: *Semiconductor nonlinearities for solid-state laser modelocking and Q-switching*. In: A. Kost und E. Garmiere, eds.: *Nonlinear Optics in Semiconductors II*, Vol. **59** of Semiconductors and Semimetals, Academic Press, 211-286 (1999), ISBN: 0-127-52168-2.
- [47] M. J. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, and C. Jagadish, *GaAs based anti-resonant Fabry-Perot saturable absorber fabricated by metal organic vapor phase epitaxy and ion implantation*, Appl. Phys. Lett., **70** 25 (1997), 3428–3430.
- [48] U. Siegner, B. Luther-Davies, H. H. Tan und C. Jagadish, *Ultrafast High-Intensity Nonlinear Absorption Dynamics in Low-Temperature Grown Gallium Arsenide*, Appl. Phys. Lett., **69**,(1996), 2566-2568.
- [49] M. J. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, C. Jagadish, M. Haiml, U. Siegner, and U. Keller, *Nonlinear optical absorption and temporal response of arsenic- and oxygen-implanted GaAs*, Appl. Phys. Lett., **74** 14 (1999), 1993–1995.
- [50] H. H. Tan, C. Jagadish, M. J. Lederer, B. Luther-Davies, J. Zou, D. J. H. Cockayne, M. Haiml, U. Siegner, and U. Keller, *Role of implantation-induced defects on the response time of semiconductor saturable absorbers*, Appl. Phys. Lett., **75** 10 (1999), 1437–1439.
- [51] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B-Y. Tsaur, and A. R. Calawa, *Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*, Appl. Phys. Lett., **54** 19 (1989), 1881-1883.
- [52] L. R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, *Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers*, J. Opt. Soc. Am. B, **12** 2 (1995), 311-322.
- [53] M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, R. C. Lutz, P. Specht, and E. R. Weber, *Optical nonlinearity in low-temperature-grown GaAs: Microscopic limitations and optimization strategies*, Appl. Phys. Lett., **74** 21 (1999), 3134-3136.
- [54] M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, P. Specht, and E. R. Weber, *Femtosecond response times and high optical nonlinearity in*

- beryllium-doped low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett., **74** 9 (1999), 1269-1271.
- [55] H. A. Haus, *Theory of mode locking with a fast saturable absorber*, J. of Appl. Phys., **46** 7 (1975), 3049-3058.
- [56] H. A. Haus, *Theory of mode locking with a slow saturable absorber*, IEEE J. Quantum Electron., **11** 9 (1975), 736-746.
- [57] F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, and U. Keller, *Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices*, Opt. Eng., **34** 7 (1995), 2024-2036.
- [58] H. A. Haus, *Parameter ranges for cw passive mode-locking*, IEEE J. Of Quantum Electron., **12** 3 (1976), 169-176.
- [59] R. Hohmuth, G. Paunescu, J. Hein, C. H. Lange, and W. Richter, *Saturable absorber mirrors for passive mode-locking*, 10<sup>th</sup> Microoptics Conference MOC 2004, Sept. 1–3, 2004, Jena, Germany, Poster F-30.
- [60] L. DeShazer, *Vanadate crystals exploit diode-pump technology*, Laser Focus World, Feb. 1994.
- [61] T. Jensen, V. G. Ostroumov, J. P. Meyn and G. Huber, *Spectroscopic characterization and laser performance of diode-laser-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub>*, Appl. Phys. B, **58** (1994), 373-379.
- [62] Y.-F. Chen, and Y.P. Lan, *Comparison between c-cut and a-cut Nd:YVO<sub>4</sub> lasers passively Q-switched with a Cr<sup>A+</sup>:YAG saturable absorber*, Appl. Phys. B, **74** (2002), 415-418.
- [63] B. Ruffing, A. Nebel and R. Wallenstein, *A 19 W RGB solid state laser source for large frame laser projection displays*, In: Leos (Orlando), IEEE Lasers and Electro-Optics Society, (1998).
- [64] C. L. Fincher and R. A. Fields, *Test Report on 1 % Nd:YVO<sub>4</sub>*, ITI Electro-Optics Corporation, (1993).
- [65] X. Peng, A. Asundi, Y. Chen, and Z. Xiong, *Study of the mechanical properties of Nd:YVO<sub>4</sub> crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis*, Appl. Opt., **40** 9 (2001), 1396-1403.

- [66] L. J. Qin, X. L. Meng, H. Y. Shen, L. Zhu, B. C. Xu, L. X. Huang, H. R. Xia, P. Zhao, and G. Zheng, *Thermal conductivity and refractive indices of Nd:GdVO<sub>4</sub> crystals*, Cryst. Res. Technol., **38** (2003), 793-797.
- [67] P. K. Mukhopadhyay, A. Nautiyal, P. K. Gupta, K. Ranganathan, J. George, S. K. Sharma, and T. P. S. Nathan, *Experimental determination of the thermo-optic coefficient ( $dn/dT$ ) and the effective stimulated emission cross-section ( $\sigma_e$ ) of an a-axis cut 1.-at. % doped Nd:GdVO<sub>4</sub> crystal at 1.06  $\mu\text{m}$  wavelength*, Appl. Phys. B, **77** (2003), 81-87.
- [68] H. Zhang, J. Liu, J. Wang, C. Wang, L. Zhu, Z. Shao, X. Meng, X. Hu, M. Jiang, and Y. T. Chow, *Characterization of the laser crystal Nd:GdVO<sub>4</sub>*, J. Opt. Soc. Am. B, **19** 1 (2002), 18-27.
- [69] Y. F. Chen, *Influence of thermal fracture on scaling diode end-pumped lasers to high powers*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), OSA Technical Digest **70** 128 (1999), 128-129.
- [70] D. Krennrich, *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtimpulse von diodengepumpten modengekoppelten Festkörperlasern mit Neodym dotierten Lasermaterialien im Wellenlängenbereich von 0,9  $\mu\text{m}$  und 1,3  $\mu\text{m}$* , Cuvillier Verlag, Göttingen, (2005), ISBN: 3-86537-610-X.
- [71] S. Reuter, *Numerische und experimentelle Untersuchung der mechanischen und optischen Eigenschaften von Neodym-dotierten Lasermaterialien unter thermischer Belastung*, Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, (2000).
- [72] C. Theobald, *Untersuchung der physikalischen Eigenschaften eines linear polarisiert angeregten modengekoppelten Nd:YVO<sub>4</sub> Hochleistungslasers*, Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, (2002).
- [73] Y. Sato and T. Taira, *Thermal properties of Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, GdVO<sub>4</sub> and YVO<sub>4</sub>*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), (2006), Paper JThC30.
- [74] J. Didierjean, S. Forget, S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, K. Altmann, and C. Pflaum, *High resolution absolute temperature mapping in laser crystals in diode-end-pumped configuration*, Proc. of SPIE, **5707** (2005), 370-379.
- [75] W. A. Clarkson, *Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers*, J. Phys. D: Appl. Phys., **34** (2001), 2381-2395.

- [76] Spectra Physics, *Diode pumped laser using crystals with strong thermal focussing*, WO 96/34436, (1996).
- [77] W. W. Rigrod, *Saturation effects in high-gain lasers*, J. Appl. Phys., **36** (1965), 2487-2490.
- [78] J. K. Chee, M. N. Kong and J. M. Liu *Passive mode locking with nonlinear external coupled cavity at high pulse repetition rates.*, Opt. Lett., **16** 2, (1991), 73-75.
- [79] S. Marzenell, R. Beigang, and R. Wallenstein, *Limitations and guidelines for measuring the spectral width of ultrashort light pulses with a scanning Fabry-Pérot interferometer*, Appl. Phys. B, **71** (2000), 185-191.
- [80] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace, and G. E. Hall, *CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-16** 9 (1980), 990-996.
- [81] D. T. Reid, C. McGowan, M. J. Padgett, W. E. Sleat, J. W. Allen and W. Sibbett, *Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond pulses*, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, Paper CPD2.8.
- [82] K. J. Weingarten, B. Braun and U. Keller *In situ small-signal gain of solid-state lasers determined from relaxation oscillation frequency measurements.*, Opt. Lett., **19** 15, (1994), 1140-1142.
- [83] N. W. Rimington, S. L. Schieffer, W. A. Schroeder, and B. K. Briceken, *Thermal lens shaping in Brewster gain media: A high-power, diode-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> laser*, Opt. Express, **12** 7 (2004), 1426-1436.
- [84] J.-L. He, C.-K. Lee, J. Y. J. Huang, S.-C. Wang, C.-L. Pan, and K.-F. Huang, *Diode-pumped passively mode-locked multiwatt Nd:GdVO<sub>4</sub> laser with a saturable Bragg reflector*, Appl. Opt., **42** 27 (2003), 5496-5499.
- [85] B. Zhang, G. Li, M. Chen, Z. Zhang, and Y. Wang, *Passive mode locking of a diode-end-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> laser with a semiconductor saturable absorber mirror*, Opt. Lett., **28** 19 (2003), 1829-1831.
- [86] S. Zhang, E. Wu, H. Pan, and H. Zeng, *Passive Mode Locking in a Diode-Pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> Laser With a Semiconductor Saturable Absorber Mirror*, IEEE J. Quantum Electron., **40** 5 (2004), 505-508.

- [87] J. Kong, D. Y. Tang, S. P. NG, B. Zhao, L. J. Qin and X. L. Meng, *Diode-pumped passively mode-locked Nd:GdVO<sub>4</sub> laser with a GaAs saturable absorber mirror*, Appl. Phys. B, **79** (2004), 203-206.
- [88] J. Du, J. He, J. Liu and H. Wang, *Q-switched mode-locked diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser with a saturable Bragg reflector*, Chinese Optics Letters, **2** 5 (2004), 275-277.
- [89] J. K. Jabczynski, W. Zendzian and J. Kwiatkowski, *Q-switched mode locking in diode pumped lasers*, Opto-Electronics Review, **13** 4,(2005), 317-323.
- [90] P. K. Datta, S. Mukhopadhyay S. K. Das, L. Tartara and V. Degiorgio, *Enhancement of stability and efficiency of a nonlinear mirror mode-locked Nd:YVO<sub>4</sub> oscillator by an active Q-switch*, Opt. Express., **12** 17 (2004).
- [91] K. A. Stankov, *A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient*, Appl. Phys. B, **45** (1988), 191-195.
- [92] P. A. Schulz and S. R. Henion, *5-GHz mode locking of a Nd:YLF laser*, Opt. Lett., **16** 19 (1991), 1502-1504.
- [93] C. J. Flood, D. R. Walker, and H. M. van Driel, *Effect of spatial hole burning in a mode-locked diode end-pumped Nd:YAG laser*, Opt. Lett., **20** 1 (1995), 58-60.
- [94] B. Braun, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, and U. Keller, *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part I: Experiments*, Appl. Phys. B, **61** (1995), 429-437.
- [95] F. X. Kärtner, B. Braun, and U. Keller, *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part II: Theory*, Appl. Phys. B, **61** (1995), 569-579.
- [96] B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc., (1991), ISBN: 0-471-83965-5.
- [97] M. Roth, M. Tseitlin, and N. Angert, *Oxide crystals for electro-optic Q-switching of lasers*, Glass Physics and Chemistry, **31** 1 (2005), 86-95.
- [98] M. Roth, N. Angert, and M. Tseitlin, *Potassium Titanyl Phosphate (KTP) - An Oxide of Choice for nonlinear optical and electro-optic Devices*, 2<sup>nd</sup> Israeli-Russian Binational Workshop, Jerusalem, Tel-Aviv, (2003), 223-235.

- [99] M. Serr, *Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulse hoher Energie und Repetitionsrate durch elektrooptisches Cavity-Dumping von diodengepumpten und passiv modengekoppelten Laseroszillatoren basierend auf Nd:YVO<sub>4</sub>*, Cuvillier Verlag Göttingen, (2007), ISBN: 3-86727-153-4.
- [100] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, (2001), ISBN: 0-120-45133-3.
- [101] H. A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen *Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking*, IEEE J. Quantum Electron., **28** 10 (1992), 2086-2096.
- [102] M. Lührmann, *TU Kaiserslautern*, unveröffentlichte Ergebnisse (2006).
- [103] A. Nebel, T. Herrmann, B. Henrich and R. Knappe, *Fast micro-machining using picosecond lasers*, Proc. of SPIE, **5706** (2005), 87-98.
- [104] H. Haloui, *Lumera Laser GmbH, Applikationslabor*, unveröffentliche Ergebnisse (2006).
- [105] T. Herrmann, H. Haloui, R. Knappe, B. Henrich und A. Nebel, *Improved picosecond laser radiation for micromachining*, Proc. of the 25<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO) (2006), Paper M1003.

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. Richard Wallenstein danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, diese unter sehr guten Bedingungen in seiner AG zu bearbeiten.

Bei Herrn Prof. Dr. René Beigang bedanke ich mich für das Erstellen des Zweitgutachtens.

Besonderer Dank gilt den Herren Dr. Johannes L'huillier, Dr. Bernhard Henrich und Dr. Ralf Knappe für die kritische Durchsicht der vorliegenden Arbeit.

Bei meinen Bürokollegen Marco Weitz, Dr. Lars Frieß, Dr. Dirk Krennrich und Dr. Johannes L'huillier bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für die angenehme Laboratmosphäre möchte ich mich bei Dr. Markus Serr, Dr. Dirk Krennrich, Marco Weitz und Louis McDonagh bedanken.

Bei Herrn Dr. Bernhard Henrich, Dr. Ralf Knappe, Dr. Thomas Herrmann und Dr. Achim Nebel von der Firma Lumera Laser GmbH bedanke ich mich für das Interesse an dieser Arbeit, die vielen hilfreichen Diskussionen und die Möglichkeit die Experimente zur Mikrobearbeitung im Applikationslabor durchführen zu können..

Den Herren Peter Bohnert, Peter Fronhöfer, Karl Köhl und Hermann Krenz danke ich für die Unterstützung bei mechanischen und elektronischen Problemen.

Bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der AG Wallenstein bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern für jegliche Unterstützung während meiner Studien- und Promotionszeit.



# Lebenslauf

## PERSÖNLICHE DATEN

---

Name	Christian Theobald
Geburtsdatum	11.05.1978
Geburtsort	Kusel
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

## SCHULBILDUNG

---

08/1984-07/1988	Grundschule in Altenglan
08/1988 - 06/1997	Staatliches Gymnasium in Kusel Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

## HOCHSCHULBILDUNG

---

10/1997 - 12/2002	Studium der Physik an der TU Kaiserslautern
12/2001 - 12/2002	Diplomarbeit in Experimentalphysik Abschluss: Diplom-Physiker
seit 02/2003	Promotionsstudium an der TU Kaiserslautern
07/2003-06/2004	Erhöhtes Doktoranden-Stipendium der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Graduiertenkollegs Nichtlineare Optik und Ultrakurzzeitphysik





