




Markus Serr



**Erzeugung von Pikosekunden-
Lichtimpulsen hoher Energie und
Repetitionsrate durch elektrooptisches
Cavity-Dumping von diodengepumpten
und passiv modengekoppelten
Laseroszillatoren basierend auf Nd:YVO₄**



Cuvillier Verlag Göttingen

Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulsen
hoher Energie und Repetitionsrate
durch elektrooptisches
Cavity-Dumping von diodengepumpten und passiv
modengekoppelten Laseroszillatoren
basierend auf Nd:YVO₄

Markus Serr

Dissertation

D 386

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: 06.12.2006

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., 2006

978-3-86727-153-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2007

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2007

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-153-0

Abstract

Generation of picosecond light pulses with high energy and repetition rate by electro-optically cavity-dumping diode-pumped and passively mode-locked laser oscillators based on Nd:YVO₄

Recently published investigations have shown, that the use of nearly diffraction limited light pulses with a duration of a few picoseconds and an energy of a few microjoules leads to an excellent processing quality in the field of metal micromachining. This quality is superior to that achieved with nanosecond and roughly equal to that achieved with femtosecond pulses. However, picosecond laser systems show a lot of advantages over femtosecond lasers, making their industrial application much more attractive: it is not necessary to use the complex and expensive technique of chirped pulse amplification and furthermore the systems are more efficient, reliable and cost-effective.

Besides the spatial and temporal beam quality, the pulse duration and the pulse energy, the pulse repetition rate is an important laser parameter for applications in the field of material processing. At a given energy of a few μJ this rate should be in the range of several hundreds of kHz in order to make high speed processing possible. A promising approach to reach all of these objectives is a method called *cavity-dumping*. Using this technique, an oscillator's losses are kept very low most of the time, so that a high intracavity power and therewith a high pulse energy can build up. Most of this energy is then periodically coupled out of the oscillator by a fast optical switch, usually an acousto- or electro-optical modulator. In the following these oscillators emit pulse trains with a significantly increased pulse energy at a repetition rate mainly limited by the modulator's electronics.

This thesis reports on the realisation of novel laser systems based on electro-optically cavity-dumped, diode pumped and passively modelocked Nd:YVO₄-oscillators emitting pulses that match all the requirements for picosecond metal micromachining mentioned above. Thereby two different approaches were examined: *resonant* and *overresonant* cavity-dumping. Resonant cavity-dumping was demonstrated for the first time ever, using the overshoot of the occurring relaxation oscillations to maximize the pulse energy. With this approach, sub-10 ps pulses with an energy of up to 7,0 μJ at a fixed repetition rate of 400 kHz were extracted directly from an oscillator. An even higher and in addition tunable repetition rate ranging from 400 kHz to 2 MHz could be realised using overresonant cavity-dumping. However, with this approach sub-10 ps pulses of a somewhat lower energy between 2,9 μJ at 400 kHz and 1,3 μJ at 2 MHz were generated. These pulses were amplified using a simple two-dimensional multi-pass amplification scheme. Four passes through the active medium resulted in a pulse energy between 16,4 μJ at 400 kHz and 4,7 μJ at 2 MHz. In this process neither the temporal nor the spatial pulse quality was reduced.

The generated impulse peak powers of up to 2,5 MW were suitable for an efficient frequency conversion of the generated pulses as well. This was shown exemplarily for

the case of single-pass frequency doubling from the infrared to the green spectral range with Lithium-triborate (LBO), resulting in a maximum conversion efficiency of up to 75 %. This experiment also confirmed the outstanding spatial and temporal quality of the fundamental impulses, as the result was in good agreement with the theoretically calculated value.

To gain a deeper understanding of the physical processes being present in cavity-dumped laser systems, numerical simulations of the temporal dynamics of such lasers were performed. The calculations were based on the coupled rate equations of the population inversion and the intracavity number of photons for the case of an ideal four-level gain medium. For example, the different dynamic steady-state behaviour of resonant and overresonant cavity-dumping could be investigated and the onset of a bifurcation of the intracavity power when dumping resonantly could be identified.

The investigations and analyses performed in this thesis clearly demonstrate the outstanding potential of diode-pumped, passively mode-locked and cavity-dumped laser oscillators based on Nd:YVO₄ concerning the generation of ultrashort pulses which are most suitable for applications in the field of metal micromachining. Additionally they contribute to a deeper understanding of the temporal dynamics and the physical processes occurring in lasers with cavity-dumping.

Kurzzusammenfassung

Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulsen hoher Energie und Repetitionsrate durch effizientes elektrooptisches Cavity-Dumping von diodengepumpten und passiv modengekoppelten Lasersoszillatoren basierend auf Nd:YVO₄

Kürzlich veröffentlichte Arbeiten haben gezeigt, dass die Verwendung von nahezu beugungsbegrenzten Lichtimpulsen einer Dauer von wenigen ps und einer Energie von wenigen μJ zu qualitativ hervorragenden Ergebnissen bei der Präzisionsbearbeitung von Metallen führt. Dabei ist die Qualität besser als bei der Verwendung von ns-Impulsen und vergleichbar mit den Ergebnissen bei Verwendung von fs-Impulsen. Gegenüber fs-Systemen besitzen ps-Laser jedoch eine Reihe von Vorteilen, welche deren industrielle Anwendung deutlich attraktiver macht: Auf das aufwändige und teure Verfahren der *Chirped Pulse Amplification* kann verzichtet werden und die Systeme sind effizienter, robuster, kostengünstiger und weniger komplex.

Für die Materialbearbeitung ist neben der räumlichen und zeitlichen Strahlqualität, der Impulsdauer und der Impulsenergie auch die Impulsfolgefrequenz ein entscheidender Laserparameter. Bei einer gegebenen Impulsenergie von wenigen μJ sollte diese möglichst mehrere hundert kHz betragen, um eine hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit und damit Wirtschaftlichkeit zu gewährleisten. Ein viel versprechender Ansatz für die Erzeugung von Impulsen mit allen diesen Eigenschaften ist das so genannte *Cavity-Dumping*. Bei dieser Technik werden die Verluste eines Oszillators möglichst gering gehalten, so dass sich eine hohe resonatorinterne Leistung und damit eine hohe Impulsenergie aufbauen kann. Ein großer Anteil dieser Energie wird dann anhand eines schnellen optischen Schalters, wobei es sich in der Regel um einen akusto- oder elektrooptischen Modulator handelt, periodisch aus dem Oszillator ausgekoppelt. Somit emittieren diese Oszillatoren Impulszüge mit einer signifikant höheren Impulsenergie, deren Repetitionsrate in erster Linie durch die Treiberelektronik des Modulators limitiert wird.

Die vorliegende Arbeit berichtet von der Entwicklung neuartiger Lasersysteme, basierend auf diodengepumpten und passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillatoren mit elektrooptischem Cavity-Dumping welche ps-Impulse mit den oben genannten optimalen Eigenschaften für die Präzisionsbearbeitung von Metallen erzeugen. Dabei wurden zwei verschiedene Techniken untersucht: *resonantes* und *überresonantes* Cavity-Dumping. Resonantes Cavity-Dumping wurde in dieser Arbeit entwickelt und ermöglichte die Maximierung der Impulsenergie durch die Ausnutzung des Überschwingens auftretender Relaxationsoszillationen. Erstmals konnten in der Folge Impulse einer Energie von $7,0 \mu\text{J}$ bei einer festen Repetitionsrate von 400 kHz und einer Dauer von weniger als 10 ps direkt aus einem Oszillator ausgekoppelt werden. Eine deutlich höhere Repetitionsrate war mit überresonantem Cavity-Dumping möglich. Diese lag zwischen 400 kHz und 2 MHz und konnte quasi kontinuierlich durchgestimmt werden. Dabei ergaben sich ebenfalls Impulse einer Dauer von weniger als 10 ps, allerdings mit vergleichsweise geringeren Energien

zwischen $2,9 \mu\text{J}$ bei 400 kHz und $1,3 \mu\text{J}$ bei 2 MHz. Diese Impulse wurden mit einem zweidimensionalen Multi-Pass Verstärker basierend auf Nd:YVO₄ nachverstärkt. Nach vier Durchgängen durch das aktive Medium führte dies zu Energien zwischen $16,4 \mu\text{J}$ bei 400 kHz und $4,7 \mu\text{J}$ bei 2 MHz, wobei die zeitliche und räumliche Impulsqualität erhalten blieb.

Aufgrund der hohen erreichten Spitzenleistungen von bis zu 2,5 MW eigneten sich die erzeugten Impulse auch für eine effiziente Frequenzkonversion. Dies wurde exemplarisch anhand der Frequenzverdopplung vom infraroten in den grünen Spektralbereich im Einfachdurchgang durch Lithiumtriborat (LBO) gezeigt, wobei eine maximale Konversionseffizienz von 75 % erreicht werden konnte. Dieser Wert stimmte zudem mit der theoretisch zu erwartenden Effizienz überein, was nochmals die hervorragende zeitliche und räumliche Qualität der Fundamentalimpulse bestätigte.

Um ein tieferes Verständnis der physikalischen Vorgänge in Lasersystemen mit Cavity-Dumping zu erreichen, wurden numerische Simulationen der zeitlichen Dynamik solcher Laser durchgeführt. Diese basierten auf den gekoppelten Ratengleichungen der Besetzungsinversion und der resonatorinternen Photonenzahl für ideale Vier-Niveau-Systeme. Anhand der Simulationen konnte beispielsweise das unterschiedliche dynamische Gleichgewicht bei resonantem und überresonantem Cavity-Dumping untersucht und die Entstehung einer Bifurkation des resonatorinternen Strahlungsfeldes bei resonantem Cavity-Dumping identifiziert werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zeigen eindeutig das große Potenzial von diodengepumpten und passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillatoren mit elektrooptischem Cavity-Dumping zur Erzeugung von ultrakurzen Impulsen, die sich beispielsweise hervorragend für Anwendungen im Bereich der Mikrobearbeitung von Metallen eignen. Zudem tragen diese Untersuchungen zu einem besseren Verständnis der beim Cavity-Dumping auftretenden zeitlichen Dynamik und der zugrunde liegenden laserphysikalischen Prozesse bei.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Die Grundlagen ultrakurzer Laserimpulse	5
2.1	Die zeitliche Emissionscharakteristik eines Lasers	5
2.2	Theoretische Grundlagen der Modenkopplung	7
2.3	Realisierung der Modenkopplung	13
2.3.1	Aktive Modenkopplung	13
2.3.2	Passive Modenkopplung	16
2.4	Grundlagen sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel	22
2.4.1	Makroskopische SESAM-Parameter und deren Einfluss auf die Laserdynamik	23
2.4.2	Aufbau von SESAMs	27
3	Passiv modengekoppelte Nd:YVO₄-Oszillatoren	31
3.1	Das Lasermaterial Nd:YVO ₄	33
3.2	Der Oszillator für resonantes Cavity-Dumping	37
3.2.1	Experimenteller Aufbau	37
3.2.2	Charakterisierung der Pumpquelle	42
3.2.3	Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung	43
3.3	Der Oszillator für überresonantes Cavity-Dumping	46
3.3.1	Experimenteller Aufbau	46
3.3.2	Charakterisierung der Pumpquelle	48
3.3.3	Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung	49
3.4	Zusammenfassung	50

4	Grundlagen elektrooptischer Modulatoren	53
4.1	Cavity-Dumping mit elektrooptischen Schaltern	54
4.2	Der Pockels-Effekt	55
4.3	Optische Vermessung der Schaltzeiten von Pockels-Zellen	62
4.4	Übersicht der wichtigsten Pockels-Medien	65
4.4.1	KDP und KD*P	65
4.4.2	Lithium-Niobat	66
4.4.3	BBO	66
4.4.4	KTP und RTP	67
5	Resonantes Cavity-Dumping	71
5.1	Modifikation des Nd:YVO ₄ -Oszillators	71
5.2	Einflüsse der Pockels-Zelle auf das resonatorinterne Strahlungsfeld	73
5.2.1	Tendenzen zur gütegeschalteten Modenkopplung	73
5.2.2	Auftreten von Mehrfachimpulsen	77
5.2.3	Depolarisation	80
5.3	Experimentelle Ergebnisse	81
5.3.1	Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 89 kHz	82
5.3.2	Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 300 kHz	85
5.3.3	Optimierung der resonatorinternen Leistung	88
5.4	Skalierung der Impulsenergie	96
5.4.1	Der experimentelle Aufbau des Nd:YVO ₄ -Oszillators	96
5.4.2	Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung	98
5.4.3	Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 400 kHz	99
5.5	Zusammenfassung	101
6	Überresonantes Cavity-Dumping	105
6.1	Modifikation des Nd:YVO ₄ -Oszillators	106
6.2	Experimentelle Ergebnisse	109
6.3	Nachverstärkung der erzeugten Impulse	119
6.3.1	Experimenteller Aufbau des Verstärkers	119
6.3.2	Experimentelle Ergebnisse der Verstärkung	122
6.4	Zusammenfassung	126
7	Erzeugung der zweiten Harmonischen	129
7.1	Theoretische Grundlagen der nichtlinearen Optik	130
7.1.1	Die nichtlineare Polarisation	130
7.1.2	Die gekoppelten Amplitudengleichungen	131
7.1.3	Realisierung der Phasenanpassung	133
7.1.4	Frequenzverdopplung von ultrakurzen Laserimpulsen in dispersiven Medien	135

7.2	Experimentelle Ergebnisse	137
7.2.1	Der Versuchsaufbau	137
7.2.2	Experimentelle Ergebnisse mit KTP	138
7.2.3	Experimentelle Ergebnisse mit LBO	139
8	Numerische Simulation der Laserdynamik beim Cavity-Dumping	143
8.1	Theoretische Grundlagen des Ratengleichungsmodells	144
8.2	Numerisches Lösungsverfahren: Die Runge-Kutta-Methode	147
8.3	Die Lösung der Ratengleichungen	149
9	Zusammenfassung	161
A	Der Programmcode zur Simulation der Laserdynamik	167
	Literaturverzeichnis	171
	Danksagung	185

KAPITEL 1

Einleitung

Einer der industriellen Anwendungsschwerpunkte von gepulst emittierenden und optisch angeregten Festkörperlasern ist die Präzisions- oder Mikromaterialbearbeitung. Aufgrund ihrer hohen Impulsenergie, geringer Kosten und einer vergleichsweise hohen Robustheit dominieren hier in erster Linie gütegeschaltete Laser, welche Impulse mit einer Dauer im Bereich von Nanosekunden emittieren. Der große Nachteil derartiger Impulse ist die lange Wechselwirkungsdauer mit dem zu bearbeitenden Werkstück. Diese ist deutlich größer als der typischerweise im Bereich von wenigen Pikosekunden liegende Zeitraum, in dem das absorbierende Elektronensystem die eingestrahelte Energie an die Gitterstruktur des Materials weiterleitet [1]. Somit befinden sich die Elektronen während der Dauer eines Impulses stets im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter, wodurch ein signifikanter Anteil der eingestrahelten Energie aus dem Wechselwirkungsbereich in die daran angrenzenden Regionen entweicht. In der Folge kommt es zur Gratbildung oder Rissen im Material, was die Qualität der Bearbeitung mindert [2, 3].

Aus diesem Grund gerieten Mitte der 1990er Jahre Lasersysteme mit einer Impulsdauer im Bereich von Femtosekunden in den Mittelpunkt des Forschungsinteresses. Bei derart kurzen Impulsen kann sich während der Dauer eines Impulses kein thermisches Gleichgewicht zwischen den Elektronen und dem Gitter einstellen. Bei Metallen geben die Elektronen die Anregungsenergie innerhalb einiger Pikosekunden durch Stöße an das umgebende Gitter ab, im Fall von Dielektrika werden sie direkt aus dem Festkörper gelöst und lassen positiv geladene Ionen zurück [4]. Beides führt bei ausreichender Intensität der einfallenden Strahlung zu einem Aufbrechen der Gitterstruktur. Der Materialabtrag fin-

det somit in erster Linie durch einen direkten Übergang vom festen in den gasförmigen Zustand statt, was in einem deutlich geringeren Wärmeeintrag in Gebiete außerhalb der Wechselwirkungszone resultiert [5]. In der Tat führten Femtosekunden-Lasersysteme zu einer bis dahin unerreichten Bearbeitungsqualität und eröffneten gleichzeitig neue Anwendungsgebiete [6–11]. Beispielsweise ermöglicht der nichtlineare Effekt der Mehrphotonenabsorption die präzise Bearbeitung von Materialien, die für die Laserwellenlänge transparent sind.

Im Zuge dieser Entwicklung kristallisierte sich titandotierter Saphir ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, Ti:Sa) als Standardmaterial für Femtosekunden-Lasersysteme heraus. Im Hinblick auf die Materialbearbeitung besitzt Ti:Sa jedoch einige Nachteile, die dessen industriellen Durchbruch bisweilen verhinderten. Der schwerwiegendste Nachteil resultiert aus der Tatsache, dass Ti:Sa-Oszillatoren in der Regel lediglich Impulse einer Energie im Bereich von Piko- bis wenigen Nanojoule emittieren. Um die für die Materialbearbeitung erforderliche Impulsenergie im Bereich von Mikro- bis Millijoule [12] zu erreichen, ist eine Nachverstärkung notwendig, die meist anhand eines regenerativen Verstärkers realisiert wird. Die dabei entstehenden Impulsenergien von bis zu wenigen mJ führen aufgrund der geringen Impulsdauer zu Spitzenleistungen im Bereich von Terawatt. Derartige Spitzenleistungen würden eine selbstinduzierte Zerstörung optischer Verstärkerelemente nach sich ziehen, so dass die vom Seedoszillator emittierten Impulse vor der Einkopplung in den Verstärker zeitlich gestreckt werden müssen. Nach der Verstärkung findet dann eine Komprimierung zurück in den Femtosekundenbereich statt, meist anhand einer Folge von Transmissionsgittern. Dieses Verfahren ist unter dem Begriff *Chirped Pulse Amplification (CPA)* bekannt und stellt die Standardmethode zur Verstärkung von Femtosekunden-Impulsen dar [13–15]. CPA führt zu einer enormen Komplexität der Lasersysteme, hohen Verlusten, einer Verschlechterung der Strahlqualität, einer vergleichsweise geringen Robustheit, hohen Kosten und einer geringen Impulsfolgefrequenz. Letztere ist für die meisten kommerziellen Systeme auf etwa 5 kHz beschränkt, was bei industriellen Anwendungen zu einem geringen Produktionsdurchsatz führt. Ein weiterer Nachteil von Ti:Sa-Lasern ist, dass sich das Absorptionsmaximum von Ti:Sa im grünen Spektralbereich befindet und somit keine effizienten Hochleistungs-Diodenlaser als Pumpquelle zur Verfügung stehen. Daher erfolgt deren Anregung entweder durch Ar^+ -Laser oder frequenzverdoppelte Strahlung diodengepumpter Festkörperlaser, beispielsweise basierend auf Nd:YAG oder Nd:YLF. Dies senkt die Effizienz und steigert nochmals die Kosten solcher Systeme.

Nach den erfolgreichen Untersuchungen mit Femtosekunden-Lasern wurde längere Zeit davon ausgegangen, dass der Einsatz von Impulsen mit einer Dauer im Bereich von 100 fs für eine hohe Bearbeitungsqualität unabdingbar ist. Kürzlich zeigten von Breitling et al. veröffentlichte Arbeiten jedoch im Fall von Metallen, dass bei Anwendung von Impulsen einer Dauer von wenigen Pikosekunden vergleichbare Ergebnisse erzielt werden können [16]. Der physikalische Grund hierfür ist die Entstehung eines heißen Plasmas bei der Bearbeitung, welches seine Energie in einem zeitlichen Rahmen von einigen zehn Pi-

kosekunden an die Gitterstruktur des umgebenden Materials abgibt. Die Verwendung von Femtosekunden-Impulsen bietet demnach keinen Vorteil gegenüber Impulsen einer Dauer von einigen Pikosekunden, da der Prozess der Energieübertragung in beiden Fällen im gleichen Zeitraum abläuft [16, 17]. Im Gegenteil: Die Tatsache, dass bei der Verwendung von Pikosekunden-Impulsen auf das Verfahren der CPA verzichtet werden kann und zudem Strahlverzerrungen im Bereich des Fokus aufgrund nichtlinearer Wechselwirkungen mit der Luft praktisch ausgeschlossen sind, machen Pikosekunden-Lasersysteme für Anwendungen in der industriellen Präzisionsbearbeitung von Metallen deutlich attraktiver als Femtosekunden-Systeme.

Die von Breitling et. al. veröffentlichten Untersuchungen zeigten zudem, dass die beste Qualität der Metallbearbeitung bei Impulsenergien knapp oberhalb der Abtragsschwelle erreicht wird [16]. Dies ist durch eine deutliche Reduktion des Materialdampfdrucks oberhalb der Bearbeitungsebene begründet, wodurch die Schmelz- und damit auch die Gratbildung minimiert wird [18–20]. Die Abtragsschwelle liegt typischerweise im Bereich von 1 J/cm^2 und kann somit beispielsweise bei einem Fokusbereich von $10 \text{ }\mu\text{m}$ bereits mit einer Impulsenergie von $1 \text{ }\mu\text{J}$ erreicht werden. Der wesentliche Nachteil der Bearbeitung mit einer Energie nahe der Abtragsschwelle ist die minimale Abtragsrate und damit die geringe Bearbeitungsgeschwindigkeit. Aus diesem Grund ist die Entwicklung von Lasersystemen notwendig, welche Impulse mit möglichst hohen Repetitionsraten im Bereich von mehreren hundert kHz, einer Dauer von wenigen Pikosekunden und einer Energie von wenigen Mikrojoule erzeugen. Um zudem eine optimale Fokussierbarkeit zu gewährleisten, muss die erzeugte Strahlung ein nahezu beugungsbegrenztes transversales Strahlprofil besitzen.

Ein viel versprechender Ansatz für die Realisierung derartiger Lasersysteme ist das so genannte *Cavity-Dumping*. Bei dieser Technik werden die Verluste eines Oszillators möglichst gering gehalten, so dass sich resonatorintern eine hohe mittlere Leistung aufbauen kann. Diese Energie wird dann in regelmäßigen zeitlichen Abständen mit einem schnellen optischen Schalter größtenteils ausgekoppelt, wodurch der Oszillator einen periodischen Impulszug hoher Energie emittiert. Die Repetitionsrate der Impulse wird dabei in erster Linie durch die Treiberelektronik des Modulators limitiert. Nach der erstmaligen Realisierung im Jahre 1966 [21] wurde Cavity-Dumping bei einer Vielzahl unterschiedlicher Lasertypen angewandt [22–28], wobei der Schwerpunkt der veröffentlichten Arbeiten auf gepulst emittierenden Ti:Sa-Lasern lag [29–33].

Die Untersuchung des Potenzials dieser Technik hinsichtlich der oben beschriebenen Zielsetzung für Anwendungen in der Mikromaterialbearbeitung erfolgt erstmals im Rahmen dieser Arbeit. Dabei stehen zwei unterschiedliche Varianten des effizienten Cavity-Dumpings von passiv modengekoppelten und mit Hochleistungs-Diodenlasern angeregten Nd:YVO₄-Oszillatoren mit schnellen elektrooptischen Schaltern im Mittelpunkt: *resonantes* und *überresonantes* Cavity-Dumping. Resonantes Cavity-Dumping wird in dieser Arbeit entwickelt und ist durch eine Auskopplung der resonatorinternen Strahlung zu Zeiten

auftretender Relaxationsmaxima definiert. Dies führt zu einer Steigerung der extrahierbaren Impulsenergie aufgrund der deutlichen Überhöhung der Relaxationsmaxima verglichen mit dem Gleichgewichtsfall. Überresonantes Cavity-Dumping, welches durch die Auskopplung der resonatorinternen Strahlung deutlich vor dem Auftreten der Relaxationsmaxima definiert ist, ermöglicht hingegen die Realisierung außergewöhnlich hoher Repetitionsraten.

Im Folgenden werden in Kapitel 2 einleitend die Grundlagen ultrakurzer Laserimpulse erläutert. Dabei liegen die Schwerpunkte auf der mathematischen Beschreibung derartiger Impulse und ihrer Erzeugung durch die Technik der passiven Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern. Die physikalischen Eigenschaften von Nd:YVO_4 sowie die experimentelle Realisierung und Charakterisierung zweier auf diesem Material basierender, passiv modengekoppelter Oszillatoren sind Gegenstand von Kapitel 3. Diese Oszillatoren unterscheiden sich aufgrund verschiedener Anforderungen der beiden Ansätze des resonanten und überresonanten Cavity-Dumpings in ihrem prinzipiellen Aufbau und bilden somit jeweils die Ausgangsbasis der Experimente zu einer der beiden Varianten. Erstmals wird für die Realisierung von Lasersystemen mit Cavity-Dumping ein elektrooptischer Schalter auf der Basis des Materials Rubidium-Titanyl-Phosphat (RTP) verwendet. Die Gründe hierfür sind zusammen mit den Grundlagen schneller elektrooptischer Schalter in Kapitel 4 beschrieben. Im Anschluss folgen die experimentellen Ergebnisse des resonanten und überresonanten Cavity-Dumpings in den Kapiteln 5 und 6, wobei Kapitel 6 zusätzlich die Ergebnisse der Nachverstärkung der Impulse anhand eines einfachen Verstärkerprinzips beinhaltet. Anhand von Experimenten zur Frequenzverdopplung wird in Kapitel 7 exemplarisch das Potenzial der erzeugten Impulse hinsichtlich der effizienten Konversion in andere Wellenlängenbereiche untersucht. Dies ist in erster Linie deswegen von Interesse, weil die Möglichkeit einer effizienten Frequenzkonversion der Ausgangsstrahlung die Zahl der Anwendungsbereiche der realisierten Lasersysteme erhöht. Im Mittelpunkt von Kapitel 8 stehen numerische Simulationen der zeitlichen Laserdynamik sowohl im resonanten als auch im überresonanten Fall. Diese dienen einem tieferen Verständnis der beteiligten laserphysikalischen Prozesse und unterstützen die Modellierung zukünftiger Lasersysteme mit Cavity-Dumping. Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in Kapitel 9 zusammengefasst.

KAPITEL 2

Die Grundlagen ultrakurzer Laserimpulse

Bezüglich ihrer zeitlichen Emissionscharakteristik können Laser in kontinuierlich und gepulst emittierende Systeme eingeteilt werden. Beide Kategorien werden einleitend in Kapitel 2.1 vorgestellt.

Als wichtigste Methode zur Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse einer Dauer im Bereich von Piko- bis Femtosekunden hat sich das Prinzip der Modenkopplung etabliert. Dieses wird in der vorliegenden Arbeit angewandt und daher im Folgenden näher erläutert. Im Mittelpunkt von Abschnitt 2.2 stehen zunächst die theoretischen Grundlagen der Modenkopplung, bevor in Kapitel 2.3 die verschiedenen Verfahren zu deren Realisierung vorgestellt werden. Eines dieser Verfahren ist die passive Modenkopplung mittels eines sättigbaren Halbleiterabsorberspiegels. Dabei handelt es sich um die in den nachfolgenden Experimenten eingesetzte Variante. Aus diesem Grund werden der Aufbau und die optischen Eigenschaften von sättigbaren Halbleiterabsorberspiegeln abschließend in Kapitel 2.4 vorgestellt.

2.1 Die zeitliche Emissionscharakteristik eines Lasers

Prinzipiell existieren vier verschiedene zeitliche Regimes, in denen ein Lasersystem betrieben werden kann: kontinuierlich (cw), gütegeschaltet (Q-switch), kontinuierlich modenkoppelt und gütegeschaltet modengekoppelt. Die Leistungs-Zeit-Charakteristik dieser

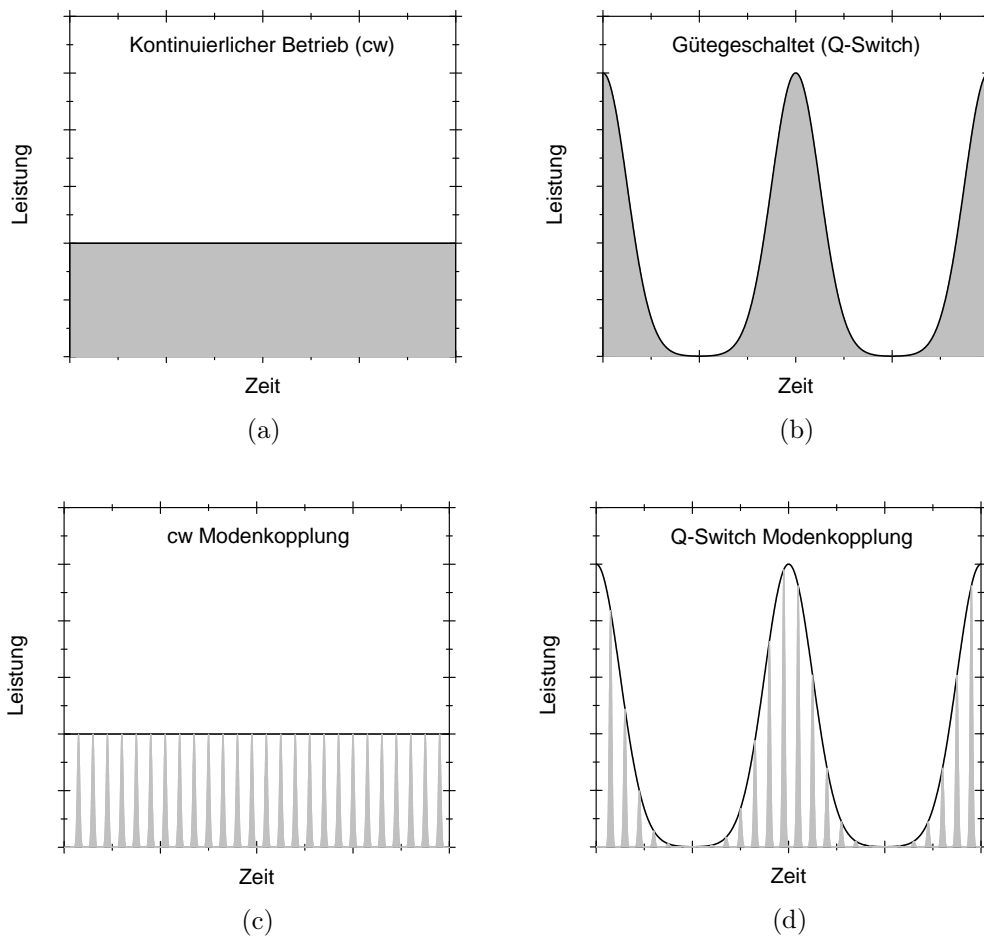


Abbildung 2.1: Darstellung der Leistungs-Zeit-Charakteristik der vier möglichen Betriebsarten eines Lasers: (a) kontinuierlicher Betrieb (cw), (b) gütegeschalteter Betrieb (Q-switch), (c) kontinuierliche Modenkopplung und (d) gütegeschaltete Modenkopplung. Die Laseremission ist grau dargestellt, die schwarze Linie beschreibt deren Einhüllende.

Betriebsarten ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Ohne die Kopplung der oszillierenden Resonatormoden emittiert ein Laser entweder kontinuierlich oder gütegeschaltet. Im gütegeschalteten Fall werden energiereiche Impulse mit einer Dauer im Bereich der Resonatorlebensdauer der Photonen erzeugt. Typischerweise liegen diese Impulsdauern zwischen wenigen und einigen zehn Nanosekunden [34]. Eine Ausnahme hiervon bilden Mikrochiplaser, die aufgrund ihrer geringen Resonatorlänge Impulse mit einer Dauer von einigen zehn Pikosekunden emittieren können [35]. Sowohl im kontinuierlichen als auch im gütegeschalteten Betrieb ist es möglich, einen Laser einmodig zu betreiben, was zu einer Minimierung der spektralen Breite der emittierten Laserstrahlung führt. Dies ist beispielsweise für medizinische, spektroskopische

und LIDAR¹-Anwendungen von Interesse.

Leistungsstarke Lasersysteme mit einer Impulsdauer im Piko- oder Femtosekundenbereich werden erst durch die phasenstarre Kopplung vieler Resonatormoden realisierbar. Hierbei gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder besitzen die einzelnen Impulse gleiche Amplituden (kontinuierliche Modenkopplung), oder die Amplituden sind durch die Einhüllende eines gütegeschalteten Signals moduliert (Q-Switch Modenkopplung). In der Regel ist gütegeschaltete Modenkopplung unerwünscht, unter anderem weil die dabei auftretende Überhöhung der Impulsspitzenleistung zur Beschädigung von Laserkomponenten führen kann. Vor diesem Hintergrund wurden Abhandlungen hierzu meist mit dem Ziel verfasst, Richtlinien zur Vermeidung dieses Regimes zu erstellen [36].

2.2 Theoretische Grundlagen der Modenkopplung

In einem Stehwellenresonator unterliegt die elektrische Feldstärke der Randbedingung einer Knotenfläche an den Endspiegeln des Resonators. Dies führt dazu, dass nur bestimmte Frequenzen mit einem spektralen Abstand von

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{c}{2L} \quad (2.1)$$

anschwingen können. Dabei steht c für die Lichtgeschwindigkeit und L für die optische Länge des Resonators. Diese Eigenschwingungen werden longitudinale Moden genannt und stellen stabile Lösungen der Wellengleichung dar. Die Anzahl der im Laserbetrieb tatsächlich oszillierenden longitudinalen Moden hängt davon ab, wie viele Moden ausreichend Verstärkung erfahren, um die Schwelle zum Laserbetrieb zu erreichen. Während bei aktiven Medien mit inhomogener Linienverbreiterung mehrere longitudinale Moden anschwingen können, gelingt dies im Fall homogener Verbreiterung normalerweise nur einer Mode. Letzteres ändert sich, wenn auf andere Weise Inhomogenitäten im Verstärkungsprofil des aktiven Mediums entstehen. Ein Beispiel hierfür ist der so genannte *Spatial Hole Burning* Effekt, der zu einem räumlich inhomogenen Inversionsabbau durch die zuerst anschwingende Mode führt [34]. Dabei bleiben Bereiche hoher Inversion zurück, so dass weitere longitudinale Moden die Schwelle zur Lasertätigkeit erreichen können.

Schwingen in einem Resonator mehrere longitudinale Moden an, deren Intensitäten und Phasen zufällig verteilt sind, so führt dies zu zeitlichen Amplituden- und Phasenschwankungen der resultierenden Laserstrahlung. Dieser Fall ist in Abbildung 2.2 (a) dargestellt: Zu keinem Zeitpunkt befinden sich alle Resonatormoden in Phase. Abbildung 2.2 (b) zeigt den Fall phasenstarrer Kopplung der einzelnen Moden: In regelmäßigen zeitlichen Abständen befinden sich alle Moden in Phase. Zu diesen Zeitpunkten interferieren die Moden konstruktiv miteinander, was zur Emission eines periodischen Signals in Form ausgeprägter Impulse führt.

¹LIDAR ist die Abkürzung für *Light Detection and Ranging*.

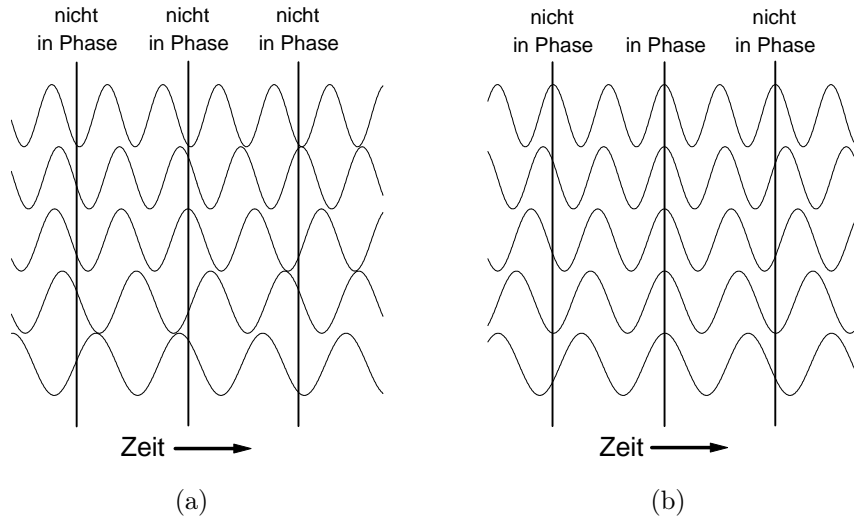


Abbildung 2.2: Anschauliche Darstellung des Unterschieds zwischen (a) nicht phasenstarrer und (b) phasenstarrer Kopplung der longitudinalen Moden eines Resonators. In (a) befinden sich die einzelnen Moden zu keinem Zeitpunkt in Phase, was zu einem unregelmäßigen Signal mit zeitlichen Amplituden- und Phasenschwankungen führt. In (b) oszillieren alle Resonatormoden zu bestimmten Zeitpunkten in Phase: die Moden interferieren konstruktiv, was zur Emission eines periodischen Impulszuges führt.

Zur mathematischen Beschreibung dieses Vorgangs betrachten wir die Summe über die elektrischen Feldstärken von $2n + 1$ longitudinalen Moden mit konstanter Phasendifferenz

$$\Phi = \Phi_l - \Phi_{l-1} \quad (2.2)$$

und gleicher Amplitude E_0 :

$$E(t) = \sum_{l=-n}^n E_0 e^{i\{(\omega_0 - l\Delta\omega)t + l\Phi\}} . \quad (2.3)$$

Hierbei ist $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ die Mittenfrequenz des Verstärkungsprofils. Das gesamte elektrische Feld kann somit als

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t} \quad (2.4)$$

geschrieben werden, wobei

$$A(t) = \sum_{l=-n}^n E_0 e^{il(-\Delta\omega t + \Phi)} \quad (2.5)$$

die Amplitude des resultierenden elektrischen Feldes darstellt [34]. Mit $\Delta\omega t' = -\Delta\omega t + \Phi$ ergibt sich

$$A(t') = \sum_{l=-n}^n E_0 e^{il\Delta\omega t'} , \quad (2.6)$$

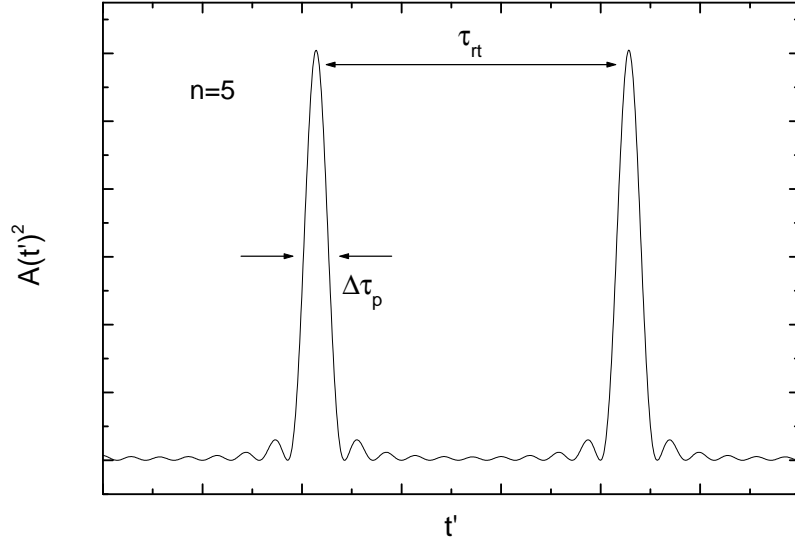


Abbildung 2.3: Zeitliches Verhalten des Amplitudenquadrates der elektrischen Feldstärke im Fall von elf oszillierenden Moden mit gekoppelter Phase und gleicher Amplitude. Die phasenstarre Kopplung der einzelnen Moden führt zur Ausbildung von Impulsen durch Interferenz, deren Dauer mit der Zahl der beteiligten Moden abnimmt.

woraus bei Ausführung der Summation

$$A(t') = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\frac{\Delta\omega t'}{2}]}{\sin[\frac{\Delta\omega t'}{2}]} \quad (2.7)$$

folgt.

Abbildung 2.3 zeigt das Amplitudenquadrat $A(t')^2$ für den Fall von elf gekoppelten Moden. Es zeigt sich, dass $A(t')^2$ und damit auch die Intensität lediglich für spezielle Zeitpunkte

$$t'_{max} = \frac{k\pi}{2\Delta\omega}, \quad \text{mit } k \in \mathbb{Z}_0 \quad (2.8)$$

signifikante Werte aufweist, für die der sin-Term in Zähler und Nenner der Gleichung (2.7) verschwindet. In diesem Fall ergibt sich

$$A(t'_{max})^2 = (2n+1)^2 E_0^2. \quad (2.9)$$

Dieses Ergebnis zeigt, dass die Intensität und damit die Spitzenleistung der Impulse quadratisch mit der Zahl der gekoppelten Moden zunimmt. Außerhalb dieser Maxima interferieren die einzelnen Moden destruktiv miteinander.

Durch Umstellung von Gleichung (2.8) ergibt sich der zeitliche Abstand zweier aufeinander folgender Impulse zu

$$\tau_{rt} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \stackrel{(2.1)}{=} \frac{2L}{c}. \quad (2.10)$$

Dieser Abstand entspricht der Umlaufzeit der Strahlung im Oszillator, so dass die Superposition der Moden durch einen im Resonator umlaufenden Impuls beschrieben werden kann, der in Abständen von τ_{rt} auf den Auskoppelspiegel trifft und dort teilweise transmittiert wird.

Die Impulsdauer $\Delta\tau_p$ entspricht der vollen Halbwertsbreite von $A(t')^2$ und lässt sich durch die Bestimmung des Zeitpunkts des ersten Minimums t'_p abschätzen. Dieses tritt auf, sobald der Zähler in Gleichung (2.7) erstmals für $t' > 0$ verschwindet. Die Zeitspanne t'_p kann aufgrund der üblicherweise großen Anzahl longitudinaler Moden (10^3 - 10^4 bei Farbstoff- und Festkörperlasern) in guter Näherung der Impulsdauer gleichgesetzt werden, so dass

$$\Delta\tau_p \cong \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} = \frac{1}{(2n+1)\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu_{osz}} \quad (2.11)$$

gilt, wobei $\Delta\nu_{osz}$ für die gesamte spektrale Breite der oszillierenden Moden steht. Die durch Modenkopplung erreichbare Impulsdauer wird somit von der Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu_0$ des verwendeten aktiven Mediums begrenzt.

Bisher wurde angenommen, dass alle Moden gleiche Amplituden besitzen. Die Berücksichtigung der Amplitudenverteilung führt zu einem zusätzlichen Faktor k in Gleichung (2.11), so dass sich die tatsächliche Impulsdauer zu

$$\Delta\tau_p = \frac{k}{\Delta\nu_{osz}} \quad (2.12)$$

ergibt [34]. Dieser Faktor, der auch als *Zeit-Bandbreite-Produkt* bekannt ist, hängt von der zeitlichen Form der Impulse ab.

Zu den wichtigsten zeitlichen Impulsformen $I(t, \Delta\tau_p)$ zählen Gauß-, sech²- und Lorentzförmige Intensitätsprofile, die in Abbildung 2.4 beispielsweise für $\Delta\tau_p = 5$ ps dargestellt sind. Es ist zu erkennen, dass die Unterschiede dieser drei Impulsformen vor allem in den Flanken der Intensitätsprofile liegen, während sich die Bereiche um die Intensitätsmaxima kaum voneinander unterscheiden. Tabelle 2.1 listet $I(t, \Delta\tau_p)$ und den theoretischen Wert des Zeit-Bandbreite-Produkts k für die genannten Impulsformen auf. In Experimenten gemessene Werte für k sind immer größer oder gleich den in der Tabelle angegebenen. Entspricht ein gemessenes Zeit-Bandbreite-Produkt dem theoretischen Minimum, dann wird der Impuls fourierlimitiert oder bandbreitenbegrenzt genannt. In diesem Fall findet die Modenkopplung nach der Bedingung (2.2) statt. Andere Kopplungsbedingungen können zu Impulsen führen, deren Zeit-Bandbreite-Produkt deutlich über dem Fourierlimit liegt. Derartige Impulse werden als *gechirpt* bezeichnet.

Neben dem Zeit-Bandbreite-Produkt ist die Spitzenleistung der Impulse P_0 eine wichtige Größe. Für Impulse mit rechteckigem Intensitätsprofil errechnet sich diese aus

$$P_{0,r} = \frac{P}{\nu_r \Delta\tau_p}, \quad (2.13)$$

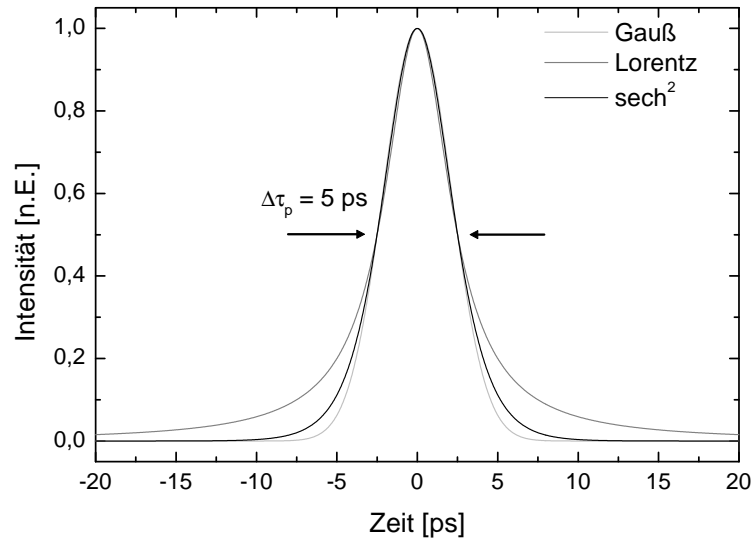


Abbildung 2.4: Zeitliche Intensitätsprofile Gauß-, sech²- und Lorentz-förmiger Impulse mit identischer Halbwertsbreite $\Delta\tau_p = 5$ ps. Diese Impulsformen unterscheiden sich lediglich in den Impulsflanken deutlich.

Impulsform	$I(t, \Delta\tau_p)$	k	$P_0/P_{0,r}$	$\Delta\tau_p/\Delta\tau_{ak}$
Rechteck	I_0 für $ t < \frac{\Delta\tau_p}{2}$	0,886	1	1
Gauß	$I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\Delta\tau_p^2}\right)$	0,441	0,939	0,707
Lorentz	$\frac{I_0}{1 + 4 \frac{t^2}{\Delta\tau_p^2}}$	0,221	0,637	0,500
sech ²	$I_0 \operatorname{sech}^2\left(1,76 \frac{t}{\Delta\tau_p}\right)$	0,315	0,881	0,648

Tabelle 2.1: Eigenschaften der wichtigsten zeitlichen Impulsformen. Die Tabelle enthält jeweils die mathematische Beschreibung des Intensitätsprofils $I(t, \Delta\tau_p)$, die Werte des Zeit-Bandbreite-Produkts k für fourierlimitierte Impulse [40] und den Korrekturfaktor $P_0/P_{0,r}$ für die Berechnung der Spitzenleistung.

wobei P für die mittlere Leistung der modengekoppelten Laserstrahlung und ν_r für die Repetitionsrate der Impulse steht. Für alle anderen Intensitätsprofile muss die Impulsform in dieser Gleichung explizit berücksichtigt werden. Mit dem Strahlquerschnitt A und $\tilde{I}(t, \Delta\tau_p) = I(t, \Delta\tau_p)/I_0$ ergibt sich

$$P = \frac{A}{\tau_{rt}} \int_{-\infty}^{+\infty} I(t, \Delta\tau_p) dt = P_0 \nu_R \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}(t, \Delta\tau_p) dt . \quad (2.14)$$

Damit ist

$$P_0 = \frac{P}{\nu_R \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}(t, \Delta\tau_p) dt} \quad (2.15)$$

der allgemeine Ausdruck für die Berechnung der Spitzenleistung von Impulsen unter Berücksichtigung der Impulsform.

In der vorliegenden Arbeit kommt die Technik der Modenkopplung mit einem sättigbaren Absorber zur Anwendung, was in Kapitel 2.3.2 näher erläutert wird. Bei diesem passiven Mechanismus entstehen in der Regel sech^2 -förmige Impulse, wie Arbeiten von Haus et al. belegen [37–39]. Für Impulse dieser Form wird der Intensitätsverlauf durch

$$I(t, \Delta\tau_p) = I_0 \text{sech}^2 \left(1,76 \frac{t}{\Delta\tau_p} \right) \quad (2.16)$$

beschrieben. Die Auswertung des Integrals

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}(t, \Delta\tau_p) dt \approx 1,135 \Delta\tau_p \quad (2.17)$$

führt zur Gleichung für die Berechnung der Spitzenleistung sech^2 -förmiger Impulse:

$$P_0 \approx 0,881 \frac{P}{\nu_R \Delta\tau_p} . \quad (2.18)$$

Diese unterscheidet sich lediglich um einen Korrekturfaktor $P_0/P_{0,r} \approx 0,881$ von Gleichung (2.13). Analog zu dem hier berechneten Fall können die Korrekturfaktoren für alle anderen Impulsformen ermittelt werden. Diese sind für die wichtigsten Impulsformen ebenfalls in Tabelle 2.1 enthalten.

Dieselbe Tabelle beinhaltet einen weiteren Wert, der in der vorliegenden Arbeit für die Bestimmung der Impulsdauer anhand der untergrundfreien Intensitäts-Autokorrelation zweiter Ordnung nötig ist [40]. Hierbei wird ein zu vermessender Impuls in zwei Anteile gleicher Intensität aufgespalten, die durch unterschiedliche Laufwege um Δt gegeneinander verzögert werden. Anschließend überlagern beide Anteile in einem nichtlinearen Kristall und erzeugen dabei, abhängig von ihrem zeitlichen Überlapp, frequenzverdoppelte Strahlung der Intensität $I^{2\omega}(\Delta t)$. Diese von einer langsamen Photodiode detektierte Intensität

erzeugt bei Variation der zeitlichen Verzögerung das Autokorrelationssignal, welches von der Impulsform $I(\Delta\tau_p)$ abhängig ist. Die Halbwertsbreite dieses Autokorrelationssignals $\Delta\tau_{ac}$ entspricht jedoch nicht der tatsächlichen Halbwertsbreite des Impulses. Auf die tatsächliche Impulsdauer kann bei zusätzlicher Kenntnis der Impulsform zurückgeschlossen werden, indem der entsprechende Korrekturfaktor $\Delta\tau_p/\Delta\tau_{ac}$ berücksichtigt wird [40].

In der vorliegenden Arbeit werden stets verschiedene Impulsformen an die Messwerte einer Intensitätsautokorrelation angepasst und bezüglich ihrer Abweichung miteinander verglichen. Zur Bestimmung der Impulsdauer wird dann jene Impulsform herangezogen, die insbesondere in den Flanken des Autokorrelationssignals die geringste Abweichung von den Messwerten aufweist.

2.3 Realisierung der Modenkopplung

Die Techniken zur Kopplung der longitudinalen Moden eines Stehwellenresonators können in zwei Kategorien unterteilt werden: aktive und passive Modenkopplung. Bei aktiver Modenkopplung wird ein extern betriebener Modulator eingesetzt, der entweder die Resonatormoden oder die Verstärkung des Lasers beeinflusst. Im Gegensatz hierzu benötigt passive Modenkopplung keine externen Steuersignale. Ein nichtlineares Element im Resonator realisiert die phasenstarre Kopplung der Moden alleine aufgrund intensitätsabhängiger Effekte. Beide Kategorien werden im Folgenden vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf der passiven Modenkopplung liegt, da es sich hierbei um die in dieser Arbeit verwendete Variante handelt. Für eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Grundlagen der aktiven Modenkopplung sei auf die Arbeiten von Kuizenga, Siegman und Haus verwiesen [41, 42].

2.3.1 Aktive Modenkopplung

Aktive Modenkopplung lässt sich prinzipiell auf drei Arten realisieren:

1. Modulation der Verluste und damit der Amplituden der Resonatormoden (*AM Modenkopplung*).
2. Modulation der Phasen und damit der Frequenz der Resonatormoden (*FM Modenkopplung*).
3. Modulation der Verstärkung des Lasers (*synchrones Pumpen*).

Fall 1: AM Modenkopplung

Zur anschaulichen Erläuterung der AM Modenkopplung ist die Verwendung des Zeitbildes vorteilhaft. Ein schneller optischer Schalter, beispielsweise ein akustooptischer Modulator, befindet sich im Resonator und erzeugt dort periodische Verluste von $2\gamma(t)$ pro

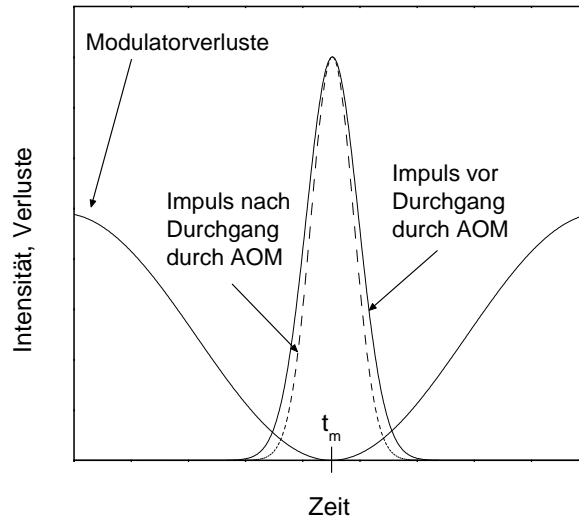


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der AM Modenkopplung mit einem akustooptischen Modulator (AOM). Es bildet sich ein Impuls aus, der den Modulator immer zu Zeiten minimaler Verluste t_m passiert. Im Gleichgewicht werden die Impulsflanken schwach gedämpft, was zu einer geringfügigen Verkürzung des Impulses führt und damit die impulsverlängernden Effekte im Oszillator kompensiert.

Umlauf. Die Modulationsfrequenz beträgt ω_m , entsprechend einer zeitlichen Periode von $T = 2\pi/\omega_m$. Stimmt T mit der Resonatorumlaufzeit τ_{rt} überein, dann kann sich ein stabiler Impuls ausbilden. In diesem Fall werden Strahlungsanteile, die zu Zeiten hoher Verluste auf den Modulator treffen, zugunsten der Anteile mit geringen Verlusten unterdrückt. Dadurch bildet sich ein Impuls aus, der den Modulator im stationären Fall immer zu Zeiten minimaler induzierter Verluste t_m passiert, wie es in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Ein beispielsweise früher auf den Modulator treffender Impuls würde an der Impulsfront eine stärkere Abschwächung erfahren als an der zeitlich hinteren Flanke. Das Resultat wäre eine Verzögerung der Impulsspitze in Richtung von t_m . Im abgebildeten Gleichgewichtszustand erfährt ein Impuls beim Durchgang durch den Modulator eine Verkürzung, da die Impulsflanken im Gegensatz zur Impulsspitze abgeschwächt werden. Diese Verkürzung kompensiert gerade die impulsverlängernden Effekte im Oszillator, wie beispielsweise die spektrale Einengung des Impulses bei der Verstärkung im aktiven Medium (*Gain Narrowing*).

Die Erzeugung von Impulsdauern im unteren Pikosekundenbereich gestaltet sich mit dieser Methode jedoch schwierig. Als Grund hierfür ist die geringe Effektivität der Impulskompensation anzuführen. Nach Kuizenga und Siegman lässt sich die erreichbare Impulsdauer im Gleichgewicht mittels

$$\Delta\tau_p \cong 0.45 \left(\frac{g}{M}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{2\pi}{\Delta\nu_0\omega_m}} \quad (2.19)$$

abschätzen, wobei g die Verstärkung bezogen auf die Intensität, M die Modulationsstärke und $\Delta\nu_0$ die spektrale Halbwertsbreite der Verstärkung darstellt [41]. Eine Erhöhung der Modulationsstärke führt demnach nur zu einer geringen Verkürzung der Impulse. Gleiches gilt auch für den nachfolgenden Fall der FM Modenkopplung.

Fall 2: FM Modenkopplung

FM Modenkopplung basiert auf einer Phasenmodulation der Resonatormoden, die meist mittels eines elektrooptischen Modulators realisiert wird. Im Zeitbild ist diese Modulation einer Variation der optischen Resonatorlänge gleichzusetzen, welche durch die Modulation des Brechungsindex $n(t)$ des elektrooptischen Modulators hervorgerufen wird. Dies ist äquivalent dazu, dass die Position eines Endspiegels des Resonators oszilliert. Optimale Bedingungen für den Laserbetrieb liegen in diesem Fall nur dann vor, wenn sich der Endspiegel in Ruhe befindet. Dies ist für beide Umkehrpunkte der Oszillation der Fall, also sowohl bei maximaler als auch bei minimaler Resonatorlänge. Dementsprechend bildet sich im Oszillator ein Impuls aus, der den Modulator entweder zu Zeiten eines maximalen oder minimalen $n(t)$ durchläuft. Einer der Nachteile dieser Methode ist die Tendenz zu Instabilitäten der Modenkopplung, die sich durch einen sprunghaften Wechsel zwischen den beiden möglichen Zuständen während des Laserbetriebs äußert. Ein weiterer Nachteil ist, dass die erzeugten Impulse in jedem Fall einen Chirp aufweisen, da eine andere Kopplungsbedingung als (2.2) gilt. Bei Anwendungen, die beispielsweise aus Gründen der Effizienz eine möglichst geringe spektrale Breite benötigen, muss der Chirp nachträglich minimiert werden, was unter anderem die Komplexität der Laser erhöht. Zu diesen Anwendungen gehören beispielsweise die Frequenzkonversion und die Nachverstärkung der Impulse.

Fall 3: Synchrones Pumpen

Ein Beispiel für aktive Modenkopplung durch die Modulation der Verstärkung ist das Pumpen eines Lasers mittels eines anderen modengekoppelten Lasers, auch *synchrones Pumpen* genannt. Die Resonatorlänge des anregenden Lasers muss dabei auf die des zu pumpenden Lasers abgestimmt sein, so dass beide die gleiche Resonatorumlaufzeit besitzen. Im angeregten Laser bildet sich dann ein Impuls aus, der jeweils zum Zeitpunkt maximaler Verstärkung das aktive Medium passiert. Dies ist gerade dann der Fall, wenn der Pumpimpuls im aktiven Medium absorbiert wird. Effektiv kann diese Methode nur auf aktive Medien mit einer Lebensdauer des oberen Laserniveaus im Bereich von Nanosekunden oder weniger angewandt werden, wie es beispielsweise bei Farbstoff- oder Diodenlasern der Fall ist [43, 45, 46]. Impulsdauern von weniger als einer Pikosekunde sind aufgrund der kritischen Resonatoranpassung jedoch auch dann nur schwer zu erreichen.

Aktive Modenkopplung besitzt allerdings auch Vorteile. Dabei ist im Wesentlichen der Übergang in den gepulsten Betrieb „per Knopfdruck“ zu nennen, der bei allen aktiven

Methoden durch die richtige Wahl der Parameter des aktiven Modulators erreicht werden kann. Hierdurch ist eine Anpassung des Oszillators normalerweise nicht notwendig. Zum Beispiel kann die aktive Kopplung der Moden im Fall von Diodenlasern, bei ansonsten unveränderten Parametern, über eine periodische Variation der Anregungsstromstärke erreicht werden [43].

Im Hinblick auf die in dieser Arbeit verfolgten Ziele (siehe Kapitel 1) überwiegen jedoch die Nachteile der aktiven Modenkopplung. Allen voran ist die Problematik bei der Erzeugung ultrakurzer Impulse mit einer Dauer im Bereich von wenigen Pikosekunden zu nennen. Eine geeignetere Methode zur Erzeugung derartiger Impulse ist die Technik der passiven Modenkopplung. Diese wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit angewandt und daher im Folgenden detaillierter beschrieben.

2.3.2 Passive Modenkopplung

Im Gegensatz zur aktiven Modenkopplung sind im Fall passiver Modenkopplung keinerlei externe Signale nötig, um die Entstehung und Formung von ultrakurzen Impulsen zu ermöglichen. Die hierfür nötige Verlustmodulation kommt durch die Wechselwirkung der resonatorinternen Strahlung mit einem geeigneten nichtlinearen Element zustande. Dabei erzeugt ein umlaufender Impuls die auf sich wirkende Verlustfunktion selbst, was einen deutlich stärkeren Kompressionsmechanismus darstellt, als es bei der aktiven Modenkopplung der Fall ist. Dies ist die Grundlage für die Erzeugung von Impulsdauern, die im Bereich weniger Femtosekunden liegen können. Ein Beispiel hierfür ist die Realisierung einer Impulsdauer von 5 fs, basierend auf dem Lasermedium Ti:Sa [44].

Die verschiedenen Varianten zur Realisierung von passiver Modenkopplung können anhand von vier fundamentalen Modellen erklärt werden, die in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt sind:

1. Modenkopplung durch Verwendung eines langsamen sättigbaren Absorbers bei dynamischer Sättigung der Verstärkung.
2. Modenkopplung durch Verwendung eines langsamen sättigbaren Absorbers ohne dynamische Sättigung der Verstärkung.
3. Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorber.
4. Modenkopplung durch Bildung eines optischen Solitons.

Bei einem sättigbaren Absorber handelt es sich um eine Komponente, die intensitätsabhängige Verluste erzeugt: Mit steigender Intensität bleicht der Absorber aus, die erzeugten Verluste nehmen ab. Ein solcher Absorber wird als schnell bezeichnet, wenn die Zeitspanne zwischen dem Ausbleichen der Absorption und der Relaxation in den Ausgangszustand kürzer ist als die Dauer der erzeugten Impulse. In diesem Fall kann die Verlustfunktion

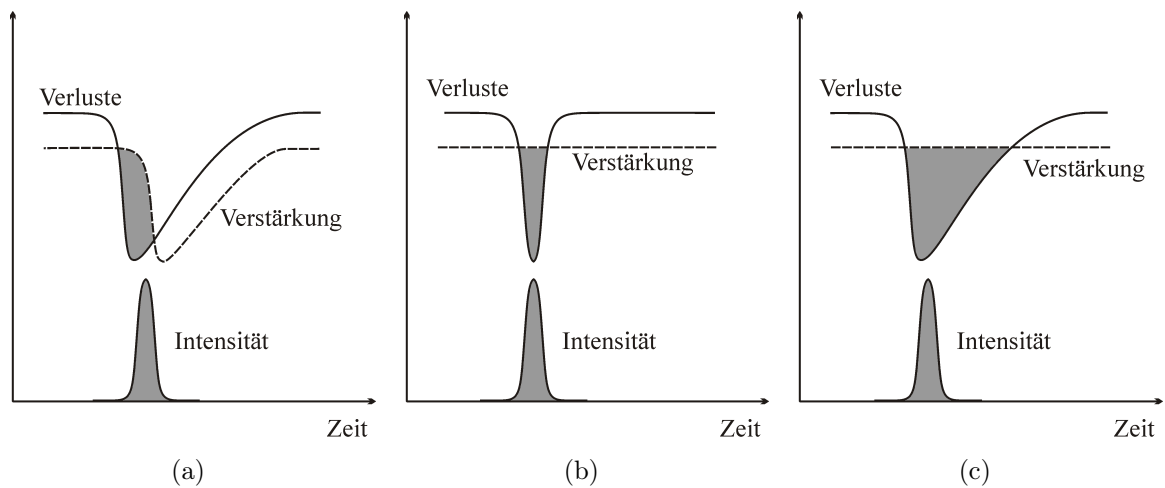


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der vier fundamentalen Modelle, die zur Erklärung der passiven Modenkopplung dienen: (a) Modenkopplung mittels eines langsamen sättigbaren Absorbers bei dynamischer Sättigung der Verstärkung, (b) Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorber und (c) Solitonenmodenkopplung bzw. Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber ohne dynamische Sättigung der Verstärkung. Die grau gekennzeichneten Flächen stellen jeweils das Zeitfenster positiver Nettoverstärkung sowie den resultierenden Impuls dar.

praktisch instantan dem Intensitätsprofil eines Impulses folgen. Analog wird ein sättigbarer Absorber als langsam bezeichnet, wenn diese Zeitspanne länger als die erzeugte Impulsdauer ist. Es handelt sich also nicht um einen absoluten, sondern um einen relativen Zeitbegriff. Im Folgenden sollen die vier verschiedenen Modelle zur Realisierung passiver Modenkopplung kurz vorgestellt werden.

Fall 1: Langsamer sättigbarer Absorber bei dynamischer Sättigung der Verstärkung

Eine im Resonator umlaufende Intensitätsspitze bleicht den Absorber aus, wobei das Impulsmaximum eine geringere Dämpfung erfährt als die Impulsfront. Dies führt zu einer Komprimierung des Impulses und einer Formung der Impulsfront. Die hintere Impulsflanke kann jedoch aufgrund der langen Relaxationszeit des sättigbaren Absorbers nicht durch diesen geformt werden. Bildet sich bis zur Relaxation des Absorbers ein zeitlich breiter Strahlungsuntergrund aus, so kann dieser im aktiven Medium aus zwei Gründen effektiver verstärkt werden als die umlaufende Intensitätsspitze:

- Der bereits ausgebleichte Absorber dämpft den Untergrund nur unwesentlich.
- Die große zeitliche Breite des Untergrunds geht einher mit einem sehr schmalen Spektrum. Dieses befindet sich im Maximum des Verstärkungsprofils und erfährt

daher maximale Verstärkung.

Daraus resultiert eine höhere Verstärkung im kontinuierlichen Laserbetrieb, was die Ausbildung von Impulsen verhindert.

Die Situation ändert sich, falls das obere Laserniveau des aktiven Mediums eine Lebensdauer τ besitzt, die mit dem zeitlichen Abstand aufeinander folgender Impulse vergleichbar ist. Typischerweise liegt dieser Abstand im Bereich von Nanosekunden, so dass als aktive Medien beispielsweise Halbleiter oder Farbstoffe in Frage kommen. Ein durch das Medium laufender Impuls induziert in diesem Fall eine Sättigung der Verstärkung, die sich vor dem Eintreffen des nächsten Impulses wieder erholt. Diese dynamische Sättigung der Verstärkung führt in Kombination mit dem zeitlichen Verhalten der sättigbaren Absorption dazu, dass nur während eines schmalen Zeitfensters eine Nettoverstärkung vorliegt. Sowohl die vordere als auch die hintere Impulsflanke werden durch dieses Zeitfenster geformt, was bei geeigneter Parameterwahl zur Ausbildung einer stabilen Modenkopplung führt. Abbildung 2.6 (a) stellt diesen Fall dar. Aus den Verläufen für die Verluste und die Verstärkung ist zudem ersichtlich, dass die Absorption schneller sättigen und relaxieren muss als die Verstärkung.

Fall 2: Langsamer sättigbarer Absorber ohne dynamische Sättigung der Verstärkung

Lange Zeit wurde angenommen, dass passive Modenkopplung unter Verwendung eines langsamen sättigbaren Absorbers bei Festkörperlasern nicht realisiert werden kann [47]. Dies ist dadurch begründet, dass das obere Laserniveau von Festkörpermaterialien eine Lebensdauer τ im Bereich von Mikro- bis Millisekunden besitzt und sich die Verstärkung im Falle eines im Resonator umlaufenden Impulses zudem nicht dynamisch verhält. Stattdessen wird die Verstärkung durch die mittlere resonatorinterne Intensität auf einem konstanten Niveau gehalten, welches im Gleichgewicht gerade den Verlusten des Resonators entspricht.

Erst vor wenigen Jahren wurde gezeigt, dass passive Modenkopplung von Festkörperlasern dennoch mit langsamen sättigbaren Absorbern realisiert werden kann [39, 48]. Dies lässt sich wie folgt verstehen: Analog zu Fall 1 wird die Front eines Impulses durch die sättigbare Absorption stärker gedämpft als das Impulsmaximum. Dies führt jedoch nicht nur zu einer Verkürzung des Impulses, sondern auch zu einer geringen zeitlichen Verschiebung des Impulsmaximums pro Umlauf. Ein zeitlich hinter dem Impuls entstehender kontinuierlicher Untergrund ist von dieser Verschiebung nicht betroffen, da sich der Absorber bereits in einem ausgebleichten Zustand befindet. Der Impuls wird dadurch in Richtung des Untergrunds verzögert und nimmt einen Teil dessen Energie mit jedem Umlauf in sich auf. Um eine stabile Modenkopplung zu erreichen, muss der gesamte Untergrund auf diese Weise absorbiert werden, bevor er ausreichend Verstärkung erfährt, um mit dem Impuls zu konkurrieren und diesen zu destabilisieren. Die zeitliche Breite des kontinuierlichen Untergrunds ist proportional zur Relaxationszeit des sättigbaren Absorbers. Aus der

Verschiebung des Impulses pro Umlauf und der Verstärkung des Untergrunds bis zur Vereinigung mit dem Impuls lässt sich der Grenzwert der Relaxationszeit des Absorbers für eine stabile Modenkopplung abschätzen. Sowohl experimentell als auch theoretisch konnte gezeigt werden, dass Impulsdauern von weniger als einem Zwanzigstel der Relaxationszeit des Absorbers durchaus realisierbar sind.

Fall 3: Schneller sättigbarer Absorber

Bei Verwendung eines schnellen sättigbaren Absorbers folgt die Verlustfunktion dem Intensitätsprofil des Impulses instantan, wie in Abbildung 2.6 (b) gezeigt. Für die Erzeugung und Stabilisierung eines Impulses ist demnach auch nur die sättigbare Absorption nötig, da diese sowohl die vordere als auch die hintere Flanke des Impulses formen kann.

Die wohl am häufigsten angewandte Variante passiver Modenkopplung mit einem schnellen sättigbaren Absorber ist die *Kerr-Linsen Modenkopplung* (KLM). Diese basiert auf dem *optischen Kerr-Effekt*, der die Abhängigkeit des Brechungsindex eines Mediums von der Intensität I der einfallenden Strahlung beschreibt. Zur Realisierung dieser Variante wird ein Kerr-Medium in einen Resonator eingebracht, welches sich durch einen großen nichtlinearen Anteil n_2 des Brechungsindex n auszeichnet:

$$n = n_0 + n_2 I . \quad (2.20)$$

Im Fall von kontinuierlicher Strahlung ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität aufgrund der geringen elektrischen Feldstärke vernachlässigbar. Im gepulsten Betrieb treten jedoch sehr große Spitzenintensitäten auf, so dass die Strahlung den Brechungsindex des Materials über n_2 moduliert. Durchläuft ein Impuls ein Kerr-Medium, so formt das transversale Profil der Laserstrahlung ein Brechungsindexprofil aus, was zu einer Linsenwirkung des Mediums führt. Ist das Resonatordesign derart angepasst, dass die fokussierende Wirkung dieser Kerr-Linse zu geringeren Verlusten bzw. einer höheren Verstärkung führt, so wird der Modenkopplungsbetrieb bevorzugt. Experimentell kann dies beispielsweise durch das Einbringen einer Blende mit geeigneter Apertur realisiert werden, wie es in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Erfährt die Resonatorstrahlung im kontinuierlichen Fall deutliche Verluste an den Rändern der Blende, so kann der Laser durch den Übergang zur Modenkopplung und der damit eintretenden Selbstfokussierung im Kerr-Medium die Verluste minimieren. Alternativ kann auch das aktive Medium selbst als Blende dienen, indem das Entstehen einer Kerr-Linse zu einem besseren räumlichen Überlapp zwischen Pumpstrahlung und Resonatormode führt.

Kerr-Linsen Modenkopplung hat in erster Linie zwei Nachteile:

- Meist werden die Resonatoren an der Grenze des Stabilitätsbereichs betrieben, um eine maximale Änderung des transversalen Modendurchmessers bei der Entstehung der Kerr-Linse zu erreichen. Daraus resultiert jedoch eine geringe Stabilität gegenüber Änderungen der Umgebungsvariablen.

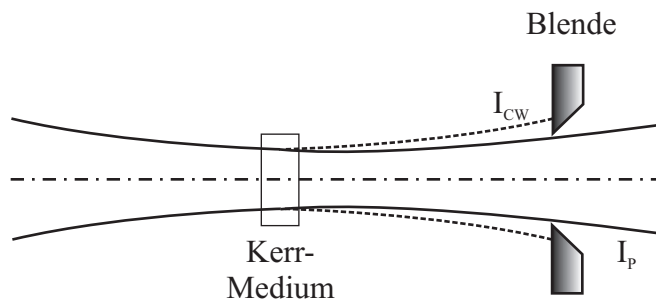


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Kerr-Linsen Modenkopplung mit einer Resonatorblende [34]. Kontinuierliche Strahlung bildet aufgrund ihrer geringen Intensität I_{CW} keine Kerr-Linse aus und besitzt am Ort der Blende einen zu großen Modendurchmesser. Um die dadurch entstehenden Verluste zu umgehen, kann der Laser bei geeigneter Wahl der Parameter in den Modenkopplungsbetrieb übergehen. Beim Einsetzen der Modenkopplung bildet sich durch die hohe Spitzenintensität I_P ein Brechungsindexprofil im Kerr-Medium aus, das zu einer Selbstfokussierung des Lasermoden und damit einer Minimierung der Beugungsverluste führt.

- Selbststartende Kerr-Linsen Modenkopplung konnte unter gewissen Bedingungen bereits experimentell realisiert werden [49, 50]. In der Regel ist Kerr-Linsen Modenkopplung jedoch nicht selbststartend, da die geringen Intensitätsschwankungen im kontinuierlichen Betrieb nicht für die Ausbildung einer Kerr-Linse ausreichen. Aus diesem Grund wird meist ein zusätzliches resonatorinternes Element zum Starten der Modenkopplung verwendet, wobei es sich in der Regel um einen sättigbaren Halbleiterabsorber oder einen akustooptischen Modulator handelt.

Trotz dieser Nachteile hat sich die Kerr-Linsen Modenkopplung auch für kommerzielle Anwendungen fest etabliert. Dies zeigt sich vor allem bei nahezu allen heutzutage erhältlichen Ti:Saphir Lasersystemen.

Eine weitere Technik der passiven Modenkopplung mittels eines schnellen sättigbaren Absorbers nutzt den optischen Kerr-Effekt auf andere Weise aus. Bei der so genannten *Additive Pulse Modenkopplung* (APM) wird an den Laserresonator ein Nebenresonator gleicher optischer Länge angekoppelt, in dem sich eine optische Einmoden-Faser befindet. Ein im Hauptresonator umlaufender Impuls wird am gemeinsamen Endspiegel teilweise in den Nebenresonator eingekoppelt und durchläuft die darin befindliche Faser. Dabei erzeugt der Kerr-Effekt eine *Selbstphasenmodulation* des Impulses, worunter die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Leistungsdichte und damit eine Änderung der Momentanfrequenz des Impulses mit der Zeit zu verstehen ist (siehe Kapitel 5.3.3). Nach einem Umlauf im Nebenresonator trifft der modulierte Impuls am gemeinsamen Endspiegel wieder auf den im Hauptresonator umlaufenden Impuls, an dem sich beide bei geeigneter Wahl der Parameter mit fester Phasenbeziehung in den Impulsflanken destruktiv und in der Impulsspitze konstruktiv überlagern.

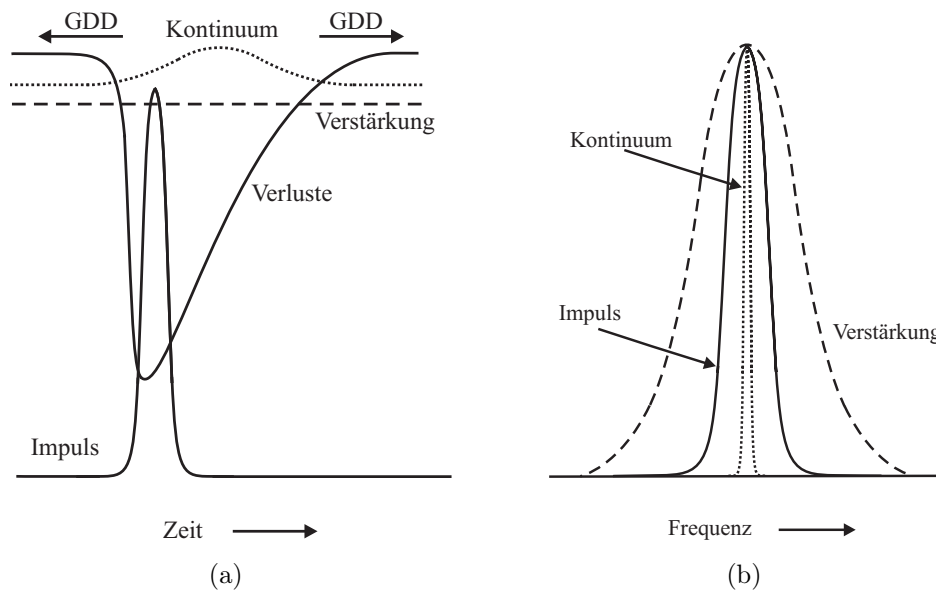


Abbildung 2.8: Solitonenmodenkopplung im (a) Zeit- und (b) Frequenzraum [47]. Das Kontinuum wird durch die Gruppenverzögerungsdispersion (GDD) zeitlich verbreitert und besitzt damit eine sehr schmale Spektrum. Verglichen mit dem spektral breiten Soliton führt dies zu einer deutlich höheren Verstärkung des Kontinuums, da es sich im Maximum der Verstärkung befindet. Die daraus folgende Destabilisierung des Solitons kann mittels eines langsamen Verlustmechanismus verhindert werden, der das Kontinuum ausreichend dämpft.

APM war die erste Technik, mit der ein schneller sättigbarer Absorber bei Festkörperlaseren realisiert werden konnte [51–53]. Der verbreiteten Anwendung dieser Variante stand jedoch in erster Linie die kritische Anpassung der Resonatorlängen im Weg, da Haupt- und Nebenresonator mit einer hohen Genauigkeit aufeinander abgestimmt sein müssen.

Fall 4: Bildung eines optischen Solitons

Bei der Solitonenmodenkopplung geschieht die Formung eines Impulses ausschließlich durch das Wechselspiel von Selbstphasenmodulation und Gruppenverzögerungsdispersion (GDD). Wie in Abbildung 2.6 (c) zu sehen ist, kann die Zeitspanne, in der eine Nettoverstärkung vorliegt, dadurch deutlich größer als die Impulsdauer sein, ohne dass eine stabile Modenkopplung gestört wird. Um diesen Prozess zu starten und zu stabilisieren, ist jedoch ein zusätzlicher langsamer Verlustmechanismus nötig, beispielsweise ein langsamer sättigbarer Absorber [54] oder ein akustooptischer Modulator [55]. Die Notwendigkeit eines solchen Verlustmechanismus lässt sich beispielsweise anhand von Abbildung 2.8 nachvollziehen. Ein im Resonator umlaufendes Soliton verliert durch die endliche Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums und passive Resonatorverluste Energie an einen

zeitlich breiten Untergrundimpuls mit zunächst niedriger Intensität. Dieser wird der in der störungstheoretischen Beschreibung von Solitonen *Kontinuum* genannt [56]. Aufgrund der geringen Intensität erfährt das Kontinuum praktisch keine spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation, läuft allerdings zeitlich als Folge der *Gruppenverzögerungsdispersion* auseinander (siehe Abbildung 2.8 (a)). Wie in Abbildung 2.8 (b) dargestellt, erfährt das Kontinuum eine höhere Verstärkung als das Soliton, da es sich spektral in einem engeren Bereich um das Maximum der Verstärkungskurve herum befindet. Ohne zusätzlichen langsamen sättigbaren Absorber kann das Kontinuum nach einigen Umläufen im Resonator die Schwelle zur Lasertätigkeit erreichen und damit das Soliton destabilisieren. Der zusätzliche Verlustmechanismus muss das zeitlich breite Kontinuum ausreichend dämpfen, so dass dies nicht geschieht.

Im Hinblick auf die nachfolgenden Experimente ist Fall 1 aufgrund der zu langen Lebensdauer des verwendeten Lasermediums Nd:YVO₄ keine Option. Gleiches gilt für Fall 4 und die unter Fall 3 aufgeführte Kerr-Linsen Modenkopplung, da die gewünschte Impulsdauer von wenigen Pikosekunden hierfür deutlich zu lang ist. Von den beiden verbleibenden Möglichkeiten zur passiven Modenkopplung, Fall 2 und die unter Fall 3 aufgeführte APM, wurde erstere gewählt. Dafür gibt es mehrere Gründe. Während für die Methode der APM zwei Resonatoren gleicher Länge miteinander gekoppelt und aufeinander abgestimmt werden müssen, können langsame sättigbare Absorber in Form von wenigen hundert Mikrometer dicken Halbleiterchips hergestellt werden. Die Ausmaße der modengekoppelten Oszillatoren reduzieren sich somit auf die Hälfte, was auch zu einer Erhöhung der Stabilität führt. Zusätzlich sind Halbleiterchips kostengünstig, robust und einfach zu handhaben. Zudem können deren makroskopische Eigenschaften bei der Herstellung in großem Umfang variiert und dadurch an die jeweiligen experimentellen Anforderungen angepasst werden. Dies soll im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

2.4 Grundlagen sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel

Sättigbare Absorbermaterialien werden praktisch seit der Entwicklung der ersten Festkörperlaser verwendet. Frühe Beispiele dafür sind der Einsatz von Farbstoffen und Farbfiltergläsern bei Rubinlasern [57] und die Anwendung von Farbstoffen in Verbindung mit Nd:Glas Lasersystemen [58]. Stabile kontinuierliche Modenkopplung von Festkörperlasern war mit diesen Absorbermaterialien jedoch nicht möglich. Stattdessen führte deren Verwendung meist in das Regime der gütegeschalteten Modenkopplung, was zwei Gründe hatte:

- Die verwendeten Absorbermaterialien, zu denen organische Farbstoffe, Farbfiltergläser, farbstoffdotierte Festkörper und ionendotierte Kristalle gehörten, besitzen nur sehr eingeschränkte Parameterbereiche.

- Die Eigenschaft der meisten aktiven Festkörpermedien, aufgrund der langen Lebensdauer des oberen Laserniveaus keine dynamische Sättigung der Verstärkung zu zeigen, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben.

Dies änderte sich erst aufgrund bemerkenswerter Weiterentwicklungen bei der Herstellung von dünnen Halbleiterschichten. Die Absorptionseigenschaften von Halbleitermaterialien basieren auf der Erzeugung freier Ladungsträger durch die Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband. Die Zahl der Zustände im Leitungsband ist begrenzt, was zu einer nichtlinearen Abhängigkeit der Absorption von der Intensität der einfallenden Strahlung führt. Sind alle Zustände des Leitungsbandes besetzt, so schließt das Pauli-Prinzip weitere Übergänge aus: das Material wird für die einfallende Strahlung vollständig transparent. Damit erzeugt ein Halbleiter hohe Verluste bei geringer Intensität und geringe Verluste bei hoher Intensität, wodurch er prinzipiell als sättigbarer Absorber angesehen werden kann [59]. Epitaktische Wachstumstechniken, wie beispielsweise die *metallorganische chemische Gasphasenabscheidung* (MOCVD) oder die *Molekularstrahlepitaxie* (MBE), ermöglichen unterschiedlichste Wachstumsparameter und damit die Variation der optischen Eigenschaften solcher Schichten.

Die Integration sättigbarer Halbleiterschichten in eine Spiegelstruktur führt zu einer Komponente mit hoher Reflektivität, welche mit der einfallenden optischen Intensität zunimmt. Anfang der 1990er Jahre ermöglichte die Verwendung solcher *sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel* (SESAM) erstmals die Realisierung kontinuierlich modengekoppelter Festkörperlaser, deren aktive Medien eine Lebensdauer im Bereich von Mikro- bzw. Millisekunden besaßen [60,61]. Seitdem haben sich SESAMs als fester Bestandteil vieler passiv modengekoppelter Festkörperlaser etabliert, was mit der unkomplizierten Handhabung, einer hohen Robustheit, nahezu frei wählbaren Parametern und geringen Kosten begründet werden kann. Um einen Überblick über die wichtigsten physikalischen Eigenschaften solcher Komponenten und deren Einfluss auf die Laserdynamik zu gewinnen, werden die makroskopischen Parameter und der prinzipielle Aufbau von SESAMs im Folgenden vorgestellt.

2.4.1 Makroskopische SESAM-Parameter und deren Einfluss auf die Laserdynamik

Die vollständige Beschreibung sättigbarer Halbleiterabsorberspiegel ist anhand von vier Kenngrößen möglich:

- Die nichtsättigbaren Verluste ΔR_{ns} .
- Die Sättigungsenergiedichte J_{sat} .
- Die maximal mögliche Änderung der Reflektivität ΔR , auch maximale Modulationstiefe oder sättigbare Verluste genannt.

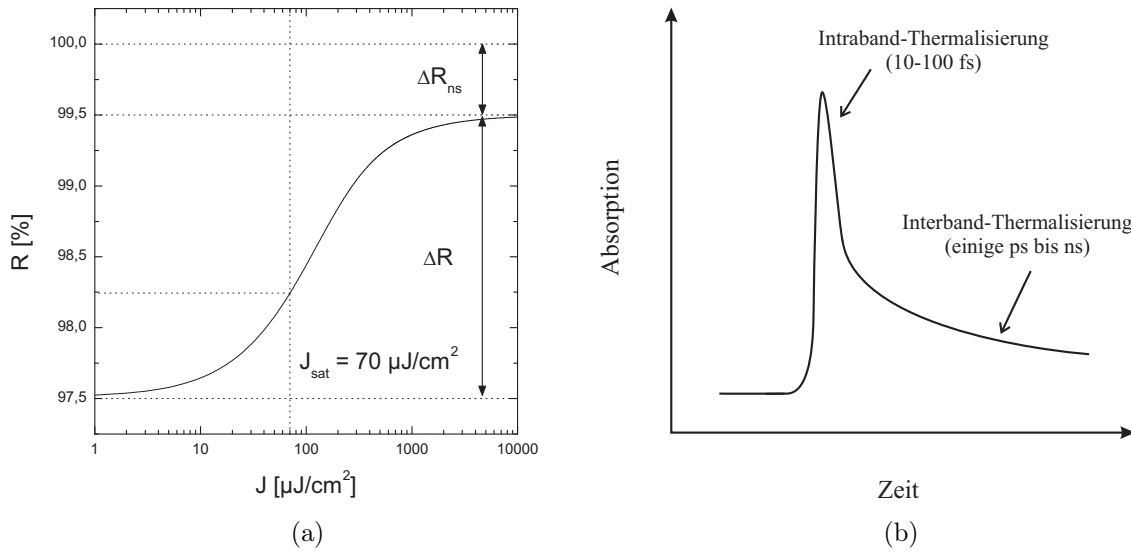


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Messkurven zur Bestimmung der makroskopischen Parameter von sättigbaren Halbleiterabsorberspiegeln. Die Funktion zur Bestimmung der zeitunabhängigen Parameter ΔR_{ns} (nichtsättigbare Verluste), J_{sat} (Sättigungsenergiedichte) und ΔR (Modulationstiefe) ist in (a) dargestellt, wobei exemplarisch $\Delta R_{ns} = 0,5\%$, $J_{sat} = 70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ und $\Delta R = 2\%$ gewählt wurden. J_{sat} ist der Wert der Energiedichte J , bei dem der $1/e$ -te Teil der maximalen Modulationstiefe erreicht wird. Die zeitliche Abhängigkeit der Reflektivität weist eine biphasische Charakteristik auf und ist in Abbildung (b) schematisch dargestellt. Die langsame Interband-Komponente bestimmt die Relaxationszeit τ_a des Absorbers.

- Die Relaxationszeit τ_a des sättigbaren Absorbers.

Diese Parameter können in Pump-Probe-Experimenten mittels eines Lasersystems vermessen werden, welches über eine ausreichende zeitliche Auflösung verfügen und die zum Ausbleichen des Absorbers nötige Energiedichte erzeugen muss.

Die zeitunabhängigen Parameter ΔR_{ns} , J_{sat} und ΔR ergeben sich dabei aus der Vermessung der Reflektivität R in Abhängigkeit von der Energiedichte J der einfallenden Strahlung, durch Anpassung der Funktion

$$R(J) = (1 - \Delta R_{ns}) \left\{ 1 - \Delta R \frac{J_{sat}}{J} \left[1 - e^{-\frac{J}{J_{sat}}} \right] \right\} \quad (2.21)$$

an die erhaltenen Messwerte [47]. Der Verlauf dieser Funktion ist in Abbildung 2.9 (a) schematisch dargestellt.

Die nichtsättigbaren Verluste ΔR_{ns} bilden den Anteil der einfallenden Strahlung, der auch bei beliebig großer Energiedichte J nicht reflektiert wird:

$$\Delta R_{ns} = 1 - R(J \rightarrow \infty) . \quad (2.22)$$

Als Ursachen hierfür sind in erster Linie Streuung an Verunreinigungen an der Oberfläche, Absorption durch Defektstellen und eine nicht perfekte Reflektivität des unterhalb der Absorberschicht liegenden Spiegels (siehe Abschnitt 2.4.2) zu nennen. Die nichtsättigbaren Verluste eines SESAMs tragen zu den Gesamtverlusten des Oszillators bei und führen daher zu einer Erniedrigung der Laserausgangsleistung bzw. -effizienz. Zudem können diese Verluste zu einer starken Erwärmung des Halbleitermaterials führen, was die Entstehung einer thermischen Linse oder gar thermischer Schäden begünstigt. Aus diesen Gründen wird stets eine Minimierung der nichtsättigbaren Verluste von SESAM-Strukturen angestrebt.

Die maximale Modulationstiefe ΔR wird in den verschiedenen Theorien zur Modenkopplung übereinstimmend als invers proportional zur minimal erreichbaren Impulsdauer $\Delta\tau_p$ angegeben [37, 62, 63]:

$$\Delta\tau_p \propto \frac{1}{\Delta R^\beta} \quad , \text{ mit } \beta > 0. \quad (2.23)$$

Die Größe β besitzt in den unterschiedlichen Theorien nicht denselben Wert, ist aber in jedem Fall positiv. Daraus ergibt sich, dass eine Erhöhung der Modulationstiefe zu einer Verkürzung der Impulse führt. Allerdings gibt es eine Grenze für ΔR , oberhalb derer eine stabile kontinuierliche Modenkopplung nicht mehr möglich ist. Eine zu große Modulationstiefe und damit eine zu große Änderung der Reflektivität mit der Energiedichte eingestrahelter Impulse begünstigt die Verstärkung von Fluktuationen in der Energiedichte der Impulse, da diese den Absorber stärker ausbleichen und damit geringere Verluste erfahren. Eine mögliche Konsequenz ist der Übergang des Lasers vom kontinuierlichen in den gütegeschalteten Modenkopplungsbetrieb. Für Festkörperlaser dient aufgrund der relativ geringen erforderlichen Modulationstiefe von wenigen Prozent die Ungleichung

$$J^2 > J_{sat} J_{sat,L} \Delta R \frac{A_L}{A} \quad (2.24)$$

als Stabilitätskriterium für eine stabile kontinuierliche Modenkopplung [36]. Dabei steht $J_{sat,L}$ für die Sättigungsenergiedichte des aktiven Mediums, A_L für den Querschnitt des Lasermoden im aktiven Medium und A für die Fleckgröße des Lasermoden auf dem sättigbaren Absorber. Ist diese Ungleichung erfüllt, so sättigt die Verstärkung im aktiven Medium schneller als die Verluste des Absorbers, was zu einer ausreichenden Dämpfung der oben beschriebenen Fluktuationen führt und somit in einer stabilen kontinuierlichen Modenkopplung resultiert. Im Normalfall wird A_L beim Aufbau von Laseroszillatoren möglichst klein gehalten, um eine niedrige Laserschwelle bei hoher Kleinsignalverstärkung zu erhalten. Dies vereinfacht die Erfüllung der Bedingung (2.24).

Um die größtmögliche Modulationstiefe auszunutzen, werden üblicherweise Energiedichten deutlich oberhalb der Sättigungsenergiedichte verwendet, was durch geeignete Fokussierung des Lasermoden auf den Absorber erreicht werden kann. Hierbei wird die maximal realisierbare Energiedichte durch die Ausbildung von Mehrfachimpulsen beziehungsweise das Überschreiten der Zerstörschwelle des SESAMs beschränkt. Mehrfachim-

pulse können entstehen, da die Impulsdauer mit steigender Energiedichte ab- und damit die spektrale Breite des Impulses zunimmt. Aufgrund dieser Zunahme erfährt der Impuls höhere Filterverluste durch die endliche Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums. Übersteigt die Energiedichte einen gewissen Grenzwert, so bricht der einzelne, zeitlich kurze und spektral breite Impuls in mehrere zeitlich längere und spektral schmalere Impulse auf. Aufgrund der schwachen Änderung der Reflektivität weit oberhalb der Sättigungsenergiedichte erfahren diese energieweicheren Impulse lediglich geringfügig höhere Verluste durch den SESAM, zugleich jedoch deutlich geringere Filterverluste im aktiven Medium. Insgesamt ergibt sich in diesem Fall eine höhere Nettoverstärkung für den Mehrfachimpulsbetrieb, weshalb dieser bevorzugt wird. Von Keller et al. durchgeführte Experimente führten zu dem Ergebnis, dass die optimale Energiedichte für eine stabile Modenkopplung dem Drei- bis Fünffachen der Sättigungsflussdichte des Absorbers entspricht [64].

Der zeitliche Verlauf der Reflektivität nach der Anregung mit einem Femtosekunden-Impuls ist in Abbildung 2.9 (b) schematisch dargestellt. Die Kurve spiegelt den Relaxationsprozess der durch den Impuls erzeugten freien Ladungsträger wider und weist eine bitemporale Charakteristik mit einer schnellen und einer langsamen Komponente auf. Die hoch ins Leitungsband angeregten Elektronen relaxieren zunächst an die Bandkante, was unter dem Begriff der *Intraband-Thermalisation* zusammengefasst wird. Hierbei spielen sowohl Stöße der freien Ladungsträger untereinander (10-100 fs) als auch Stöße mit Phononen (ca. 1 ps) eine Rolle. Typischerweise erst einige Nanosekunden später rekombinieren die freien Elektronen dann mit den zugehörigen Löchern im Valenzband, was den Halbleiter zurück in den Ausgangszustand versetzt. Dieser langsame Interband-Prozess bestimmt die Relaxationszeit τ_a des sättigbaren Absorbers.

Für die Erzeugung von Impulsen im Piko- oder Femtosekundenbereich sind Relaxationszeiten von einigen Nanosekunden deutlich zu lang (siehe Kapitel 2.3.2). Eine Verkürzung dieser Zeiten kann bei Halbleitern unter anderem durch Ionenbombardierung [65] oder die Anwendung der sogenannten *Niedertemperatur-Molekularstrahlepitaxie* (LT-MBE) erreicht werden [66,67]. Bei Wachstumstemperaturen von 200 bis 400 °C kommt es beispielsweise bei III/V-Halbleitern zum vermehrten Einbau von Störstellen durch einen Überschuss an Gruppe-V-Atomen [68]. Diese Defekte liegen energetisch etwa in der Mitte der Bandkante und stellen so genannte Elektronenfallen (*Trapping-Sites*) für die bereits an die Bandkante relaxierten freien Elektronen dar [69]. Innerhalb von Pikosekunden können freie Elektronen in diese künstlich eingebauten Niveaus relaxieren, was eine drastische Verkürzung der Relaxationszeit bedeutet [70]. Das Ausmaß dieser Verkürzung nimmt mit sinkender Wachstumstemperatur zu, allerdings auf Kosten einer geringeren Modulations-tiefe, einer Begrenzung der Bandbreite aufgrund der spektral schmalbandigen Energieniveaus der Störstellen und einer Erhöhung der nichtsättigbaren Verluste. Die Zunahme dieser Verluste basiert ebenfalls auf dem übermäßigen Einbau von Gruppe-V-Atomen, allerdings nicht in positiv geladenen Störstellen, sondern in neutralen Defekten, welche

die einfallende Strahlung absorbieren können. Zur Verringerung der Verluste wird das Halbleitermaterial daher einem Annealing-Prozess unterzogen [71] oder mit Fremddionen wie beispielsweise Beryllium dotiert [72].

2.4.2 Aufbau von SESAMs

Einige Eigenschaften von Halbleitern verhindern deren direkte Anwendung als sättigbare Absorber in Festkörperlasern. In erster Linie sind hier die niedrige Sättigungsenergiedichte, die geringe Zerstörschwelle und hohe optische Verluste zu nennen. Die niedrige Sättigungsenergiedichte führt dazu, dass ein direkt in einen Festkörperlaser eingebauter Halbleiter bereits im kontinuierlichen Betrieb sättigt. Eine nichtlineare Antwort auf zufällig entstehende Intensitätsfluktuationen bleibt daher aus, was den Übergang zur Modenkopplung unmöglich macht. Aus diesen Gründen wird der sättigbare Absorber beispielsweise zwischen den beiden Spiegeln eines in Antiresonanz betriebenen Fabry-Pérot Interferometers platziert. Der untere dieser Spiegel ist hochreflektierend, während über die Reflektivität des oberen Spiegels die Intensität der Strahlung innerhalb des Fabry-Pérot Interferometers reguliert werden kann. Auf diese Weise ist es möglich, die effektive Sättigungsenergiedichte des SESAMs in großem Umfang zu variieren. Zudem wird die Zerstörschwelle nicht mehr durch das Halbleitermaterial bestimmt, sondern vielmehr durch den oberen Spiegel des Interferometers. Die Antiresonanz für die Laserwellenlänge λ wird über den richtigen Abstand d der beiden Interferometerspiegel realisiert, gemäß der Bedingung

$$\phi_{rt} = 2kn_{eff}d + \phi_t + \phi_b \stackrel{!}{=} (2m + 1)\pi, \quad m \in \mathbb{N}_0 \quad (2.25)$$

für destruktive Interferenz der Strahlung nach einem Umlauf im Interferometer. ϕ_{rt} stellt die gesamte Phasenverschiebung pro Umlauf dar, ϕ_t und ϕ_b stehen für die Phasenverschiebung am oberen bzw. unteren Spiegel, $k = 2\pi/\lambda$ ist der Betrag des Wellenvektors und n_{eff} bezeichnet den effektiven Brechungsindex der Absorberschichten. Als Vorteile des antiresonanten Designs sind eine deutliche Verringerung der mittleren Leistung innerhalb des Interferometers, eine geringe Gruppengeschwindigkeitsdispersion und eine maximale Bandbreite des SESAMs zu nennen [47]. Alle Komponenten des SESAMs werden in ein einziges Schichtsystem integriert und ersetzen im Experiment einen Endspiegel des Laserresonators. Aufgrund der Fabry-Pérot Struktur wird die beschriebene Anordnung auch als *antiresonanter Fabry-Pérot sättigbarer Absorber* (A-FPSA) bezeichnet.

Ein mögliches A-FPSA Design für den Einsatz bei einer Laserwellenlänge von etwa $1 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 2.10 dargestellt [70]. Auf ein Substrat aus GaAs wird zunächst ein hochreflektierender dielektrischer Bragg-Spiegel bestehend aus 16 Paaren GaAs/AlAs $\lambda/4$ -Schichten aufgebracht, dessen Reflexionsmaximum bei 1050 nm liegt und eine Bandbreite von etwa 100 nm besitzt. Dieser Spiegel bildet den unteren Teil des Interferometers und weist eine Reflektivität von etwa 98 % auf. Die eigentliche Absorberstruktur befindet sich oberhalb dieses Spiegels und besteht aus 50 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantenfilmen, eingebettet

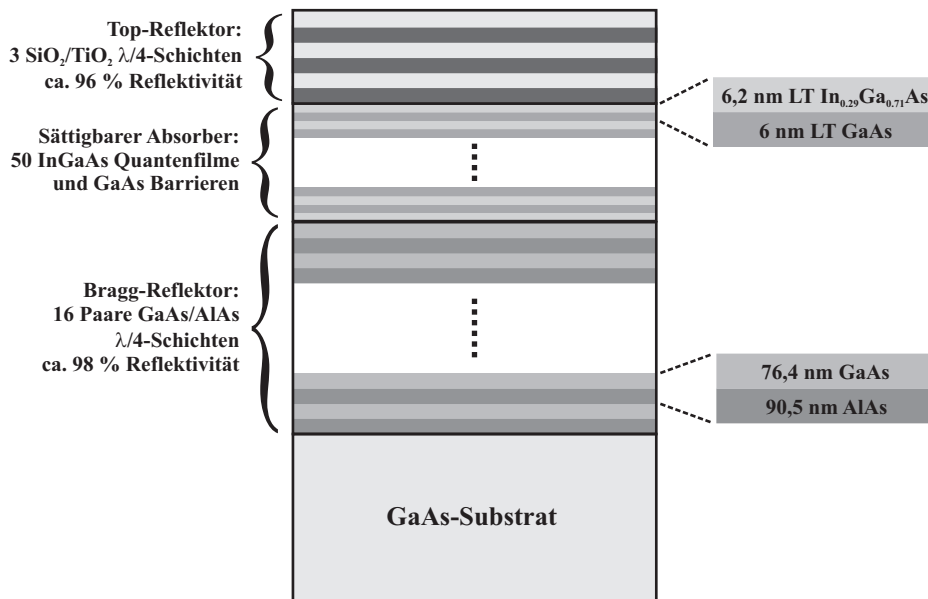


Abbildung 2.10: Schematische Schichtstruktur eines High-Finesse antiresonanten Fabry-Pérot sättigbaren Absorbers für den Einsatz bei einer Laserwellenlänge von $\approx 1 \mu\text{m}$ [70]. Die Basis besteht aus einem GaAs-Substrat, auf das ein hochreflektierender Braggspiegel gewachsen wird. Darüber befindet sich der sättigbare Absorber, bestehend aus mehreren InGaAs Quantenfilmen, die von GaAs Barrieren umgeben sind. Den Abschluss bildet ein weiterer hochreflektierender Bragg-Spiegel, was zu einer hohen Sättigungsenergiegedichte im Bereich von einigen mJ/cm^2 beiträgt [70].

in GaAs-Barrieren. Über den Indiumgehalt kann die Absorptionskante der Quantenfilme zwischen 900 nm und $2 \mu\text{m}$ variiert werden. Den Abschluss bildet der obere Spiegel, bestehend aus drei Paaren $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ mit einer Gesamtreflektivität von etwa 95 %. Aufgrund der relativ hohen Reflektivität des oberen Spiegels, die zu einer geringen Intensität in den Absorberschichten und damit einer sehr hohen Sättigungsenergiegedichte im Bereich einiger mJ/cm^2 beiträgt, werden SESAMs dieser Art *High-Finesse A-FPSA* genannt.

Aufgrund der vergleichsweise aufwändigen Herstellung und der sehr hohen Sättigungsenergiegedichte werden heutzutage meist andere SESAM-Strukturen eingesetzt. Eine häufige Variante ist in Abbildung 2.11 dargestellt [73]. Die Absorberstruktur besteht hier lediglich aus einem InGaAs Quantenfilm, eingebettet zwischen zwei GaAs-Barrieren. Der obere Spiegel wird durch eine Ta_2O_5 - oder SiO_2 -Schicht gebildet, die in erster Linie als Schutz dient. Die Reflektivität dieser Schutzschicht beträgt etwa 30 %, weshalb SESAMs dieser Bauart auch *Low-Finesse A-FPSA* genannt werden. Zusammen mit der auf ein Minimum reduzierten Anzahl an Quantenfilmen resultiert die geringe Reflektivität des oberen Spiegels in einer deutlich verringerten Sättigungsenergiegedichte im Bereich von $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Der genaue Wert kann bei diesem Design aufgrund der geringen Dicke der absorbierenden Schicht durch einen zusätzlichen Parameter variiert werden: die Lage des InGaAs

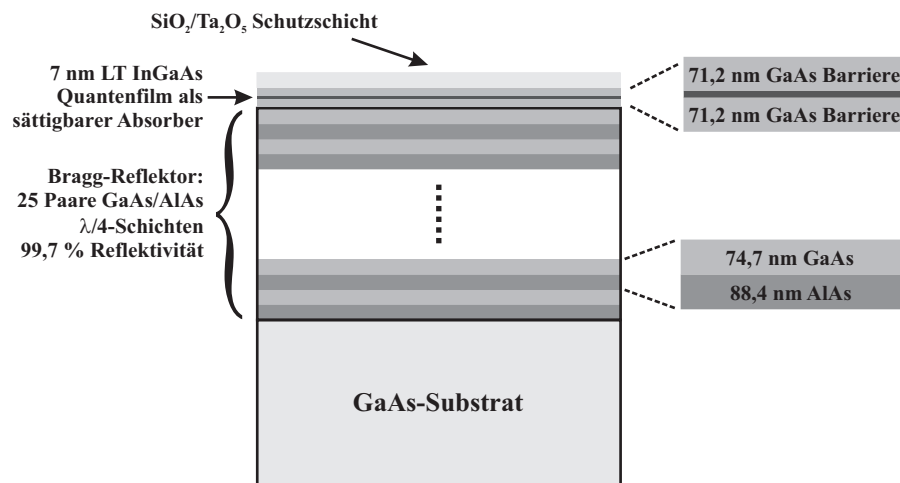


Abbildung 2.11: Schematische Schichtstruktur eines Low-Finesse antiresonanten Fabry-Pérot sättigbaren Absorbers [73]. Im Unterschied zum High-Finesse A-FPSA ist die Reflektivität des oberen Spiegels stark herabgesetzt. Zudem wurde die Zahl der sättigbaren Absorberschichten auf einen Quantenfilm minimiert. Ein solches Design resultiert in einer stark verringerten Sättigungsflussdichte im Bereich von $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ [74].

Quantenfilms in Relation zum Stehwellenprofil der resonatorinternen Strahlung. Eine Erhöhung der Sättigungsenergiegedichte ist durch die Positionierung des Quantenfilms nahe eines Schwingungsknotens der resonatorinternen Stehwelle realisierbar, analog resultiert die Positionierung nahe eines Schwingungsbauches in einer verringerten Sättigungsenergiegedichte. Die Basis des Low-Finesse A-FPSA bildet erneut ein GaAs-Substrat, auf das der untere Interferometerspiegel gewachsen wird. Dieser besteht aus 25 Paaren GaAs/AlAs $\lambda/4$ -Schichten und weist mit mehr als 99,7 % eine höhere Reflektivität auf, als es beim High-Finesse A-FPSA der Fall ist. Dies ist aufgrund der hohen Transmission des oberen Spiegels notwendig: Im Gegensatz zu einem High-Finesse A-FPSA muss der untere Interferometerspiegel den Großteil der einfallenden Laserstrahlung reflektieren. Eine nicht optimale Beschichtung hätte daher eine deutliche Erhöhung der nichtsättigbaren Verluste zur Folge.

In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich Low-Finesse A-FPSAs eingesetzt, die eine mit Abbildung 2.11 vergleichbare Schichtstruktur aufweisen. Die wesentlichen Gründe hierfür sind die vergleichsweise geringeren Kosten, die bessere Verfügbarkeit und die deutlich niedrigere Sättigungsenergiegedichte. Im Gegensatz zu High-Finesse Absorberstrukturen liegt letztere in einem Wertebereich, der bei der Realisierung von Nd:YVO₄-Oszillatoren bereits mit einer moderaten Fokussierung der resonatorinternen Strahlung erreicht werden kann. Dies ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

KAPITEL 3

Passiv modengekoppelte Nd:YVO₄-Oszillatoren

Im Mittelpunkt des vorliegenden Kapitels stehen der experimentelle Aufbau und die Charakterisierung passiv modengekoppelter Laseroszillatoren, basierend auf dem einleitend in Kapitel 3.1 beschriebenen Standardmaterial Nd:YVO₄. Diese Oszillatoren bilden die Grundlage für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Ansätze des resonanten und überresonanten elektrooptischen Cavity-Dumpings. Beide Ansätze stellen verschiedene Anforderungen an das Design geeigneter Oszillatoren, wie mit Hilfe von Abbildung 3.1 exemplarisch erklärt werden kann.

Die Abbildung stellt das zeitliche Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes eines in dieser Arbeit realisierten Oszillators dar, nachdem etwa 85 % der resonatorinternen Leistung ausgekoppelt wurden. Das Signal besteht aus einzelnen ps-Impulsen, die einen zeitlichen Abstand von etwa 13 ns besitzen. Aufgrund der gewählten Zeitskala ist jedoch nur die Einhüllende der Impulse sichtbar. Die Wiederholrate der Auskopplung liegt mit 40 kHz und deutlich unterhalb der Frequenz der gedämpften Relaxationsoszillationen von etwa 230 kHz. Aus diesem Grund erreicht der Oszillator vor jeder Auskopplung annähernd wieder den Gleichgewichtszustand.

Für höhere Repetitionsraten ist dies nicht mehr gegeben. Der zeitliche Verlauf der resonatorinternen Energie wird dann von der Modulation durch die Relaxationsoszillationen geprägt. Die Maxima dieser Oszillationen, und damit die Impulsenergie in diesen Bereichen, sind verglichen mit dem Gleichgewichtsfall überhöht. Dies gilt in besonderem

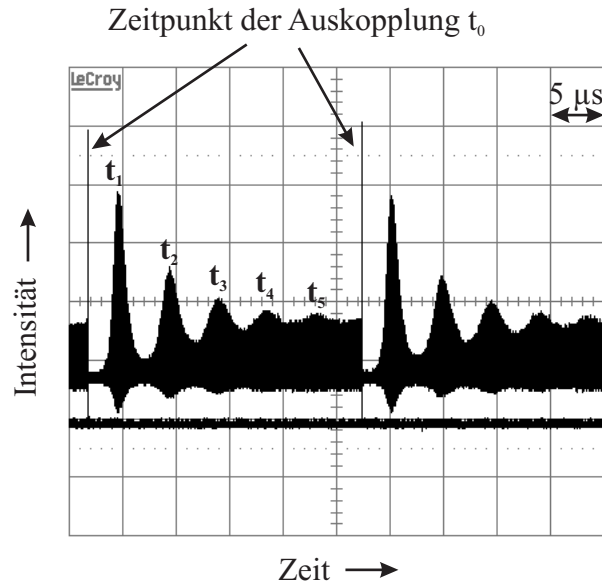


Abbildung 3.1: Für die in der vorliegenden Arbeit realisierten Nd:YVO₄-Oszillatoren typischer zeitlicher Verlauf der resonatorinternen Leistung bei beim Cavity-Dumping einer Wiederholrate von 40 kHz. Der Zeitpunkt der Auskopplung ist mit t_0 bezeichnet, die danach auftretenden Relaxationsmaxima mit t_{1-5} . Das Signal besteht aus ps-Impulsen, die bei der gewählten Zeitskala jedoch nicht aufgelöst sind.

Maß für das erste Relaxationsmaximum. Das Ausnutzen dieser Überhöhung ist das Ziel des *resonanten* Cavity-Dumpings. Der Zeitpunkt der Auskopplung muss hierfür dem des Auftretens des ersten Relaxationsmaximums t_1 entsprechen. Die dabei erreichbare Repetitionsrate hängt von der Frequenz der Relaxationsoszillationen f_r ab, die im Wesentlichen von vier Laserparametern bestimmt wird: der Kleinsignalverstärkung pro Umlauf g_0 , den Gesamtverlusten pro Umlauf l , der Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ und der Resonatorumlaufzeit τ_{rt} . Der Zusammenhang dieser Größen wird in guter Näherung durch

$$f_r \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2(g_0 - l)}{\tau \tau_{rt}}} \quad (3.1)$$

beschrieben [75]. Diese Näherungsgleichung zeigt, dass Oszillatoren für resonantes Cavity-Dumping mit einer möglichst hohen Wiederholrate eine große Verstärkung, geringe Verluste und einen vergleichsweise kurzen Resonator besitzen müssen. Ein derart beschaffener Oszillator wird in Kapitel 3.2 vorgestellt.

Ein Nachteil des resonanten Ansatzes ist die Beschränkung der Repetitionsrate auf die Werte $f_r^{(i)} = 1/t_i$ mit $i \in 1, 2, \dots$, da nur dann effizient ausgekoppelt werden kann. Die maximal erreichbare Impulsenergie ist nur für die Repetitionsrate $f_r^{(1)}$ gegeben, die dem Inversen des zeitlichen Abstands des ersten Relaxationsmaximums vom Schaltzeitpunkt t_0 entspricht. Die Werte $f_r^{(i)}$ mit $i > 1$ sind mit nachfolgenden Relaxationsmaxima verknüpft,

die eine stetig abnehmende Überhöhung aufweisen. Des Weiteren ist die Repetitionsrate nach oben hin durch $f_r^{(1)}$ begrenzt, da die Überhöhung bei höheren Wiederholraten ebenfalls abnimmt.

Für den Ansatz des *überresonanten* Cavity-Dumpings ist eine hohe Frequenz der Relaxationsoszillationen hingegen nicht von Vorteil, so dass das Oszillatordesign nicht dahin gehend angepasst werden muss. Somit kann beispielsweise die Länge des Resonators vergrößert werden, um die Energie der Impulse zu erhöhen. Zudem ist eine geringere Kleinsignalverstärkung pro Umlauf akzeptabel, was verglichen mit dem in Abschnitt 3.2 vorgestellten Oszillator einen einfacheren Strahlverlauf im aktiven Medium und in der Folge eine erhöhte Stabilität des Oszillators ermöglicht. Dies ist in Abschnitt 3.3 näher erläutert, welcher den Aufbau des Oszillators für überresonantes Cavity-Dumping zum Inhalt hat.

Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels in Abschnitt 3.4 kurz zusammengefasst.

3.1 Das Lasermaterial Nd:YVO₄

Neodym (chemisches Zeichen Nd) gehört zur Gruppe der seltenen Erden und gilt in seiner trivalenten Form Nd³⁺ als das erfolgreichste aktive Ion im Bereich der Festkörperlaser [76]. Mit keinem anderen aktiven Ion konnte bisher in derart vielen verschiedenen kristallinen und gläsernen Wirtsmaterialien Lasertätigkeit nachgewiesen werden. Ein häufig verwendetes Wirtsmaterial stellt das in der vorliegenden Arbeit verwendete Yttrium Orthovanadat (YVO₄) dar. Bei Nd:YVO₄ ersetzt das etwa 14 % größere Nd³⁺-Ion in der Regel etwa 1 % der Y³⁺-Ionen des Wirtskristalls. Problematisch wird der Größenunterschied beider Ionen erst bei höheren Dotierungen, da in diesem Fall Kristallverspannungen auftreten und zudem der steigende Einfluss des so genannten *Fluorescence Quenchings* zu einer drastischen Verringerung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus führt.

Die Konfiguration der 60 Elektronen eines Nd-Atoms lautet

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^4 5s^2 5p^6 5d^0 6s^2.$$

Für die Bindung mit dem Wirtskristall zeichnen sich die beiden Elektronen der 6s-Schale und ein Elektron der 4f-Schale verantwortlich. Damit bleiben in der unvollendeten 4f-Schale drei Elektronen zurück, die durch die äußeren acht Elektronen der 5s- und 5p-Schale gegen das Kristallfeld abgeschirmt werden. Diese drei Elektronen sind an allen wichtigen Absorptions- und Emissionsvorgängen beteiligt und im Wesentlichen für das in Abbildung 3.2 schematisch dargestellte Termschema verantwortlich. Im Grundzustand addieren sich die Spins der 4f-Elektronen zu einem Gesamtelektronenspin von $S = 3/2$. Da die Quantenzahl des Drehimpulses $L = 6$ und damit die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses $J = 9/2$ beträgt, wird das Multiplett des Grundzustands gemäß der Notation $^{2S+1}L_J$ als $^4I_{9/2}$ bezeichnet. Es weist eine $(2J + 1)$ -fache Entartung auf, welche durch die

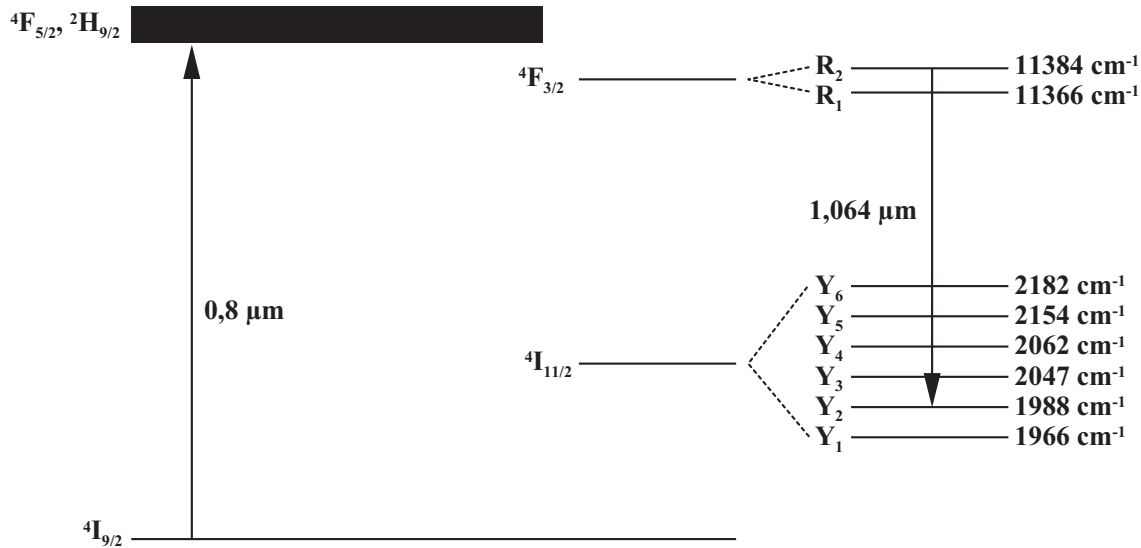


Abbildung 3.2: Vereinfachtes Termschema des Nd³⁺-Ions im Wirtskristall YVO₄. Aus Gründen der Übersicht sind lediglich die direkt an der Laseroszillation bei einer Wellenlänge von 1064 nm beteiligten Energieniveaus dargestellt.

Quantenzahl m_J ausgedrückt wird, deren Wert in Schritten von $\Delta m_J = \pm 1$ von $+J$ nach $-J$ läuft. Im Fall des Grundzustands ergeben sich also zehn entartete Unterniveaus, die im YVO₄-Kristallfeld aufgrund des Stark-Effekts aufspalten. Durch die Symmetrie des Feldes besitzen Niveaus mit gleichem $|m_J|$ dieselbe Energie, so dass der Grundzustand aus fünf jeweils zweifach entarteten Energieniveaus besteht. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind diese in Abbildung 3.2 nicht eingezeichnet.

Die Anregung der Nd³⁺-Ionen aus dem Grundzustand erfolgt durch Absorption der Pumpstrahlung in breite Pumpbänder, wobei in der Regel mit einer Wellenlänge von 809 nm in die $^4F_{5/2}$ - und $^2H_{9/2}$ -Bänder angeregt wird. Die Pumpbänder sind durch schnelle nichtstrahlende Übergänge an das obere Laserniveau $^4F_{3/2}$ gekoppelt, welches aus vier entarteten Unterniveaus besteht, die im Kristallfeld in die beiden zweifach entarteten Zustände R_1 und R_2 aufspalten. Von $^4F_{3/2}$ aus finden Übergänge in die energetisch tiefer liegenden I -Niveaus statt ($^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ etc.). Für ein isoliertes Nd³⁺-Ion sind elektrische Dipol-Übergänge in diese Niveaus aufgrund der nicht erfüllten Auswahlregel für den Gesamtdrehimpuls ($\Delta J = 0, \pm 1$) zwar verboten, im Fall von Nd:YVO₄ jedoch aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kristallfeld schwach erlaubt. Nichtstrahlende Zerfälle durch Ion-Ion-Wechselwirkung spielen bei Nd-Dotierungen unterhalb von 1 at. % keine große Rolle, ebenso wie Multiphononen-Prozesse, die durch die Abschirmung der 4f-Elektronen und die große Energielücke zwischen dem $^4F_{3/2}$ -Niveau und den I -Niveaus an Bedeutung verlieren. Aus diesen Gründen besitzt das $^4F_{3/2}$ -Niveau eine vergleichsweise lange Lebensdauer von etwa 100 μs , so dass sich ein Großteil der eingestrahelten Pumpleistung in diesem Zustand ansammelt.

Als unteres Laserniveau können einige I -Niveaus dienen, von denen ${}^4I_{11/2}$, bestehend aus den sechs zweifach entarteten Unterniveaus Y_1 bis Y_6 , den stärksten Übergang liefert. Hierbei handelt es sich um den $R_2 \rightarrow Y_2$ Übergang bei einer Wellenlänge von 1064 nm [77]. Vom unteren Laserniveau relaxieren die angeregten Zustände innerhalb einiger hundert Pikosekunden nichtstrahlend in den Grundzustand ${}^4I_{9/2}$. Da der Energieunterschied zwischen dem unteren Laserniveau und dem Grundzustand mit ungefähr 2000 cm^{-1} bei Raumtemperatur zudem fast eine Größenordnung über dem Produkt aus der Boltzmann-Konstante k und der Temperatur T liegt, kann ${}^4I_{11/2}$ in guter Näherung als unbesetzt angesehen werden. Demzufolge verhält sich Nd:YVO₄ bei diesem Übergang wie ein Vier-Niveau-System. Durch die Wahl geeigneter Resonatorspiegel kann zudem bei Wellenlängen von 914 nm (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) und 1342 nm (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) Lasertätigkeit erreicht werden. Für den Übergang bei 914 nm dient dabei ein Unterniveau des Grundzustands als unteres Laserniveau, welches gemäß der Boltzmann-Statistik keine vernachlässigbare thermische Besetzung besitzt. In diesem Fall verhält sich Nd:YVO₄ wie ein Quasi-Drei-Niveau-System.

Als mögliches Lasermaterial wurde Nd:YVO₄ bereits 1966 entdeckt [78]. Probleme mit Streuzentren und Defekten bei der Züchtung der Kristalle führten jedoch dazu, dass es bis in die frühen 1990er Jahre dauerte, bis Nd:YVO₄ effizient eingesetzt werden konnte. Einerseits waren die Fortschritte in der Kristallzucht dafür verantwortlich, die die Herstellung homogen dotierter Kristalle mit hoher optischer Qualität ermöglichten. Andererseits standen nun kompakte Diodenlaserarrays als Pumpquellen zur Verfügung, die wegen der schlechten Wärmeleitung und des relativ schmalen Absorptionsspektrums von Nd:YVO₄ eine deutlich effizientere Alternative zu spektral breitbandig emittierenden Blitzlampen darstellten.

Nd:YVO₄ stammt aus der Gruppe der uniaxialen Kristalle und gehört jenen Oxidverbindungen an, die in einer zirkonartigen Struktur, der tetragonalen Raumgruppe zugehörig, kristallisieren. Die kristallografische c -Achse besitzt eine vierzählige Symmetrie, senkrecht dazu stehen die nicht unterscheidbaren a -Achsen. Durch das anisotrope Kristallfeld zeigt Nd:YVO₄ eine stark polarisationsabhängige Absorption. So besitzt die c -Achse einen viermal größeren Absorptionskoeffizienten im Absorptionsmaximum bei etwa 809 nm als die beiden a -Achsen. Gleiches gilt für den effektiven Querschnitt für stimulierte Emission, was der Grund dafür ist, dass Nd:YVO₄-Laser polarisiertes Licht emittieren und unanfällig gegen thermisch induzierte Doppelbrechung sind.

Tabelle 3.1 fasst die wichtigsten Eigenschaften von Nd:YVO₄ zusammen und vergleicht sie mit denen des wohl bekanntesten Nd-dotierten Materials Nd:YAG. Seine große Attraktivität verdankt Nd:YVO₄ vor allem dem hohen Wert des Wirkungsquerschnitts für stimulierte Emission parallel zur c -Achse, der mit $25 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ nicht nur neunmal größer als bei Nd:YAG ist, sondern auch weit oberhalb der Werte der meisten anderen Festkörpermateriale liegt. Diese hohe Verstärkung ist beispielsweise für den resonanten Ansatz dringend erforderlich, da sie laut Gleichung 3.1 zu einer Erhöhung der Frequenz

Eigenschaft	Nd:YAG	Nd:YVO ₄
Laserwellenlänge [nm]	1064	1064
effektiver Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission [10^{-19} cm ²]	2,8	25 ($\parallel c$) 6,5 ($\parallel a$)
Linienbreite [nm]	0,6	0,96
Lebensdauer [μ s]	220	100
Absorptionsmaximum [nm]	807,5	808,9
Absorptionsbandbreite [nm]	2,5	15,7 ($\parallel c$)
Absorptionskoeffizient im Absorptions- maximum [cm^{-1}]	8,0	40,7 ($\parallel c$) 10,5 ($\parallel a$)
Pumpeffizienz η_p	0,7-0,95	0,79-0,95
Brechungsindex n	1,82	2,17 ($\parallel c$) 1,96 ($\parallel a$)
thermische Leitfähigkeit [W/mK]	10,3	5,23 ($\parallel c$) 5,1 ($\parallel a$)
dn/dT [$10^{-6}/\text{K}$]	9	3 (σ) 8,3 (π)
Fraktionale thermische Last η_h	0,3-0,4	0,24
Young-Modul [GPa]	310	86
thermischer Ausdehnungs- koeffizient [10^{-6} K ⁻¹]	7	11,4 ($\parallel c$) 4,4 ($\parallel a$)
Härte [kg/mm ²]	1320	480
Bruchspannung [MPa]	220-270	51

Tabelle 3.1: Vergleich der Materialparameter von Nd:YAG und Nd:YVO₄ bei einer Dotierung von 1 at. %. $\parallel c$ beschreibt die Eigenschaften von Nd:YVO₄ parallel zur c -Achse, $\parallel a$ parallel zur a -Achse (σ : $E\parallel c$, π : $E\parallel a$). Entnommen aus [34] und [78–84].

der Relaxationsoszillationen führt.

Nd:YVO₄ weist eine Linienbreite von 0,96 nm bzw. 257 GHz bei einer Wellenlänge von 1064 nm auf, was mehr als dem 1,5-fachen des Werts für Nd:YAG entspricht. Die in dieser Arbeit angestrebte Dauer der erzeugten Impulse liegt im Bereich von wenigen Pikosekunden. Eine derartige Impulsdauer kann mit Nd:YVO₄ vergleichsweise einfach erreicht werden, im Fall von Nd:YAG ist dies aufgrund der geringeren Bandbreite deutlich schwieriger.

Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ist im Fall von Nd:YVO₄ deutlich geringer als bei Nd:YAG. Dies wird aber bezüglich der Laserschwelle durch den hohen Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission mehr als kompensiert, so dass Nd:YVO₄ zudem eine niedrigere Laserschwelle besitzt. Das Absorptionsmaximum befindet sich bei 809 nm und damit in einem Wellenlängenbereich, für den Hochleistungsdiodenlaser zahlreicher Her-

steller zur Verfügung stehen. Dies ermöglicht eine effiziente Anregung von Nd:YVO₄, was in der vorliegenden Arbeit auch genutzt wurde. Verglichen mit der spektralen Bandbreite kommerziell erhältlicher Pumpdiodenlaser (siehe Abschnitt 3.2.2 und 3.3.2) ist die Absorptionsbandbreite von Nd:YVO₄ mit fast 16 nm mehr als ausreichend. Dies macht eine Wellenlängenstabilisierung der Pumpstrahlung überflüssig. Zusätzlich verfügt Nd:YVO₄ über einen großen Spitzenabsorptionskoeffizienten, was den effizienten Einsatz sehr kurzer Kristalle in der Größenordnung von wenigen Millimetern ermöglicht.

Die Nachteile von Nd:YVO₄ sind in erster Linie bei dessen thermischen Eigenschaften zu suchen. Zwar besitzt das Material eine hohe Pumpeffizienz und eine geringe fraktionale thermische Last, wodurch nur ein relativ kleiner Anteil der Pumpleistung in Wärme umgewandelt wird. Allerdings weist es nur etwa ein Drittel der Härte von Nd:YAG auf, was zu einer deutlich geringeren Bruchspannung führt. Zudem beträgt die Wärmeleitfähigkeit nur etwa die Hälfte derer von Nd:YAG, was die Anwendbarkeit von Nd:YVO₄ im Hochleistungsbereich einschränkt.

Im Hinblick auf die in dieser Arbeit angestrebten Ziele (siehe Kapitel 1) überwiegen jedoch deutlich die Vorteile von Nd:YVO₄, weshalb dieses Material für alle folgenden Experimente die erste Wahl war.

3.2 Der Oszillator für resonantes Cavity-Dumping

Im Mittelpunkt dieses Abschnitts steht der passiv modengekoppelte Nd:YVO₄-Oszillator, der als Basis für die in Kapitel 5 beschriebenen Experimente zum resonanten Cavity-Dumping dient. Zunächst werden in Kapitel 3.2.1 der experimentelle Aufbau des Oszillators vorgestellt und dessen Besonderheiten erklärt. Dem folgen die Beschreibung und die Charakterisierung der Pumpquelle in 3.2.2 sowie der erzeugten modengekoppelten Laserstrahlung in in Abschnitt 3.2.3.

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau des aus den fünf Spiegeln S1-S5 bestehenden Oszillators ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Der Auskoppelspiegel S1 besitzt eine Transmission von 9 % für die Laserwellenlänge von 1064 nm bei einem Krümmungsradius von $r = -2000$ mm. Die beiden Faltungsspiegel S2 und S4 sind mit $r = -750$ mm bzw. $r = -350$ mm deutlich stärker gekrümmt und hochreflektierend für die Laserwellenlänge. Das Pumpfenster bildet der plane dichroitische Spiegel S3, der auf beiden Oberflächen antireflexbeschichtet für die Pumpstrahlung der Wellenlänge 809 nm und zum aktiven Medium hin zusätzlich hochreflektierend für die Laserwellenlänge ist. Direkt vor dem Pumpspiegel befindet sich das aktive Medium, ein $4 \times 4 \times 4$ cm³ großer, 0,5 at. % dotierter a-cut Nd:YVO₄-Würfel. Dieser stammt vom Hersteller *Fujian Castech Crystals, Inc.* und ist auf beiden Endflächen sowohl für die Laser- als auch für die Pumpwellenlänge antire-

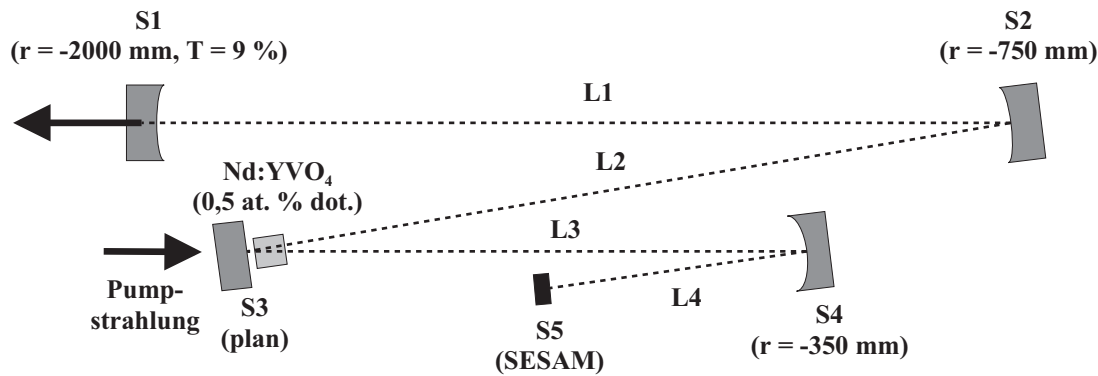


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators als Basis für die Durchführung von resonantem Cavity-Dumping. Erläuterungen siehe Text.

flexbeschichtet. Diese Flächen sind zudem um $0,5^\circ$ gegeneinander gekippt, um die Bildung eines Etalons zu unterdrücken. Zur Kühlung war der Kristall in einen Messingblock integriert, der mit einem thermoelektrischen Umwälzkühler *T-225p* der Firma *Thermotek, Inc.* wassergekühlt wurde. Dabei standen lediglich die beiden zur c-Achse senkrechten Kristalloberflächen in Kontakt mit dem Messingblock. Um den Wärmekontakt zu optimieren, war der Kristall zusätzlich in $125\ \mu\text{m}$ dicke Indiumfolie eingewickelt.

Als zweiter Endspiegel dient der zur passiven Modenkopplung eingesetzte SESAM S5. Dieser wurde im Wasserkreislauf des Nd:YVO₄-Kristalls ebenfalls gekühlt, um einer übermäßigen Erwärmung der Absorberstruktur entgegenzuwirken. Hierzu war der Absorberchip mit Wärmeleitklebstoff auf einem wasserdurchflossenen Messingzylinder befestigt. Bei der Absorberstruktur handelt es sich um einen A-FPSA des *Ferdinand-Braun-Instituts für Höchstfrequenztechnik* mit der Kennung *A0595-2C*, der einen ähnlichen Aufbau wie der in Abbildung 2.11 dargestellte Absorber aufweist und für eine Wellenlänge von etwa $1\ \mu\text{m}$ ausgelegt ist. Die Absorberschicht besteht aus einem InGaAs-Quantenfilm, welcher zur Verkürzung der Rekombinationszeit von erzeugten Ladungsträgerpaaren einem Annealing-Prozess unterzogen wurde [85]. In den Experimenten zeichnete sich dieser SESAM durch vergleichsweise geringe Verluste, eine vernachlässigbare Krümmung der Oberfläche und eine relativ hohe Robustheit gegenüber Schwankungen der einfallenden Leistungsdichte aus, wie sie beispielsweise bei der Q-Switch Modenkopplung auftreten. Die einzelnen Kenngrößen des SESAMs sind aufgrund nicht vorhandener Herstellerangaben unbekannt. Durch einen Vergleich mit der in Abbildung 2.11 dargestellten Absorberstruktur lässt sich die Sättigungsflussdichte jedoch zu etwa $J_{\text{sat}} \approx 100\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ abschätzen, da die Schichtstruktur laut Hersteller vergleichbar ist.

Um einen stabilen Modenkopplungsbetrieb bei maximaler Ausgangsleistung und einer annähernd beugungsbegrenzten räumlichen Strahlqualität zu erreichen, müssen die Modendurchmesser im aktiven Medium und auf dem sättigbaren Absorber derart gewählt

werden, dass ein optimaler Überlapp mit dem gepumpten Bereich im aktiven Medium und zugleich die nötige Energiedichte auf dem SESAM gewährleistet sind. Hierfür ist eine korrekte Wahl der Krümmungsradien und Abstände der Resonatorspiegel notwendig. Als Ausgangspunkt der Suche nach den richtigen Parametern dienten Simulationen mit der Software *LASCAD* der *LAS-CAD GmbH*. Diese ermöglicht die Berechnung von Laserresonatoren, basierend auf dem Matrizenformalismus für Gaußsche Strahlen. Ausgehend von den Simulationsergebnissen wurden die Abstände und Krümmungsradien der Resonatorspiegel im Experiment optimiert. Die mit diesem Vorgehen ermittelten Krümmungsradien sind Abbildung 3.9 zu entnehmen. Die Spiegelabstände betragen $L1 = 67$ cm, $L2 = 63$ cm, $L3 = 48$ cm und $L4 = 21$ cm, als gesamte Resonatorlänge ergibt sich somit 2 m.

Das entscheidende am Layout des Resonators ist die Positionierung des aktiven Mediums direkt vor einem Faltungsspiegel des Resonators. Die daraus resultierenden Vor- und Nachteile werden nachfolgend ausführlich beschrieben.

Impulsverkürzung durch Spatial Hole Burning

Die Positionierung des Nd:YVO₄-Kristalls direkt vor dem Pumpspiegel S3 führt zu einer spektralen Verbreiterung des Verstärkungsprofils und damit zu einer zeitlichen Verkürzung der durch passive Modenkopplung erzeugten Impulse. Verantwortlich dafür ist die Ausnutzung des so genannten *Spatial-Hole-Burning-Effekts*). In einem Stehwellenresonator baut eine anschwingende longitudinale Mode die Verstärkung im aktiven Medium lediglich an den stationären Orten großer Feldstärke effektiv ab. Dies führt dazu, dass auch bei einem homogen verbreiterten Verstärkungsmedium wie Nd:YVO₄ mehrere longitudinale Moden anschwingen können, da nach der Ausbildung der ersten Mode noch ausreichend Verstärkung in den Bereichen ihrer Schwingungsknoten zurückbleibt. Somit können weitere longitudinale Moden anschwingen, deren Schwingungsbüchse in diesen Bereichen hoher Verstärkung liegen. Durch die räumliche Modulation der Verstärkung wird das ursprünglich lorentzförmige Verstärkungsprofil verbreitert und abgeflacht, woraus die Aufhebung der Bevorzugung der mittig unter dem Verstärkungsprofil liegenden longitudinalen Mode folgt. Diese spektrale Verbreiterung ermöglicht die Realisierung kürzerer Impulse bei einer phasenstarrten Kopplung der Resonatormoden. Das Ausmaß der möglichen Impulsverkürzung hängt dabei entscheidend von der Position des aktiven Mediums relativ zu den Resonatorspiegeln ab. Prinzipiell sind zwei Möglichkeiten zu unterscheiden:

- Das aktive Medium befindet sich nahe eines Endspiegels, was in der Regel als *GE-Anordnung* (*engl. gain at the end*) beschrieben wird.
- Das aktive Medium befindet sich fern eines Endspiegels, näherungsweise in der Mitte des Resonators. In diesem Fall liegt eine *GM-Anordnung* (*engl. gain in the middle*) vor.

Beide Fälle werden in Abbildung 3.4 miteinander verglichen.

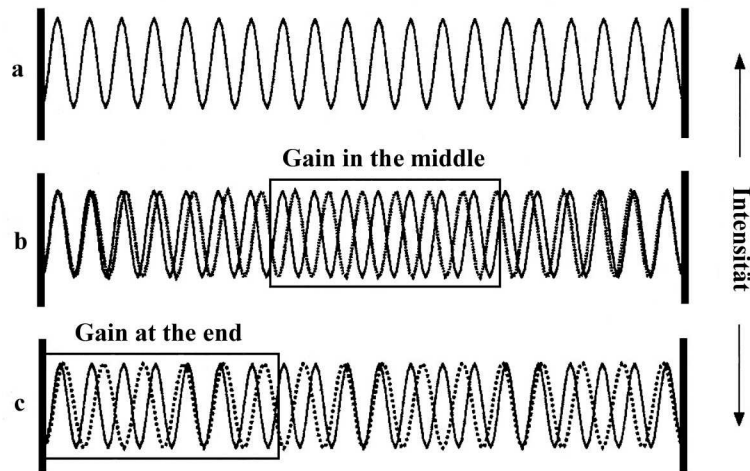


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Spatial-Hole-Burning-Effekts bei verschiedenen Positionen des aktiven Mediums. (a): Eine longitudinale Mode eines Stehwellenresonators; (b): Bei GM-Anordnung schwingt eine weitere Mode derart an, dass sie die Bereiche hoher Verstärkung ausfüllt; (c): In GE-Anordnung ist der Frequenzabstand der Moden größer als in GM-Anordnung. Übernommen aus [86].

Die räumliche Intensitätsverteilung einer longitudinalen Mode ist in Abbildung 3.4 (a) schematisch dargestellt, wobei aufgrund der Stehwellencharakteristik die Randbedingung einer Knotenfläche auf den beiden Endspiegeln erfüllt sein muss. Abbildung 3.4 (b) zeigt den Fall einer GM-Anordnung: Eine zweite longitudinale Mode sieht eine ortsabhängige Verstärkung im aktiven Medium und bildet sich derart aus, dass ihre Intensitätsmaxima in den Bereichen hoher Verstärkung liegen. Sukzessive bilden sich so lange weitere Moden aus, bis die über das gesamte Medium vorhandene Verstärkung größtenteils abgebaut ist beziehungsweise für das Anschwingen weiterer Moden nicht mehr ausreicht. Ähnliches passiert bei einer GE-Anordnung, die in Abbildung 3.4 (c) dargestellt ist. Da sich das Medium nun aber nahe einem Resonatorendspiegel befindet, muss der Frequenzabstand einzelner longitudinaler Moden größer als bei einer GM-Anordnung sein, was mit der gemeinsamen Randbedingung am Endspiegel zusammenhängt. Der Überlapp der zweiten Mode mit Bereichen großer Verstärkung ist zudem schlechter als bei einer GM-Anordnung, wodurch zusätzlich eine vergleichsweise größere Zahl an longitudinalen Moden anschwingt. Der größere Frequenzabstand und die größere Anzahl der longitudinalen Moden führen zu einer Verbreiterung des Spektrums, was eine deutlichere Verkürzung der Impulsdauer ermöglicht. Dadurch konnte die Impulsdauer passiv modengekoppelter Laser in GE-Anordnung bereits bis auf etwa ein Drittel reduziert werden [86].

Die Positionierung des Nd:YVO₄-Kristalls im vorgestellten Resonator führt dazu, dass die hin- und zurücklaufenden Anteile eines umlaufenden Impulses miteinander wechselwirken können. Voraussetzungen dafür sind ein geringer Abstand des Kristalls zum Spiegel

(hier: $300 \mu\text{m}$) und ein geringer eingeschlossener Winkel zwischen den beiden Strahlungsanteilen (hier: 2°). Da diese Bedingungen im vorliegenden Fall erfüllt sind, resultiert daraus das gleiche impulsverkürzende Verhalten wie bei einer GE-Anordnung, obwohl es sich bei dem Pumpspiegel nicht um einen Endspiegel des Resonators handelt [83]. Dadurch wird die Realisierung von Impulsen mit einer Dauer von wenigen Pikosekunden begünstigt. Für detaillierte Untersuchungen sowie numerische und analytische Modelle zum Spatial Hole Burning sei auf die Literatur verwiesen [87, 88].

Erhöhung der Verstärkung pro Umlauf im Resonator

Die Positionierung des Kristalls direkt vor dem Pumpspiegel, der ein Faltungsspiegel des Resonators ist, bietet einen weiteren Vorteil. Verglichen mit einem linearen Strahlengang wird die Zahl der Durchgänge durch das aktive Medium pro Umlauf durch den V-förmigen Strahlengang auf vier verdoppelt. Dies führt zu einer höheren Kleinsignalverstärkung der Resonatorstrahlung pro Umlauf, die im Optimalfall ebenfalls verdoppelt wird. Der exakte Wert hängt vom räumlichen Überlapp der in V-Form hin und zurück laufenden Strahlung mit dem gepumpten Bereich ab. Die Erhöhung der Verstärkung pro Umlauf und damit auch der Schwellenüberhöhung hat in erster Linie zwei Vorteile:

- Amplitudenfluktuationen durch Q-Switch Modenkopplung werden stärker unterdrückt [36]. Daraus resultiert eine erhöhte Stabilität der Modenkopplung.
- Um mit resonantem Cavity-Dumping möglichst hohe Repetitionsraten zu erreichen, ist eine hohe Frequenz der Relaxationsoszillationen vonnöten. Wie Gleichung (3.1) zeigt ist diese Frequenz proportional zur Wurzel der Schwellenüberhöhung, so dass der V-förmige Strahlengang zu einer hohen Relaxationsfrequenz beiträgt.

Stabilität des transversalen Strahlprofils

Die Tatsache, dass sich das aktive Medium fern der beiden Endspiegel befindet, führt zu einer Stabilisierung des transversalen Strahlprofils der Laserstrahlung. Dies kommt daher, dass sich in diesem Fall eine schwächere Abhängigkeit des Modendurchmessers von der Brechkraft der thermischen Linse ergibt. Der Resonator verhält sich also vergleichsweise weniger anfällig gegenüber Schwankungen der Pumpleistung oder -wellenlänge [89].

Dennoch stellte es sich als äußerst schwierig heraus, mit dem vorgestellten Design beugungsbegrenzte Laserstrahlung zu erzeugen. Dies ist der wesentliche Nachteil eines V-förmigen Strahlengangs im Bereich des aktiven Mediums. Die hin- und zurücklaufenden Strahlungsanteile schließen einen Winkel ein und sind somit nicht deckungsgleich. Der Pumpquerschnitt muss daher deutlich größer als der Modenquerschnitt gewählt werden, um Verzerrungen im räumlichen Strahlprofil in der durch beide Strahlungsanteile aufgespannten Ebene zu vermeiden. Dies begünstigt wiederum das Anschwingen höherer transversaler Moden senkrecht zu dieser Ebene. Im Rahmen dieser Arbeit konnte zwar auch bei

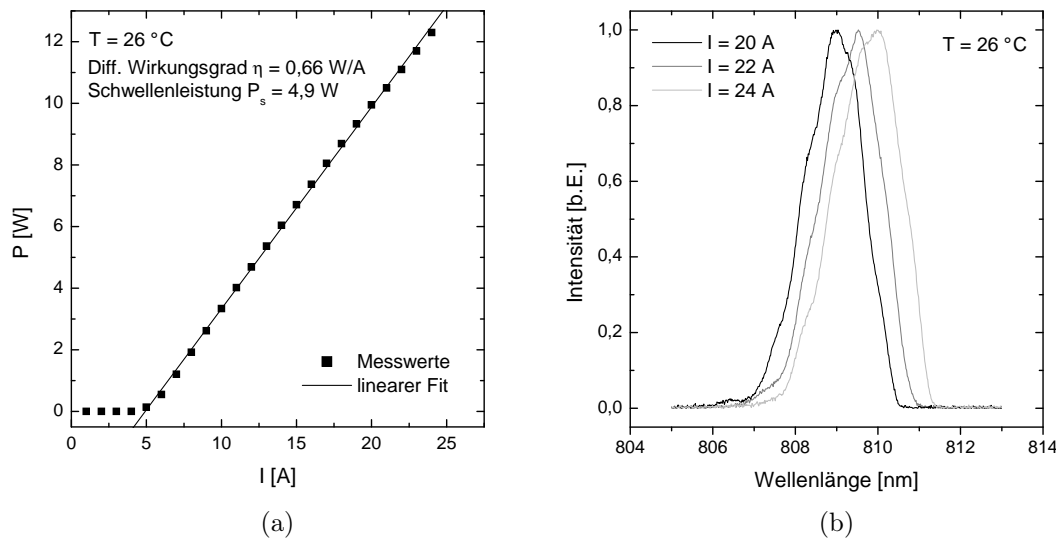


Abbildung 3.5: Charakterisierung des als Pumpquelle verwendeten Diodenlasersystems bei einer Diodentemperatur von 26 °C : Leistungskennlinie (a) und Emissionsspektren bei Variation des Diodenstroms (b).

V-förmigem Strahlverlauf im aktivem Medium annähernd beugungsbegrenzte Strahlung erzeugt werden, allerdings nur in einem vergleichsweise kleinen Parameterbereich. Bereits kleine Änderungen der thermischen Linse, der Spiegelabstände oder -radien führten bereits zu deutlichen Verformungen des Strahlprofils. Das ist der wesentliche Nachteil dieses Oszillatordesigns.

3.2.2 Charakterisierung der Pumpquelle

Als Pumpquelle dient ein kommerzielles Diodenlasersystem des Herstellers *Spectra Physics*. Es besteht aus zwei *FCbar*-Diodenlaserarrays der *BF-Serie* vom Typ *BFA0670-810-19-01*, die zusammen mit der Stromversorgung und einer Diodenkühlung in einem Versorgungsmodul der Klasse *T40-8SS* integriert sind. Jedes Array setzt sich aus 19 Emittern zusammen, deren Ausgangsstrahlung in einzelne Multimode-Fasern eingekoppelt wird. Diese Fasern vereinigen sich zu einem Faserbündel, in dem sie in drei konzentrischen Ringen angeordnet sind. Durch eine Fokussieroptik wird das Ende des Faserbündels auf einen Top-Hat-förmigen Fokus von etwa $670\text{ }\mu\text{m}$ im Durchmesser abgebildet. Die maximale Leistung jedes Diodenlaserarrays ist mit 19 W spezifiziert, wovon maximal 85% in das Faserbündel eingekoppelt werden können. Die einzelnen Diodenlaser emittieren Strahlung der Wellenlänge $810 \pm 10\text{ nm}$ bei einer spektralen Bandbreite von maximal 7 nm , wodurch sich das Array hervorragend zum Pumpen eines Nd:YVO₄-Kristalls eignet.

Der Diodenstrom und die -temperatur eines jeden Arrays können unabhängig voneinander mittels eines PC-Systems eingestellt werden, welches über eine RS232-Verbindung

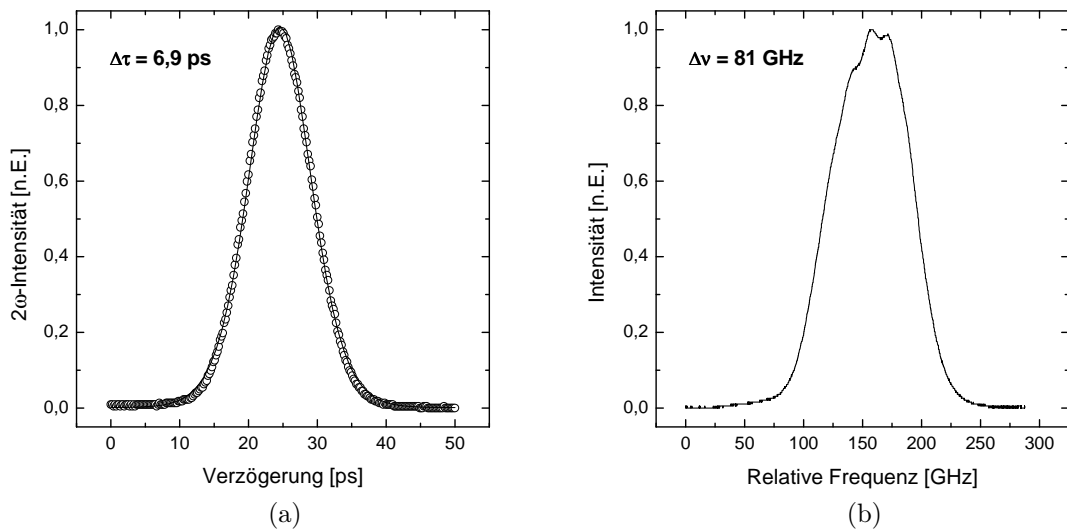


Abbildung 3.6: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators.

mit dem Versorgungsmodul kommuniziert. Auf diese Weise konnten die beiden Diagramme in Abbildung 3.5 aufgenommen werden. Abbildung (a) zeigt die Leistungskennlinie des verwendeten Arrays bei einer Diodentemperatur von 26 °C. Anhand dieses Diagramms können, durch Anpassung einer Geraden an die Messwerte oberhalb der Schwelle, der Schwellenstrom des Arrays zu 4,9 A und der differentielle Wirkungsgrad zu 0,65 W/A bestimmt werden. In Abbildung (b) sind drei Spektren für verschiedene Ströme bei einer festen Temperatur von 26 °C dargestellt, aufgenommen mit einem optischen Spektrumanalysator vom Typ *Ando AQ-6315A*. Das Emissionsspektrum verschiebt sich für höhere Ströme zu größeren Wellenlängen und weist für Stromstärken von 20 und 22 A die gewünschte nahezu symmetrische Verteilung um das Absorptionsmaximum von Nd:YVO₄ auf. Zudem liegt die spektrale Bandbreite deutlich unterhalb des spezifizierten Grenzwerts von 7 nm. Für die folgenden Experimente wurde eine Stromstärke von 22 A gewählt, bei der die mittlere Leistung am Ende des Faserbündels 11 W beträgt.

3.2.3 Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung

Der Oszillator emittierte eine mittlere Leistung von 4,3 W durch den Auskoppelspiegel S1, bei einer Repetitionsrate von 76 MHz. Die resonatorinterne mittlere Leistung \bar{P} lag somit bei 47,8 W, die Energie des im Resonator umlaufenden Impulses bei 630 nJ. Abbildung 3.6 (a) zeigt das Autokorrelationssignal der Oszillatorstrahlung, aufgenommen mit einem Intensitätsautokorrelator vom Typ *Pulse Check* des Herstellers *APE GmbH*. Unter Annahme einer sech²-förmigen Impulsform ergibt sich daraus eine Impulsdauer von 6,9 ps. Das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 3.6 (b) dargestellt und wurde mit ei-

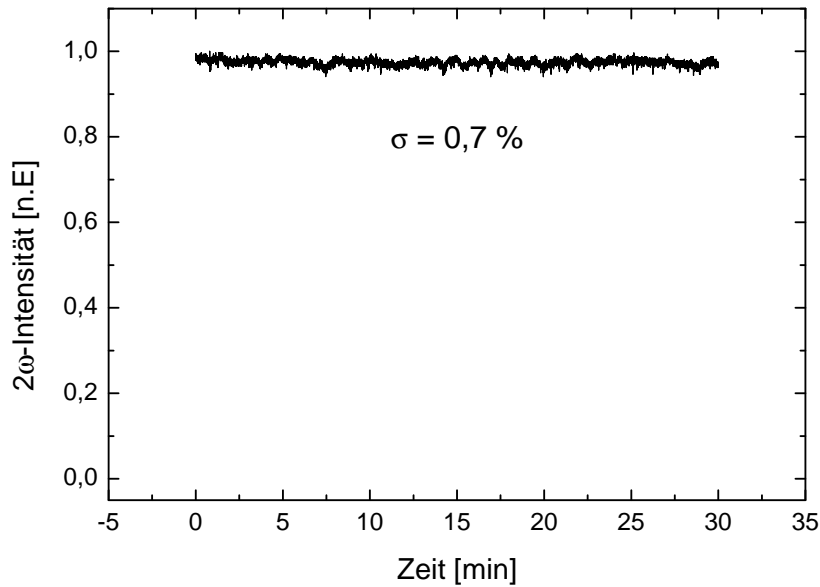


Abbildung 3.7: Das 2-Photonen-Signal der Ausgangsstrahlung des modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators über einen Zeitraum von 30 Minuten bei einer Abtastrate von 10 Hz. Die geringe Standardabweichung σ vom Mittelwert belegt die hohe erreichbare Stabilität der Modenkopplung bezüglich der Impulsdauer und -energie.

nem Scanning Fabry-Pérot Interferometer der *Laser Spectrum Analyzer TL Series* von *Burleigh Inc.* aufgezeichnet. Die hiermit ermittelte spektrale Halbwertsbreite von 81 GHz führt zu einem Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,56, was deutlich oberhalb des Fourierlimits von 0,32 für sech²-förmige Impulse liegt. Dafür ist das GE-Design des Resonators und die daraus folgende Verbreiterung des Spektrums verantwortlich, was zugleich die Abplattung und die schwach erkennbare Modulation im Maximum bewirkt (siehe Abschnitt 3.2.1).

Bei der Vermessung des optischen Spektrums mit einem Fabry-Pérot Interferometer muss unter anderem der freie Spektralbereich auf die zu messende Strahlung angepasst werden. Ist dieser beispielsweise zu gering gewählt, so überlappt ein im Interferometer umlaufender Impuls nicht mehr vollständig mit sich selbst. In der Folge werden zu geringe spektrale Breiten gemessen. Ist der freie Spektralbereich hingegen zu groß, so wird die gemessene spektrale Breite nur noch durch das Auflösungsvermögen des Interferometers bestimmt. In der Literatur sind Richtlinien für eine korrekte Wahl zu finden [90]. Basierend auf diesen Richtlinien wurde im vorliegenden Fall ein freier Spektralbereich von 300 GHz gewählt.

Das Ergebnis einer Messung der zeitlichen Stabilität der Modenkopplung ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Es handelt sich dabei um das Signal einer 2-Photonen-Diode, aufgenommen mit einer zeitlichen Auflösung von 10 Hz. Die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials liegt oberhalb der Energie eines einzelnen Laserphotons, weshalb nur ein 2-Photonen-Prozess diese überwinden und ein messbares Signal erzeugen kann. Das

erhaltene Signal ist somit proportional zur Spitzenintensität der detektierten Strahlung und aus diesem Grund nicht nur von der mittleren Leistung und damit der Impulsenergie, sondern auch von der Impulsdauer abhängig. Die Messung weist eine Standardabweichung von $\sigma = 0,7\%$ vom Mittelwert auf und belegt damit die hohe erreichbare zeitliche Stabilität der Modenkopplung hinsichtlich der Impulsdauer und der mittleren Leistung.

Das Radiofrequenz-Spektrum der Impulse gibt einen weiteren Hinweis auf die Qualität der Modenkopplung, da hiermit die Größe des Intensitätsrauschens der modengekoppelten Strahlung bestimmt werden kann [91]. Beispielsweise werden Relaxationsoszillationen oder Tendenzen zur Q-Switch Modenkopplung durch Seitenbänder und Modulationen im Spektrum sichtbar. Als Detektor diente im vorliegenden Fall eine schnelle Photodiode der Firma *Alphalas* vom Typ *UPD-500-SD-H*, deren Signal mit einem elektronischen Spektrum-Analysator vom Typ *HM 5005-3* des Anbieters *Hameg Instruments GmbH* aufgezeichnet wurde. Auf diese Weise konnte eine Unterdrückung der Seitenbanden von 75 dB festgestellt werden. Die geringen Intensitätsfluktuationen im emittierten Signal unterstreichen die hohe Stabilität des kontinuierlichen Modenkopplungsbetriebs gegenüber destabilisierenden Effekten.

Neben den zeitlichen Eigenschaften der Oszillatorstrahlung ist die Beschaffenheit des transversalen Modenprofils von großer Wichtigkeit, da die daraus resultierende räumliche Strahlqualität unter anderem die Fokussierbarkeit der Laserstrahlung beeinflusst. Ein Maß für die Strahlqualität eines Lasers ist die Beugungsmaßzahl M^2 , die über die Gleichung

$$\frac{d_0\theta}{4} = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.2)$$

definiert ist [92]. Hierbei steht d_0 für den Durchmesser der Strahltaile, θ für den vollen Divergenzwinkel des Strahls und λ für die Wellenlänge der Strahlung. Für den idealen gaußschen Grundmode TEM_{00} besitzt die Beugungsmaßzahl einen Wert von 1. Schwingen zusätzlich höhere Moden an, so kann der Wert auf beliebige Werte von $M^2 > 1$ ansteigen, abhängig vom Grundmodeanteil im transversalen Strahlprofil. Wie aus Gleichung (3.2) ersichtlich ist, besitzen höhere transversale Moden verglichen mit dem Grundmode eine größere Strahltaile bei gleicher Divergenz. Aus diesem Grund ist eine optimale Fokussierbarkeit nur für den gaußschen Grundmode gegeben.

Die Strahlqualität des Nd:YVO₄-Oszillators konnte anhand des *ModeMaster Beam Propagation Analyzer* von *Coherent, Inc.* bestimmt werden. Die Messung ergab Beugungsmaßzahlen von $M_x^2 < 1,1$ und $M_y^2 < 1,1$ in zwei zueinander senkrechten Ebenen, die jeweils senkrecht zur Richtung der Strahlausbreitung standen. Das somit als annähernd beugungsbegrenzt zu beschreibende Strahlprofil wurde zudem mit einer CCD-Kamera des Herstellers *Spiricon, Inc.* visualisiert, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Es weist eine leicht elliptische Form auf und besitzt ein Verhältnis der beiden Hauptachsen von etwa 1,2:1. Das Kamerabild zeigt keinerlei irreguläre Strukturen oder Artefakte und bestätigt einen Laserbetrieb im Grundmode. Dies belegt die hohe räumliche Qualität der erzeugten Laserstrahlung.

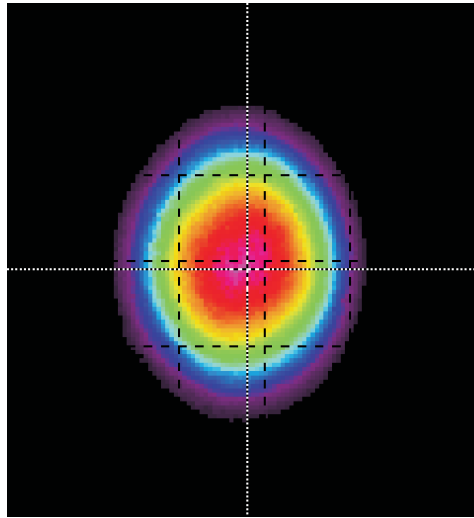


Abbildung 3.8: Aufnahme des transversalen Profils der Oszillatorstrahlung mit einer CCD-Kamera von Spiricon.

3.3 Der Oszillator für überresonantes Cavity-Dumping

Der als Basis für die in Kapitel 6 folgenden Experimente zum überresonanten Cavity-Dumping verwendete Oszillator wird nach dem gleichen Schema wie der Oszillator im vorigen Abschnitt beschrieben, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Zuerst werden in Abschnitt 3.3.1 der experimentelle Aufbau des Oszillators und die Unterschiede zu dem Oszillator für resonantes Cavity-Dumping vorgestellt. Daran schließen sich die Charakterisierung der Pumpquelle in Kapitel 3.3.2 und der erzeugten modengekoppelten Laserstrahlung in 3.3.3 an.

3.3.1 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Oszillators ist in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt. Im Unterschied zu dem in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Oszillator befindet sich das aktive Medium nun direkt vor dem planen Endspiegel S1 des Resonators. Dieser Spiegel ist zugleich das Pumpfenster und daher hochreflektierend für die Laserwellenlänge von 1064 nm und hochtransmittierend für die Pumpstrahlung von 809 nm. Als aktives Medium dient erneut ein 4 x 4 x 4 mm³ großer a-cut Nd:YVO₄-Kristall des Herstellers *Fujian Castech Crystals, Inc.*, dessen Nd³⁺-Dotierung mit 0,7 at. % hier etwas höher liegt. Die beiden Endflächen des Kristalls sind sowohl für die Wellenlänge der Pumpstrahlung als auch für die Laserwellenlänge antireflexbeschichtet und mit dem Ziel der Reduktion von Etalon-Effekten um 0,5° gegeneinander gekeilt. Der plane Spiegel S2 dient als Faltungsspiegel und steht in einem Winkel von etwa 5° zum Strahlengang. Die beiden Spiegel S3 und S5 weisen einen Krümmungsradius von $r = -1,5$ m auf und sind die Fokussierspiegel zur Anpassung des Modendurchmessers im

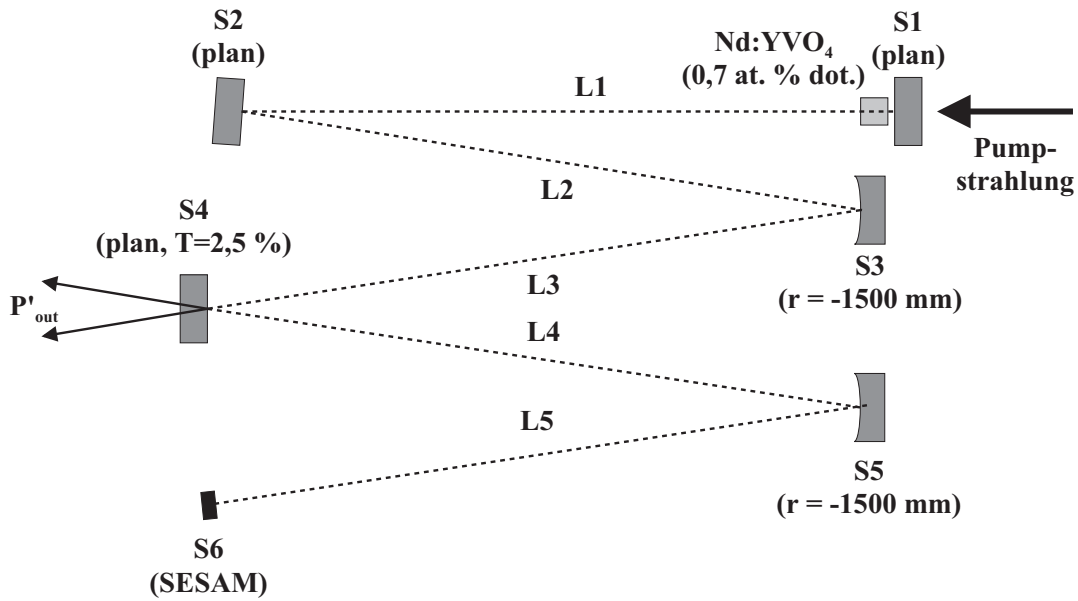


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators als Basis für die Durchführung von überresonantem Cavity-Dumping. Erläuterungen siehe Text.

aktiven Medium und auf dem SESAM S6. Dieser SESAM ist ebenfalls vom *Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik* hergestellt, besitzt die Kennung *A0595-2D* und ist zugleich der zweite Endspiegel des Resonators. Der prinzipielle Aufbau entspricht dem bereits zuvor beschriebenen SESAM des Typs *A0595-2C*. Bezüglich der Kenngrößen und Eigenschaften des SESAMs herrscht also der gleiche Kenntnisstand. Auch bei der Art der Wasserkühlung gab es, verglichen mit dem zuvor vorgestellten Oszillator, keine Änderungen.

Als Auskoppelspiegel dient S4, der sich in der Mitte des Resonators befindet und eine Transmission von $T = 2,5 \%$ besitzt. Die Wahl dieses Spiegels als Auskoppelspiegel erscheint ungewöhnlich, da die resonatorinterne Strahlung pro Umlauf zweimal unter verschiedenem Winkel auf ihn trifft. Daher ist die Ausgangsleistung P'_{out} nicht in einem Strahl konzentriert, sondern befindet sich zu gleichen Teilen in zwei Strahlen, die einen Winkel von etwa 10° miteinander einschließen. Wie bei dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Oszillator wird diese Strahlung in den späteren Experimenten zum Cavity-Dumping lediglich zu Diagnosezwecken genutzt. Die eigentliche Ausgangsstrahlung entsteht dann durch die elektrooptische Auskopplung eines Großteils der resonatorinternen Strahlung an anderer Stelle im Resonator. Aus diesem Grund stellt die räumlich zweigeteilte Transmission durch den Spiegel S4 kein Problem dar.

Der wesentliche prinzipielle Unterschied im Oszillatordesign, verglichen mit dem für resonantes Cavity-Dumping, ist die Position des aktiven Mediums. Es befindet sich nicht vor einem Faltungsspiegel, sondern in einer echten GE-Anordnung direkt vor einem Endspie-

gel des Resonators. Die hin- und zurücklaufenden Strahlungsanteile sind somit räumlich deckungsgleich und der Nd:YVO₄-Kristall wird lediglich zweimal pro Umlauf durchlaufen. Daraus resultiert eine geringe Kleinsignalverstärkung pro Umlauf, die wiederum zu einer geringeren Frequenz der Relaxationsoszillationen f_r führt. Somit ist dieses Design für resonantes Cavity-Dumping weniger attraktiv. Bei überresonantem Cavity-Dumping spielt die Kleinsignalverstärkung jedoch nur eine untergeordnete Rolle. Für diesen Fall liegt der große Vorteil des veränderten Oszillatordesigns in der deutlich erhöhten Stabilität des transversalen Modenprofils gegenüber Änderungen des Modendurchmessers im aktiven Medium. Durch den Verzicht auf einen V-förmigen Strahlengang im aktiven Medium ist es verhältnismäßig einfach, ein nahezu beugungsbegrenztes transversales Strahlprofil zu erreichen und zu kontrollieren. Dass die Position des Mediums fern der Resonatormitte zu einer geringeren Stabilität des Modendurchmessers gegenüber Änderungen der Brechkraft der thermischen Linse führt, fällt aufgrund des nun deutlich größeren Akzeptanzbereichs für derartige Änderungen im Experiment nicht ins Gewicht.

Verglichen mit resonantem Cavity-Dumping sind die Prioritäten bezüglich der Impulsenergie und der Repetitionsrate beim überresonanten Cavity-Dumping vertauscht. Das Primärziel ist die Maximierung der Repetitionsrate, die Impulsenergie wird dabei lediglich optimiert. Diese Optimierung wird bei ansonsten gleichbleibenden Parametern durch eine Verlängerung des Resonators erreicht. Hierdurch vergrößert sich die Resonatorumlaufzeit, was mit einer geringeren Repetitionsrate der modengekoppelten Impulse einhergeht. Die gleiche mittlere Leistung verteilt sich im Gleichgewicht demzufolge auf weniger Impulse pro Zeiteinheit und die Impulsenergie steigt. Aus diesem Grund wurde die Gesamtlänge des Resonators mit 3 m größer gewählt, wobei die einzelnen Spiegelabstände $L1 = 55$ cm, $L2 = 48$ cm, $L3 = 66,5$ cm, $L4 = 66,5$ cm und $L5 = 64$ cm betragen. Mit den gegebenen Krümmungsradien der einzelnen Spiegel war in dieser Konfiguration ein stabiler Modenkopplungsbetrieb und ein annähernd beugungsbegrenztes räumliches Strahlprofil gewährleistet, wie die in Abschnitt 3.3.3 folgende Charakterisierung der Oszillatorstrahlung belegt.

3.3.2 Charakterisierung der Pumpquelle

Als Pumpquelle wurde ein fasergekoppelter Diodenlaserbarren des Herstellers *Coherent, Inc.* vom Typ *FAP 81-30C-800-B* eingesetzt, der für eine maximale Ausgangsleistung von 30 W bei einer Zentralwellenlänge von 808 ± 3 nm und einer spektralen Breite von 4 nm spezifiziert ist. Der Laserbarren besteht aus 19 Broad-Area Emittern, deren Strahlung in ein etwa 1 m langes und $800 \mu\text{m}$ durchmessendes Bündel aus Multimode-Fasern eingekoppelt wird. Eine Teleskopoptik am Ende des Faserbündels bildet die austretende Strahlung im Verhältnis 1:1 ab. Die Temperatur des Diodenlasers konnte über den Kontakt der Bodenplatte des Barrens mit einem wasserdurchflossenen Messingblock variiert werden. Hierbei wurde die Kontaktierung durch $125 \mu\text{m}$ dicke Indium-Folie optimiert und der Wasserkreislauf durch einen temperaturregelbaren *Thermotek, Inc.* Umwälzkühler vom

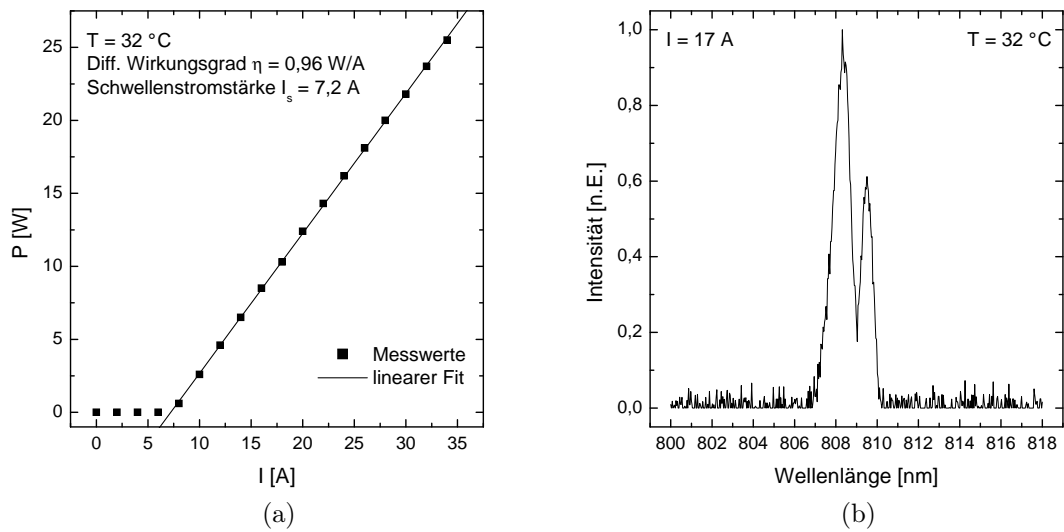


Abbildung 3.10: Charakterisierung des als Pumpquelle verwendeten Diodenlasersystems bei einer Diodentemperatur von 32 °C : Leistungskennlinie (a) und Emissionsspektrum bei einer Stromstärke von 17 W (b).

Typ *T-251p* erzeugt. Die Regelung der Ausgangsleistung des Diodenlasers erfolgte über ein *EA-PS-9016-40* Netzgerät, welches eine maximale Stromstärke von 40 A und eine maximalen Spannung von 16 V lieferte.

Die Leistungskennlinie des Diodenlaserbarrens ist in Abbildung 3.10 (a) dargestellt. Aus den Messwerten ergeben sich ein differentieller Wirkungsgrad von 1 W/A und eine Schwellenstromstärke von $7,2\text{ A}$. Diese Werte gelten bei einer Wassertemperatur von 32 °C , die bei der gewünschten Pumpleistung von etwa 10 W zu einer spektral schmalbandigen Emission im Bereich von 809 nm führte. Dies belegt das in Abbildung 3.10 (b) dargestellte Emissionsspektrum, aufgenommen mit einem optischen Spektrumanalysator vom Typ *Ando AQ-6315A*. In den folgenden Experimenten wurde das aktive Medium bei einer Stromstärke von $17,4\text{ A}$ und einer Temperatur von 32 °C gepumpt, was einer Pumpleistung von 10 W entspricht.

3.3.3 Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung

Der Laser emittierte eine mittlere Leistung von $3,1\text{ W}$ durch den Auskoppelspiegel, bei einer Repetitionsrate von 50 MHz . Die resonatorinterne Leistung kann somit zu 62 W , die Energie des im Resonator umlaufenden Impulses zu $1,2\text{ }\mu\text{J}$ berechnet werden. Das Autokorrelationssignal und das optische Spektrum der erzeugten Impulse sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Diese wurden mit einem *Pulse Check* Intensitätsautokorrelator der *APE GmbH* beziehungsweise einem Scanning Fabry-Pérot Interferometer der *Laser Spectrum Analyzer TL Serie* von *Burleigh Inc.* aufgezeichnet. Die Anpassung einer

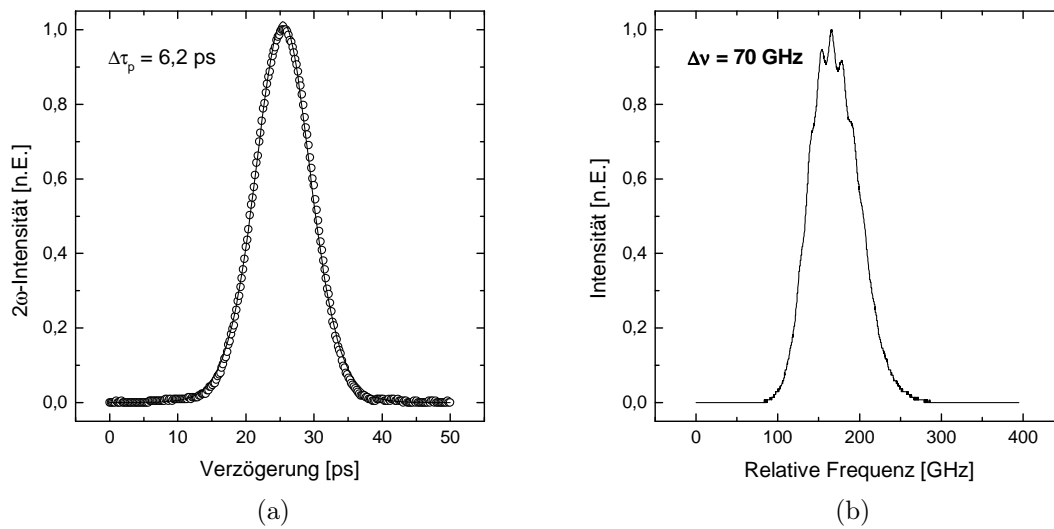


Abbildung 3.11: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators.

sech²-Funktion an die Messwerte der Autokorrelation ergibt eine Impulsdauer von 6,2 ps bei einer spektralen Halbwertsbreite von 70 GHz. Daraus resultiert ein Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,43.

Die Stabilität der Modenkopplung war ähnlich herausragend wie im Falle des zuvor beschriebenen Oszillators für resonantes Cavity-Dumping. Im Radiofrequenz-Spektrum, durch eine Photodiode der Firma *Alphalas* vom Typ *UPD-500-SD-H* und einen elektronischen Spektrum-Analysator vom Typ *HM 5005-3* des Anbieters *Hameg Instruments GmbH* aufgenommen, war eine Rauschunterdrückung von > 70 dB messbar.

Die räumliche Strahlqualität der erzeugten Laserstrahlung ist beugungsbegrenzt, der Laser oszilliert im gaußschen Grundmode. Eine Messung mit dem *ModeMaster Beam Propagation Analyzer* von *Coherent, Inc.* ergab in zwei zueinander senkrechten Richtungen des transversalen Modenprofils Werte der Beugungsmaßzahl von $M_{x,y}^2 < 1,1$. In Abbildung 3.12 ist das mit einer CCD-Kamera von *Spiricon, Inc.* aufgenommene Bild des Strahlprofils zu sehen: Es bestätigt die hohe räumliche Qualität der Laserstrahlung. Das Profil ist kreisrund und es sind weder Unregelmäßigkeiten noch Verzerrungen zu erkennen.

3.4 Zusammenfassung

Zu Beginn von Kapitel 3 wurde das Standardmaterial Nd:YVO₄ vorgestellt. Es zeigte sich, dass dieses Material aus einer Reihe von Gründen die erste Wahl für die im Rahmen dieser Arbeit gesteckten Ziele darstellt. Zu diesen Gründen zählen die hohe optische Qualität der Kristalle bei der Züchtung, die für die Erzeugung von Impulsen unterhalb von 10 ps ausreichende Verstärkungsbandbreite, der außergewöhnlich hohe Wirkungsquer-

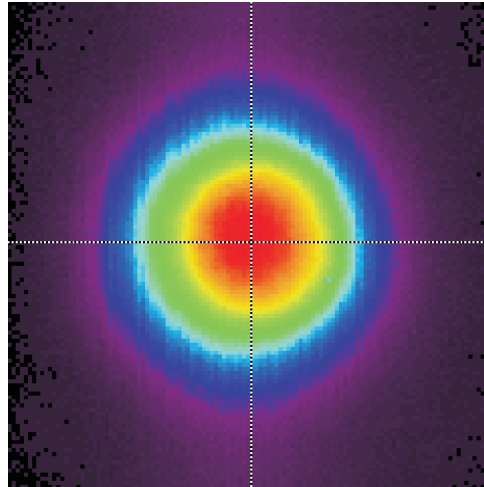


Abbildung 3.12: Aufnahme des transversalen Profils der Oszillatorstrahlung mit einer CCD-Kamera von Spiricon.

Parameter	Resonant	Überresonant
Kristalldotierung	0,5 at. % Nd ³⁺	0,7 at. % Nd ³⁺
Pumpleistung	11 W @ 809 nm	10 W @ 809 nm
Pumpradius	335 μm	400 μm
Laserwellenlänge	1064 nm	1064 nm
Mittlere Ausgangsleistung	4,3 W @ $T = 9\%$	3,1 W @ $T = 5\%$
Resonatorinterne mittlere Leistung	47,8 W	62 W
Resonatorinterne Impulsenergie	630 nJ	1,2 μJ
Repetitionsrate	76 MHz	50 MHz
Impulsdauer (sech ²)	6,9 ps	6,2 ps
Spektrale Halbwertsbreite	81 GHz	70 GHz
Zeit-Bandbreite-Produkt	0,56	0,43
Resonatorinterne Spitzenleistung (sech ²)	80 kW	176 kW
Räumliche Strahlqualität M^2	< 1,1	< 1,1
Elliptizität	1,2	1,0
Zeitliche Stabilität der Modenkopplung	$\sigma = 0,7\%$	
Seitenbandenunterdrückung	75 dB	> 70 dB

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der für resonantes beziehungsweise überresonantes Cavity-Dumping realisierten Nd:YVO₄-Oszillatoren.

schnitt für stimulierte Emission und die Verfügbarkeit von effizienten und kostengünstigen Hochleistungsdiodenlasern zur optischen Anregung.

Basierend auf den unterschiedlichen Anforderungen, welche die beiden Ansätze des resonanten und überresonanten Cavity-Dumpings an geeignete Oszillatoren stellen, wurde in der Folge die experimentelle Realisierung und Charakterisierung zweier prinzipiell unterschiedlicher, passiv modengekoppelter Nd:YVO₄-Oszillatoren beschrieben. Die wichtigsten Daten dieser Oszillatoren sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Der für resonantes Cavity-Dumping realisierte Oszillator besaß einen V-förmigen Strahlengang im aktiven Medium. Die daraus resultierende hohe Kleinsignalverstärkung pro Umlauf begünstigt eine hohe Frequenz der Relaxationsoszillationen, was bei den in Kapitel 5 folgenden Experimenten zu einer hohen Repetitionsrate der ausgekoppelten Impulse führen soll. Die resonatorinterne Leistung des Oszillators betrug 48 W, was bei einer Repetitionsrate von 76 MHz einer Impulsenergie von 630 nJ entsprach. Die Modenkopplung zeigte sich auch in Langzeitmessungen äußerst stabil bei einer Impulsdauer, die mit 6,9 ps deutlich unterhalb von 10 ps lag. Die räumliche Strahlqualität war nahezu beugungsbegrenzt, allerdings besaß das transversale Profil eine leicht elliptische Form. Durch den V-förmigen Strahlengang im aktiven Medium war eine derart hohe Strahlqualität jedoch nur in einem kleinen Parameterbereich erreichbar. Geringfügige Änderungen der thermischen Linse oder der Spiegelabstände führten bereits zu einer deutlich schlechteren Strahlqualität.

Der zweite Oszillator wurde als Grundlage für überresonantes Cavity-Dumping entworfen. Da eine hohe Frequenz der Relaxationsoszillationen in diesem Fall nicht von Vorteil wäre, besaß der Oszillator zwei wesentliche prinzipielle Unterschiede zu dem zuerst beschriebenen Design. Einerseits konnte auf einen V-förmigen Strahlengang im aktiven Medium verzichtet werden, woraus eine deutlich erhöhte Stabilität des räumlichen Strahlprofils gegenüber Änderungen der Oszillatorparameter folgte. Des Weiteren wurde ein längerer Resonator gewählt, was eine höhere Energie des im Resonator umlaufenden Impulses nach sich zog. Auf diese Weise ergaben sich Impulse einer Energie von 1,2 μJ bei einer resonatorinternen mittleren Leistung von 62 W und einer Repetitionsrate von 50 MHz. Die Impulsdauer betrug 6,2 ps bei einer ebenfalls sehr hohen Stabilität der Modenkopplung. Die räumliche Strahlqualität konnte als exzellent bezeichnet werden: Das transversale Strahlprofil war über einen großen Parameterbereich kreisrund und zeigte keinerlei Anteile höherer Moden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Nd:YVO₄-Oszillatoren stellen eine ausgezeichnete Ausgangsbasis für die noch folgenden Experimente zum Cavity-Dumping dar. Für diese Experimente müssen die Oszillatoren jedoch zunächst noch um einen schnellen optischen Schalter erweitert werden, welcher die resonatorinternen Impulse mit hoher Effizienz periodisch auskoppeln kann. Derartige Schalter sind Gegenstand des nun folgenden Kapitels.

KAPITEL 4

Grundlagen elektrooptischer Modulatoren

Die Schlüsselkomponente für modengekoppelte Lasersysteme mit Cavity-Dumping ist ein schneller optischer Schalter, der eine effiziente periodische Auskopplung der resonator-internen Strahlung ermöglicht. Prinzipiell kommen hierfür beispielsweise akusto- (AOM) oder elektrooptische (EOM) Modulatoren in Frage. Elektrooptische Modulatoren bestehen dabei in erster Linie durch eine hohe erreichbare Schalteffizienz bei kurzen Schaltzeiten von wenigen Nanosekunden, ohne dass eine starke Fokussierung der Laserstrahlung notwendig ist. Nur aufgrund dieser Eigenschaft ist es möglich, einen einzelnen Pikosekunden-Impuls hoher Energie nahezu vollständig und mit hervorragendem Kontrast aus einem periodischen Impulszug einer Repetitionsrate von einigen zehn MHz zu selektieren. Die in der vorliegenden Arbeit realisierten Nd:YVO₄-Oszillatoren erzeugen derartige Impulszüge (siehe Kapitel 3), weshalb eben solche elektrooptischen Modulatoren als optische Schalter ausgewählt wurden.

Einleitend stellt Abschnitt 4.1 den in den Experimenten verwendeten prinzipiellen Aufbau für effizientes Cavity-Dumping vor, wodurch die Rolle des elektrooptischen Modulators ersichtlich wird. Das Funktionsprinzip solcher Modulatoren beruht auf dem so genannten *Pockels-Effekt*, weshalb sie auch als *Pockels-Zellen* bekannt sind. In Abschnitt 4.2 werden daher die theoretischen Grundlagen des Pockels-Effekts zusammengefasst und die daraus resultierenden polarisationsdrehenden Eigenschaften anisotroper Pockels-Zellen erläutert.

Die Kenntnis der Schaltzeiten der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten elektrooptischen Modulatoren ist von grundlegender Bedeutung, da diese das Oszillatordesign beeinflussen können. Die effiziente Auskopplung eines im Resonator umlaufenden Impulses bei maximalem Kontrast ist nämlich nur dann möglich, wenn die Schaltzeiten kürzer als der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Durchgänge des Impulses durch den Modulator sind. Ist dies nicht gegeben, so treten Vor- oder Nachimpulse im Ausgangssignal auf, was eine Verschlechterung des Kontrastes bedeutet. Die Zeit, die der umlaufende Impuls nach einem Durchgang durch den Modulator benötigt, bis er erneut auf diesen trifft, hängt von zwei Faktoren ab:

- Der Resonatorumlaufzeit τ_{rt} , die laut Gleichung (2.10) proportional zur Resonatorlänge ist.
- Der Position der Pockels-Zelle innerhalb des Resonators. Befindet sich die Zelle direkt vor einem Endspiegel, so steht für den Schaltprozess die gesamte Zeit τ_{rt} zur Verfügung. Befindet sie sich dagegen in der Mitte des Resonators, so ist es nur $\tau_{rt}/2$.

Um zu überprüfen, ob die in Kapitel 3 vorgestellten Oszillatoren verlängert werden müssen, wurden alle verwendeten Pockels-Zellen optisch vermessen. Abschnitt 4.3 erläutert das hierfür verwendete Messprinzip.

Es gibt eine Vielzahl bekannter elektrooptischer Materialien, die als Grundlage von Pockels-Zellen dienen und aufgrund unterschiedlicher Eigenschaften ein breites Anwendungsspektrum abdecken. Um einen Überblick über deren Vor- und Nachteile zu gewinnen, stellt Abschnitt 4.4 zum Abschluss dieses Kapitels die wichtigsten Materialien kurz vor. Besonderes Augenmerk liegt hierbei auf dem Material Rubidium-Titanyl-Phosphat (RTP), das aufgrund seiner vielen positiven Eigenschaften erstmals im Zusammenhang mit Cavity-Dumping in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde.

4.1 Cavity-Dumping mit elektrooptischen Schaltern

Um einen Großteil der resonatorinternen Strahlung periodisch auszukoppeln, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die in Kapitel 4.2 vorgestellten polarisationsdrehenden Eigenschaften anisotroper Pockels-Medien mit den polarisationsabhängigen optischen Eigenschaften eines Dünnschichtpolarisators kombiniert. Eine schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Ein ähnlicher Aufbau wird häufig bei elektrooptisch gütegeschalteten Lasersystemen verwendet [34].

Zwischen den beiden Endspiegeln S1 und S2 eines Laserresonators befinden sich, neben dem verstärkenden Medium, ein Dünnschichtpolarisator (DSP) und eine Pockels-Zelle (EOM). Weist die resonatorinterne Strahlung eine lineare Polarisation senkrecht zur Abbildungsebene auf, so wird diese an dem Polarisator reflektiert: Der Resonator ist geschlossen und weist eine hohe Güte auf. Dies gilt jedoch nur, solange die Polarisation

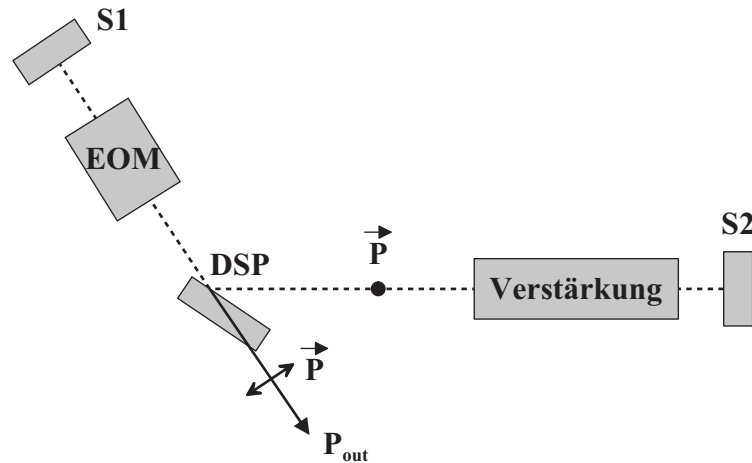


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des in der vorliegenden Arbeit prinzipiell verwendeten Aufbaus zur Realisierung eines Lasersystems mit elektrooptischem Cavity-Dumping (\vec{P} : Polarisationsrichtung, P_{out} : ausgekoppelte Leistung, EOM: elektrooptischer Modulator, DSP: Dünnschichtpolarisator, S: Endspiegel des Resonators).

beim Durchgang durch die Pockels-Zelle unverändert bleibt. Verhält sich die Pockels-Zelle hingegen wie eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, so ergibt sich beim Einfachdurchgang der Strahlung in Richtung von S1 zirkulare Polarisation, wie anhand von Abbildung 4.2 nachvollzogen werden kann. Voraussetzung dafür ist, dass die optische Achse der Pockels-Zelle und die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes vor dem Durchgang durch die Zelle einen Winkel von 45° miteinander einschließen. Nach der Reflexion am Spiegel S1 durchläuft der nun zirkular polarisierte Lichtstrahl erneut die Pockels-Zelle: Damit erfährt die resonatorinterne Strahlung im zweifachen Durchgang insgesamt eine Drehung der linearen Polarisation um 90° , was einer Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes parallel zur Zeichenebene entspricht. Für diese Polarisation weist der Dünnschichtpolarisator minimale Reflexion auf, so dass der Großteil der Strahlung transmittiert und damit aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Nach der Auskopplung wird die Pockels-Zelle abgeschaltet und somit die ursprüngliche hohe Güte des Resonators wiederhergestellt. In der Folge kann sich die resonatorinterne Strahlung bis zum nächsten Schaltprozess wieder aufbauen.

4.2 Der Pockels-Effekt

Der Brechungsindex n elektrooptischer Materialien ändert sich beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes. Da die Abhängigkeit des Brechungsindex von diesem elektrischen Feld E äußerst gering ist, kann $n(E)$ in eine Taylor-Reihe um $E = 0$ entwickelt werden:

$$n = n(E) = n_0 + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (4.1)$$

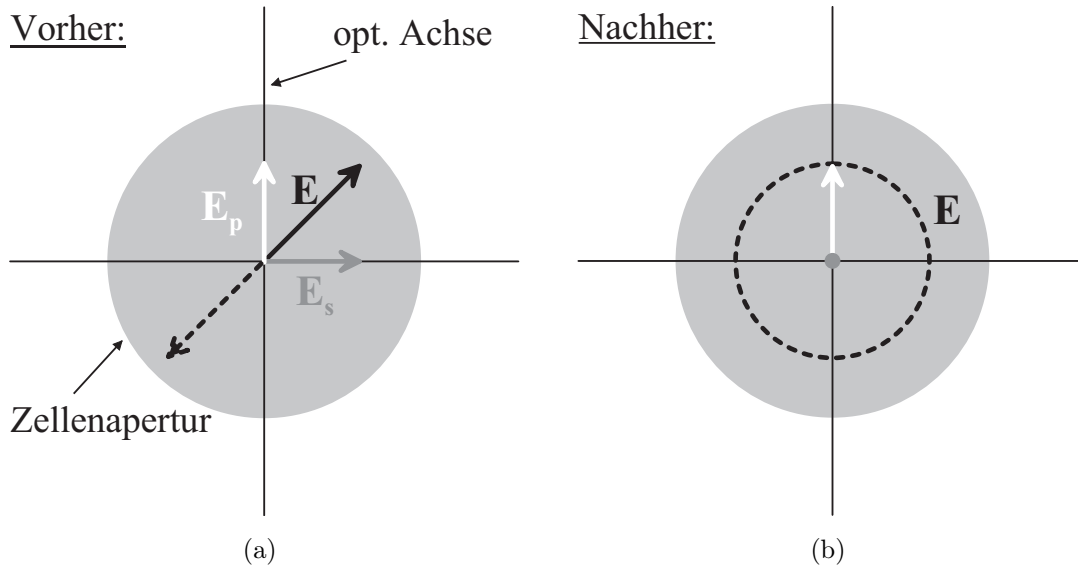


Abbildung 4.2: Funktionsprinzip eines $\lambda/4$ -Phasenverzögerers in Form einer Pockels-Zelle mit anliegender $\lambda/4$ -Spannung. Der elektrische Feldvektor eines linear polarisierten Lichtstrahls schließt vor dem Durchgang durch die Zelle einen Winkel von 45° mit der optischen Achse des Pockels-Mediums ein. Das elektrische Feld kann in diesem Fall in die beiden betragsmäßig gleichen Anteile \vec{E}_p und \vec{E}_s aufgeteilt werden, die sich zu dem in Abbildung (a) dargestellten Zeitpunkt beide bei maximaler positiver Auslenkung befinden. Eine halbe Periode später erreichen beide Anteile ihre negative Amplitude und addieren sich zu dem gestrichelt dargestellten Feldvektor. Beim Durchgang durch die geschaltete Pockels-Zelle werden beide Anteile um $\lambda/4$ beziehungsweise $\pi/2$ relativ zueinander verzögert. Befindet sich beispielsweise, wie in (b) dargestellt, zu einem festen Zeitpunkt \vec{E}_p im Maximum, so durchläuft \vec{E}_s gerade den Nulldurchgang und umgekehrt. Die Addition beider Komponenten führt zu einem resultierende Feldvektor, der mit fortschreitender Zeit einen Kreis beschreibt: Der Lichtstrahl ist zirkular polarisiert.

Hierbei sind $a_1 = (dn/dE)|_{E=0}$, $a_2 = (d^2n/dE^2)|_{E=0}$ und der Wert des Brechungsindex ohne anliegendes Feld n_0 die Koeffizienten der Reihenentwicklung. a_1 und a_2 werden aus noch ersichtlich werdenden Gründen durch $\rho = -2a_1/n_0^3$ und $\sigma = -a_2/n_0^3$ ersetzt, was zur Gleichung

$$n = n_0 - \frac{1}{2}\rho n_0^3 E - \frac{1}{2}\sigma n_0^3 E^2 + \dots \quad (4.2)$$

führt. Die Terme höherer Ordnungen sind gewöhnlich um mehrere Größenordnungen kleiner als n_0 und können daher vernachlässigt werden.

Für die Beschreibung der optischen Eigenschaften anisotroper Medien ist ein Ausdruck für $\eta = \epsilon_0/\epsilon = 1/n^2$ in Abhängigkeit von E nützlich [93], wobei ϵ_0 für die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und ϵ für die Dielektrizitätskonstante im Medium steht. Der

gesuchte Ausdruck ergibt sich mit Hilfe von

$$\begin{aligned}
 \Delta\eta &= \frac{d\eta}{dn} \Delta n \\
 &= \frac{d}{dn} \left(\frac{1}{n^2} \right) (n - n_0) \\
 &\approx -\frac{2}{n^3} \left(-\frac{1}{2} \rho^3 E - \frac{1}{2} \sigma^3 E^2 \right) \\
 &= \rho E + \sigma E^2
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

letztendlich zu

$$\eta(E) = \eta(0) + \rho E + \sigma E^2 . \tag{4.4}$$

ρ und σ sind Materialparameter, die zudem von der Richtung des angelegten elektrischen Feldes sowie der Ausbreitungsrichtung und Polarisation des Lichts abhängig sind. Die einfache Form dieser Gleichung erklärt die zunächst etwas willkürlich erscheinende Wahl der Koeffizienten ρ und σ in Gleichung (4.2).

Für viele Materialien ist der in E quadratische Anteil des Brechungsindex gegenüber dem linearen Term vernachlässigbar. In diesem Fall weist das Material den so genannten *Pockels-Effekt* auf und wird dementsprechend als *Pockels-Medium* bezeichnet, für dessen Brechungsindex

$$n(E) \approx n_0 - \frac{1}{2} \rho n_0^3 E \tag{4.5}$$

gilt. Der Materialparameter ρ wird analog *Pockels-Koeffizient* oder *linearer elektrooptischer Koeffizient* genannt und liegt in der Regel zwischen 10^{-12} m/V und 10^{-10} m/V, was eine Brechungsindexvariation im Bereich von $\Delta n = 10^{-5}$ für typische Pockels-Zellen Anordnungen ergibt. Dies unterstreicht, dass die Annahme einer schwachen Abhängigkeit des Brechungsindex von der elektrischen Feldstärke und damit Gleichung (4.1) gerechtfertigt ist.

Für zentrosymmetrische Materialien ist der Brechungsindex invariant gegenüber einer Richtungsumkehr der elektrischen Feldstärke. Dies führt zu der Bedingung, dass $n(E)$ eine gerade symmetrische Funktion sein muss. In diesem Fall verschwindet die erste Ableitung des Brechungsindex nach der elektrischen Feldstärke, wodurch auch der Pockels-Koeffizient $\rho = 0$ wird. Der Brechungsindex derartiger Medien, zu denen Gase, Flüssigkeiten und bestimmte Kristalle gehören, kann eine quadratische Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke aufweisen, was als *Kerr-Effekt* bezeichnet und beispielsweise bei der Kerr-Linsen Modenkopplung ausgenutzt wird (siehe Kapitel 2.3.2):

$$n(E) \approx n_0 - \frac{1}{2} \sigma n_0^3 E^2 , \tag{4.6}$$

wobei die *Kerr- oder quadratische elektrooptische Konstante* σ für die meisten Kristalle einen Wert zwischen 10^{-18} m²/V² und 10^{-14} m²/V² aufweist.

Da für die vorliegende Arbeit ausschließlich der Pockels-Effekt von Interesse ist, wird der Kerr-Effekt in den folgenden Betrachtungen nicht weiter berücksichtigt.

Isotrope Pockels-Medien

Durchläuft ein Lichtstrahl ein isotropes Pockels-Medium der Länge L , an das ein elektrisches Feld E angelegt ist, so wird die Phase des Strahls beim Durchgang durch die Pockels-Zelle um

$$\begin{aligned}
 \phi &= n(E) \cdot k_0 L \\
 &= 2\pi n(E) \cdot \frac{L}{\lambda_0} \\
 &\stackrel{(4.5)}{\approx} 2\pi \frac{n_0 L}{\lambda_0} - \pi \frac{\rho n_0^3 E L}{\lambda_0} \\
 &= \phi_0 - \pi \frac{\rho n_0^3 E L}{\lambda_0}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

verschoben, wobei λ_0 für die Vakuumwellenlänge des Lichtstrahls steht. Das hierfür notwendige elektrische Feld wird durch eine Spannung V erzeugt, die an zwei Flächen des Pockels-Mediums im Abstand d anliegt. Es gilt also $E = V/d$, so dass die gesamte Phasenverschiebung nach einem Durchgang durch die Pockels-Zelle

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \tag{4.8}$$

beträgt, wobei

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\rho n_0^3} \tag{4.9}$$

gerade den Wert der Spannung angibt, bei der die von der Pockels-Zelle induzierte Phasenverschiebung π bzw. $\lambda/2$ beträgt. Aus diesem Grund wird V_π auch $\lambda/2$ -Spannung genannt. Der Wert dieser Spannung ist ein Charakteristikum jeder Pockels-Zelle, da sie über n und ρ vom verwendeten Material und über d und L von ihrer Geometrie abhängt. Dabei gibt es bezüglich der Anordnung der felderzeugenden Elektroden prinzipiell zwei Varianten. Abbildung 4.3 (a) stellt beispielsweise eine transversale Pockels-Zelle dar, bei der die Elektroden auf zwei gegenüberliegenden Seitenflächen des Pockels-Mediums angebracht sind. Das erzeugte elektrische Feld steht dadurch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls, die in der Abbildung durch die Richtung des Wellenvektors \vec{k} dargestellt wird. Der Abstand der beiden Elektroden zueinander ist durch die Dicke des Pockels-Mediums vorgegeben und wird möglichst gering gewählt, um die erforderliche Schaltspannung zu minimieren. Transversale Pockels-Zellen sind daher in erster Linie für Anwendungen von Interesse, bei denen geringe Strahldurchmesser vorliegen und somit kleine Aperturen möglich sind. Werden jedoch größere Aperturen benötigt, so kommt in der Regel eine andere Realisierungsmöglichkeit zum Einsatz, welche in Abbildung 4.3 (b) darstellt ist. Dabei erzeugen beispielsweise ringförmige Elektroden an den Endflächen des Pockels-Mediums ein elektrisches Feld parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls. Bei dieser longitudinalen Anordnung entspricht die Länge des Pockels-Mediums dem Elektrodenabstand, wodurch die $\lambda/2$ -Spannung unabhängig von der Kristalldicke ist. Dies ist

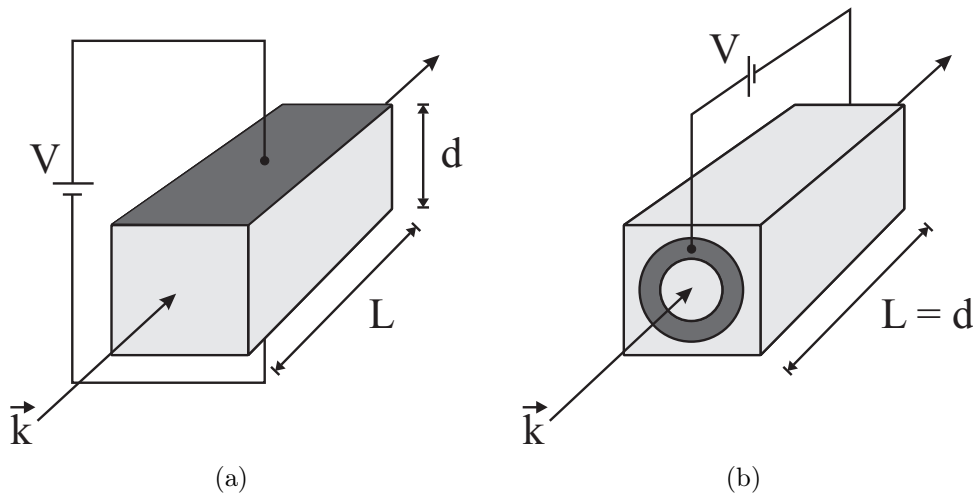


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines transversalen (a) und eines longitudinalen Modulators mit Ringelektroden (b).

beispielsweise für den Hochleistungsbereich interessant, da dort mit großen Strahldurchmessern gearbeitet werden muss, um die auftretenden Leistungsdichten zu reduzieren und somit eine Beschädigung des Mediums zu verhindern.

Anisotrope Pockels-Medien

Bisher wurde nur der Fall isotroper Medien behandelt. Mit solchen ist eine Phasenverschiebung des gesamten Strahlungsfeldes möglich, nicht aber eine gezielte Modulation der Polarisation. Um den Polarisationszustand eines Lichtstrahls beim Durchgang durch eine Pockels-Zelle zu ändern, muss diese aus einem anisotropen Material bestehen. Infolgedessen erfahren unterschiedliche Polarisationsanteile des Lichtstrahls verschiedene Brechungsindizes und können dadurch relativ zueinander verzögert werden.

Zum besseren Verständnis lassen sich die optischen Eigenschaften anisotroper Medien im Allgemeinen durch den so genannten Brechungsindexellipsoid

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1, \quad \text{mit } i, j = 1, 2, 3 \quad (4.10)$$

beschreiben, wobei es sich bei $\eta_{ij} = \eta_{ji}$ um die Elemente des Tensors $\boldsymbol{\eta} = \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}^{-1}$ und bei $x_{i,j}$ um die Ortskoordinate in x -, y - oder z -Richtung handelt. Abbildung 4.4 zeigt einen solchen Ellipsoid, dessen Hauptachsen den optischen Hauptachsen des Mediums entsprechen. Die Brechungsindizes entlang dieser Achsen x , y und z sind n_1 , n_2 und n_3 . Diese Konstruktion erlaubt die Bestimmung der Brechungsindizes der beiden zueinander senkrechten Polarisationsanteile n_a und n_b einer in \vec{k} -Richtung laufenden Welle. Dazu wird eine Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch das Zentrum des Ellipsoids gelegt. Die Schnittfläche dieser Ebene mit dem Ellipsoid ist eine Ellipse, wobei die Längen

der großen und kleinen Halbachsen gerade den gesuchten Brechungsindizes n_a und n_b entsprechen.

Beim Anlegen eines konstanten elektrischen Feldes $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$ an das Medium werden die Werte der Elemente von $\boldsymbol{\eta}$ abhängig vom angelegten Feld. Hierdurch verformt sich der Brechungsindexellipsoid entsprechend. Mit $\eta_{ij}(\vec{E})$ sind die Eigenschaften des Ellipsoids und damit auch die optischen Eigenschaften des Mediums beim Anlegen beliebiger elektrischer Felder bekannt. Jedes dieser Elemente ist eine Funktion der drei Variablen E_1 , E_2 und E_3 und kann analog zu Abschnitt 4.2 in eine Taylorreihe um $\vec{E} = \vec{0}$ entwickelt werden:

$$\eta_{ij}(\vec{E}) \approx \eta_{0,ij} + \sum_k \rho_{ijk} E_k + \sum_{kl} \sigma_{ijkl} E_k E_l, \quad (4.11)$$

mit $i, j, k, l \in \{1, 2, 3\}$ sowie $\rho_{ijk} = \partial\eta_{ij}/\partial E_k$ und $\sigma_{ijkl} = \frac{1}{2}\partial^2\eta_{ij}/\partial E_k\partial E_l$ als Koeffizienten. Gleichung (4.11) ist die Verallgemeinerung von (4.2), wobei der Pockels-Koeffizient ρ durch die 27 Pockels-Koeffizienten ρ_{ijk} ersetzt wurde.

Da ϵ ein symmetrischer Tensor ist, ist auch $\boldsymbol{\eta}$ symmetrisch. Somit sind alle ρ_{ijk} invariant unter Vertauschung der Indizes i und j . Diese Symmetrie reduziert die Anzahl der voneinander unabhängigen Pockels-Koeffizienten auf 18. Gewöhnlich werden die beiden Indizes i und j zu einem Index $I = 1, 2, \dots, 6$ zusammengefasst, um sämtliche Koeffizienten in eine 6×3 -Matrix schreiben zu können [94]. Tabelle 4.1 enthält die Konvention für

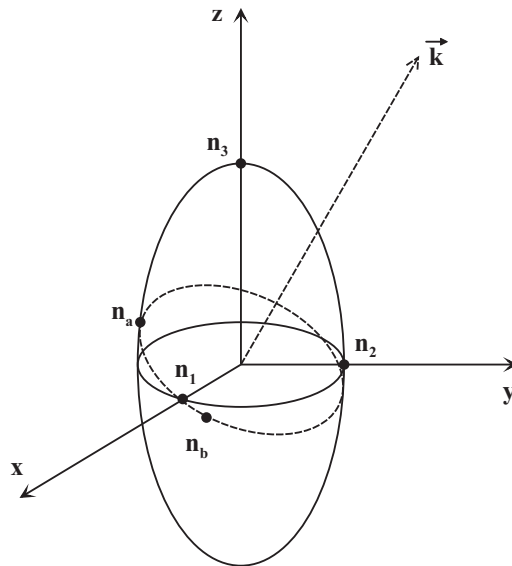


Abbildung 4.4: Brechungsindexellipsoid zur Beschreibung der optischen Eigenschaften anisotroper Medien. n_1 , n_2 und n_3 sind die Brechungsindizes entlang der Hauptachsen x , y und z des Mediums. n_a und n_b stehen für die Brechungsindizes der beiden Polarisationsanteile einer Welle, die das Medium in \vec{k} -Richtung durchläuft.

i	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$
1	1	6	5
2	6	2	4
3	5	4	3

Tabelle 4.1: Schema zur Zusammenfassung der beiden Indizes i und j zum Index I .

die Ermittlung des Wertes von I , mit der sich die neuen Pockels-Koeffizienten ρ_{Ik} ergeben.

Die Zahl der voneinander unabhängigen Einträge reduziert sich in der Regel aufgrund von Kristallsymmetrien weiter: Einige Koeffizienten verschwinden, einige Einträge haben den gleichen Wert oder unterscheiden sich lediglich im Vorzeichen. Eine Übersicht der daraus resultierenden 32 verschiedenen Symmetriegruppen und deren Koeffizientenmatrix ist beispielsweise in [95] zu finden.

Zwei zueinander senkrechte Polarisationsanteile eines Lichtstrahls erfahren beim Durchqueren eines solchen Mediums unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten $v_a = c_0/n_a$ und $v_b = c_0/n_b$. Hierbei stehen

$$n_a = n_a(E) \approx n_{0,a} - \frac{1}{2}\rho_{I,a}n_{0,a}^3 E \quad (4.12)$$

und

$$n_b = n_b(E) \approx n_{0,b} - \frac{1}{2}\rho_{I,b}n_{0,b}^3 E \quad (4.13)$$

für die Brechungsindizes der beiden Polarisationsanteile, während c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum darstellt. $\rho_{I,a}$ und $\rho_{I,b}$ symbolisieren die zugehörigen Pockels-Koeffizienten. Besitzt das Pockels-Medium die Länge L , so erfahren beide Polarisationsanteile eine relative Phasenverschiebung von

$$\begin{aligned} \Gamma &= k_0(n_a - n_b)L \\ &= k_0(n_{0,a} - n_{0,b})L - \frac{1}{2}k_0(\rho_{I,a}n_{0,a}^3 - \rho_{I,b}n_{0,b}^3)EL \end{aligned} \quad (4.14)$$

zueinander. Zusammen mit dem Ausdruck für die $\lambda/2$ -Spannung

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\rho_{I,a}n_{0,a}^3 - \rho_{I,b}n_{0,b}^3} \quad (4.15)$$

ergibt sich damit

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}, \quad (4.16)$$

wobei $\Gamma_0 = k_0(n_{0,a} - n_{0,b})L$ für die Phasendifferenz der beiden Polarisationsanteile ohne anliegende Spannung steht. Dies zeigt, dass sich anisotrope Pockels-Medien für den Einsatz als stufenlos spannungsgesteuerte dynamische Phasenverzögerer und damit als Polarisationsmodulatoren eignen.

4.3 Optische Vermessung der Schaltzeiten von Pockels-Zellen

Hersteller von Treibern für Pockels-Zellen spezifizieren die Schaltzeiten ihrer Geräte meist basierend auf einer elektronischen Messung der Anstieg- und Abklingzeit der vom Treiber gelieferten Spannung. Diese Schaltzeiten können jedoch nicht denen des elektrooptischen Modulators, bestehend aus Treiber und Pockels-Zelle, gleichgesetzt werden. Dies hängt damit zusammen, dass die Pockels-Zelle die Schaltzeit des gesamten Systems beispielsweise aufgrund ihrer Kapazität in nicht zu vernachlässigendem Umfang beeinflussen kann. Aus diesem Grund wurden die Schaltzeiten aller im Folgenden verwendeten Kombinationen aus Treibern und Pockels-Zellen mit einem in einer früheren Arbeit des Autors entwickelten Prinzip bestimmt [96]. Dieses Prinzip basiert auf der optischen Vermessung der Modulation eines gepulsten und linear polarisierten Teststrahls bei periodischem Anlegen der gewünschten Schaltspannung an die Pockels-Zelle.

Abbildung 4.5 stellt den Versuchsaufbau schematisch dar. Der Teststrahl trifft senkrecht zur Zeichenebene polarisiert auf die Pockels-Zelle. Ohne Polarisationsdrehung durch die Zelle wird der Teststrahl an einem Dünnschichtpolarisator reflektiert und mittels eines Strahlblockers ausgeblendet. Durch Anlegen der gewünschten Schaltspannung an die Pockels-Zelle wird die Polarisation des Teststrahls moduliert, wodurch ein Anteil parallel zur Zeichenebene polarisierten Lichts entsteht. Dieser Anteil wird durch den Dünnschichtpolarisator transmittiert, von einer schnellen Photodiode detektiert und mit einem Oszilloskop dargestellt. Ein auf diese Weise erhaltenes Signal ist schematisch in Abbildung 4.6 zu sehen und besteht aus mehreren aufeinander folgenden Impulsen, die innerhalb des Zeitfensters liegen, in dem ein elektrisches Feld an der Pockels-Zelle anliegt. Im abgebildeten Beispiel wird die Zelle mit ihrer $\lambda/4$ -Spannung angesteuert, wodurch der Teststrahl zirkular polarisiert auf den Dünnschichtpolarisator trifft. Aus diesem Grund werden ma-

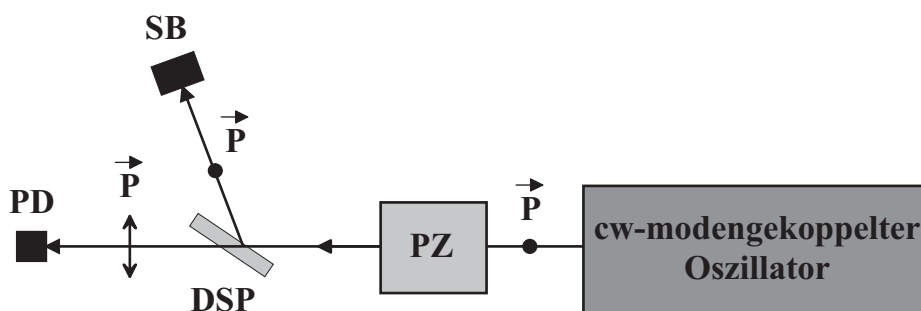


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau zur optischen Vermessung der Schaltzeiten von Pockels-Zellen mit einem cw-modengekoppelten Laser (\vec{P} : Polarisationsrichtung des Teststrahls, PZ: Pockels-Zelle, DSP: Dünnschichtpolarisator, SB: Strahlblocker, PD: schnelle Photodiode).

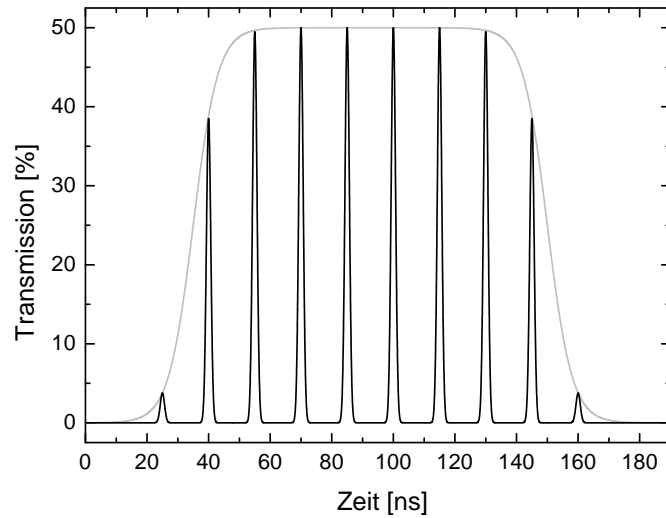


Abbildung 4.6: Beispielhafte Darstellung des Photodiodensignals zur Bestimmung der Schaltzeiten von Pockels-Zellen anhand eines gepulsten Teststrahls. Grau dargestellt ist das Schaltzeitfenster, dessen ansteigende und abfallende Flanke vermessen werden soll. Die Abbildung zeigt den Fall einer mit $\lambda/4$ -Spannung betriebenen Pockels-Zelle.

ximal 50 % Transmission erreicht. Das elektrische Feld an der Pockels-Zelle existiert für einen Zeitraum von 165 ns, der durch die Resonatorumlaufzeit des cw-modengekoppelten Oszillators gegebene zeitliche Abstand der einzelnen Impulse beträgt 15 ns.

Für die Bestimmung der Anstiegszeit ist nur der erste Impuls innerhalb des Zeitfensters von Interesse. Das Oszilloskop wird auf die Impulse des Teststrahls getriggert, während der Zeitpunkt des Einschaltens der Hochspannung über den Treiber variiert wird. Dabei wandert die ansteigende Flanke der Hochspannung auf dem Oszilloskop über den ersten Impuls hinweg. Dessen Intensität nimmt dabei zu beziehungsweise ab, wenn der Schaltzeitpunkt zeitlich nach vorne beziehungsweise hinten verlegt wird. Angefangen bei der Einstellung, bei welcher der erste Impuls gerade nicht mehr sichtbar ist, wird der Zeitpunkt des Einschaltens der Hochspannung schrittweise zu früheren Zeiten verlegt, bis der Impuls die gleiche Intensität besitzt wie die zeitlich nach ihm folgenden. Durch das Auftragen der Transmission gegen die Verzögerung lässt sich die Anstiegszeit bestimmen. Sie entspricht dem Zeitraum, in dem das transmittierte Signal von 10 % auf 90 % des maximalen Wertes ansteigt. Analog wird die Abklingzeit definiert, nämlich über die Dauer, in der das transmittierte Signal von 90 % auf 10 % des Maximalwerts abfällt.

Als konkretes Beispiel stellt Abbildung 4.7 (a) die Messkurve zur Bestimmung der Anstiegszeit für eine bestimmte Kombination aus Pockels-Zelle und Hochspannungstreiber dar. Es handelt sich um die Vermessung einer transversalen BBO-Zelle vom Typ *CPC 3* des Herstellers *Linos Photonics* bei angelegter $\lambda/4$ -Spannung von 3,4 kV. Als Treiber kam dabei ein zweiteiliges System der *HV-5I-DIFF*-Serie von *Quantum Technologies, Inc.* zum Einsatz. Bei diesem System wird die Hochspannung von einer Einheit mit

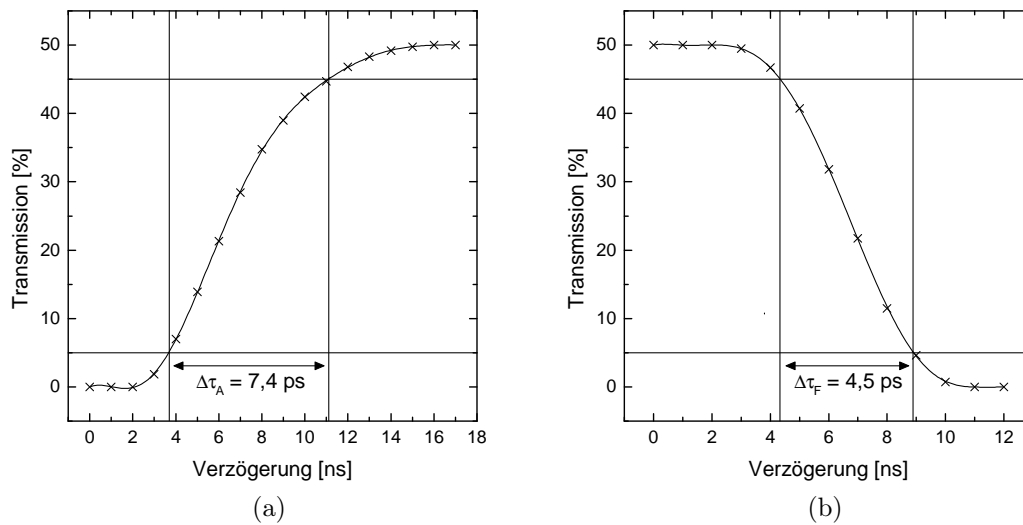


Abbildung 4.7: Aufgenommene Messkurven zur Bestimmung der Anstiegs- und Abklingzeit einer mit $\lambda/4$ -Spannung betriebenen BBO-Zelle vom Typ *CPC 3* des Herstellers *Linos Photonics*. Den Treiber bildet ein System der *HV-5I-DIFF*-Serie von *Quantum Technologies, Inc.*. Als Werte für die Anstiegs- bzw. Abklingzeit ergeben sich 7,4 respektive 4,5 ns. Die elektronisch gemessenen Schaltzeiten des Treibers liegen in diesem Fall laut Hersteller bei 5,0 ns.

der Bezeichnung *HVPS-6020* erzeugt und beträgt maximal 6 kV. Eine Slicer-Box mit der Bezeichnung *HVP-525-D-R* zerlegt die erzeugte Gleichspannung in Hochspannungsimpulse von 200 ns Dauer bei einer Wiederholrate von 15 kHz und leitet diese direkt an die Pockels-Zelle weiter. Das Treibersystem ermöglicht die Variation der Ein- und Ausschaltzeitpunkte mit einer minimalen Schrittweite von 1 ns, die auch in beiden dargestellten Diagrammen gewählt wurde. Der Teststrahl für dieses Experiment wies ein beugungsbegrenztes transversales Modenprofil auf und bestand aus Impulsen einer Repetitionsrate von 80 MHz bei einer Impulsdauer von 7 ps. Der Strahl besaß eine mittlere Leistung von 3,4 W bei einer Wellenlänge von 1064 nm und wurde von einem passiv modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillator erzeugt. Die Detektion des durch den Dünnschichtpolarisator transmittierten Signals geschah anhand einer Photodiode der Firma *Alphas* vom Typ *UPD-500-SD-H* mit einer Anstiegszeit von 500 ps. Das Signal dieser Diode wurde an ein *LeCroy*-Oszilloskop des Typs *WavePro DSO 950* mit einer Eingangsbandbreite von 1 GHz weitergeleitet, woraus sich eine Anstiegszeit von 7,4 ns ergab.

Abbildung 4.7 (b) zeigt die Messkurve zur Bestimmung der Abklingzeit der gleichen Konfiguration. Das Verfahren ist analog zu dem der Bestimmung der Anstiegszeit, mit dem Unterschied, dass dabei der letzte Impuls im Zeitfenster betrachtet und der Zeitpunkt des Abschaltens der Hochspannung variiert wird. Die Auswertung dieser Messkurve ergab eine Abklingzeit von 4,5 ns.

Der verwendete Treiber sollte laut Hersteller Schaltzeiten von jeweils 5,0 ns aufweisen. Während die Abklingzeit des gesamten Systems sogar ein wenig kürzer ist, liegt die Anstiegszeit etwa 50 % über dem elektronisch gemessenen Wert des Treibers. Dies demonstriert den möglichen Einfluss einer Pockels-Zelle auf die Schaltzeiten des gesamten Schalters und damit die Notwendigkeit der Vermessung dieser Zeiten.

4.4 Übersicht der wichtigsten Pockels-Medien

Der folgende Abschnitt dient einer kurzen Vorstellung der derzeit am häufigsten für die Herstellung von Pockels-Zellen verwendeten elektrooptischen Medien. Im Bereich neuartiger diodengepumpter Hochleistungs-Festkörperlaser gewinnen vor allem die Materialien BBO und RTP immer mehr an Bedeutung. Da RTP Pockels-Zellen in der vorliegenden Arbeit ihre Anwendung finden, wird dieses Material etwas ausführlicher behandelt.

4.4.1 KDP und KD*P

KDP (Kalium-Dihydrogen-Phosphat, KH_2PO_4) zählt zu den ersten und am besten bekannten elektrooptischen Materialien. Qualitativ hochwertige KDP-Kristalle lassen sich in großen Dimensionen von beispielsweise $57 \times 55 \times 55 \text{ cm}^3$ züchten und zeichnen sich in erster Linie durch eine hohe optische Homogenität aus [97]. Aufgrund dessen bieten viele Anbieter KDP Pockels-Zellen mit bis zu 16 mm Apertur an. Das macht dieses Material in erster Linie für den Hochleistungsbereich interessant, da dort große Strahldurchmesser zur Minimierung der Leistungsdichte verwendet werden müssen. Auch bei derartiger Kristalldicke können KDP Pockels-Zellen einen hervorragenden Kontrast von besser als 1000 : 1 aufweisen [98].

Mittlerweile wird anstelle von KDP wesentlich häufiger KD*P (KD_2PO_4) eingesetzt, wobei es sich um deuteriertes KDP handelt. Verglichen mit KDP besitzt KD*P einen 2,4-fach größeren Pockels-Koeffizienten, was in einer deutlich geringeren $\lambda/2$ -Spannung resultiert. Diese beträgt für typische Zellen-Abmessungen einige kV [98].

Ein generelles Problem von KDP und KD*P ist die Wasserlöslichkeit der Kristalle. Infolgedessen muss Feuchtigkeit ferngehalten werden, was meist durch die Integration der Kristalle in ein abgeschlossenes Gehäuse mit transparenten Fenstern geschieht. Zudem können beide Materialien nicht mit harten, zerstörungsresistenten Antireflex-Schichten versehen werden, so dass die Reflexionsverluste solcher Zellen vergleichsweise hoch sind. Nur durch Verwendung harter Antireflex-Schichten auf den Fenstern der Zelle, die Anbringung eines der Fenster im Brewster-Winkel und die Füllung des Innenraums der Zelle mit einer Flüssigkeit, die für eine Optimierung des Brechungsindex hinsichtlich der Fresnel-Verluste sorgt, können die Gesamtverluste an den insgesamt sechs Oberflächen auf etwa 4 % beschränkt werden [98, 99].

4.4.2 Lithium-Niobat

Der Wunsch nach Materialien die sich durch eine einfachere Handhabung auszeichnen, machte Lithium-Niobat (LiNbO_3 , LN) zu einem weiteren häufig eingesetzten Pockels-Medium. Im Gegensatz zu KDP und KD^*P ist es nicht hygroskopisch und kann direkt mit harten Antireflex-Schichten ausgestattet werden. LN verfügt zudem über geringe Transmissionsverluste, was Pockels-Zellen mit Gesamtverlusten unterhalb von 1 % ermöglicht. Die Züchtung von LN ist in vergleichsweise großen Abmessungen möglich. Dabei gilt jedoch ein Kontrast von 400:1 als maximal, was durch eine vergleichsweise geringe optische Homogenität begründet werden kann. Dies ist eine Folge mechanischer Spannungen im Kristall, die durch den sehr hohen Temperaturgradienten beim Züchtungsprozess entstehen [98].

Ein großer Nachteil von LN ist die sehr geringe Zerstörschwelle von etwa 100 MW/cm^2 (gemessen bei einer Wellenlänge von 600 nm und einer Impulsdauer von 10 ns), was gerade einem Sechstel des Wertes für KDP entspricht [98]. Zwar kann die Zerstörschwelle durch die Verwendung von Magnesiumoxid (MgO) dotiertem oder stöchiometrischem LN erhöht werden, allerdings nicht ohne Probleme: Eine MgO -Dotierung führt zu einer geringeren Homogenität des Materials mit daraus folgenden Einbußen beim Kontrast, und die Züchtung von stöchiometrischem LN ist Gegenstand aktueller Forschung und daher noch nicht ausgereift [98, 100].

Das Hauptproblem beim Einsatz von LN ist jedoch das so genannte *piezoelektrische Klingeln* des Materials, welches bereits bei einer Schaltfrequenz der Hochspannung von 1 kHz auftreten kann [98, 101]. Bei diesem Effekt regt die Hochspannung über den inversen piezoelektrischen Effekt akustische Resonanzen im Medium an, die nach dem Abschalten der Hochspannung erst innerhalb einiger Mikrosekunden abklingen [102]. In diesem Zeitraum sorgen die Schwingungen des Kristalls dafür, dass dessen anisotrope Eigenschaften moduliert werden und damit der Kontrast der Zelle periodisch variiert. Durch die Anwendung elektrischer Kurzimpuls-Felder oder spezieller Methoden zur Dämpfung der akustischen Resonanzen kann LN bis zu einer Repetitionsrate von 10 kHz eingesetzt werden [103, 104]. Darüber hinaus verhindert der nicht konstante Kontrast in der Regel die Verwendung dieses Materials.

4.4.3 BBO

Im Bereich der Elektrooptik ist Beta-Barium-Borat (BBO , BaB_2O_4) ein relativ neuartiges Material, bei dem photorefraktive Effekte keine Rolle spielen. Es weist im Gegensatz zu LN eine außerordentlich hohe Zerstörschwelle von bis zu 20 GW/cm^2 auf [105] und zeigt eine schwächere Ausprägung des piezoelektrischen Klingelns [106]. Allerdings besitzt BBO nur einen relativ kleinen Pockels-Koeffizienten von ungefähr $2,5 \text{ pm/V}$ in transversaler Anordnung [107–109]. Für einen Kristall der Größe $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ würde dies beispielsweise eine inakzeptable $\lambda/2$ -Spannung von etwa 50 kV bedeuten. Bei lon-

gitudinalen Design wäre dieser Wert noch größer, da der Pockels-Koeffizient in dieser Richtung einen noch geringeren Wert aufweist. Zudem ist die Züchtung langer Kristalle (> 20 mm) aufgrund einer sehr geringen natürlichen Konvektion in der äußerst viskosen Wachstumslösung problematisch [110,111]. Aus diesen beiden Gründen werden transversale Anordnungen gegenüber longitudinalen bevorzugt.

Der relativ kleine Pockels-Koeffizient und die Probleme bei der Zucht langer Kristalle führen dazu, dass BBO Pockels-Zellen vor allem für solche Anwendungen interessant sind, die lediglich eine kleine Apertur benötigen. In diese Kategorie fallen viele Anwendungen im Bereich diodengepumpter Hochleistungs-Festkörperlaser, die in der Regel resonatorinterne Strahlquerschnitte im Bereich von einem Millimeter aufweisen. In solchen Fällen sind beispielsweise Zellen mit einer Apertur von 3×3 mm² bei einer Länge von 15 mm einsetzbar, die eine $\lambda/4$ -Spannung von etwa 5 kV aufweisen. Werden Phasenverzögerungen von $\lambda/2$ benötigt, so besteht die Möglichkeit, zwei BBO Kristalle gleicher Länge optisch in Reihe zu schalten. Für Anwendungen im Bereich diodengepumpter Hochleistungs-Festkörperlaser erweist sich aufgrund der geringen Strahlquerschnitte zusätzlich die hohe Zerstörschwelle von BBO als Vorteil, so dass dieses Material in neuartigen Festkörperlasersystemen immer häufiger zum Einsatz kommt [112,113].

Ein weiterer Nachteil ist das hygroskope Verhalten von BBO. Der Effekt ist zwar deutlich schwächer ausgeprägt als beispielsweise bei KDP und KD*P, aber dennoch führt der Kontakt mit Feuchtigkeit mit der Zeit zu einer Trübung der Kristalle. Aus praktischen Gründen werden BBO-Kristalle daher meist ebenfalls in ein abgeschlossenes Gehäuse mit transparenten Fenstern integriert.

4.4.4 KTP und RTP

Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP, KTiOPO_4) und die meisten seiner Isomorphe sind bekannte nichtlineare Ferroelektrika, deren Anwendung bei der Frequenzkonversion aus dem nahinfraroten und sichtbaren Spektralbereich weit verbreitet ist. Allerdings weist dieses Material auch außergewöhnliche elektrooptische Eigenschaften auf, die bereits studiert und veröffentlicht wurden [114–116]. Beispielsweise zeigt KTP keinerlei piezoelektrisches Klingeln bis zu einer Frequenz von 30 kHz [117], ist nicht hygroskopisch und muss daher auch nicht in ein abgeschlossenes Gehäuse integriert werden. Zudem besitzt KTP einen großen Pockels-Koeffizienten, der mit 28 pm/V etwa zehnfach über dem Wert von BBO liegt [109]. Ein weiterer Vorteil sind die äußerst geringen Absorptionsverluste von weniger als 10^{-4} cm⁻¹ bei einer Wellenlänge von 1064 nm [118], so dass die Gesamtverluste einer KTP Pockels-Zelle nur durch die Qualität der Antireflex-Schichten bestimmt werden. Da die Anbringung hochwertiger harter Schichten im Gegensatz zu beispielsweise KDP und KD*P möglich ist, sind somit Gesamtverluste von weniger als 1 % möglich.

KTP-Pockels-Zellen sind auch ohne angelegte Spannung doppelbrechend, da zur Optimierung des Pockels-Koeffizienten die Ausbreitung des Lichtstrahls entlang einer Richtung erfolgt, in der KTP eine natürliche Doppelbrechung aufweist. Dies führt zu einer

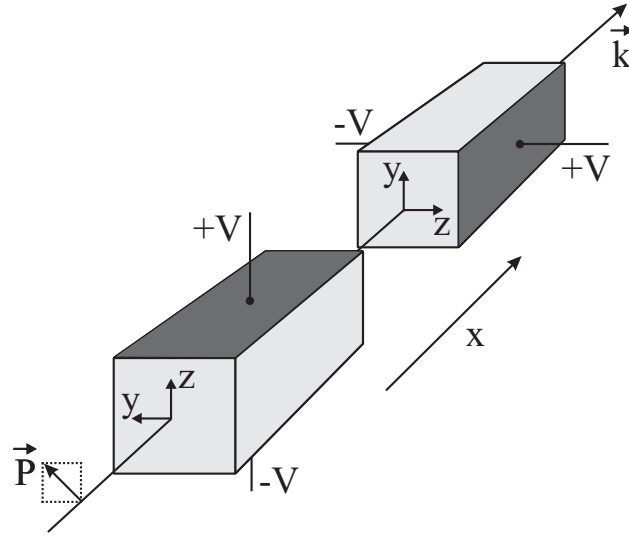


Abbildung 4.8: Thermisch kompensiertes Design von KTP- und RTP Pockels-Zellen bei Lichtausbreitung entlang der x-Achse.

starken Temperaturabhängigkeit der Phasenverzögerung solcher Pockels-Zellen, da Änderungen der Kristalltemperatur, beispielsweise durch die Erwärmung der Elektroden bei hochfrequentem Schalten oder Schwankungen der Umgebungstemperatur, unterschiedliche Auswirkungen auf die temperaturabhängigen Brechungsindizes senkrecht und parallel zur optischen Achse haben. Infolgedessen schwankt der Kontrast unkontrolliert mit der Temperatur. Aus diesen Gründen bestehen KTP Pockels-Zellen normalerweise aus zwei optisch hintereinander geschalteten Kristallen, deren Achsen um 90° entlang der Strahlausbreitungsrichtung gegeneinander verkippt sind. Wird das elektrische Feld in z-Richtung angelegt, so kann die Strahlausbreitung entlang der x- oder y-Achse erfolgen. Abbildung 4.8 stellt exemplarisch die Ausbreitung in x-Richtung dar. In diesem Fall liegt die Eingangspolarisation des Lichtstrahls in der yz-Ebene und bildet sowohl mit der y- als auch mit der z-Achse des ersten Kristalls einen Winkel von 45° . Beim Durchgang durch diesen erfahren die beiden Polarisationsanteile parallel und senkrecht zur y- bzw. z-Achse eine relative Phasenverschiebung von

$$\Gamma_x = \frac{2\pi L}{\lambda_0}(n_{0,z} - n_{0,y}) + \frac{\pi}{\lambda_0}n_{0,z}^3\rho_{c2}L\frac{V}{d}, \quad (4.17)$$

wobei

$$\rho_{c2} = \rho_{33} - (n_{0,y}/n_{0,z})^3\rho_{23} \quad (4.18)$$

für den effektiven Pockels-Koeffizienten entlang der x-Achse steht [98]. Der Beitrag der natürlichen Doppelbrechung $(n_{0,z} - n_{0,y})$ ist temperaturabhängig, was der Grund für die oben beschriebenen Kontrastschwankungen bei Temperaturänderungen ist. Beim Durchgang durch den um 90° verkippten zweiten Kristall addiert sich eine zusätzliche Phasen-

verzögerung von

$$\Gamma'_x = \frac{2\pi L'}{\lambda_0}(n'_{0,y} - n'_{0,z}) + \frac{\pi}{\lambda_0} n'_{0,z}{}^3 \rho'_{c2} L' \frac{V}{d'}. \quad (4.19)$$

Für den Fall perfekt zueinander ausgerichteter und identischer Kristalle ($n'_{0,y} = n_{0,y}$, $n'_{0,z} = n_{0,z}$ und $L' = L$) heben sich die beiden Terme der natürlichen Doppelbrechung in (4.17) und (4.19) gegeneinander auf, so dass die gesamte Phasenverzögerung für $d' = d$

$$\Delta\Gamma_x = \Gamma_x + \Gamma'_x = \frac{\pi}{\lambda_0} n_{0,z}{}^3 \rho_{c2} L \frac{V}{d} \quad (4.20)$$

beträgt und somit temperaturabhängig ist.

Eine analoge Betrachtung gilt für eine Lichtausbreitung in y-Richtung. Der zugehörige Pockels-Koeffizient

$$\rho_{c1} = \rho_{33} - (n_{0,x}/n_{0,z})^3 \rho_{13} \quad (4.21)$$

weist einen um etwa 30 % größeren Wert als ρ_{c2} auf [98], was zu einer reduzierten Schaltspannung führt. Gewöhnlich wird daher die Ausbreitung in y-Richtung bevorzugt. Eine Ausnahme bilden Anwendungen, die vergleichsweise größere Aperturen benötigen. Hier erweist sich die höhere transversale Homogenität der yz-Ebene als Vorteil [114], so dass meist eine höhere Schaltspannung in Kauf genommen und die Lichtausbreitung in x-Richtung bevorzugt wird.

Die vorgestellten prinzipiellen Eigenschaften von KTP treffen auch auf Rubidium-Titanyl-Phosphat (RTP, RbTiOPO_4) zu. Allerdings zeigt RTP eine Reihe von Vorteilen gegenüber KTP:

- Die Pockels-Koeffizienten ρ_{c1} und ρ_{c2} für die Strahlausbreitung entlang der y- bzw. x-Achse sind mit $\rho_{c1} = 30,2 \text{ pm/V}$ und $\rho_{c2} = 23,6 \text{ pm/V}$ knapp 10 % größer [98].
- Die Zerstörschwelle weist mit $1,8 \text{ GW/cm}^2$ den doppelten Wert von KTP auf [98].
- KTP besitzt einen sehr geringen spezifischen Widerstand von etwa $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ [119], so dass es ohne Modifikationen eine starke Tendenz zum Elektrochromismus¹ aufweist. Der spezifische elektrische Widerstand von RTP liegt dagegen etwa vier Größenordnungen über dem von KTP, so dass dieses Problem hier nicht besteht [98].
- Die Tendenz piezoelektrischer Effekte ist im Fall von RTP geringer als bei jedem anderen elektrooptischen Material. Die Grenze für das Einsetzen solcher Effekte ist auch bei 75 kHz noch nicht erreicht [98, 102].

Aufgrund der sehr niedrigen Schaltspannung, der geringen Verluste und dem Ausbleiben piezoelektrischer Effekte erscheint RTP für das Cavity-Dumping mit hohen Repetitionsraten als Material erster Wahl. Da die hohe Zerstörschwelle zudem den Einsatz in

¹Elektrochromismus beschreibt den Farbwechsel eines Materials beim Anlegen hoher elektrischer Spannungen [120].

diodengepumpten Hochleistungs-Festkörperlasern ermöglicht, wurden im Folgenden ausschließlich RTP Pockels-Zellen verwendet. Der einzige nennenswerte Nachteil von RTP ist die Notwendigkeit einer thermischen Kompensation der Doppelbrechung, wie beispielsweise in Abbildung 4.8 gezeigt. Mit einer derartigen Anordnung konnten jedoch bereits hervorragende Kontrastverhältnisse von bis zu 800:1 über einen Temperaturbereich von 100 °C erreicht werden [121, 122].

Resonantes Cavity-Dumping

Gegenstand des vorliegenden Kapitels sind die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum resonantem Cavity-Dumping. Als Grundlage dieser Experimente dient der in Kapitel 3.2 vorgestellte und charakterisierte Nd:YVO₄-Oszillator, der zunächst um einen elektrooptischen Schalter basierend auf RTP erweitert wird. Die hierfür notwendigen Modifikationen des Oszillators sind in Abschnitt 5.1 beschrieben. Bei der Integration der Pockels-Zelle in den Oszillator traten einige Probleme auf, die insbesondere die Modenkopplung betrafen. Von diesen Problemen und deren Lösung berichtet Kapitel 5.2. In Abschnitt 5.3 wird von der Erzeugung und Charakterisierung von Impulsen bis zu einer Energie von 3 μJ bei einer Repetitionsrate von 330 kHz berichtet. Im Anschluss daran werden in Kapitel 5.4 die Ergebnisse der Skalierung der Impulsenergie und Repetitionsrate anhand eines neu berechneten Nd:YVO₄-Oszillators mit prinzipiell unverändertem Resonatordesign vorgestellt und diskutiert. Durch diese Skalierung kann die ausgekoppelte Impulsenergie bei einer um etwa 20 % höheren Repetitionsrate von 400 kHz auf 7 μJ gesteigert werden. Diese Impulsenergie war in Kombination mit einer derart hohen Repetitionsrate für sub-10 ps Oszillatoren bislang unerreicht. Abschließend werden in Abschnitt 5.5 die erzielten Ergebnisse kurz zusammengefasst.

5.1 Modifikation des Nd:YVO₄-Oszillators

Die in dieser Arbeit verwendeten elektrooptischen Schalter bestehen aus einer polarisationsdrehenden Pockels-Zelle, basierend auf dem Material RTP und einem polarisations-

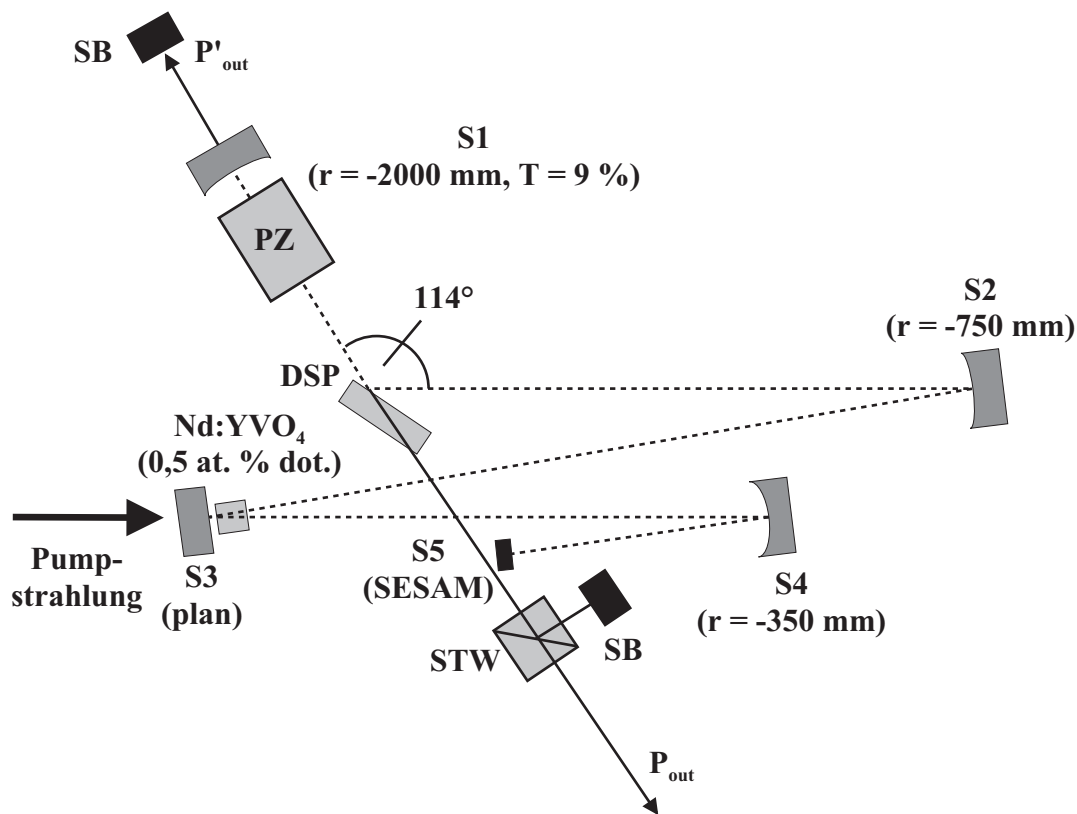


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des modifizierten Nd:YVO₄-Oszillators für resonantes Cavity-Dumping mit einem elektrooptischen Schalter. Erläuterungen siehe Text (PZ: RTP Pockels-Zelle, DSP: Dünnschichtpolarisator, STW: Strahlteilerwürfel, SB: Strahlblocker).

selektiven Dünnschichtpolarisator. Die Wahl von RTP als Pockels-Medium basiert auf den bereits in Abschnitt 4.4.4 vorgestellten Eigenschaften dieses Materials. Für die vorliegende Arbeit sind in erster Linie eine niedrige Schaltspannung, das Ausbleiben von piezoelektrischen Effekten, ein nicht-hygroscopisches Verhalten und geringe Verluste bei ausreichender Zerstörschwelle ausschlaggebend. Kein anderes elektrooptisches Material besitzt bezüglich dieser Eigenschaften so viele Vorzüge wie RTP.

Der in den folgenden Experimenten verwendete Aufbau wurde bereits in Abschnitt 4.1 prinzipiell vorgestellt und findet sich in dem in Abbildung 5.1 dargestellten Aufbau wieder. Zunächst wurde der in Abbildung 3.2 mit L1 bezeichnete Resonatorarm um einen ein Dünnschichtpolarisator vom Typ *TFP-1064-RW* des Herstellers *CVI Laser* erweitert. Dieser besteht aus einem BK7-Substrat, welches beidseitig mit optischen Schichten versehen ist, um das gewünschte Transmissions- und Reflexionsverhalten von s- bzw. p-polarisierten Strahlungsanteilen zu gewährleisten. Der optimale Einfallswinkel, bei dem s-polarisierte Strahlung maximal reflektiert und p-polarisierte Strahlung maximal transmittiert wird, liegt für die Laserwellenlänge von 1064 nm bei etwa 57°. Daraus resultiert der einge-

zeichnete Winkel von 114° zwischen dem einfallenden und dem ausfallenden Strahl in der Abbildung. Die beim Schalten der Pockels-Zelle aus dem Resonator ausgekoppelte Strahlung trifft zunächst auf einen Strahlteilerwürfel, um den durch den Dünnschichtpolarisator transmittierten s-polarisierten Untergrund vom p-polarisierten Signal zu trennen. Die durch den Würfel transmittierte Leistung P_{out} stellt die Ausgangsstrahlung des Systems dar, während die durch den Auskoppelspiegel transmittierte Leistung P'_{out} lediglich für Diagnosezwecke verwendet oder durch einen Strahlblocker ausgeblendet wird.

Die verwendete Pockels-Zelle ist vom Typ *RTPC4* des Herstellers *Linos Photonics GmbH*. Deren Aufbau besteht aus einer temperaturkompensierten Anordnung zweier 10 mm langer, optisch in Reihe geschalteter RTP-Kristalle (siehe Abbildung 4.8) mit einer Apertur von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und einer $\lambda/4$ -Spannung von etwa 800 V. Die Kristalle werden von einem zylindrischen Teflongehäuse mit einer nutzbaren Apertur von 3,5 mm ummantelt. Der Verzicht auf abschließende Fenster verhinderte einerseits die Ausbildung von Etalonneffekten durch die in der Regel planen Fenster und minimierte andererseits die Reflexionsverluste der gesamten Zelle. Da die Pockels-Zelle möglichst dicht am Endspiegel S1 positioniert ist, steht nahezu die gesamte Umlaufzeit des resonatorinternen Impulses von $\tau_{rt} = 13 \text{ ns}$ für das Schalten der Zelle zur Verfügung. Insgesamt wurde der in Abbildung 3.2 mit L1 bezeichnete Resonatorarm um knapp 1 cm verkürzt, um die optische Resonatorverlängerung durch den mittleren Brechungsindex $n_{RTP} \approx 1,8$ der RTP-Kristalle zu kompensieren [123]. Die zusätzlichen Verluste durch Reflexion an den Oberflächen der Kristalle und Absorption senkten die resonatorinterne Leistung von 47,8 auf 43,9 W.

5.2 Einflüsse der Pockels-Zelle auf das resonatorinterne Strahlungsfeld

5.2.1 Tendenzen zur gütegeschalteten Modenkopplung

Die Integration der Pockels-Zelle in den resonatorinternen Strahlengang resultierte in Amplitudenschwankungen und Tendenzen zur gütegeschalteten Modenkopplung. Diese zeigten sich durch eine unregelmäßige Modulation des vom Oszillator emittierten Impulszuges bei Betrachtung mit einer schnellen Photodiode der Firma *Alphas* vom Typ *UPD-500-SD-H*, deren Signal mit einem *LeCroy*-Oszilloskop des Typs *WavePro DSO 950* dargestellt wurde. Zudem stellten sich ein verstärktes Rauschen und Seitenbänder im Radiofrequenzspektrum ein, deren Unterdrückung nur noch etwa 45 dB betrug, verglichen mit 75 dB zuvor.

Als eine mögliche Ursache wurde die Ausformung einer thermischen Linse durch Absorption in den RTP-Kristallen vermutet, welche zu einer Fleckgrößenänderung auf dem sättigbaren Absorber führen und damit die Instabilität der Modenkopplung hätte erklären können. Die Vermessung des durch die Spiegel S1, S2 und S4 transmittierten Lasermoden

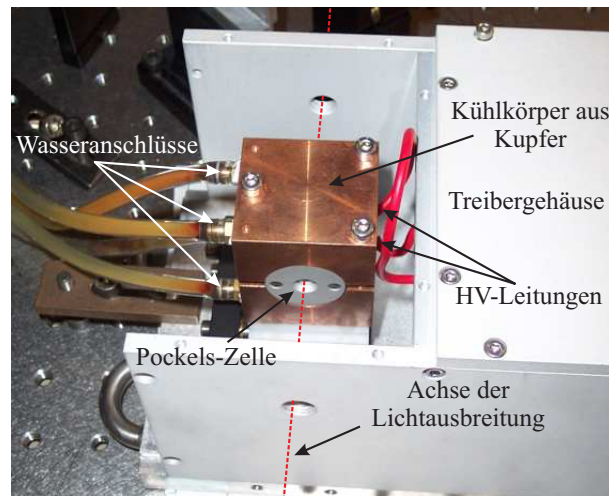


Abbildung 5.2: Fotografie der wassergekühlten RTP Pockels-Zelle, integriert in den verwendeten Hochspannungstreiber. Von der Pockels-Zelle ist lediglich die Aperturblende aus Aluminium zu sehen, da das Teflongehäuse vollständig von zwei wassergekühlten Kupferblöcken umschlossen wird.

mit einem *ModeMaster Beam Propagation Analyzer* von *Coherent* stützte diese Vermutung jedoch nicht: Es ergaben sich keine signifikanten Unterschiede im Strahlverlauf verglichen mit dem Fall ohne integrierte Pockels-Zelle. Die Strahlqualität wurde durch das Einbringen der Zelle ebenfalls nicht negativ beeinflusst, der Wert der Beugungsmaßzahl betrug nach wie vor $M_{x,y}^2 < 1,1$.

Gemäß Gleichung (2.24) treten Tendenzen zur gütegeschalteten Modenkopplung bei Verwendung eines sättigbaren Halbleiterabsorbers unter anderem dann auf, wenn die Energiedichte der auf den Absorber einfallenden Strahlung zu gering ist. Der Versuch, die Stabilität der Modenkopplung durch Erhöhung der resonatorinternen Leistung zu steigern, blieb jedoch erfolglos. Dabei wurde der Transmissionsgrad durch den Tausch des Spiegels S1 schrittweise bis auf $T = 2\%$ gesenkt, was eine Zunahme der resonatorinternen mittleren Leistung und damit der Energiedichte auf dem Absorber bis auf etwa das Vierfache zur Folge hatte.

Die Lösung des Problems bestand darin, die Pockels-Zelle auf einer bestimmten Temperatur zu halten. Hierfür wurde das Teflongehäuse in zwei wasserdurchflossene Kupferblöcke integriert, wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Der untere Kupferblock war auf einem 4-Achsen Tisch befestigt, um eine mikrometergenaue Justage der Pockels-Zelle zu ermöglichen. Durch eine Variation der Temperatur des Wasserkreislaufs lässt sich das Verhalten der Modenkopplung quantitativ darstellen, wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist. Hier sind die Impulsdauer, unter Annahme einer sech^2 -förmigen Impulsform, und die zugehörige spektrale Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Wassertemperatur aufgetragen. Dabei ist ein deutliches Minimum der Impulsdauer bei einer Wassertemperatur von 15 °C zu er-

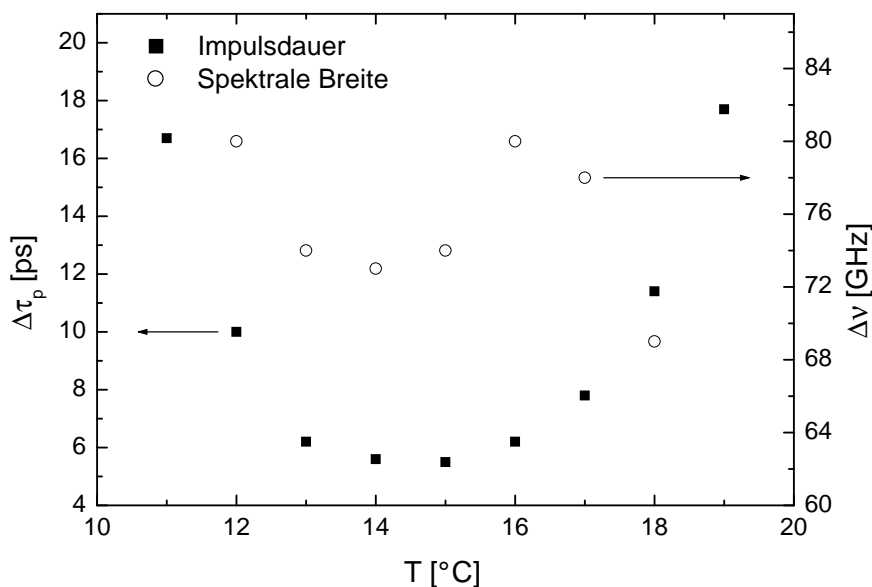


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Dauer und der spektralen Halbwertsbreite der erzeugten Laserimpulse von der Temperatur des Kühlwassers der Pockels-Zelle. Bei 15 °C ist ein Minimum der Impulsdauer erkennbar. Bei Temperaturen von 11 bzw. 19 °C wird die Modenkopplung instabil.

kennen. Wird die Temperatur in Schritten von einem Grad Celsius hin zu wärmeren oder kälteren Temperaturen verändert, so steigt die Impulsdauer zunächst geringfügig, dann stärker an. Bei Abweichungen von ± 4 °C vom Minimum findet der Übergang von stabiler Modenkopplung hin zu einem instabilen Zustand mit Tendenzen zur Q-Switch Modenkopplung statt. Abbildung 5.4 stellt jeweils das optische Spektrum und das Autokorrelationssignal für die beiden kritischen Wassertemperaturen von 11 und 19 °C dar. In beiden Fällen zeigt sich ein zerklüftetes und asymmetrisches Spektrum, das vor allem bei 11 °C starken zeitlichen Schwankungen unterliegt. Eine Bestimmung der spektralen Halbwertsbreite ist für keines der Spektren sinnvoll und wurde daher unterlassen. Die zugehörigen Autokorrelationssignale verhalten sich für beide Temperaturen prinzipiell unterschiedlich. Bei einer Wassertemperatur von 11 °C besitzt das Autokorrelationssignal eine dreieckige Form, wie leicht an dem auf das Maximum optimierten sech^2 -Fit nachvollzogen werden kann: In der Spitze der Fitfunktion liegen die Messwerte bei geringeren Verzögerungen, in den Flanken jedoch bei höheren. Für eine Wassertemperatur von 19 °C zeigt das Signal eine andere Form: Die ebenfalls auf das Maximum angepasste sech^2 -Funktion deckt sich in der Spitze mit den Messwerten. Allerdings ist die Übereinstimmung in den Flanken sehr gering, da die Messwerte deutlich langsamer abfallen und einen relativ steilen Sockel bilden.

Trotz intensiver Zusammenarbeit mit Herstellern von RTP-Kristallen wie *Raicol Cry-*

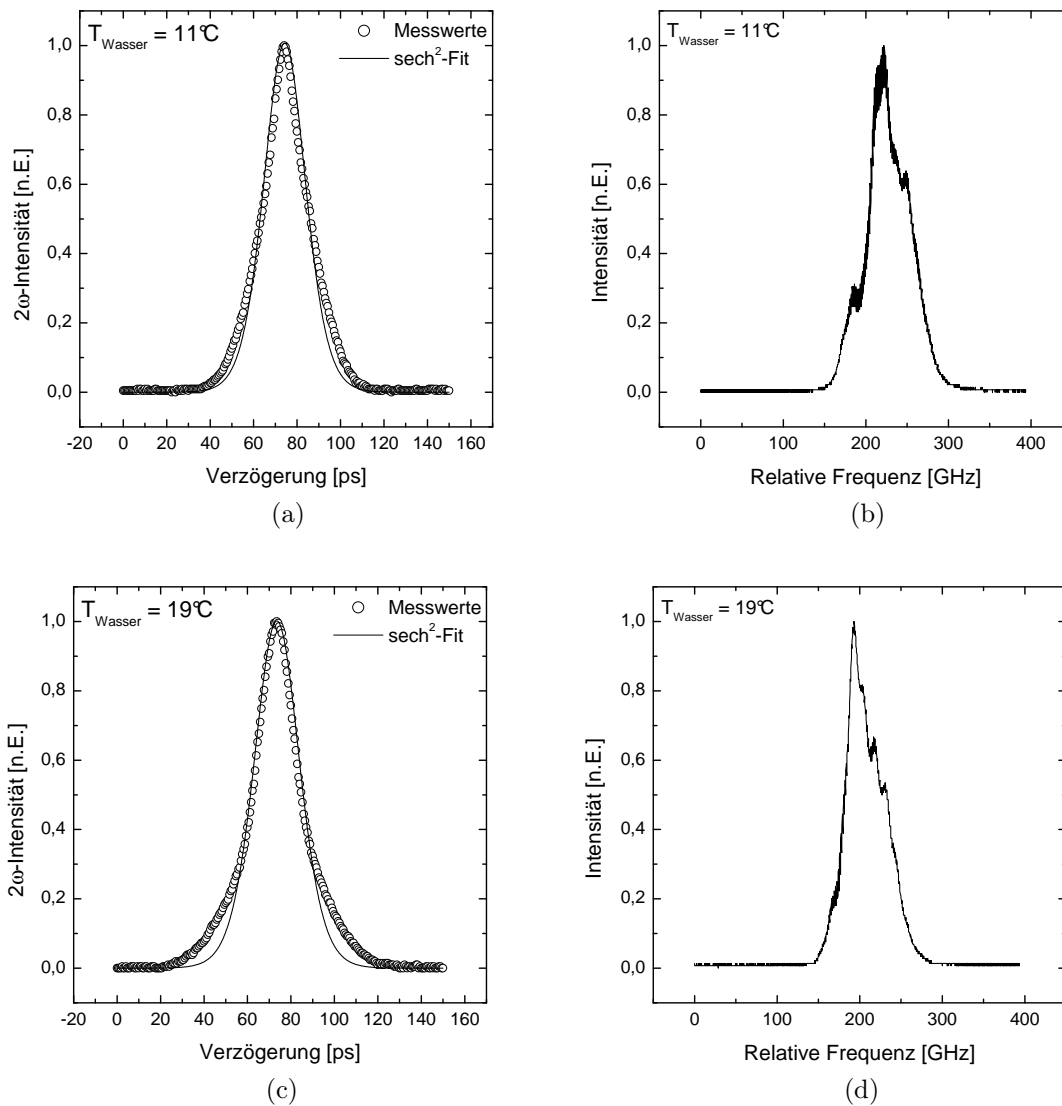


Abbildung 5.4: Intensitätsautokorrelationen (links) und optische Spektren (rechts) bei Kühlwassertemperaturen von 11 und 19°C.

stals Ltd. und *Cristal Laser S.A.* konnte im Rahmen dieser Arbeit keine Antwort auf die Frage nach den Ursachen für das dargestellte Verhalten gefunden werden. Für eine Klärung erscheinen daher zusätzliche experimentelle Untersuchungen notwendig, mit denen auch die Phase der Impulse messbar und somit eine vollständige Impulsrekonstruktion möglich wäre. Derartige Messungen könnten Aufschluss darüber geben, wie sich die tatsächlichen Impulseigenschaften beim Einbringen der Pockels-Zelle und der Variation ihrer Temperatur ändern und somit weitere Rückschlüsse auf das Zusammenspiel des sättigbaren Absorbers und der RTP-Kristalle erlauben.

Ein etabliertes Verfahren zur Rekonstruktion von Impulsen ist die FROG-Technik

(engl. *Frequency Resolved Optical Gating*) [124–128]. Derartige Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da bei einer festen Kühlwassertemperatur von 15 °C die gleiche Stabilität der Modenkopplung erreicht werden konnte wie im Fall ohne integrierte Pockels-Zelle. Die Aufklärung der physikalischen Hintergründe des beobachteten Verhaltens ist jedoch von generellem Interesse und sollte im Rahmen zukünftiger Arbeiten vorangetrieben werden.

5.2.2 Auftreten von Mehrfachimpulsen

Ein generelles Problem beim Einbringen von zueinander planen Flächen in einen Laserresonator ist die Entstehung von Etalon-Effekten, die im Fall modengekoppelter Oszillatoren zu Mehrfachimpulsen führen können. In der Regel besitzen Pockels-Zellen zueinander parallele plane Flächen: einerseits abschließende Fenster, welche die Kristalle vor Staub und Feuchtigkeit schützen, andererseits die Endflächen eines oder zweier elektrooptischer Kristalle. In der vorliegenden Arbeit wurden bewusst ausschließlich fensterlose Pockels-Zellen eingesetzt, so dass eine Etalonbildung hierdurch ausgeschlossen werden kann. Ein Problem stellen jedoch die Kristallflächen dar, da diese nicht gegeneinander gekeilt sind. Im Fall von temperaturkompensierten RTP Pockels-Zellen wäre dies auch nicht in erforderlichem Umfang möglich, da sich der Kontrast bei einem Keilwinkel von mehr als 1,5 Bogenminuten drastisch verschlechtert [129]. Derart kleine Keilwinkel würden jedoch zu keiner nennenswerten Abschwächung von Etalon-Effekten führen und sind daher sinnlos.

Abbildung 5.5 (a) zeigt die Folgen nicht gekeilter Kristalle anhand des optischen Spektrums des Nd:YVO₄-Oszillators nach dem Einbringen der RTP Pockels-Zelle in den Strahlengang. Es ist eine deutliche Modulation mit einem Frequenzabstand von 7,5 GHz zwischen benachbarten Maxima zu sehen. Ein derartiges Bild ist charakteristisch für die Existenz von Doppelimpulsen, wobei die spektrale Modulationsfrequenz dem Inversen des zeitlichen Abstands der beiden Impulse entsprechen muss. Die Verwendung eines *Pulse Check* Intensitätsautokorrelators des Herstellers *APE GmbH* mit einer maximalen Verzögerung von 150 ps bestätigt die Existenz zweier Impulse, wie in Abbildung 5.5 (b) zu sehen ist: Der zeitliche Abstand von 130 ps stimmt mit dem Inversen der spektralen Modulationsfrequenz überein. Dieser zeitliche Abstand entspricht einer optischen Weglänge von 39 mm. Damit kommen nur die jeweils den Aperturen des Gehäuses nahe liegenden Oberflächen beider Kristalle als Ursache in Frage, zwischen denen eine optische Weglänge von etwa 40 mm liegt. Diese setzt sich aus insgesamt 36 mm optischen Weges in beiden RTP Kristallen ($n_{RTP} = 1,8$) und deren Abstand von 4 mm zusammen.

Anhand der in Abbildung 5.5 (b) dargestellten Intensitätsautokorrelation kann das Verhältnis der Spitzenintensitäten beider Impulse zueinander bestimmt werden: Das Signal einer Intensitätsautokorrelation von Doppelimpulsen besteht generell aus drei Anteilen, deren Entstehung Abbildung 5.6 verdeutlicht. Der Hauptanteil I_h resultiert aus der Überlagerung des jeweils ersten und zweiten Impulses mit sich selbst. Das Intensitätsmaximum $I_{0,h}$ dieses Anteils tritt in der Autokorrelation dann auf, wenn die zeitliche

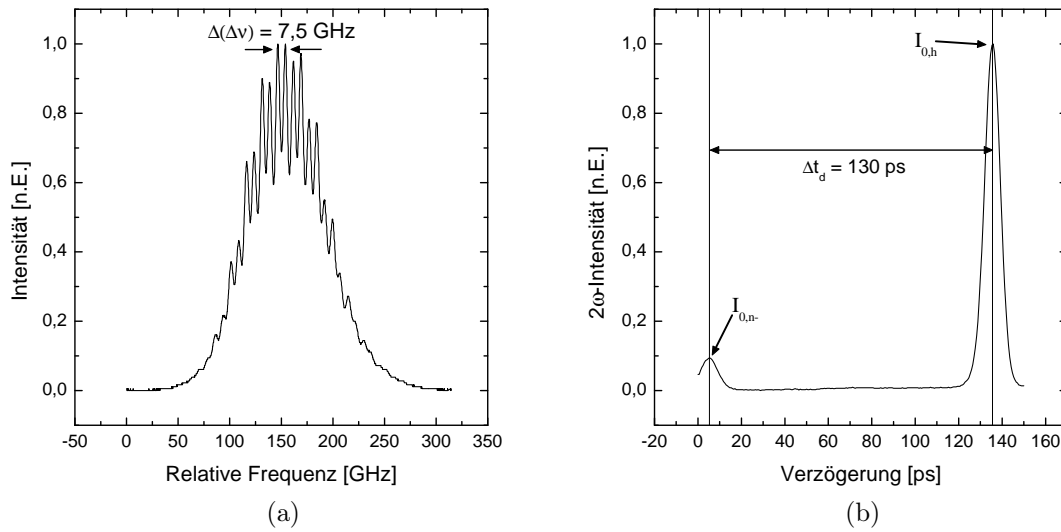


Abbildung 5.5: Nachweis der Existenz von Doppelimpulsen beim Einbringen der RTP Pockels-Zelle in den Nd:YVO₄-Oszillator. Das optische Spektrum (a) ist stark moduliert, wobei benachbarte Maxima bzw. Minima einen Frequenzabstand von 7,5 GHz aufweisen. Dieser Frequenzabstand entspricht einem zeitlichen Abstand von etwa $\Delta t_D = 130 \text{ ps}$, weshalb der Nebenimpuls anhand eines Intensitätsautokorrelators mit maximaler Verzögerung von 150 ps sichtbar gemacht werden kann (b).

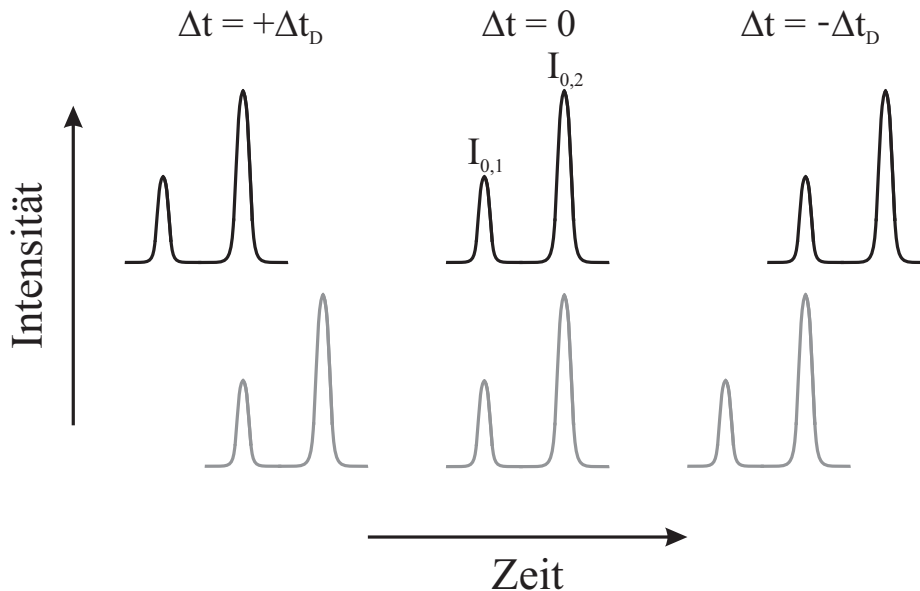


Abbildung 5.6: Erklärung der Entstehung des Intensitätsautokorrelationssignals von Doppelimpulsen. Erläuterungen siehe Text.

Verzögerung der beiden Teilstrahlen zueinander $\Delta t = 0$ ist, wie es im mittleren Teil von Abbildung 5.6 dargestellt ist. Demzufolge ist der Wert von $I_{0,h}$ proportional zur Summe der Quadrate der Spitzenintensität $I_{0,1/2}$ beider Impulse:

$$I_{0,h} \propto I_{0,1}^2 + I_{0,2}^2 . \quad (5.1)$$

Die beiden anderen Anteile der Autokorrelation $I_{n_{\pm}}$ setzen sich aus der Überlagerung des zweiten Impulses mit dem ersten Impuls des verzögerten Anteils bzw. des ersten Impulses mit dem zweiten Impuls des verzögerten Anteils zusammen. Die Maxima dieser beiden Anteile $I_{n_{\pm}}$ des Autokorrelationssignals treten für $\Delta t = +t_D$ respektive $\Delta t = -t_D$ auf und besitzen jeweils eine Spitzenintensität von

$$I_{0,n_{\pm}} \propto I_{0,1}I_{0,2} . \quad (5.2)$$

In Abbildung 5.5 ist neben I_h lediglich der Anteil I_{n_-} zu sehen, I_{n_+} liegt aufgrund der zu geringen maximalen Verzögerung des verwendeten Autokorrelators außerhalb des Messbereichs.

Mit Hilfe der beiden Gleichungen (5.1) und (5.2) kann nun auf das Verhältnis

$$V_p = \frac{I_{0,2}}{I_{0,1}} \quad , \quad \text{mit } I_{0,2} \geq I_{0,1} \quad (5.3)$$

der Spitzenintensitäten beider Impulse zurückgerechnet werden:

$$\frac{I_{0,h}}{I_{0,n_{\pm}}} = \frac{1 + V_p^2}{V_p} . \quad (5.4)$$

Für den Term auf der rechten Seite lautet der Grenzwert für $V_p \rightarrow \infty$ gerade V_p , so dass für große Unterschiede der Spitzenintensitäten beider Impulse $V_p \approx I_{0,h}/I_{0,n_{\pm}}$ gilt. Das gesuchte Verhältnis kann dann direkt aus dem Autokorrelationssignal abgelesen werden. Im vorliegenden Fall ist dies in guter Näherung möglich: In Abbildung 5.5 (b) beträgt $I_{0,h}/I_{0,n_{\pm}} = 10,6$, woraus sich $V_p = 10,5$ berechnet.

Dieser Wert entspricht dem kleinsten im Experiment beobachteten Verhältnis der Autokorrelationsmaxima. Abhängig von der Position der Pockels-Zelle relativ zum Strahlengang variierte die Intensität des schwächeren Nebenimpulses deutlich. So waren mehrere Positionen einstellbar, für die V_p einen Wert von mehr als 50 aufwies, ohne dass sich hieraus Einbußen hinsichtlich des Kontrastes ergaben. Ein solches Verhalten ist beispielsweise dadurch zu begründen, dass die Oberflächen der Kristalle, zumindest unter dem Einfluss des resonatorinternen Strahlungsfeldes, nicht hochgradig eben beziehungsweise parallel zueinander sind.

Eine Möglichkeit, die Stärke des Etalon-Effekts von Pockels-Zellen generell zu minimieren, stellen äußerst hochwertige Antireflex-Beschichtungen dar, wie sie beispielsweise anhand des Verfahrens der Ionenstrahl-Zerstäubung (IBS, engl. *Ion Beam Sputtering*) hergestellt werden können. Bei dieser Technik wird das Beschichtungsmaterial durch einen

hochenergetischen Ionenstrahl von einem Target abgestäubt. Die einzelnen Beschichtungsmoleküle besitzen infolgedessen eine sehr hohe Energie, was in einer hohen Beweglichkeit auf der zu bedampfenden Fläche resultiert. Dies ermöglicht den Molekülen, die energetisch günstigsten Positionen im wachsenden Schichtgefüge zu erreichen und zu besetzen, was zu einer sehr guten Homogenität und einer hohen Moleküldichte führt. In der Folge ergeben sich dünne Schichten maximaler Stabilität und hervorragender optischer Qualität. Derartige Pockels-Zellen sind allerdings Sonderanfertigungen, weshalb ihre Herstellung äußerst zeitaufwändig und kostenintensiv ist. Die in den folgenden Experimenten verwendete Pockels-Zelle wurde nicht durch eine baugleiche Zelle mit IBS-Beschichtungen ersetzt, da hiervon keine neuen und laserphysikalisch interessanten Erkenntnisse zu erwarten waren. Eine bessere Unterdrückung des Nebenimpulses als 50:1 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit demzufolge nicht realisiert.

5.2.3 Depolarisation

Auch bei optimaler Justage depolarisiert eine Pockels-Zelle die resonatorinterne Strahlung zum Teil, wobei das Ausmaß dieser Depolarisation in erster Linie von der optischen Homogenität der verwendeten Kristalle abhängt. Für den in Abbildung 5.1 dargestellten Aufbau bedeutet dies, dass auch ohne das Schalten der Pockels-Zelle ein p-polarisierter Strahlungsanteil P_{out} durch den Dünnschichtpolarisator transmittiert wird. Dieser Anteil sollte möglichst klein sein, da er einen nicht trennbaren Untergrund für das später durch Cavity-Dumping ausgekoppelte Signal bildet und somit dessen Kontrast verschlechtert.

Die verwendete Pockels-Zelle erzeugte bei optimaler Justage einen depolarisierten Strahlungsanteil von lediglich 25 mW, was bei einer resonatorinternen Leistung von 44 W etwa 0,05 % entspricht. Stabil war dieser Zustand allerdings erst etwa fünf Minuten nach dem Einschalten des Lasersystems bei permanenter Nachjustage der Pockels-Zelle während dieser Zeit. Mit dem Hochfahren der Pumpdiode und dem daraus folgenden Einsetzen der Laseroszillation sorgte die lokale Erwärmung der RTP Kristalle durch Absorption für einen sehr schnellen Anstieg des depolarisierten Strahlungsanteils, der in der Regel bereits nach etwa zwanzig Sekunden eine Leistung von einem Watt überschritt. Dadurch sank die resonatorinterne Leistung kontinuierlich, was ohne Nachjustage der Pockels-Zelle nach etwa einer Minute zum Erlöschen der Laseroszillation aufgrund zu hoher Verluste führte. Um dies zu verhindern, musste die Pockels-Zelle permanent nachjustiert werden, so dass der depolarisierte Leistungsanteil stets in der Nähe des Minimums blieb. Mit fortschreitender Dauer war eine Nachjustage der Zelle immer seltener nötig, bis nach etwa fünf Minuten ein zeitlich stabiler Zustand erreicht wurde. Offensichtlich treten trotz des temperaturkompensierten Designs der Pockels-Zelle bei derart hohen mittleren Leistungen störende temperaturabhängige Kontrastschwankungen auf.

Die bis zum Erreichen des stabilen Zustands vergehende Zeit kann durch eine effektivere Kühlung minimiert werden. Dies zeigten Versuche mit einem Prototypen der Firma *Linos Photonics GmbH*. Die nur für diese Untersuchung angefertigte Pockels-Zelle trug

die Bezeichnung *RTPC4-AC* und unterschied sich vom Aufbau her nur in einem Detail von der bisher verwendeten Zelle: Es wurde auf das schlecht wärmeleitende Teflongehäuse verzichtet. Stattdessen waren die RTP Kristalle direkt von einem massiven Kupferblock umschlossen, der wassergekühlt werden konnte. Verglichen mit dem in Abbildung 5.2 gezeigten Aufbau ergab sich durch die direkte Kühlung der Kristalle ein deutlich verbessertes Verhalten gegenüber Temperaturvariationen. So verkürzte sich das Justageintervall nach dem Einsetzen der Laseroszillation auf wenige Sekunden, und Änderungen der Umgebungstemperatur von einigen Grad hatten keinerlei Einfluss auf die Modenkopplung.

Dieser Prototyp wurde trotz der verbesserten Stabilität gegenüber Temperaturänderungen für die nachfolgenden Experimente nicht verwendet. Dies ist durch hohe Verluste zu begründen, die aufgrund verlustbehafteter Antireflex-Beschichtungen auf den Kristalloberflächen auftraten und sich negativ auf die resonatorinterne Leistung auswirkten. In Kombination mit guten Beschichtungen stellt der direkte Kontakt der Kristalle zur Wärmesenke jedoch eine viel versprechende Lösung dar.

5.3 Experimentelle Ergebnisse

Nachdem die Eigenschaften des Nd:YVO₄-Oszillators charakterisiert und die Probleme durch das Einbringen der Pockels-Zelle in den Resonator identifiziert und minimiert wurden, war die effiziente Auskopplung der resonatorinternen Impulse durch resonantes Cavity-Dumping der nächste Schritt. Zur Ansteuerung der Pockels-Zelle kam dabei ein völlig neuartiges Treibersystem der *Bergmann Messgeräte Entwicklung KG* mit der Bezeichnung *PCD-09* zum Einsatz, dessen maximale Wiederholrate bei der erforderlichen $\lambda/4$ -Spannung von 800 V im Bereich von 500 kHz lag. Die Ansteuerung des Treibers geschah über zwei digitale Delaygeneratoren der *Bergmann Messgeräte Entwicklung KG* vom Typ *BME_G02p*. Diese waren in Form von PCI-Steckkarten Teil eines PC-Systems und erzeugten insgesamt vier TTL Trigger-Signale, die an den Hochspannungstreiber weitergeleitet wurden. Diese Signale konnten mit einer zeitlichen Auflösung von 25 ps gegeneinander verschoben werden und ermöglichten damit eine exakte Einstellung der Dauer und des Einsetzens der Hochspannungsimpulse. Als Triggersignal für die Delaygeneratoren diente der Impulszug des Nd:YVO₄-Oszillators selbst, aufgenommen durch eine schnelle Photodiode der Firma *Alphas* vom Typ *UPD-500-SD-H*. Um ein dauerhaftes Triggersignal zu gewährleisten, wurde das von der Photodiode detektierte Signal an einen resonanten Vorverstärker *BME_P3*, ebenfalls von der *Bergmann Messgeräte Entwicklung KG*, weitergeleitet, dort verstärkt und erst dann an die Delaygeneratoren gesendet. Die Anstiegs- und Abklingzeit der Kombination aus *RTPC4* Pockels-Zelle und *PCD-09* Hochspannungstreiber betrug 7,3 beziehungsweise 6,6 ns, was mit dem in Kapitel 4.3 vorgestellten Verfahren experimentell bestimmt wurde. Diese Zeiten sind jeweils deutlich kürzer als die maximal zur Verfügung stehende Resonatorumlaufzeit von 13 ns, so dass keine Effizienz- oder Kontrastminderung zu erwarten war.

Zunächst wurde die Pockels-Zelle bei einer vergleichsweise niedrigen Repetitionsrate von 40 kHz und einer Schalteffizienz von 85 % betrieben. Anhand dieses Experiments konnten die Zeitpunkte des Auftretens der einzelnen Relaxationsmaxima nach einem Schaltprozess und damit die möglichen Schaltfrequenzen für resonantes Cavity-Dumping bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde das zeitliche Verhalten der resonatorinternen Strahlung von einer schnellen *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode aufgenommen und an ein *LeCroy WavePro DSO 950* Oszilloskop weitergeleitet. Auf diese Weise entstand Abbildung 3.1. Die zeitlichen Abstände der einzelnen Relaxationsmaxima ergaben eine Frequenz der Relaxationsoszillationen von 230 kHz. Das erste Relaxationsmaximum trat jeweils 2,9 μs nach einem Schaltvorgang auf, was einer maximalen Repetitionsrate von etwa 340 kHz entspricht.

5.3.1 Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 89 kHz

Die Annäherung an die maximale Repetitionsrate von 340 kHz geschah schrittweise und begann mit der Auskopplung zu Zeiten des dritten Relaxationsmaximums, welches 11,7 μs nach dem Schalten der Pockels-Zelle auftrat. Bei dem Versuch, die Pockels-Zelle genau auf dem Maximum, also exakt resonant, zu schalten, zeigte sich folgender Effekt: Bei vergleichsweise geringer Schalteffizienz traten Instabilitäten auf, die sich durch Amplitudenfluktuationen im elektronischen Spektrum, Amplituden- und Formschwankungen des Autokorrelationssignals und des optischen Spektrums, sowie einen stark variierenden zeitlichen Abstand der Relaxationsmaxima des resonatorinternen Signals ausdrückten. Bei einer Erhöhung der Schalteffizienz ging der Nd:YVO₄-Oszillator in das Regime der Q-Switch Modenkopplung über, was in der Regel zu einer Schädigung des sättigbaren Absorbers führte. Die Klärung dieses Verhaltens war nur im Rahmen von numerischen Simulationen der Laserdynamik möglich, was in Kapitel 8 ausführlicher diskutiert wird.

Die Instabilitäten waren vermeidbar, indem entweder wenige Zehntel Mikrosekunden vor oder nach einem Relaxationsmaximum ausgekoppelt wurde, was streng genommen als quasi-resonantes Cavity-Dumping bezeichnet werden müsste. Ein solcher Fall ist in Abbildung 5.7 zu sehen: Die Abbildung zeigt ein stabiles Verhalten der resonatorinternen Strahlung beim Schalten der Pockels-Zelle kurz vor dem dritten Maximum bei einer Schaltfrequenz von 89 kHz. Die mittlere Leistung des ausgekoppelten Strahls betrug $P_{out} = 110$ mW, gemessen mit einem *13 PEM 001/J 2-W* Leistungsmessgerät von *Melles Griot*. Diese Leistung wurde jedoch nicht vollständig durch die ausgekoppelten Impulse erzeugt: Der bereits in Kapitel 5.2 angesprochene depolarisierte Untergrund muss noch berücksichtigt werden. Der dort angegebene Wert von bestenfalls 25 mW gilt für das Einbringen der Pockels-Zelle in den resonatorinternen Strahlengang, nicht jedoch bei anliegender Hochspannung. Durch die Hochspannung erwärmen sich die Elektroden der Pockels-Zelle, was zu einer räumlich inhomogenen Erwärmung der Kristalle und somit zu einem unterschiedlichen Depolarisationsverhalten führt [96]. Die tatsächliche mittlere Leistung des ausgekoppelten Impulszugs $P_{out,cd}$ wurde daher anhand der Zahlenwer-

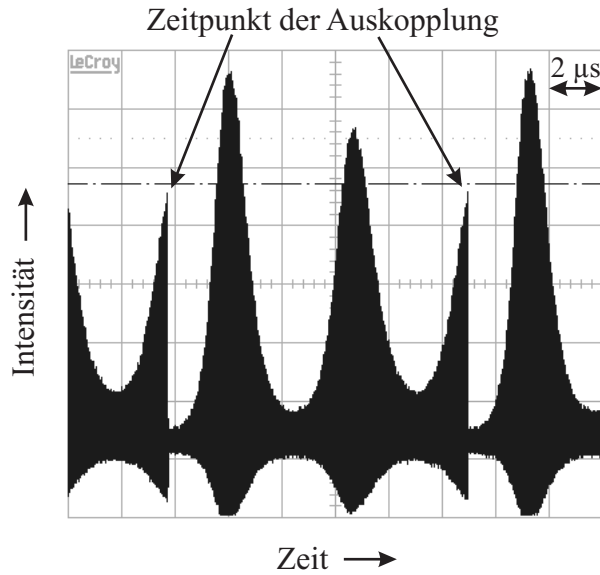


Abbildung 5.7: Zeitliches Verhalten der resonatorinternen Strahlung bei einer Schaltfrequenz von 89 kHz.

te für die resonatorinterne mittlere Leistung im Gleichgewicht \bar{P} , die Repetitionsrate des Nd:YVO₄-Oszillators ν_r , der Schalteffizienz η , der Wiederholrate des Schaltens der Pockels-Zelle f und des durch die Relaxationsoszillationen gegebenen Überhöhungsfaktors für die Impulsenergie ξ anhand von

$$P_{out,cd} = \frac{f}{\nu_r} \bar{P} \xi \eta \quad (5.5)$$

berechnet. Bis auf die Größen ξ und η waren alle Werte aus dem Experiment bekannt. ξ konnte durch den Vergleich des in Abbildung 5.7 enthaltenen Signals mit dem Signal im Gleichgewicht, also bei ausgeschalteter Pockels-Zelle, ermittelt werden. Im vorliegenden Fall ergab sich auf diese Weise eine Überhöhung des dritten Relaxationsmaximums von $\xi = 1,7$. Die Bestimmung der Schalteffizienz η war anhand von Abbildung 5.8 möglich. Diese zeigt das Verhalten der resonatorinternen Strahlung in einem 200 ns breiten Bereich um den Schaltzeitpunkt herum, wodurch die einzelnen modengekoppelten Impulse zu sehen sind. Im vorliegenden Fall betrug die Schalteffizienz 91 %, wie ein Vergleich der Signalamplituden der Impulse vor und nach der Auskopplung zeigt. Mit den Werten für ξ und η ließ sich die mittlere Leistung der angekoppelten Impulse zu $P_{out,cd} = 80$ mW berechnen, was einer Energie von $E_i = 0,9 \mu\text{J}$ pro Impuls entspricht. Der depolarisierte Untergrund besaß somit eine mittlere Leistung von 30 mW, was nur unerheblich von dem ohne anliegende Spannung gemessenen Wert von 25 mW abweicht. Während des Schaltens der Pockels-Zelle sank die mittlere resonatorinterne Leistung unmerklich, was über die Bestimmung der durch den Auskoppelspiegel S1 transmittierten mittleren Leistung beobachtet werden konnte. Es wurden 3,9 W gemessen, ohne das Schalten der Pockels-

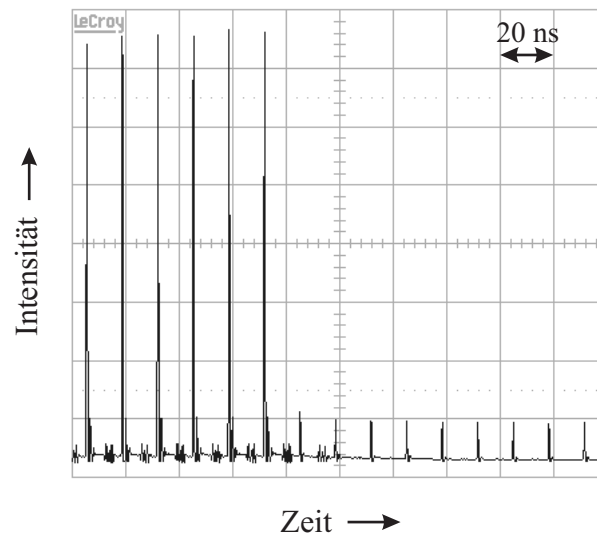


Abbildung 5.8: Verhalten der resonatorinternen Strahlung in einem Zeitfenster von 200 ns um den Zeitpunkt der Auskoppelung herum. Aus dieser Abbildung kann die Schalteffizienz zu $\eta = 91\%$ bestimmt werden.

Zelle betrug dieser Wert 4,0 W.

Wurde die Schaltspannung der Pockels-Zelle und damit die Schalteffizienz höher gewählt, so führte dies zunächst zu Instabilitäten der cw Modenkopplung und über die Zwischenstufe der gütegeschalteten Modenkopplung meist zur Beschädigung des sättigbaren Absorbers. Dies hängt damit zusammen, dass der im Resonator umlaufende Impuls auch nach dem Schaltprozess noch eine ausreichende Energie besitzen muss, um die für eine stabile cw Modenkopplung minimal notwendige Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber erzeugen zu können. Obwohl die Elektronik das Anlegen der vollen $\lambda/4$ -Spannung an die Pockels-Zelle und somit eine Schalteffizienz von 100 % prinzipiell ermöglichte, wurde daher stets ein ausreichender Teil der Impulsenergie im Resonator belassen. Als Richtlinie für die Wahl der Schalteffizienz diente die mit einem *LeCroy*-Oszilloskop des Typs *Wave-Pro DSO 950* messbare Standardabweichung der Intensitätsamplitude der ausgekoppelten Impulse σ . In allen in dieser Arbeit beschriebenen Fällen wurde η derart gewählt, dass $\sigma \leq 1\%$ erfüllt war.

Im vorliegenden Fall einer Repetitionsrate von 89 kHz waren das Autokorrelations-signal sowie das optische Spektrum der ausgekoppelten Impulse zeitlich stabil und ergaben eine Impulsdauer von 6,9 ps bei Annahme einer sech^2 -förmigen Impulsform und eine spektrale Halbwertsbreite von 86 GHz.

Abbildung 5.9 zeigt einen Impuls des aus dem Oszillator ausgekoppelten Signals. Anhand dieser Abbildung ist die Bestimmung des Kontrastes möglich, da die Intensität des ausgekoppelten Impulses mit den Intensitäten der Vor- bzw. Nachimpulse verglichen werden kann. Im vorliegenden Fall ergibt sich ein Kontrastverhältnis von 130:1, welches durch

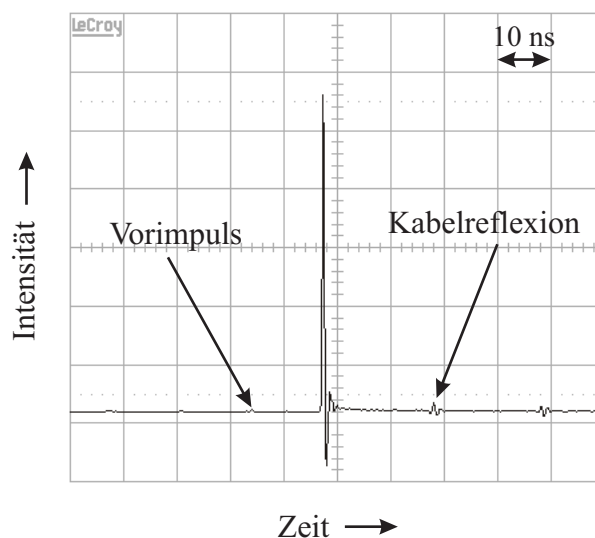


Abbildung 5.9: Ein einzelner Impuls des aus dem Resonator ausgekoppelten Impulszuges. Vorimpulse sind mit einem Kontrast von 130:1 zu erkennen. Die Signale nach dem Impuls stellen Messartefakte aufgrund von Kabelreflexionen dar.

die sichtbaren Vorimpulse bestimmt wird, deren zeitlicher Abstand von 13 ns der Resonatorumlaufzeit entspricht. Aufgrund der deutlich geringeren resonatorinternen Leistung nach der Auskopplung spielen Nachimpulse eine vernachlässigbare Rolle. Die beiden sichtbaren Signale nach dem ausgekoppelten Impuls, die einen zeitlichen Abstand von 20 ns besitzen, entstehen durch Kabelreflexionen und sind daher als Messartefakte einzustufen.

Alle in diesem Abschnitt diskutierten Abbildungen wurden mit einer *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode und einem *LeCroy*-Oszilloskop des Typs *WavePro DSO 950* aufgenommen. Eine hohe Genauigkeit der anhand dieser Abbildungen bestimmten Werte ist nur gegeben, falls die Photodiode in ihrem Linearitätsbereich betrieben wurde. Dass dem so war, zeigt die in Abbildung 5.10 dargestellte Kennlinie der Diode. Als Strahlquelle für diese Messung diente der in Abschnitt 3.2.1 vorgestellte modengekoppelte Nd:YVO₄-Oszillator. Dessen Ausgangsstrahlung wurde auf die Photodiode fokussiert, wobei die mittlere Leistung durch eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einen Dünnschichtpolarisator variabel abgeschwächt werden konnte. In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich bei Signalspannungen von weniger als 300 mV gearbeitet bei einem Abschlusswiderstand von 50 Ω . Die an die Messpunkte angepasste Gerade verdeutlicht, dass der Zusammenhang zwischen einfallender mittlerer Leistung und der dadurch erzeugten Spannung in diesem Bereich linear ist.

5.3.2 Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 300 kHz

Nach dem erfolgreichen Cavity-Dumping in der zeitlichen Nähe des dritten Relaxationsmaximums bestand der nächste Schritt aus der Auskopplung in der Nähe des ersten

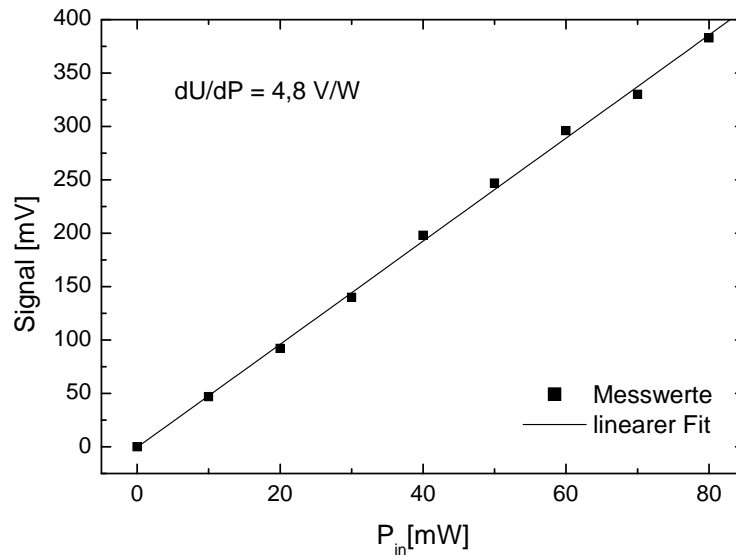


Abbildung 5.10: Messkurve zur Überprüfung der Linearität der verwendeten *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode. Der Linearitätsbereich der Photodiode geht über die in dieser Arbeit erzeugten Signalspannungen von maximal 300 mV hinaus.

Maximums, das jeweils $2,9 \mu\text{s}$ nach einem Schaltprozess auftrat. Wie bereits zuvor wurde der Schaltzeitpunkt etwa $0,4 \mu\text{s}$ später gewählt, um die Instabilitäten in der Nähe der Resonanz zu vermeiden. Damit ergab sich eine Repetitionsrate von 300 kHz. Die schwarze Kurve in Abbildung 5.11 (a) zeigt das Verhalten der resonatorinternen Strahlung bei dieser Wiederholrate, während die Zeitpunkte des Schaltens der Pockels-Zelle durch die Maxima der grauen Kurve markiert werden. Zum Zeitpunkt des Schaltens war die resonatorinterne Impulsenergie, verglichen mit dem Gleichgewicht, um den 2,5-fachen Wert überhöht und betrug somit $1,4 \mu\text{J}$. Dabei musste die Schalteffizienz mit $\eta = 84 \%$ etwas geringer als zuvor gewählt werden, da für höhere Effizienzen das Stabilitätskriterium $\sigma \leq 1 \%$ nicht mehr erfüllt war. Dies hängt damit zusammen, dass ein kürzerer Abstand zwischen zwei Schaltprozessen zu höheren Gesamtverlusten des Oszillators führt. Hierdurch wurde die Grenze für das Auftreten von Tendenzen zur Q-Switch Modenkopplung bereits bei einer geringeren Schalteffizienz erreicht. Abbildung 5.11 (b) stellt einen Impuls des Ausgangssignals dar: Es sind weder Vor- noch Nachimpulse zu erkennen. Das Kontrastverhältnis wurde in diesem Fall mit dem *LeCroy* Oszilloskop bestimmt, was zu einem Wert von 570:1 führte.

Die mittlere Leistung der Impulse errechnete sich nach dem gleichen Prinzip wie zuvor zu $P_{out,cd} = 360 \text{ mW}$. Der gemessene Wert war mit 359 mW quasi der gleiche. Dies zeigt, dass der depolarisierte Untergrund bei diesem Experiment vernachlässigt werden konnte. Hierfür gibt es in erster Linie zwei Gründe:

- Bei 300 kHz liegen zwischen den einzelnen Schaltprozessen nur noch etwa 250 Um-

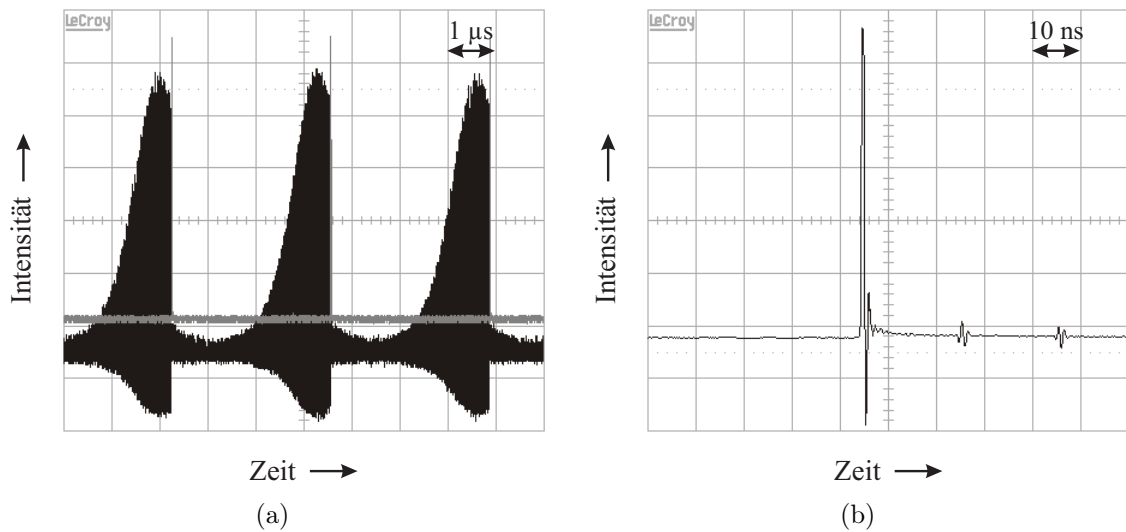


Abbildung 5.11: Zeitliches Verhalten der resonatorinternen Strahlung (a) bei einer Schaltfrequenz von 300 kHz. Die Maxima des grau dargestellten Signals markieren die Zeitpunkte des Schaltens der Pockels-Zelle. Abbildung (b) stellt einen Impuls des Ausgangssignals dar. Das Kontrastverhältnis beträgt 570:1, die nach dem Impuls auftretenden Signale sind Messartefakte in Form von Kabelreflexionen.

läufe des resonatorinternen Impulses, verglichen mit deren knapp 900 bei einer Repetitionsrate von 89 kHz. Da zwischen der mittleren Leistung des depolarisierten Untergrunds und der Zahl der Resonatorumläufe ein linearer Zusammenhang besteht, verringert sich der Einfluss des Untergrunds mit steigender Repetitionsrate.

- Die Impulsenergie ist für den Großteil einer Schaltperiode relativ gering, wie in Abbildung 5.11 (a) zu sehen ist. Nach der Auskopplung von 84 % der resonatorinternen Impulsenergie liegt für eine Dauer von mehr als $1 \mu\text{s}$ keine signifikante positive Nettoverstärkung pro Umlauf vor. In dieser Zeit bewirken die Resonatorverluste einen leichten Abfall der Impulsenergie, bis sich die Besetzungsinversion wieder aufgebaut hat und die Impulse eine deutliche Nettoverstärkung pro Resonatorumlauf erfahren. Erst etwa $2 \mu\text{s}$ nach dem Schalten der Pockels-Zelle erreicht die Impulsenergie erneut den Wert, den sie direkt nach der Auskopplung besaß. Etwa zwei Drittel der Impulse zwischen zwei Schaltprozessen besitzen also weniger als 15 % der maximalen Impulsenergie und tragen somit nur unwesentlich zum Untergrund bei.

Das Autokorrelationssignal und das optische Spektrum der aus dem Resonator ausgekoppelten Impulse sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Verglichen mit den in Abbildung 3.6 dargestellten Kurven des Nd:YVO₄-Oszillators ohne Pockels-Zelle, ergaben sich keine nennenswerten Unterschiede. Die Impulsdauer betrug bei Annahme sech²-förmiger Impulse 6,8 ps bei einer spektralen Halbwertsbreite von 78 GHz. Das resultierende Zeit-

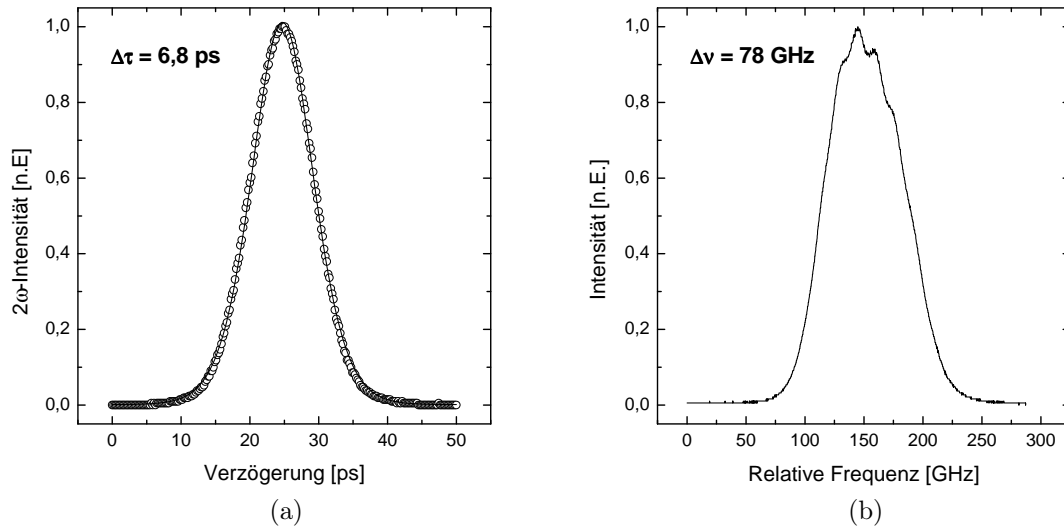


Abbildung 5.12: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des durch Cavity-Dumping einer Repetitionsrate von 300 kHz erzeugten Impulszuges.

Bandbreite-Produkt lag somit bei 0,53.

Die Charakterisierung des räumlichen Strahlprofils konnte für den ausgekoppelten Impulszug nicht mehr mit dem zuvor verwendeten *ModeMaster Beam Propagation Analyzer* von *Coherent* bestimmt werden, da dieser nur für Repetitionsraten größer 1 MHz geeignet ist. Aus diesem Grund kam für die Vermessung der räumlichen Strahlqualität ein *Beamscope* von *Merchantek, Inc.* zum Einsatz. Hierfür wurde der Ausgangsstrahl fokussiert und der Strahlradius in zwei zueinander senkrechten Ebenen um den Fokus herum vermessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 wurde die Funktion

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi \omega_0^2} \right)^2} \quad (5.6)$$

an die erhaltenen Messwerte angepasst, wobei ω_0 für den Radius der Strahltaile, z_0 für die räumliche Lage der Strahltaile und λ für die Wellenlänge der Strahlung steht [130]. Daraus ergaben sich jeweils Werte von $M_{x,y}^2 < 1,1$ für die zueinander senkrechten x- und y-Ebenen. Die räumliche Qualität der Oszillatorstrahlung wurde durch das Cavity-Dumping also nicht negativ beeinflusst.

5.3.3 Optimierung der resonatorinternen Leistung

Die maximal auskoppelbare Impulsenergie wird in erster Linie durch die resonatorinterne Impulsenergie limitiert. Ohne eine Variation der Pumpparameter hängt die resonatorinterne Impulsenergie ausschließlich von den Resonatorverlusten ab. Im vorliegenden Fall

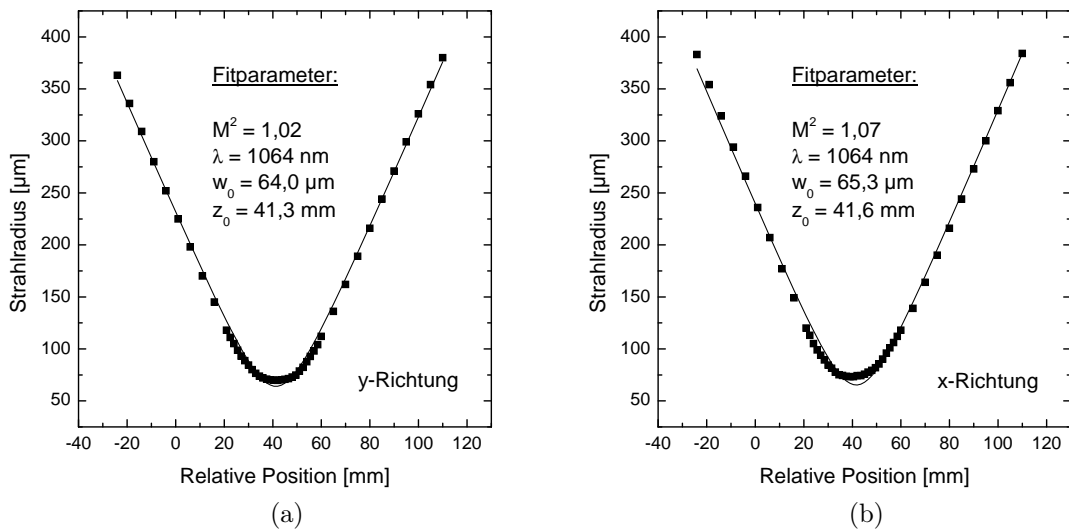


Abbildung 5.13: Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 in zwei zueinander senkrechten Ebenen x und y mit einem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.*.

setzen sich diese Verluste vor allem aus den nichtsättigbaren Verlusten des sättigbaren Absorbers, den Reflexions- und Absorptionsverlusten der Pockels-Zelle und dem Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels S1 zusammen.

Der Auskoppelspiegel besaß in den bisher beschriebenen Experimenten eine Transmission von $T = 9 \%$. Im Folgenden wurde dieser durch den Tausch des Spiegels S1 gegen andere Spiegel mit gleichem Krümmungsradius, aber größerer Reflektivität schrittweise reduziert. Die untere Grenze des Transmissionsgrades war durch das Auftreten von Mehrfachimpulsen bestimmt und ist durch eine zu hohe Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber begründet. Erste Tendenzen hin zu Doppelimpulsen, erkennbar im Autokorrelationsignal und dem optischen Spektrum, waren im vorliegenden Fall bei einem Transmissionsgrad unterhalb von $T = 4 \%$ zu sehen. Die durch den Auskoppelspiegel transmittierte mittlere Leistung betrug dabei $P'_{out} = 2,8 \text{ W}$, wodurch die resonatorinterne mittlere Leistung zu etwa $\bar{P} = 70 \text{ W}$ berechnet werden kann. Um eine weitere Erhöhung der resonatorinternen Leistung bei stabiler Modenkopplung zu ermöglichen, musste die Fleckgröße des Lasermoden auf dem sättigbaren Absorber zunächst erhöht und damit die einfallende Flussdichte verringert werden. Hierfür wurde der Krümmungsradius des in Abbildung 5.1 mit S4 bezeichneten Fokussierspiegels von $r = -350 \text{ mm}$ schrittweise vergrößert. Bis zu einem Krümmungsradius von $r = -500 \text{ mm}$ konnten die nahezu beugungsbegrenzte räumliche Strahlqualität und die Stabilität der Modenkopplung alleine durch Vergrößerung des Abstands zwischen dem Spiegel S4 und dem SESAM S5 auf 28 cm beibehalten werden. Bei geringeren Krümmungsradien wären hierfür umfangreichere Änderungen am Resonator notwendig gewesen.

Nach dieser Veränderung war eine Reduktion des Transmissionsgrades bis hin zu

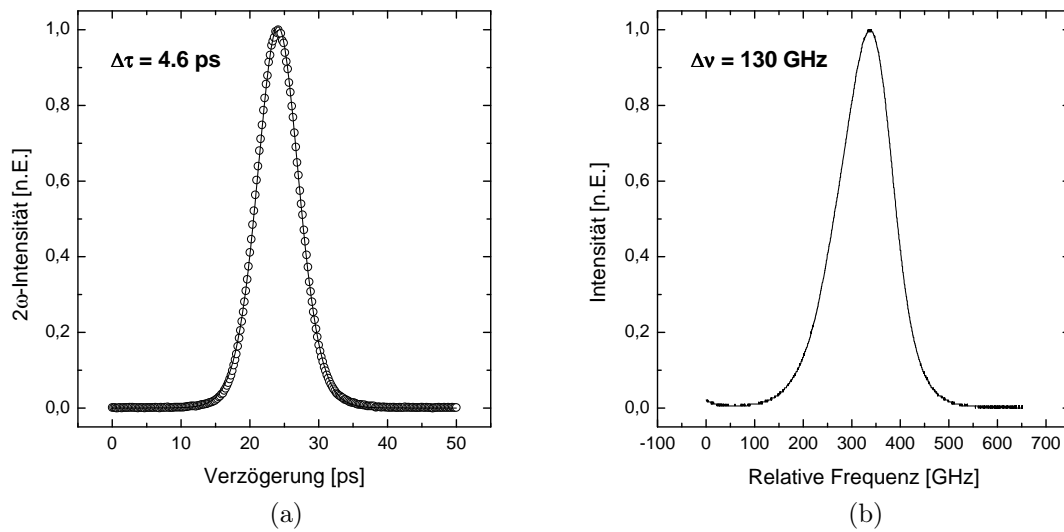


Abbildung 5.14: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) des modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillators bei einem Auskoppelgrad von $T = 2,5 \%$.

$T = 2,5 \%$ möglich, ohne dass sich Tendenzen zum Mehrfachimpulsbetrieb zeigten. Die Unterdrückung von Seitenmoden im elektronischen Spektrum lag bei mehr als 70 dB und die in Abbildung 5.14 dargestellten Signale der Intensitätsautokorrelation und der Vermessung des optischen Spektrums weisen auf eine cw Modenkopplung im Einfachpulsbetrieb hin. Die durch den Auskoppelspiegel S1 transmittierte mittlere Leistung betrug $P'_{out} = 2,6 \text{ W}$ bei einer Repetitionsrate von 73 MHz. Im Gleichgewicht der cw Modenkopplung erreichte die resonatorinterne mittlere Leistung somit einen Wert von $\bar{P} = 104 \text{ W}$, was einer Impulsenergie von $1,4 \mu\text{J}$ entspricht. Die Impulsdauer war bei Annahme sechsförmiger Impulse mit 4,6 ps ein wenig kürzer als zuvor, die Halbwertsbreite des Spektrums mit 130 GHz hingegen deutlich verbreitert.

Durch die insgesamt deutlich verringerten Resonatorverluste verschob sich die Frequenz der Relaxationsoszillationen und damit der Zeitpunkt des Auftretens des ersten Relaxationsmaximums. Während das erste Maximum bei einem Transmissionsgrad von 9 % nach $2,9 \mu\text{s}$ erreicht wurde, so war dies nun bereits nach $2,6 \mu\text{s}$ der Fall. Aus diesem Grund konnte bereits alle $3,0 \mu\text{s}$ ausgekoppelt werden, was zu einer höheren Repetitionsrate von 330 kHz führte. Ein weiterer Vorteil der verringerten Verluste war die Tatsache, dass trotz der hohen Repetitionsrate eine Schalteffizienz von 92 % bei Einhaltung einer Stabilität von $\sigma \leq 1$ realisiert werden konnte. Während des Schaltens der Pockels-Zelle mit dieser Effizienz sank die durch den Auskoppelspiegel S1 transmittierte Leistung um knapp 20 % auf $P'_{out} = 2,2 \text{ W}$.

Der bei diesen Parametern ausgekoppelte Impulszug besaß eine mittlere Leistung von 1,0 W, was bei der erreichten Repetitionsrate von 330 kHz einer Impulsenergie von $3,0 \mu\text{J}$ entspricht. Der Kontrast zwischen den ausgekoppelten Impulsen und Vor- bzw. Nachim-

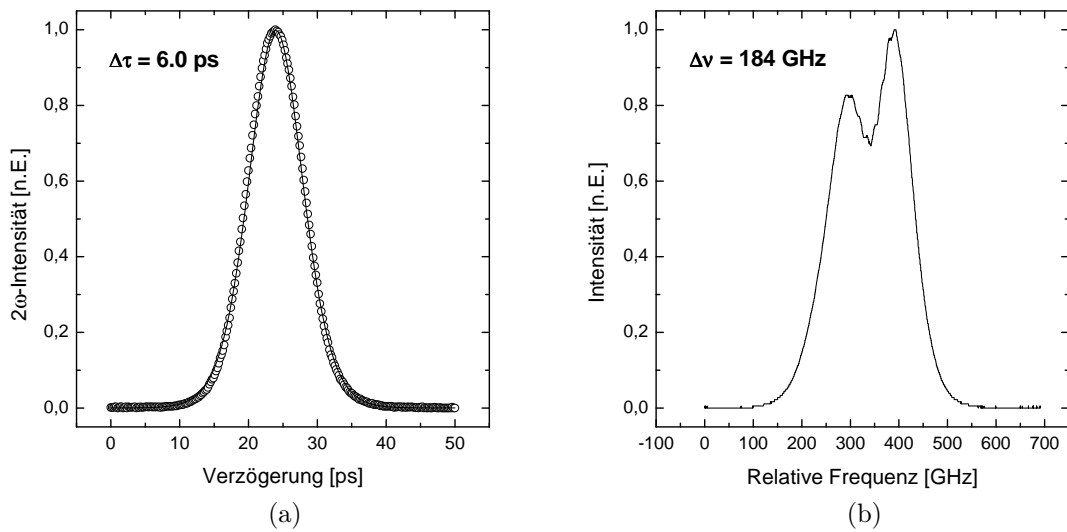


Abbildung 5.15: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) der ausgekoppelten Impulse mit einer Repetitionsrate von 330 kHz. Das Spektrum ist deutlich selbstphasenmoduliert.

pulsen war mit $> 1000 : 1$ herausragend. Die Impulsdauer ist bei angenommener sech²-Form mit 6,0 ps länger als im Gleichgewicht, wie Abbildung 5.15 (a) zeigt. Deutlich auffälliger ist jedoch das in Abbildung 5.15 (b) dargestellte optische Spektrum: Es besitzt eine stark vergrößerte Halbwertsbreite von 185 GHz und ist sichtbar moduliert. Das resultierende Zeit-Bandbreite-Produkt ist mit 1,1 etwa doppelt so groß wie bei allen zuvor vermessenen Impulsen und liegt damit fast vierfach über dem Fourierlimit. Im Experiment ließen sich die Gründe hierfür durch das beobachtbare Verhalten bei einer kontinuierlichen Verringerung der Schalteffizienz identifizieren: Die Breite des Spektrums der ausgekoppelten Impulse sank mit fallender Schalteffizienz, wie anhand der in Abbildung 5.16 exemplarisch dargestellten Spektren nachvollzogen werden kann. Bei Auskopplung einer Impulsenergie von $E_i = 1,9 \mu\text{J}$ besitzt das Spektrum noch die gleiche Breite wie bei maximaler Schalteffizienz. Bei weiterer Reduktion der ausgekoppelten Impulsenergie wandern die beiden spektralen Intensitätsmaxima aufeinander zu, bis bei $E_i = 0,4 \mu\text{J}$ keinerlei Modulation mehr sichtbar ist und das Spektrum quasi dem des Oszillators im Gleichgewicht entspricht. Zusätzlich zur spektralen Breite wächst auch die Impulsdauer mit steigender Schalteffizienz, wie aus Abbildung 5.17 ersichtlich wird. Dies ist auf die sinkende mittlere resonatorinterne Leistung und die daraus resultierende fallende Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber mit steigender Auskopplung zurückzuführen. Zudem ist in der Abbildung eine Sättigung der spektralen Impulsbreite oberhalb einer ausgekoppelten Impulsenergie von $1,9 \mu\text{J}$ zu erkennen. Demzufolge befinden sich die spektral einengenden und verbreiternden Mechanismen in diesem Bereich im Gleichgewicht. Als einengender Mechanismus ist in erster Linie die endliche Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO₄ anzu-

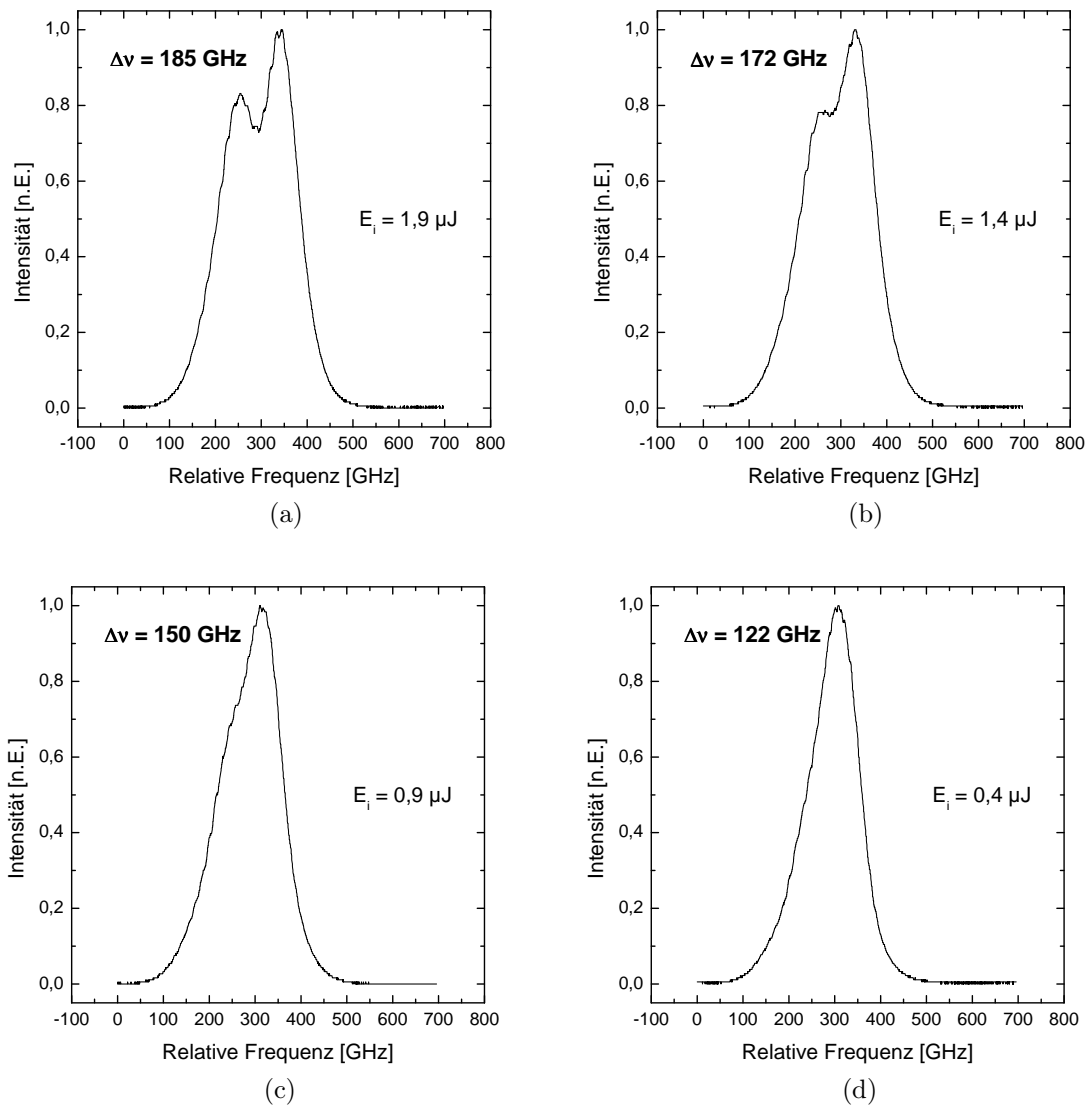


Abbildung 5.16: Darstellung des optischen Spektrums bei Variation der ausgekoppelten Impulsenergie E_i . Die spektrale Halbwertsbreite nimmt mit steigender Impulsenergie zu.

führen, die laut Tabelle 3.1 bei 0,96 nm beziehungsweise 257 GHz liegt.

Eine mögliche Ursache für das beobachtete Verhalten ist eine *Selbstphasenmodulation* der resonatorinternen Impulse. Dieser nichtlineare Effekt basiert auf dem optischen Kerr-Effekt und beschreibt die spektrale Selbstverbreiterung von Impulsen bei der Wechselwirkung mit Kerr-Medien. In der Folge soll diskutiert werden, ob dieser Effekt als Ursache für das beobachtete Verhalten in Frage kommt und falls dem so ist, klären, welche resonatorinterne Komponente im Wesentlichen dazu beiträgt.

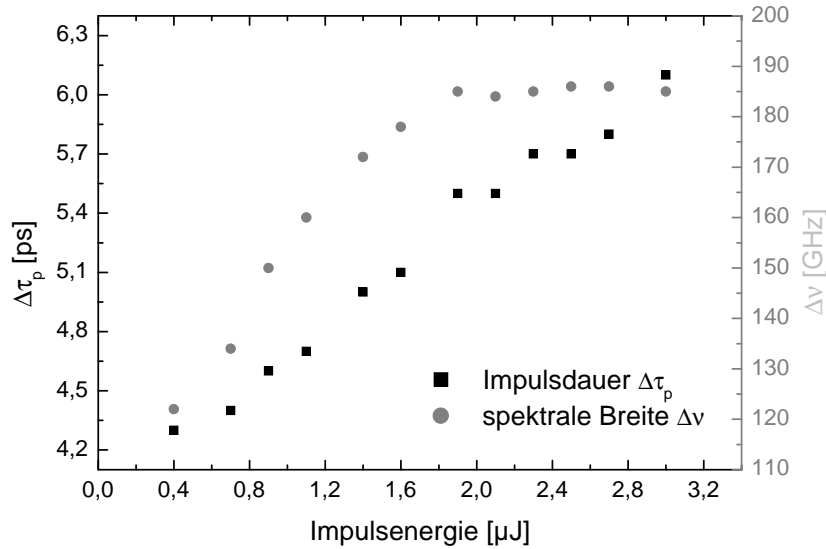


Abbildung 5.17: Darstellung des Verhaltens der Impulsdauer $\Delta\tau_p$ und der spektralen Halbwertsbreite $\Delta\nu$ in Abhängigkeit von der Energie der ausgekoppelten Impulse.

Untersuchung der Selbstphasenmodulation

Der optische Kerr-Effekt beschreibt die Abhängigkeit des Brechungsindex n eines Materials von der Intensität einfallender Strahlung. Bei großen Intensitäten muss zusätzlich zum linearen Brechungsindex n_0 ein nichtlinearer, intensitätsabhängiger Anteil berücksichtigt werden:

$$n(I) = n_0 + n_2 I . \quad (5.7)$$

Dies hat zur Folge, dass für große Intensitäten auch die Phase ϕ eines Impulses $I(t)$ intensitätsabhängig wird, da

$$\phi(t, I) = \omega_0 t - kn(I)z = \omega_0 t - kn_0 z - kn_2 z I(t) \quad (5.8)$$

gilt. Dabei steht ω_0 für die Mittenfrequenz des Impulses, k für den Betrag des Wellenvektors im Vakuum und z für die Raumkoordinate in Strahlausbreitungsrichtung. Diese Gleichung zeigt, dass sich die Phasenlage eines Impulses über seinen zeitlichen Intensitätsverlauf ändert. Dieser Effekt ist unter dem Begriff der Selbstphasenmodulation bekannt. Da die Momentanfrequenz $\omega(t)$ eines Impulses gleich der zeitlichen Ableitung der Phase ist, ändert sich diese ebenfalls mit der Zeit und zwar um

$$\Delta\omega = \omega(t) - \omega_0 = -kn_2 z \frac{dI(t)}{dt} . \quad (5.9)$$

Durch den zeitabhängigen Intensitätsverlauf eines Impulses erzeugt die Selbstphasenmodulation also neue spektrale Anteile $\omega_0 \pm \Delta\omega$ um die Mittenfrequenz ω_0 des Impulses herum. Eine charakteristische Größe ist dabei die maximale Phasenverschiebung

$$\Delta\phi = n_2 k I_0 L , \quad (5.10)$$

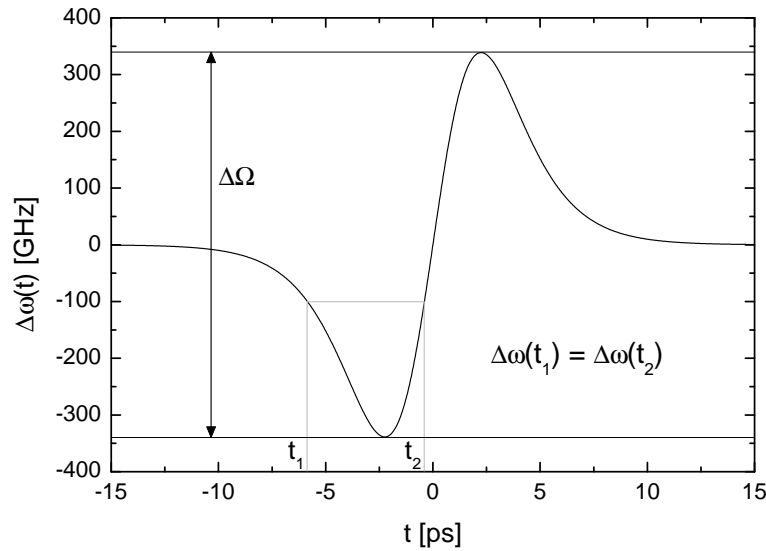


Abbildung 5.18: Darstellung der zeitlichen Frequenzänderung $\Delta\omega(t)$ eines sech²-förmigen Impulses durch Selbstphasenmodulation. Im abgebildeten Fall beträgt die Impulsdauer $\Delta\tau_p = 6$ ps bei einer maximalen Phasenverschiebung von $\Delta\phi = 1,5$. Jeder Wert der Frequenzänderung wird zweimal erzeugt, beispielsweise für $\Delta\omega(t) = -100$ GHz zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 . Die daraus resultierenden Interferenzen sind die Ursache für die Entstehung lokaler Extrema in den zugehörigen optischen Spektren.

wobei L für die Wechselwirkungslänge mit dem Medium und I_0 für die Spitzenintensität des Impulses steht. $\Delta\phi$ bestimmt maßgeblich die durch Selbstphasenmodulation insgesamt erzeugte spektrale Breite $\Delta\Omega$, die sich im Falle eines sech²-förmigen Impulses durch Einsetzen des Intensitätsverlaufs $I(t)$ in (5.9) und anschließende Bestimmung der maximalen zeitlichen Frequenzänderung $\Delta\omega_{max}$ zu

$$\Delta\Omega(t) = 2\Delta\omega_{max} = \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{1,76}{\Delta\tau_p} \Delta\phi \quad (5.11)$$

berechnet.

Exemplarisch stellt Abbildung 5.18 die zeitliche Änderung der Frequenz eines sech²-förmigen Impulses der Dauer $\Delta\tau_p = 6$ ps für $\Delta\phi = 1,5$ in Abhängigkeit von der Zeit dar. Negative Zeiten bilden den Zeitraum vor dem Erreichen des Intensitätsmaximums bei $t = 0$, dementsprechend bilden positive Zeiten den Zeitraum nach Erreichen dieses Maximums. Wie die Abbildung zeigt, ist die Frequenzänderung in der gesamten Impulsfront negativ, während sie für das Impulsende durchgehend positiv ist. Somit befinden sich rotverschobene spektrale Anteile in der Impulsfront und blauverschobene Anteile am Impulsende. Im Zentrum des Impulses ist der Anstieg der Frequenz annähernd linear, was als zentraler linearer Chirp bezeichnet wird.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, wird jede Frequenz $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ zweimal erzeugt, und zwar zu unterschiedlichen Zeiten sowie mit unterschiedlicher Phasenlage.

Die hierdurch entstehenden Interferenzeffekte erklären die Entstehung lokaler Maxima und Minima in den verbreiterten Spektren aus den Abbildungen 5.15 und 5.16.

Es gibt drei mögliche Ursachen für die im Experiment beobachtete Selbstphasenmodulation:

- Die Transmission der ausgekoppelten Impulse durch den Dünnschichtpolarisator.
- Die Transmission der resonatorinternen Impulse durch die Kristalle der Pockels-Zelle.
- Die Transmission der resonatorinternen Impulse durch den Nd:YVO₄-Kristall.

Der Dünnschichtpolarisator vom Typ *TFP-1064-RW* des Herstellers *CVI Laser* besteht aus einem beschichteten, etwa 3 mm dicken BK7-Substrat, dessen nichtlinearer Brechungsindex mit $n_2 = 2,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ vergleichsweise klein ist [131]. Der Durchmesser des Lasermoden am Ort des Polarisators beträgt etwa 1 mm, was mit dem Programm *LAS-CAD* basierend auf der Vermessung des durch den Resonatorspiegel S1 transmittierten Strahl mit dem *ModeMaster Beam Propagation Analyzer* von *Coherent* berechnet wurde. Gemäß der Gleichungen (5.10) und (5.11) erfährt ein fourierlimitierter und sech²-förmiger Impuls einer Dauer von 6 ps und einer Energie von 3 μJ in diesem Fall eine spektrale Verbreiterung von $\Delta\Omega \approx 0,2 \text{ GHz}$ beim Durchlaufen des Dünnschichtpolarisators. Auch wenn es sich im Experiment nicht um fourierlimitierte Impulse handelt, so kann dennoch eine merkliche Selbstphasenmodulation aufgrund der Transmission der Impulse durch den Polarisator ausgeschlossen werden.

Im Gegensatz zum Dünnschichtpolarisator wechselwirken die Pockels-Zelle und das aktive Medium nicht nur zum Zeitpunkt der Auskopplung mit dem im Resonator umlaufenden Impuls, sondern während des gesamten Zeitraums zwischen zwei Schaltprozessen. Der spektralen Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation wirkt dabei während jedes Resonatorumlaufs die endliche Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums entgegen. Da die Energie des Impulses während dieses Zeitraums um fast eine Größenordnung variiert, ist die spektrale Verbreiterung pro Umlauf zudem nicht konstant. Aus diesen Gründen ist eine exakte Berechnung des Einflusses der beiden Komponenten nur anhand von numerischen Simulationen möglich. Auf dieses Verfahren kann jedoch verzichtet werden, wenn lediglich der relative Einfluss unterschiedlicher Komponenten interessiert, wie es hier der Fall ist. Stattdessen wird die Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation pro Resonatorumlauf für beide Komponenten separat und ohne Berücksichtigung der spektral einengenden Effekte berechnet. Dabei wird von 6 ps langen und fourierlimitierten sech²-Impulsen einer Energie von 3,2 μJ ausgegangen, was der Form, Dauer und Energie der resonatorinternen Impulse zum Zeitpunkt der Auskopplung im Experiment entspricht. Mit diesen Werten ergibt sich Folgendes: Die RTP Pockels-Zelle wird vom resonatorinternen Impuls zweimal pro Umlauf durchlaufen und besteht aus zwei Kristallen mit jeweils 10 mm Länge, wodurch die Wechselwirkungslänge $L = 40 \text{ mm}$ beträgt. Ein Wert für den

nichtlinearen Brechungsindex von RTP konnte in der Fachliteratur nicht gefunden werden. Daher wird näherungsweise der Wert von Kristallen der gleichen Familie angenommen, der im Fall von KTA und KTP $n_2 = 2,4 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ beträgt [99]. Der Strahldurchmesser am Ort der Zelle liegt bei etwa 1 mm, woraus sich eine spektrale Verbreiterung von $\Delta\Omega \approx 17 \text{ GHz}$ pro Umlauf errechnet. Für Nd:YVO₄ ist der nichtlineare Brechungsindex mit $n_2 = 1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ deutlich größer [132]. Die Wechselwirkungslänge beträgt $L = 16 \text{ mm}$ pro Umlauf, da der 4 mm lange Kristall insgesamt viermal durchlaufen wird. Der Radius des Lasermoden im aktiven Medium liegt bei $260 \mu\text{m}$, woraus sich eine durch Selbstphasenmodulation erzeugte spektrale Breite von $\Delta\Omega \approx 106 \text{ GHz}$ errechnet. Demzufolge entsteht das selbstphasenmodulierte Spektrum in erster Linie durch das aktive Medium selbst, während die RTP Pockels-Zelle vergleichsweise wenig beiträgt und die Transmission des ausgekoppelten Impulses durch den Dünnschichtpolarisator völlig vernachlässigbar ist.

5.4 Skalierung der Impulsenergie

Im vorigen Abschnitt konnten bereits bei einer vergleichsweise moderaten Pumpleistung von 11 W Impulse mit einer Energie von $3 \mu\text{J}$ bei einer Repetitionsrate von 330 kHz erzeugt werden. Im folgenden Abschnitt soll untersucht werden, inwiefern sich die Impulsenergie und die Repetitionsrate durch höhere Pumpleistungen steigern lassen und welche Einflüsse dies auf andere Parameter wie beispielsweise die räumliche und zeitliche Qualität der Impulse hat.

Dies ist nicht ohne Veränderung des in Abbildung 5.1 dargestellten Oszillators möglich, da sich beispielsweise mit der Pumpleistung auch die Brechkraft der thermischen Linse und in der Folge der Modendurchmesser im aktiven Medium sowie auf dem sättigbaren Absorber verändert. Daher müssen andere Abstände und Krümmungsradien der Resonatorspiegel gewählt werden. Der prinzipielle Aufbau des Oszillators bleibt dabei jedoch unverändert.

Abschnitt 5.4.1 stellt die Kriterien für die Wahl der Pumpparameter und die daraus folgenden notwendigen Änderungen am Oszillatöraufbau vor. Die Ergebnisse der Charakterisierung der mit diesem Aufbau erzeugten Laserstrahlung folgt in Kapitel 5.4.2. Abschließend stehen die die experimentellen Ergebnisse des resonanten Cavity-Dumpings im Mittelpunkt von Abschnitt 5.4.3.

5.4.1 Der experimentelle Aufbau des Nd:YVO₄-Oszillators

Um eine möglichst hohe Pumpleistung im Nd:YVO₄-Kristall deponieren zu können, wurde der Durchmesser des Pumpfokus auf $800 \mu\text{m}$ vergrößert, die Nd³⁺-Dotierung des Kristalls auf 0,3 at. % verringert und die Länge des Kristalls auf 8 mm verdoppelt. Als Pumpquelle diente der in Kapitel 3.3.2 vorgestellte Diodenlaserbarren *FAP 81-30C-800-B* des Herstel-

lers *Coherent, Inc.*, der eine maximale Pumpleistung von 30 W bei einer Wellenlänge von 809 nm erzeugt.

Die maximal mögliche Pumpleistung hängt im Wesentlichen von der Bruchspannung des Nd:YVO₄-Kristalls ab, welche laut Tabelle 3.1 mit 51 MPa vergleichsweise niedrig ist. Um das Risiko einer Beschädigung des Kristalls möglichst gering zu halten, wurden zunächst Simulationen mit der Software *LASCAD* der *LAS-CAD GmbH* durchgeführt. Teil dieser Software ist ein Modul zur Simulation thermischer Effekte in Laserkristallen, basierend auf den Eigenschaften und Geometrien des aktiven Mediums und der Pumpenanordnung. Dabei erfolgen die Berechnungen nach dem Prinzip der *Finiten Elemente Analyse* (FEA) [133].

Aufgrund der Ergebnisse dieser Simulationen wurde für die nachfolgenden Experimente eine Pumpleistung von $P_p = 24$ W festgelegt, welche die Pumpdiode bei einem Diodenstrom von 30,5 A und einer Kühlwassertemperatur von 23 °C emittierte. Bei dieser Pumpleistung ergaben die Berechnungen nämlich eine maximale Kristallspannung von 40 MPa, was 25 % unterhalb der Bruchgrenze liegt. Dabei wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Simulationsparameter in *LASCAD* eingegeben, die entweder aus Tabelle 3.1 entnommen oder vom Experiment vorgegeben sind. Die Position des Pumpfokus z_r gibt den Abstand des Fokus von der Kristalloberfläche an. Für $z_r = 0$ läge der Fokus auf der Oberfläche des Kristalls, die der Pumpoptik zugewandt ist. Im vorliegenden Fall befand sich der Pumpfokus 1 mm dahinter, im Kristallinneren. Der Supergauß-Exponent SG berücksichtigt Abweichungen des transversalen Strahlprofils von einer idealen Gaußkurve. Für große Werte dieses Exponenten nähert sich die Kurve einer Top-Hat Funktion an. Im vorliegenden Fall wurde $SG = 2$ gewählt, was der allgemeinen Gaußfunktion entspricht.

Die Berechnungen gehen generell von einer druck- und spannungslosen Halterung des aktiven Mediums aus. Da der Kristall allerdings zur Kühlung in einen Messingblock geklemmt werden musste, entspricht dies nicht der Realität. Zudem wurde z_r im Experiment innerhalb eines gewissen Rahmens variiert, um den Überlapp des Lasermodus mit der Pumpstrahlung zu optimieren. Aus diesen Gründen ist es sinnvoll, einen Abstand von 25 % zur Bruchgrenze zu wählen.

Das Design des Oszillators blieb prinzipiell unverändert. Der Auskoppelspiegel S1 wurde gegen einen Planspiegel mit einem Transmissionsgrad von $T = 4$ % ausgetauscht und besaß einen Abstand von $L1 = 60,5$ cm zum Faltungsspiegel S2. Dieser war mit einem Krümmungsradius von $r = -600$ mm stärker gekrümmt als zuvor und befand sich in einem Abstand von $L2 = 51,5$ cm zum Pumpfenster S3, das die gleichen Eigenschaften aufwies wie zuvor. Der Fokussierspiegel S4 war $L3 = 42$ cm entfernt von S3 platziert und mit $r = -500$ mm schwächer gekrümmt als zuvor. Der $L4 = 36$ cm entfernte SESAM S5 wurde nicht ausgetauscht. Die Gesamtlänge des Resonators betrug somit 1,9 m.

Parameter	Wert
Kristalldotierung	0,3 at. % Nd ³⁺
Kristallabmessungen	4 x 4 x 8 mm ³
Kristallkühlung	entlang c-Achse
Absorptionskoeffizient	10,5 cm ⁻¹ (c) 2,0 cm ⁻¹ (a)
fraktionale thermische Last η	0,24
thermische Leitfähigkeit [W/mK]	5,23 (c) 5,1 (a)
thermischer Ausdehnungs- koeffizient [10^{-6} K ⁻¹]	11,4 (c) 4,4 (a)
Young-Modul	86 GPa
Pumpleistung P_p	24 W @ 809 nm
Pumpradius r_p	400 μ m
Divergenz der Pumpstrahlung	160 mrad
Laserwellenlänge λ	1064 nm
Position des Pumpfokus z_r	+1 mm
Supergauß-Exponent SG	2

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Parameter für die Simulationssoftware *LASCAD* zur Bestimmung der Pumpleistung im Experiment. Die Werte sind entweder aus Tabelle 3.1 entnommen oder sind vom Experiment vorgegeben.

5.4.2 Charakterisierung der erzeugten Laserstrahlung

In dieser Konfiguration emittierte der Oszillator eine mittlere Leistung von $P'_{out} = 7,0$ W ohne und $P'_{out} = 6,6$ W mit der *RTPC4* Pockels-Zelle des Herstellers *Limos Photonics GmbH* im Resonator. Daraus berechnet sich die resonatorinterne Leistung bei integriertem elektrooptischen Schalter zu $\bar{P} = 164$ W. Die Repetitionsrate lag bei 78 MHz, woraus im Gleichgewichtszustand eine Impulsenergie von $E_i = 2,1$ μ J folgt.

Die Modenkopplung war mit einer Unterdrückung der Seitenbanden von > 70 dB im elektronischen Spektrum zeitlich stabil, allerdings nur in einem sehr kleinen Parameterbereich. Beispielsweise führten Änderungen der Pumpleistung von weniger als 0,5 W bereits zu deutlich messbaren Tendenzen zur Q-Switch Modenkopplung, die im elektronischen Spektrum nur noch mit etwa 40 dB unterdrückt waren. Gleiches gilt für das transversale Modenprofil: Nur in einem sehr kleinen Parameterbereich ist es nahezu beugungsbegrenzt. Die Vermessung des durch den Auskoppelspiegel S1 transmittierten Strahls mit dem *ModeMaster* von *Coherent* ergab im Optimalfall Werte von $M_x^2 < 1,1$ und $M_y^2 < 1,2$ bei vernachlässigbarem Astigmatismus.

Das Signal der Intensitätsautokorrelation und das optische Spektrum der erzeugten Impulse ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Impulsdauer konnte durch Anpassung einer

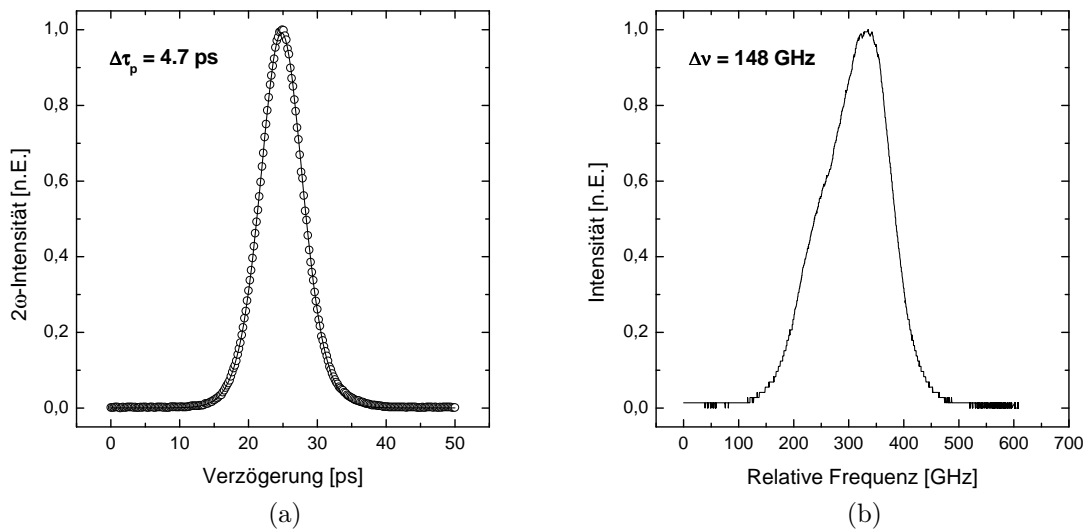


Abbildung 5.19: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) der ausgekoppelten Impulse des mit 24 W auf einen Durchmesser von 800 μm gepumpten Nd:YVO₄-Oszillators.

sech²-Funktion an die Messwerte zu $\Delta\tau_p = 4,7 \text{ ps}$ bestimmt werden, bei einer spektralen Breite von $\Delta\nu = 148 \text{ GHz}$. Das resultierende Zeit-Bandbreite-Produkt liegt mit 0,7 deutlich über dem Fourierlimit. Wesentlichen Anteil daran hat der Effekt der Selbstphasenmodulation, der das optische Spektrum bereits ohne das Schalten der Pockels-Zelle verbreitert und asymmetrisch verformt, wie in Abbildung 5.19 (b) zu sehen ist.

5.4.3 Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 400 kHz

Das erste Relaxationsmaximum trat für diesen Oszillator 2 μs nach dem Schaltzeitpunkt der Pockels-Zelle auf. In der Folge wurde mit einer Repetitionsrate von 400 kHz ausgekoppelt, um die auftretenden Instabilitäten beim Schalten direkt auf dem Maximum zu vermeiden. Dabei kam das gleiche *PCD* Hochspannungstreibersystem der *Bergmann Messgeräte Entwicklung KG* mit den zugehörigen computergesteuerten Delay-Generatoren wie zuvor zum Einsatz.

Unter Berücksichtigung des in Abschnitt 5.3.1 definierten Stabilitätskriteriums von $\sigma \leq 1 \%$ war bei dieser Repetitionsrate eine Schalteffizienz von 94 % möglich. Dabei wurde eine mittlere Leistung von $P_{out} = 2,8 \text{ W}$ erreicht, was einer Impulsenergie von $E_i = 7,0 \mu\text{J}$ entspricht. Die Impulsenergie war zum Zeitpunkt der Auskopplung verglichen mit dem Gleichgewichtsfall um das 2,8-fache überhöht und der Kontrast zwischen den ausgekoppelten Impulsen und Vor- beziehungsweise Nachimpulsen betrug 1500:1.

Durch die zusätzlichen Resonatorverluste während der Auskopplung sank die resonatorinterne Leistung von 164 auf 138 W. Daraus resultierte, verglichen mit dem Gleichge-

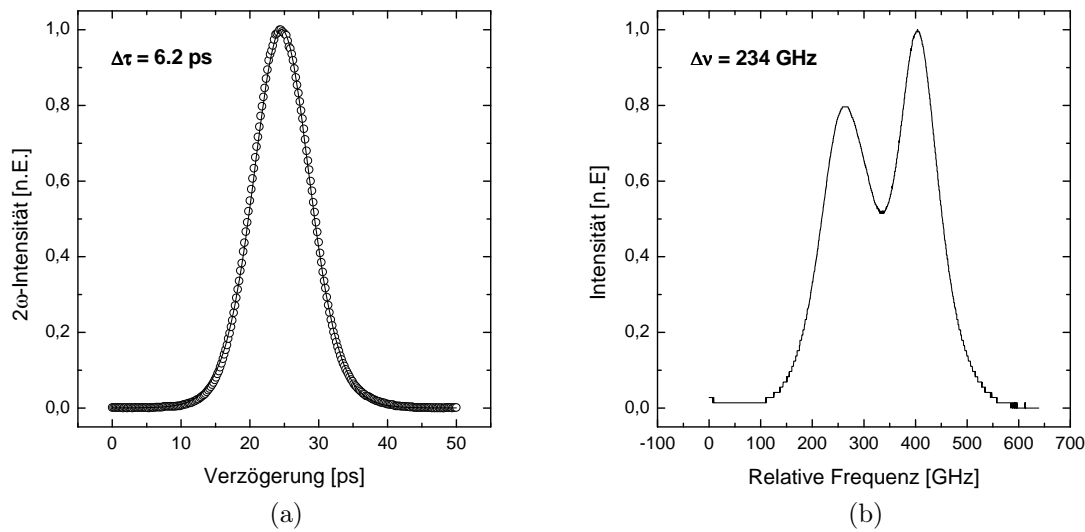


Abbildung 5.20: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) der Impulse des Nd:YVO₄-Oszillators zur Skalierung der Impulsenergie.

wichtsfall, eine Verlängerung der Impulse. Abbildung 5.20 zeigt das Ergebnis der Intensitätsautokorrelation und der Vermessung des optischen Spektrums. Die durch die Anpassung einer sech^2 -Funktion erhaltene Impulsdauer beträgt 6,2 ps bei einer Halbwertsbreite des optischen Spektrums von 234 GHz. Diese spektrale Breite liegt im Bereich der Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO₄ und lässt sich durch eine starke Selbstphasenmodulation der Impulse erklären: Verglichen mit dem in Abschnitt 5.3.3 untersuchten Oszillator besitzt der resonatorinterne Impuls eine deutlich höhere Energie und aufgrund des längeren Lasermediums zudem eine verdoppelte Wechselwirkungslänge. Dies überwiegt den vergleichsweise etwas größeren Modenradius von 300 μm im Nd:YVO₄-Kristall und die damit verbundene geringere Spitzenintensität der Impulse.

Die Vermessung der zeitlichen Stabilität der Modenkopplung anhand einer 2-Photonen-Diode ist in Abbildung 5.21 (a) dargestellt. Das Ergebnis der 60-minütigen Messung ist eine Standardabweichung von 1,0 % bei einer Abtastrate von 10 Hz. Dabei wurde die Standardabweichung durch einen kontinuierlichen Abfall der Umgebungstemperatur von insgesamt etwa 1 °C während des Messintervalls verschlechtert. Diese Temperaturänderung führte aufgrund der in Kapitel 5.2.1 beschriebenen Abhängigkeit der Impulsdauer von der Temperatur der Pockels-Zelle zu einer leichten Verkürzung der erzeugten Impulse von etwa 0,2 ps und infolgedessen zu einem Anstieg des 2ω -Signals der Photodiode um 3,6 %. Dass die mittlere Leistung hingegen über den gesamten Messzeitraum nahezu konstant war, zeigt Abbildung 5.21 (b). Diese stellt das Ergebnis der parallel mit einem Leistungsmessgerät *13 PEM 001/J-30W* des Herstellers *Melles Griot* durchgeführten Messung der Langzeitstabilität der Ausgangsleistung dar. Die Standardabweichung der Messwerte beträgt in diesem Fall $\sigma = 0,2 \%$, ein systematischer Anstieg oder Abfall

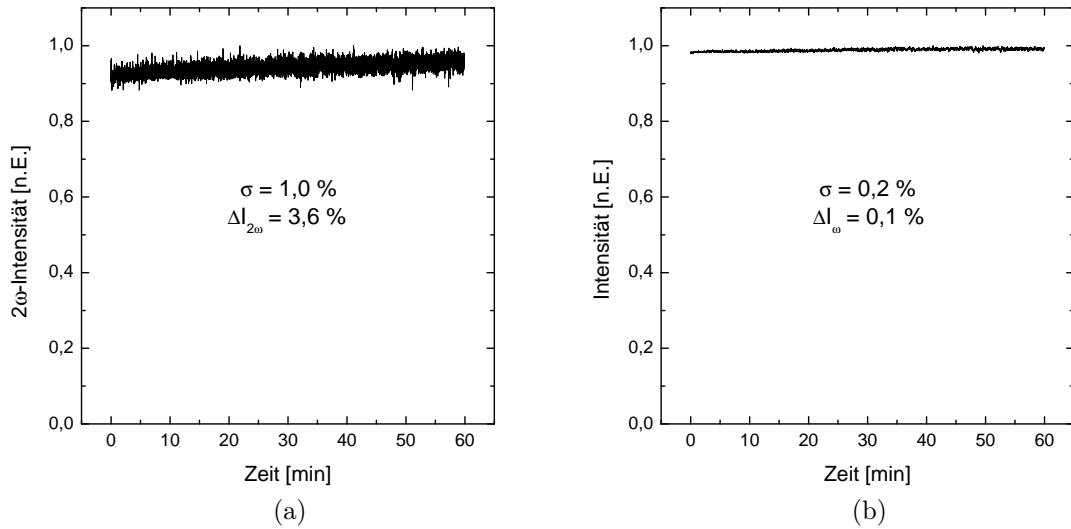


Abbildung 5.21: Messungen der zeitlichen Stabilität der Modenkopplung. Die Messung mit einer 2-Photonen-Diode (a) zeigt eine Standardabweichung von $\sigma \leq 1,0 \%$. Dabei ist ein leichter Signalanstieg aufgrund einer Impulsverkürzung während des Zeitraums der Messung zu beobachten. Die Messung der Ausgangsleistung mit einem Leistungsmessgerät (b) belegt die hohe Stabilität der mittleren Leistung des ausgekoppelten Impulszuges.

ist nicht erkennbar.

Die transversale Strahlqualität der ausgekoppelten Impulse wurde aufgrund der für den *ModeMaster* zu geringen Repetitionsrate mit dem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.* vermessen. Die Messwerte für zwei zueinander senkrechte Ebenen und die gemäß Gleichung (5.6) daran angepassten Funktionen zur Bestimmung der Beugungsmaßzahlen sind in Abbildung 5.22 zu sehen. Während sich für die x-Ebene ein nahezu beugungsbegrenzter Wert von $M_x^2 < 1,1$ ergibt, beträgt $M_y^2 = 1,3$. In dieser y-Ebene liegt der im aktiven Medium V-förmig verlaufende resonatorinterne Strahlengang. In den Experimenten war es nicht möglich, ein beugungsbegrenztes Strahlprofil in beiden Ebenen zugleich zu realisieren. Wurde der Wert der Beugungsmaßzahl in der Ebene des Strahlverlaufs optimiert, so resultierte dies in einem deutlich schlechteren Wert senkrecht dazu. Die vorgestellte Messung entspricht dem bestmöglichen Ergebnis.

5.5 Zusammenfassung

Im Mittelpunkt des vorliegenden Kapitels stand die Realisierung und Untersuchung von resonantem Cavity-Dumping mit zwei Oszillatoren unterschiedlicher Leistungsklasse. Die wichtigsten Eigenschaften der dabei erzeugten Impulse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Zunächst wurde der in Kapitel 3.2 vorgestellte Oszillator modifiziert und die auftreten-

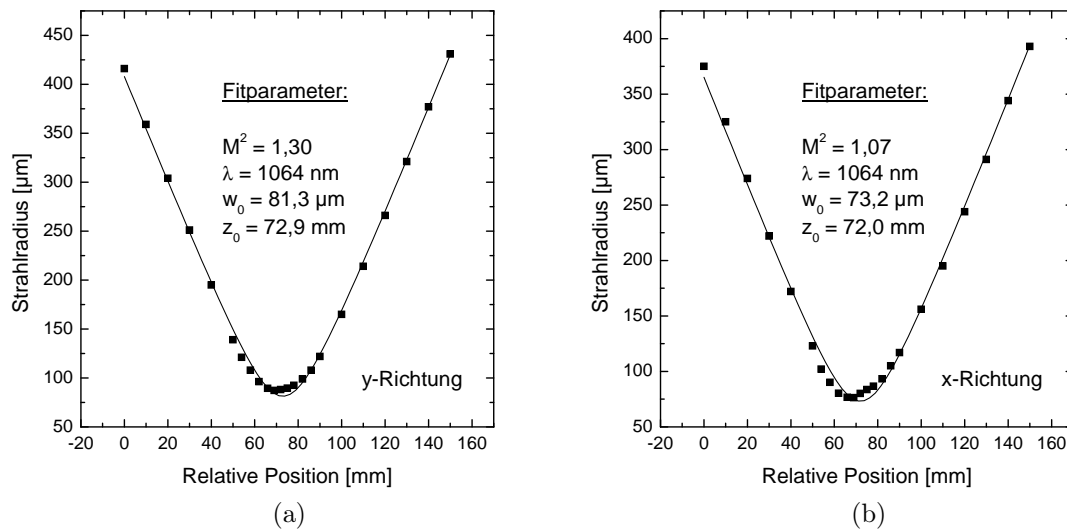


Abbildung 5.22: Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 in zwei zueinander senkrechten Ebenen x und y mit einem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.*. Es ergeben sich Werte von $M_x^2 < 1,1$ und $M_y^2 = 1,3$.

den Probleme bei der Integration des elektrooptischen Schalters untersucht und minimiert. Im Anschluss konnten mit diesem moderat gepumpten Oszillator Impulse einer Energie von $3,0 \text{ }\mu\text{J}$ bei einer Repetitionsrate von 330 kHz erzeugt werden, indem kurz nach dem Auftreten des ersten Maximums der Relaxationsoszillationen ausgekoppelt wurde. Dabei lag die Impulsdauer mit $6,0 \text{ ps}$ deutlich unterhalb von 10 ps . Das optische Spektrum war mit einer Halbwertsbreite von 184 GHz stark verbreitert und moduliert, was auf eine Selbstphasenmodulation der Impulse im aktiven Medium zurückgeführt werden konnte. Die räumliche Strahlqualität war nahezu beugungsbegrenzt.

Mit dem Ziel der Skalierung der Impulsenergie wurde ein weiterer Oszillator mit prinzipiell gleichem Aufbau realisiert, welcher bei 2,5-facher Pumpleistung betrieben wurde und folglich eine höhere resonatorinterne Impulsenergie besaß. Mit diesem Oszillator konnten Impulse einer Energie von $7,0 \text{ }\mu\text{J}$ bei einer Repetitionsrate von 400 kHz erzeugt werden. Die Impulsdauer lag mit $6,2 \text{ ps}$ ebenfalls deutlich unterhalb von 10 ps , während die spektrale Halbwertsbreite mit 234 GHz praktisch der Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO_4 entsprach. Nachteilig wirkte sich die hohe Pumpleistung in Kombination mit dem V-förmigen Strahlverlauf im aktiven Medium sowohl auf das räumliche Strahlprofil als auch auf die Stabilität der passiven Modenkopplung aus. Ein homogenes, nahezu beugungsbegrenztes Strahlprofil konnte nicht realisiert werden. Das bestmögliche Ergebnis entsprach einem Wert der Beugungsmaßzahl von $M_y^2 = 1,3$ in der Ebene des resonatorinternen Strahlverlaufs und $M_x^2 < 1,1$ senkrecht dazu. Der Oszillator war zudem nur in einem vergleichsweise kleinen Parameterfenster stabil, geringste Änderungen der thermischen Linse oder der Spiegelabstände führten zu einem deutlich schlechteren Strahlprofil in beiden

Parameter	$P_p = 11 \text{ W}$	$P_p = 24 \text{ W}$
Kristalldotierung (at. % Nd ³⁺)	0,5	0,3
Länge des Kristalls	4 mm	8 mm
Pumpradius	335 μm	400 μm
Laserwellenlänge	1064 nm	1064 nm
Mittlere Ausgangsleistung	1,0 W @ $\eta = 92 \%$	2,8 W @ $\eta = 94 \%$
Repetitionsrate	330 kHz	400 kHz
Impulsenergie	3,0 μJ	7,0 μJ
Impulsdauer (sech ²)	6,0 ps	6,2 ps
Spektrale Halbwertsbreite	184 GHz	234 GHz
Zeit-Bandbreite-Produkt	1,1	1,5
Impulsspitzenleistung (sech ²)	441 kW	995 kW
Kontrast	1000:1	1500:1
Räumliche Strahlqualität	$M_{x,y}^2 < 1,1$	$M_x^2 < 1,1$ $M_y^2 = 1,3$
Stabilität der Modenkopplung	$\sigma \leq 1,0 \%$	$\sigma \leq 1,0 \%$

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse des resonanten Cavity-Dumpings mit den zwei realisierten modengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillatoren prinzipiell gleicher Bauart, die bei unterschiedlichen Pumpleistungen P_p betrieben wurden.

Ebenen sowie zu Instabilitäten der Modenkopplung.

Generell kann die Stabilität eines Lasersystems durch die Integration in eine temperaturstabilisierte Umgebung deutlich gesteigert werden. Kommerzielle Festkörperlaser werden daher in der Regel in ein geeignetes Metallgehäuse eingebettet. Für alle hier vorgestellten Lasersysteme wäre dies hinsichtlich sämtlicher Anwendungen von enormem Vorteil, da Schwankungen der Umgebungstemperatur praktisch keinen Einfluss mehr auf die Pockels-Zelle hätten. Für die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der hier vorgestellten Oszillatoren und die Aussagekraft der Ergebnisse ist dies jedoch unerheblich, weshalb im Rahmen der vorliegenden Arbeit darauf verzichtet wurde.

Überresonantes Cavity-Dumping

Im Mittelpunkt des folgenden Kapitels stehen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum überresonanten Cavity-Dumping. Als Grundlage für diese Experimente dient der in Kapitel 3.3 vorgestellte Oszillator, der zunächst um einen elektrooptischen Schalter erweitert werden muss. Hierbei kommt erneut eine RTP Pockels-Zelle zum Einsatz, wodurch sich prinzipiell ähnliche Probleme mit der Modenkopplung ergeben wie zuvor. Die daraus folgenden Modifikationen am Oszillatoraufbau werden einleitend in Kapitel 6.1 beschrieben.

Daran schließen sich die experimentellen Ergebnisse des überresonanten Cavity-Dumpings in Abschnitt 6.2 an. Einer der großen Vorteile dieses Ansatzes ist die Flexibilität bezüglich der Repetitionsrate des ausgekoppelten Impulszuges. So lassen sich mit dem modifizierten Nd:YVO₄-Oszillator Repetitionsraten zwischen 400 kHz und 2 MHz bei Schalteffizienzen von 75 bis 80 % realisieren. Ein derart großer kontinuierlicher Durchstimmbereich bis zu einer maximalen Repetitionsrate von 2 MHz bei zugleich hoher Schalteffizienz ist ein Novum für Strahlquellen mit Impulsenergien im Bereich weniger μJ und Impulsdauern unterhalb von 10 ps. Parallel zu der vorliegenden Arbeit führten Killi et al. ebenfalls Experimente zum überresonanten Cavity-Dumping durch, unter anderem auch mit dem Material Nd:YVO₄ [113]. Dabei wurden sub-10 ps Impulse einer Repetitionsrate von bis zu 1 MHz und einer Energie von maximal 1,8 μJ bei einer Schalteffizienz von knapp 50 % erreicht.

In Kapitel 6.3 werden die experimentellen Ergebnisse der Nachverstärkung der zuvor erzeugten Impulse mit einem Multi-Pass Verstärker vorgestellt. Diese Experimente zeigen,

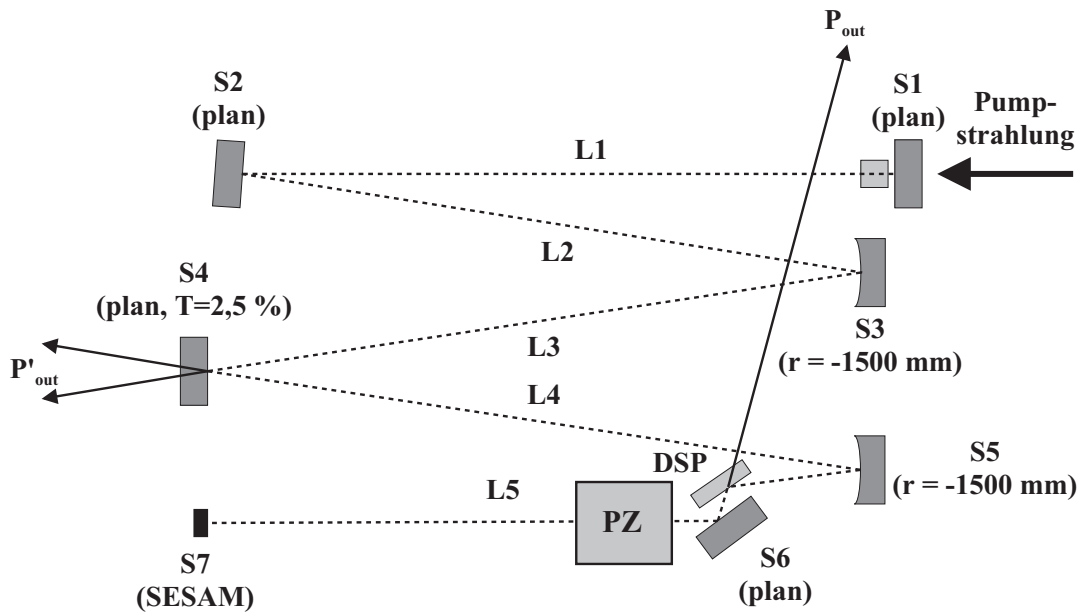


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des modifizierten Nd:YVO₄-Oszillators für überresonantes Cavity-Dumping mit einem elektrooptischen Schalter. Erläuterungen siehe Text (PZ: RTP Pockels-Zelle, DSP: Dünnschichtpolarisator).

dass eine deutliche Vervielfachung der Impulsenergie und damit der Impulsspitzenleistung bereits mit einfachen Mitteln möglich ist, ohne die räumliche und zeitliche Qualität der Impulse zu verschlechtern.

Abschließend finden sich die wichtigsten Ergebnisse zum überresonanten Cavity-Dumping in Abschnitt 6.4 kurz zusammengefasst.

6.1 Modifikation des Nd:YVO₄-Oszillators

Der modifizierte Nd:YVO₄-Oszillator für überresonantes Cavity-Dumping ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt. Als elektrooptischer Schalter kam erneut eine *RTPC4* Pockels-Zelle des Herstellers *Linos Photonics GmbH* in Kombination mit einem Dünnschichtpolarisator vom Typ *TFP-1064-RW* des Herstellers *CVI Laser* zum Einsatz. Beide Komponenten wurden bereits in Kapitel 5.1 vorgestellt. Als Position der Pockels-Zelle waren prinzipiell beide Enden des Resonators möglich. Eine kristallnahe Position hätte jedoch dazu geführt, dass der nicht im Nd:YVO₄-Kristall absorbierte Anteil der Pumpstrahlung die Pockels-Zelle erreicht. Die teilweise Absorption dieser stark divergenten Strahlung an den Elektroden und dem Gehäuse der Zelle hätte in einer Temperaturerhöhung der Kristalle resultiert. Aufgrund der bereits beschriebenen starken Abhängigkeit der optischen Eigenschaften der Pockels-Zelle von der Temperatur fiel die Wahl daher auf den mit L5 bezeichneten Resonatorarm. Dieser wurde um etwa 1 cm verkürzt, um die opti-

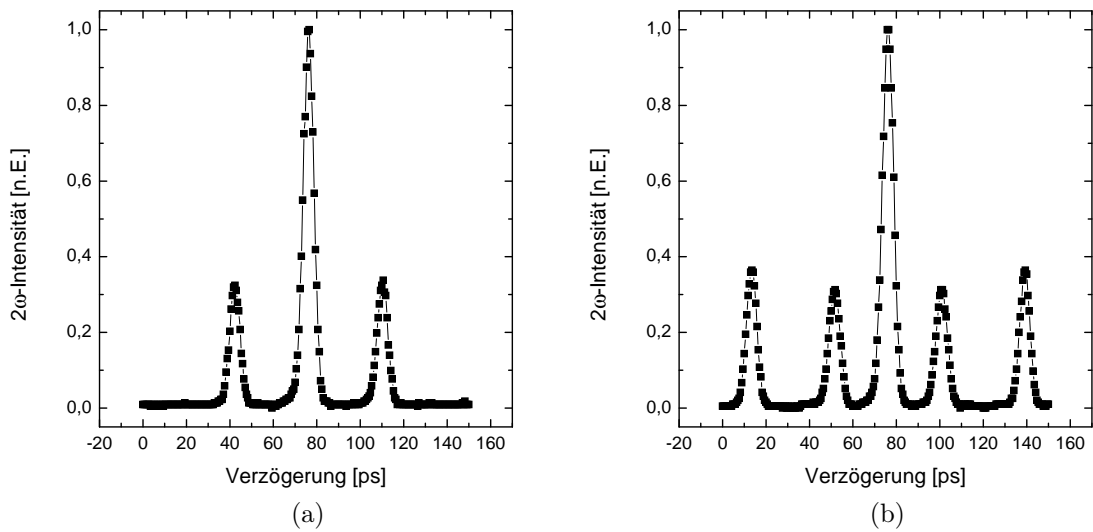


Abbildung 6.2: Nach dem Einbringen der RTP Pockels-Zelle in den resonatorinternen Strahlengang aufgenommene Autokorrelationssignale der erzeugten Impulse. Bei einer Pumpleistung von 8 W sind zwei Impulse mit annähernd gleicher Intensität zu erkennen (a). Eine Steigerung der Pumpleistung auf 9 W führte zur Entstehung eines weiteren Impulses etwa gleicher Intensität (b).

sche Resonatorverlängerung durch den mittleren Brechungsindex $n_{RTP} \approx 1,8$ der beiden je 10 mm langen RTP-Kristalle zu kompensieren.

Anfangs wurde die Pockels-Zelle in einem Abstand von etwa 20 cm vor dem sättigbaren Absorber positioniert, wobei die resonatorinterne mittlere Leistung durch die zusätzlichen Verluste von 62 W auf 56 W fiel. Erwartungsgemäß trat dabei ebenfalls die in Kapitel 5.2 beschriebene Problematik bezüglich der Modenkopplung und der Depolarisation auf. Einer dieser Effekte, das Auftreten von Mehrfachimpulsen, zeigte jedoch ein anderes Verhalten als zuvor:

- Die Zahl der Mehrfachimpulse N schwankte zwischen zwei und vier, je nach resonatorinterner Leistung.
- Die Intensität der einzelnen Impulse war nahezu identisch.
- Die Verkippung der Pockels-Zelle hatte keinen signifikanten Einfluss auf die Intensität der Nebenimpulse.

Abbildung 6.2 (a) zeigt exemplarisch das Autokorrelationssignal von zwei nahezu gleich intensiven Impulsen bei einer Pumpleistung von 8 W, die einen zeitlichen Abstand von einigen Pikosekunden zueinander besitzen. Bei Erhöhung der Pumpleistung auf 9 W entstand ein weiterer Impuls, der in Abbildung 6.2 (b) zu sehen ist. Bei weiterer Erhöhung der Pumpleistung oder Verkippung eines beliebigen Resonatorspiegels vergrößerte sich



Abbildung 6.3: Eine der möglichen Emissionscharakteristika des Nd:YVO₄-Oszillators nach dem Einbringen der RTP Pockels-Zelle in den resonatorinternen Strahlengang. Die Abbildung zeigt einen stabilen Doppelimpulsbetrieb mit zwei äquidistanten Impulsen A und B gleicher Intensität. Die Repetitionsrate des Oszillators ist somit auf 100 MHz verdoppelt.

der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Impulsen. Unabhängig von der Anzahl der Impulse war es möglich, einen Zustand zu erreichen, bei dem der Abstand der einzelnen Impulse gerade $\Delta t = \tau_{rt}/N$ betrug, wobei τ_{rt} für die Resonatorumlaufzeit steht. In diesem Fall emittierte der Oszillator nicht mehr mit einer durch die optische Resonatorlänge vorgegebenen Repetitionsrate von 50 MHz, sondern mit der N -fachen. Dies war sowohl im elektronischen Radiofrequenz-Spektrums als auch durch das mit einer *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode und einem *LeCroy WavePro DSO 950* Oszilloskop aufgenommene resonatorinterne Signal zu erkennen. Exemplarisch ist in Abbildung 6.3 die Emissionscharakteristik des Oszillators bei stabilem Doppelimpulsbetrieb dargestellt, wobei der Impulsabstand von 10 ns gerade der Hälfte der Resonatorumlaufzeit entspricht.

Um das Verhalten der Modenkopplung in Abhängigkeit von der resonatorinternen Leistung zu untersuchen, wurde eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte in den Resonator eingebracht, was eine stufenlose Regulierung der Verluste durch den Dünnschichtpolarisator ermöglichte. Der Übergang zum Einfachimpulsbetrieb war durch eine Verringerung der resonatorinternen mittleren Leistung auf unter 40 W erreichbar. Dabei war an der Grenze zwischen Einfach- und Doppelimpulsbetrieb eine sprunghafte Änderung der Halbwertsbreite des optischen Spektrums zu beobachten. Bei gleichbleibender Impulsdauer von 5,5 ps verringerte sich diese Breite von 87 GHz im Einfachimpulsbetrieb auf 68 GHz im Doppelimpulsbetrieb. Eine weitere Verringerung der Resonatorverluste führte zunächst zu einer kontinuierlichen Verbreiterung des Spektrums und resultierte letztendlich in der Entstehung eines dritten oder gar vierten Impulses. Dabei kam es in jedem Fall zu einer sprunghaften

Verringerung der spektralen Halbwertsbreite bei gleichbleibender Impulsdauer.

Eine mögliche Ursache für das beobachtete Verhalten ist eine Selbstphasenmodulation der Impulse durch die RTP Kristalle. Eine hierdurch hervorgerufene spektrale Verbreiterung würde die Verstärkung pro Umlauf aufgrund der endlichen Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO₄ kontinuierlich verringern. Ab einer gewissen Impulsenergie wäre es daher energetisch günstiger, wenn der einzelne, spektral breite Impuls in zwei Impulse mit jeweils der halben Energie und daher schmalere Spektren aufspalten würde. Gleiches gilt für die Aufspaltungen in drei beziehungsweise vier Impulse.

Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde der Strahlverlauf in dem mit L5 bezeichneten Resonatorarm mit der Software *LASCAD* simuliert. Dabei zeigte sich, dass der Modenradius von 1,1 mm auf dem Spiegel S5 bis auf 200 μm auf dem SESAM S7 abnimmt und am Ort der Pockels-Zelle 390 μm beträgt. Gemäß Gleichung (5.11) erzeugen die RTP Kristalle bei voller Pumpleistung von 10 W somit eine spektrale Verbreiterung von $\Delta\Omega \approx 40$ GHz pro Umlauf im Resonator, unter Annahme fourierlimitierter und sech²-förmiger Impulse. Eine Selbstphasenmodulation der Impulse durch die Pockels-Zelle kommt demzufolge als mögliche Ursache für das beobachtete Verhalten in Frage.

Basierend auf diesem Ergebnis wurde die Pockels-Zelle im nächsten Schritt in Richtung des Spiegels S5 verschoben, um den Einfluss der Selbstphasenmodulation durch eine geringere Energiedichte am Ort der RTP Kristalle zu minimieren. Durch die Abmessungen des Hochspannungstreibers und des Dünnschichtpolarisators wurde der maximal mögliche Abstand der Pockels-Zelle zum sättigbaren Absorberspiegel auf 52 cm begrenzt. Bei diesem Abstand ergibt sich mit ansonsten unverändertem Resonator-Design ein Modenradius von 890 μm in der Pockels-Zelle. Hierdurch verringert sich die spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation auf $\Delta\Omega \approx 2$ GHz pro Resonatorumlauf. Im Experiment reichte dies aus, um eine stabile Modenkopplung im Einfachimpulsbetrieb auch ohne zusätzliche Verringerung der resonatorinternen mittleren Leistung zu realisieren. Im Gegenteil, der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels S4 konnte sogar noch auf $T = 0,7\%$ gesenkt werden, ohne die Qualität der Modenkopplung negativ zu beeinflussen. Dabei wurden $P'_{out} = 1,1$ W durch S4 transmittiert, woraus eine resonatorinterne mittlere Leistung von 79 W folgt. Dies entspricht einer Impulsenergie von 1,6 μJ .

Das Autokorrelationssignal und das optische Spektrum der dabei erzeugten Impulse sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Messwerte der Autokorrelation stimmen mit einer sech²-Funktion einer Breite von 5,5 ps überein, die spektrale Halbwertsbreite beträgt 73 GHz. Demzufolge liegt das Zeit-Bandbreite-Produkt mit 0,4 nur geringfügig über dem Fourierlimit.

6.2 Experimentelle Ergebnisse

Zur Ansteuerung der Pockels-Zelle kam erneut ein Treibersystem der *Bergmann Messgeräte Entwicklung KG* zum Einsatz. Das für die im Folgenden beschriebenen Experimente

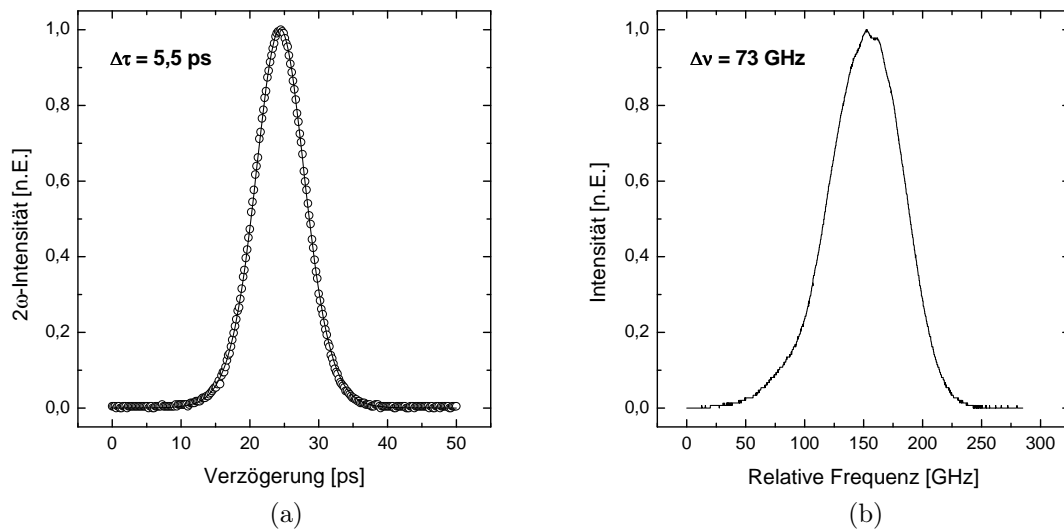


Abbildung 6.4: Autokorrelationssignal (a) und optisches Spektrum (b) der bei einer Gesamtauskopplung von 1,4 % erzeugten Impulse.

verwendete System trägt die Bezeichnung *PCD2c* und ermöglicht eine maximale Repetitionsrate von 2 MHz bei einer Spannung von 800 V. Dieser Wert entspricht gerade der $\lambda/4$ -Spannung der verwendeten RTPC4 Pockels-Zelle. Das Funktionsprinzip und die Art der Triggerung des Treibers sind identisch zu dem in Kapitel 5.3 beschriebenen Vorgängermodell.

Um die untere Grenze der Repetitionsrate des überresonanten Cavity-Dumpings festlegen zu können, wurde zunächst die Frequenz der Relaxationsoszillationen des Nd:YVO₄-Oszillators bestimmt. Dies geschah bei einer Wiederholrate von 10 kHz und mit einer Schalteffizienz von 90 %. Das daraus folgende Verhalten der resonatorinternen Strahlung ist in Abbildung 6.5 zu sehen, aufgenommen mit einer *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode und einem *LeCroy WavePro DSO 950* Oszilloskop. Anhand dieser Abbildung konnte die Frequenz der Relaxationsoszillationen zu 135 kHz bestimmt werden. Dabei trat das erste Relaxationsmaximum 4,3 μ s nach der Auskopplung auf, was einer Repetitionsrate von etwa 230 kHz entspricht.

Der Bereich des überresonanten Cavity-Dumpings liegt demzufolge prinzipiell oberhalb einer Repetitionsrate von 230 kHz. Bei den in Kapitel 5 beschriebenen Experimenten kam es jedoch zu noch ungeklärten Instabilitäten der Modenkopplung bei einer Auskopplung in der direkten zeitlichen Umgebung eines Relaxationsmaximums. Gleiches galt auch für den hier beschriebenen Oszillator. Aus diesem Grund wurde eine Repetitionsrate von 400 kHz als untere Grenze festgelegt, um einen ausreichenden zeitlichen Abstand zum ersten Relaxationsmaximum und damit eine stabile cw Modenkopplung zu garantieren.

Nachfolgend wird zunächst die vollständige Charakterisierung der erzeugten Impulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz vorgestellt. Im Anschluss daran sind die Ergebnisse

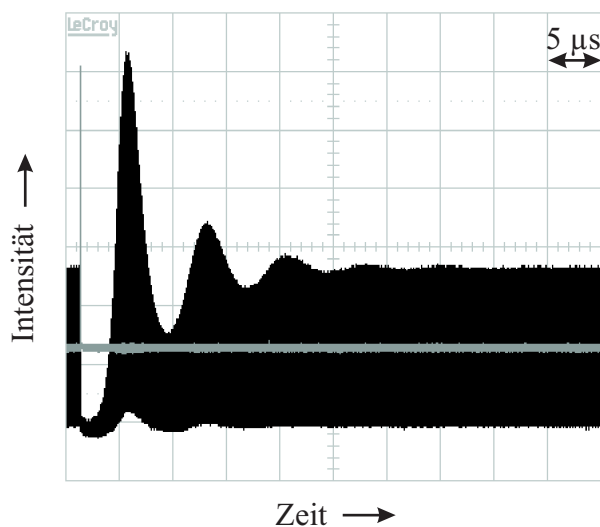


Abbildung 6.5: Zeitliches Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes bei einer Schaltfrequenz von 10 kHz und einer Schalteffizienz von 90 %. Es zeigt sich eine Frequenz der Relaxationsoszillationen von 135 kHz. Das erste Relaxationsmaximum tritt $4,3 \mu\text{s}$ nach der Auskopplung auf. Der Bereich des überresonanten Cavity-Dumpings liegt demzufolge oberhalb einer Schaltfrequenz von 230 kHz.

bei einer Variation der Repetitionsrate von 400 kHz bis 2 MHz zu finden.

Auskopplung mit einer Repetitionsrate von 1 MHz

Abbildung 6.6 stellt das Verhalten der resonatorinternen mittleren Leistung bei einer Repetitionsrate von 1 MHz und einer Schalteffizienz von $\eta = 74 \%$ dar. Es zeigt sich ein prinzipiell völlig anderes Verhalten als beim resonanten Ansatz. Während dort über einen Zeitraum von wenigen Mikrosekunden nach der Auskopplung keine signifikante Nettoverstärkung vorlag, ist hier ein sofortiger Anstieg der resonatorinternen mittleren Leistung erkennbar. Dies ist ein Charakteristikum für überresonantes Cavity-Dumping, das auf der Ausbildung unterschiedlicher Gleichgewichtszustände der Besetzungsinversion basiert. Dies wird in Kapitel 8 anhand von numerischen Simulationen genauer untersucht und erläutert.

Abbildung 6.7 (a) stellt den Zusammenhang zwischen der ausgekoppelten Impulsenergie $E_{i,out}$, der Schalteffizienz η und der Standardabweichung der Amplitude der ausgekoppelten Impulse σ dar. Dabei wurden η und σ erneut mit einem *LeCroy WavePro DSO 950* Oszilloskop und einer im Linearitätsbereich betriebenen *Alphas UPD-200-SD-H* Photodiode bestimmt. Durch Variation der Schalteffizienz von 29 bis 96 % konnten Impulsenergien zwischen $0,8$ und $2,9 \mu\text{J}$ erzeugt werden, wobei σ bis zu einer Impulsenergie von $1,8 \mu\text{J}$ unterhalb der in Abschnitt 5.3.1 definierten Grenze lag, die in der Abbildung durch eine grau gefärbte Linie dargestellt wird. Diese bei einer Schalteffizienz von 74 %

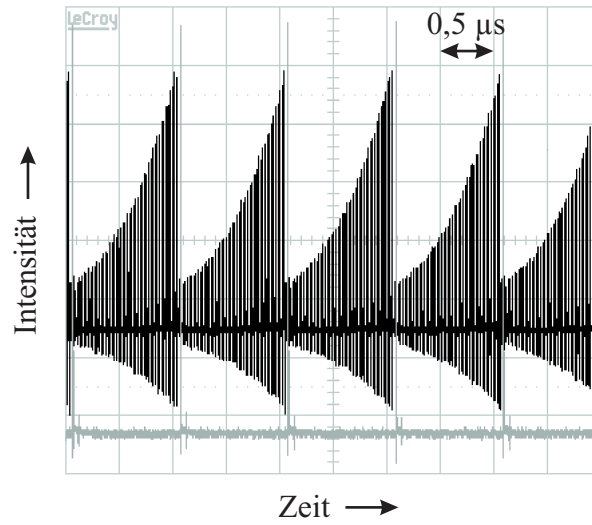


Abbildung 6.6: Zeitliches Verhalten der resonatorinternen mittleren Leistung bei überresonantem Cavity-Dumping mit einer Repetitionsrate von 1 MHz und einer Schalteffizienz von 74 %. Die Maxima des in grau dargestellten Signals markieren die Zeitpunkte der Auskoppelung.

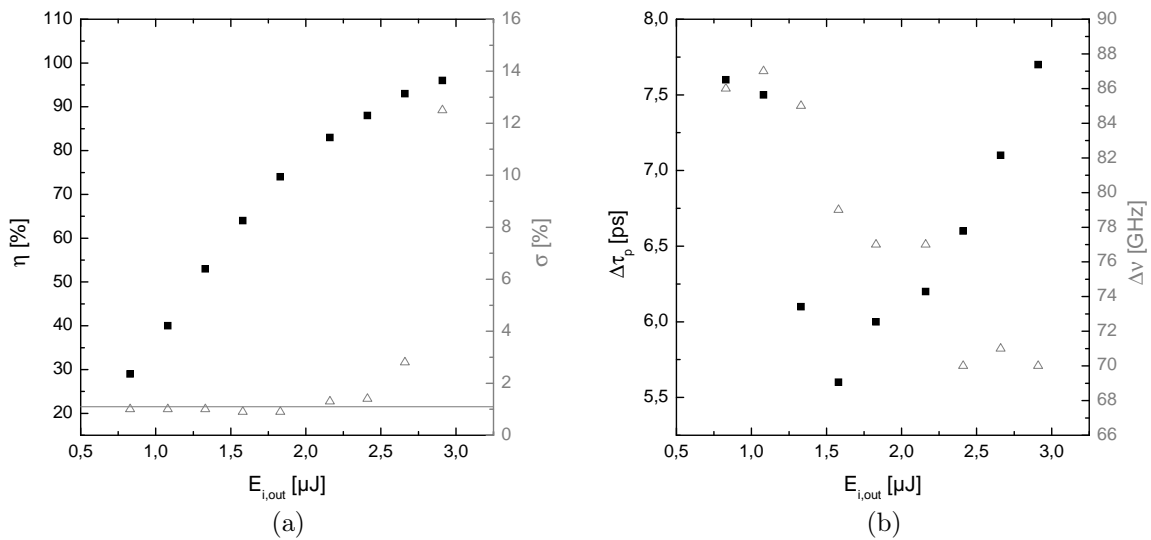


Abbildung 6.7: Graphische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Schalteffizienz η und der Impulsstabilität σ (a) beziehungsweise der Impulsdauer $\Delta\tau_p$ und der spektralen Halbwertsbreite $\Delta\nu$ (b) und der ausgekoppelten Impulsenergie $E_{i,out}$.

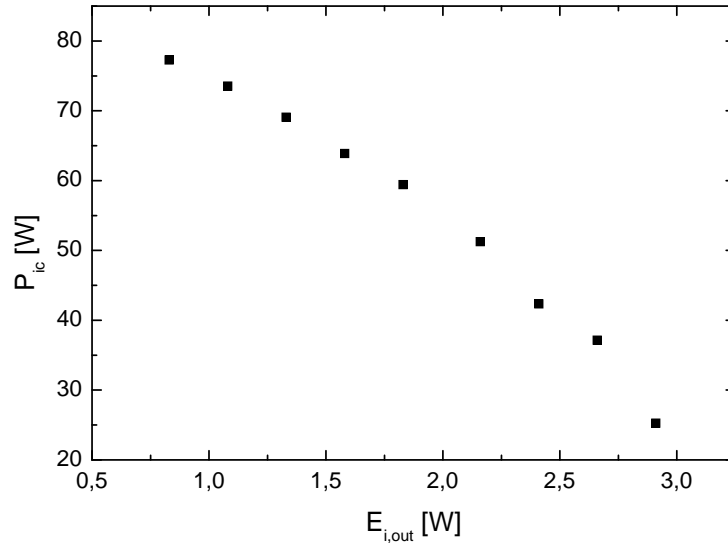


Abbildung 6.8: Abhängigkeit der resonatorinternen mittleren Leistung P_{ic} von der ausgekoppelten Impulsenergie $E_{i,out}$ während des Cavity-Dumpings. Höhere Impulsenergien wurden durch eine Erhöhung der Schalteffizienz erreicht. Dies ist gleichbedeutend mit höheren Verlusten für den Oszillator, so dass die resonatorinterne Leistung mit steigender Impulsenergie abnimmt.

erreichte Impulsenergie wurde daher als Arbeitspunkt gewählt.

Bei höherer Schalteffizienz nahmen die Schwankungen der Impulsamplitude bis zu einem Wert von $\sigma = 12,5\%$ bei der maximal ausgekoppelten Impulsenergie von $2,9 \mu\text{J}$ zu. Dieses Verhalten ist auf die mit größer werdender Auskopplung sinkende resonatorinterne Leistung zurückzuführen. Wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist, beträgt diese Leistung bei maximaler Auskopplung nur noch weniger als ein Drittel des Gleichgewichtswerts. Generell führt eine steigende Auskopplung zu einer sinkenden resonatorinternen Leistung und damit zu einer geringer werdenden Energiedichte auf der sättigbaren Absorberstruktur. Ungleichung (2.24) gibt einen Grenzwert für die Energiedichte an, ab der ein passiv modenkoppelter Laseroszillator in den Betrieb der gütegeschalteten Modenkopplung übergeht. Dieser Übergang geschieht jedoch nicht abrupt. Vielmehr sind bei einer Annäherung an diesen Wert steigende Amplitudenfluktuationen der Impulse zu erwarten, was den mit der Schalteffizienz steigenden Wert von σ erklärt.

Die Impulsdauer und die Halbwertsbreite des zugehörigen optischen Spektrums wurden für alle Schalteffizienzen vermessen, wobei für die Bestimmung der Impulsdauer erneut sech^2 -Funktionen verwendet wurden, da dies in allen Fällen zur besten Übereinstimmung mit den Messwerten führte. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.7 (b) graphisch dargestellt: Die Impulsdauer bewegt sich zwischen 5,6 und 7,7 ps und weist ein ausgeprägtes Minimum bei einer ausgekoppelten Impulsenergie von $1,6 \mu\text{J}$ auf. Dies ist bei der spektralen Breite nicht der Fall, die quasi kontinuierlich mit der ausgekoppelten Impulsenergie

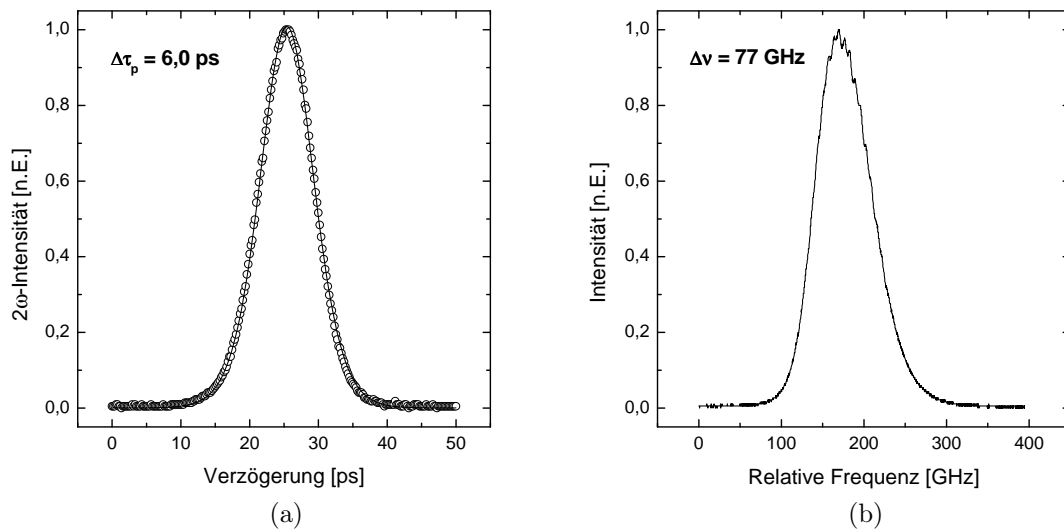


Abbildung 6.9: Autokorrelationssignal (a) und optisches Spektrum (b) der mit einer Repetitionsrate von 1 MHz am Arbeitspunkt $\eta = 74 \%$ ausgekoppelten Impulse.

abnimmt.

Als Gründe für dieses Verhalten kommen in erster Linie zwei Effekte in Frage. Einerseits ist die Abhängigkeit der Impulsdauer von der Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber zu nennen. Für den Fall der passiven Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber wurde diese Abhängigkeit in [48] untersucht. Die Impulsdauer variiert demnach mit dem Verhältnis $S = J_a/J_{sat,a}$ der Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber J_a zur Sättigungsenergiedichte des Absorbers $J_{sat,a}$. Dabei ist für den Verlauf der Impulsdauer ein Minimum im Bereich von $S = 3$ bis $S = 5$ zu erwarten. Im Experiment betrug der Radius des Lasermoden auf dem SESAM etwa $200 \mu\text{m}$, und das Minimum der Impulsdauer trat für eine ausgekoppelte Impulsenergie von $1,6 \mu\text{J}$ auf. Wie Abbildung 6.8 zu entnehmen ist, lag die resonatorinterne mittlere Leistung in diesem Fall bei 64 W , was bei einer Repetitionsrate von 50 MHz eine mittlere resonatorinterne Impulsenergie von etwa $1,3 \mu\text{J}$ bedeutet. Damit ergibt sich eine mittlere Energiedichte von $955 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ auf dem sättigbaren Absorber, so dass dessen Sättigungsenergiedichte theoretisch zwischen 191 und $318 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ liegen müsste. Der tatsächliche Wert des verwendeten Absorbers ist nicht bekannt, sollte aber in der Größenordnung von $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ liegen, da das Schichtdesign vergleichbar mit dem in Abbildung 2.11 dargestellten ist. Dieser Wert liegt knapp unterhalb des berechneten Wertebereichs für $J_{sat,a}$. Unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen kommt der hier diskutierte Effekt dennoch als Ursache für das beobachtete Verhalten in Frage.

Eine weitere mögliche Ursache ist der bereits in Kapitel 5.2.1 beschriebene Einfluss der Temperatur der Pockels-Zelle auf die Modenkopplung. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, ergibt sich auch bei Variation der Temperatur des Kühlwassers der Pockels-Zelle ein



Abbildung 6.10: Aufnahme von 50 aufeinander folgenden Impulsen (a) und einem Zeitfenster von 200 ns um einen einzelnen Impuls (b). Teil (a) der Abbildung demonstriert die hohe Impuls-zu-Impuls Stabilität, während anhand von Teil (b) der Kontrast der ausgekoppelten Impulse zu $> 1000 : 1$ bestimmt werden kann. Bei dem etwa 60 ns nach dem Impuls auftretenden Signal handelt es sich um eine Kabelreflexion.

Minimum der Impulsdauer bei gleichbleibender resonatorinterner Leistung. Dabei nimmt die spektrale Breite der Impulse und damit das Zeit-Bandbreite-Produkt mit sinkender Impulsdauer ab. Die Variation der Schalteffizienz führt ebenfalls zu einer Temperaturänderung der Pockels-Zelle, da die Temperatur der Elektroden mit steigender Schaltspannung zunimmt. Prinzipiell ist daher ein ähnlicher Verlauf wie bei der Variation der Kühlwassertemperatur zu erwarten. Für die Impulsdauer ist dies gegeben, die spektrale Breite nimmt jedoch quasi kontinuierlich ab. Vermutlich sind daher beide hier diskutierten Effekte an der Entstehung des in Abbildung 6.7 (b) dargestellten Verlaufs beteiligt. Da die Temperaturänderung der RTP Kristalle mit steigender Schaltspannung nicht bekannt ist, lassen sich keine quantitativen Aussagen über den relativen Einfluss beider Effekte treffen.

Eine vollständige Charakterisierung der erzeugten Impulse wurde am Arbeitspunkt durchgeführt, also bei einer Impulsenergie von $1,8 \mu\text{J}$. Abbildung 6.9 zeigt das Autokorrelationsignal und das optische Spektrum dieser Impulse. Unter Annahme einer sech^2 -Form beträgt die Impulsdauer 6,0 ps bei einer spektralen Halbwertsbreite von 77 GHz. Dies ergibt ein Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,46.

Abbildung 6.10 (a) stellt 50 in Folge ausgekoppelte Impulse dar und dient als Beleg für die sehr gute Impuls-zu-Impuls Stabilität der ausgekoppelten Strahlung. Die Standardabweichung der Impulsamplituden beträgt im abgebildeten Fall $\sigma = 0,9 \%$. Teil (b) der Abbildung stellt einen Einzelimpuls dar. Es sind keine Vor- bzw. Nachimpulsen sichtbar, der Kontrast ist besser als 1000:1.

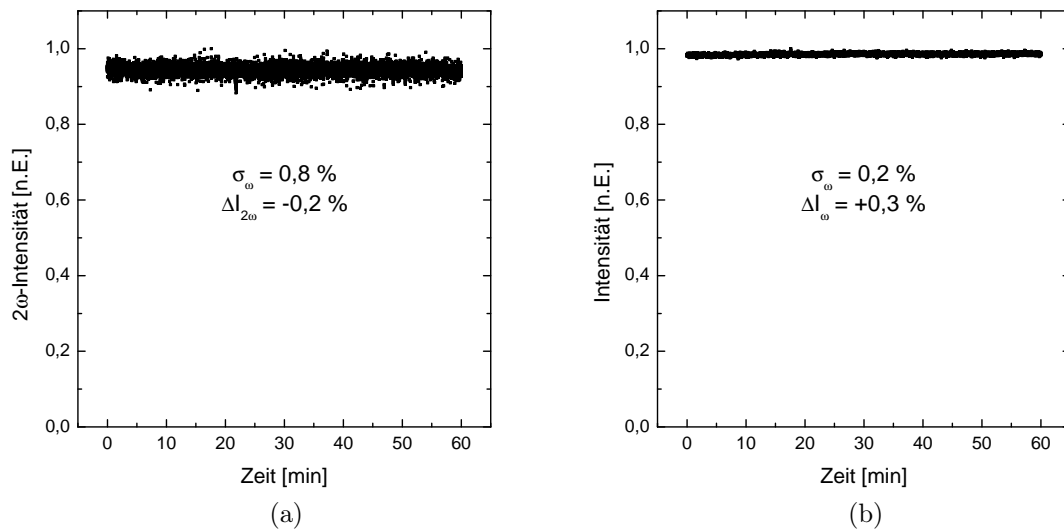


Abbildung 6.11: Vermessung der Langzeitstabilität mit einer 2-Photonen-Diode (a) und einem Leistungsmessgerät (b) über einen Zeitraum von einer Stunde.

Die Langzeitstabilität wurde anhand jeweils einer Messung mit einer 2-Photonen-Diode und einem Leistungsmessgerät von *Melles Griot* überprüft. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Die Dauer beider Messungen betrug eine Stunde, die Abtastrate lag bei 10 Hz. Dabei ergab sich eine Standardabweichung von $\sigma_{2\omega} = 0,8 \%$ beim 2-Photonen-Signal und $\sigma_{\omega} = 0,2 \%$ bei der Leistungsmessung. Beide Kurven weisen über den Messzeitraum keinen signifikanten Anstieg oder Abfall des Signals auf, so dass sowohl eine systematische Änderung der mittleren Leistung als auch der Impulsdauer während des Messintervalls ausgeschlossen werden kann.

Abbildung 6.12 stellt das transversale Strahlprofil der ausgekoppelten Impulse dar. Hierzu wurde erneut ein CCD-Kamerasystem des Herstellers *Spiricon, Inc.* verwendet. Das Profil ist kreisrund und zeigt eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit sehr hoher Symmetrie ohne Anteile höherer transversaler Moden. Die außerordentlich hohe Strahlqualität wird auch durch die Vermessung der Beugungsmaßzahl M^2 in zwei zueinander senkrechten Ebenen bestätigt, welche mit einem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.* durchgeführt wurde. Abbildung 6.13 zeigt die Messergebnisse und die daran angepassten Funktionen gemäß Gleichung (5.6). In beiden Ebenen ergibt sich eine Beugungsmaßzahl von $M_{x,y}^2 \leq 1,1$ bei vernachlässigbarem Astigmatismus.

Variation der Repetitionsrate

Mit dem in diesem Kapitel verwendeten Oszillator war eine quasi kontinuierliche Durchstimmung der Repetitionsrate von 400 kHz bis hin zu 2 MHz möglich, wobei die obere Grenze durch die Leistungsfähigkeit des verwendeten Hochspannungstreibers der Pockels-Zelle bestimmt wurde. Um die Abhängigkeit der physikalischen Eigenschaften der er-

zeugten Impulse von der Repetitionsrate zu untersuchen, wurde diese, angefangen bei 400 kHz, schrittweise um 200 kHz erhöht. Bei jeder Wiederholrate stand die Bestimmung des Arbeitspunkts am Anfang der Untersuchungen. Dies geschah ähnlich wie in Abbildung 6.7 (a): Die ausgekoppelte mittlere Leistung wurde stufenweise erhöht, bis das Stabilitätskriterium $\sigma \leq 1\%$ nicht mehr erfüllt war. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 6.14 (a) dargestellt. Es zeigt sich, dass die Schalteffizienz η mit steigender Schaltfrequenz f leicht absinkt und sich in einem engen Bereich von 74 bis 81 % bewegt. Wie in der gleichen Abbildung zu sehen ist, sank die resonatorinterne mittlere Leistung mit steigender Wiederholrate bis auf 37 W bei 2 MHz. Dies entspricht weniger als der Hälfte des Wertes im Gleichgewichtszustand.

Abbildung 6.14 (b) zeigt die Abhängigkeit der ausgekoppelten mittleren Leistung P_{out} und Impulsenergie E_{out} von der Schaltfrequenz. Erwartungsgemäß konnte bei der höchsten Repetitionsrate von 2 MHz auch die größte mittlere Leistung ausgekoppelt werden, deren Wert 2,6 W betrug. In diesem Fall wies die Impulsenergie mit $1,3 \mu\text{J}$ den geringsten Wert auf. Im Gegensatz hierzu wurde die höchste Impulsenergie von $2,9 \mu\text{J}$ bei der geringsten Repetitionsrate von 400 kHz erzielt. Auffällig ist das Plateau der mittleren Leistung im Bereich von 1,2 bis 1,6 MHz. Dies hängt mit der gewählten Schrittweite bei der Ermittlung des Arbeitspunktes zusammen. Bei 1,2 MHz ergab sich für die Stufe von $2,2 \mu\text{J}$ ein $\sigma = 1\%$, was gerade noch der Stabilitätsbedingung genügt. Im Fall von 1,4 und 1,6 MHz lag σ für die nächsthöhere Stufe von $2,4 \mu\text{J}$ mit 1,2 % beziehungsweise 1,1 % knapp oberhalb des Kriteriums, so dass die bereits bei 1,2 MHz gewählte Stufe beibehalten werden musste.

Der Verlauf der Impulsdauer und der spektralen Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Die Impulsdauer lag bei allen Frequenzen unterhalb von 10 ps, zwischen 5,5 und 8,7 ps. Der maximale Wert bei einer Wiederholrate von 1,8 MHz ist dabei als Ausreißer zu werten: Es ist die einzige Fre-

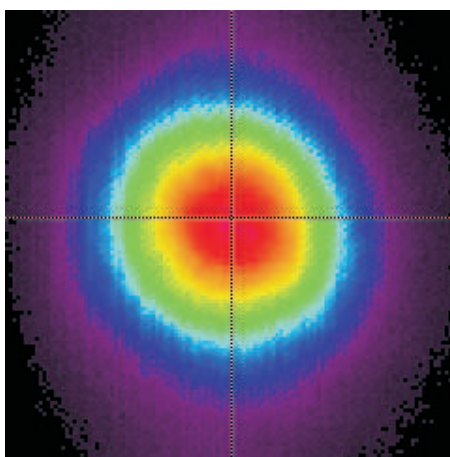


Abbildung 6.12: CCD-Kamera Aufnahme des transversalen Strahlprofils der aus dem Nd:YVO₄-Oszillator bei einer Repetitionsrate von 1 MHz ausgekoppelten Impulse.

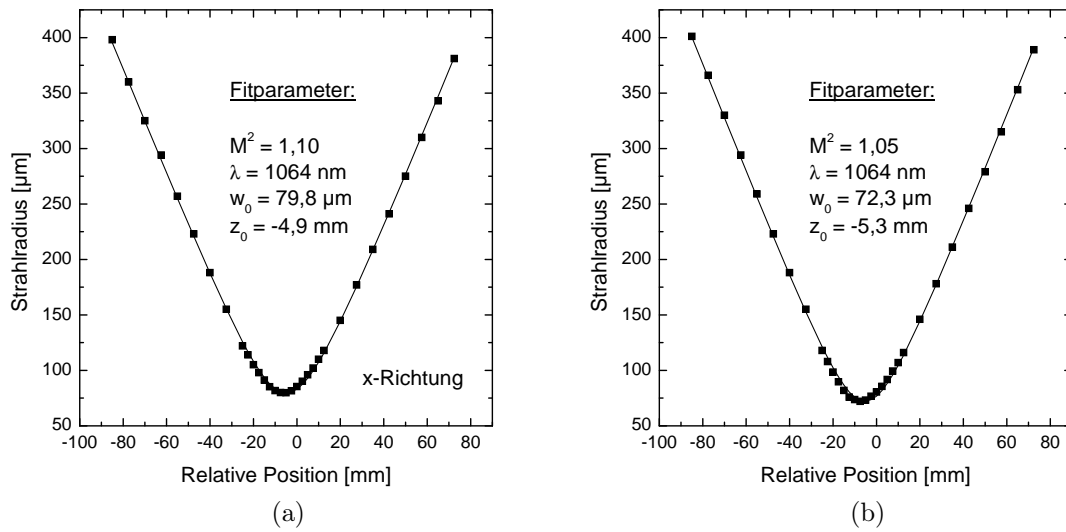


Abbildung 6.13: Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 bei einer Wiederholrate von 1 MHz. In beiden zueinander senkrechten Ebenen ergeben sich Werte von $M_{x,y}^2 < 1,1$.

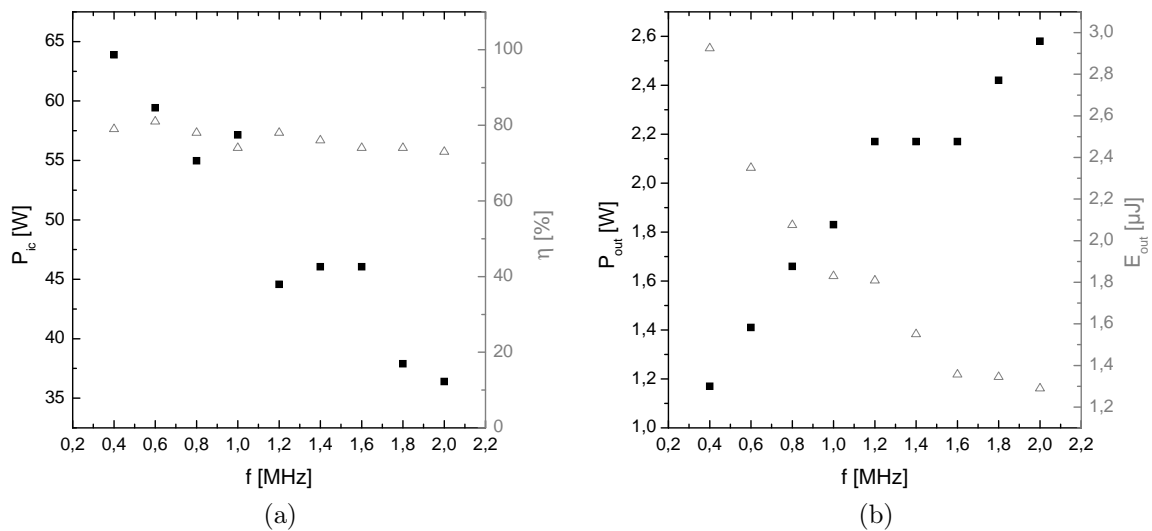


Abbildung 6.14: Graphische Darstellung der Abhängigkeit der Schalteffizienz η und der resonatorinternen mittleren Leistung P_{ic} (a) beziehungsweise der ausgekoppelten mittleren Leistung P_{out} und der zugehörigen Impulsenergie E_{out} (b) von der Schaltfrequenz f .

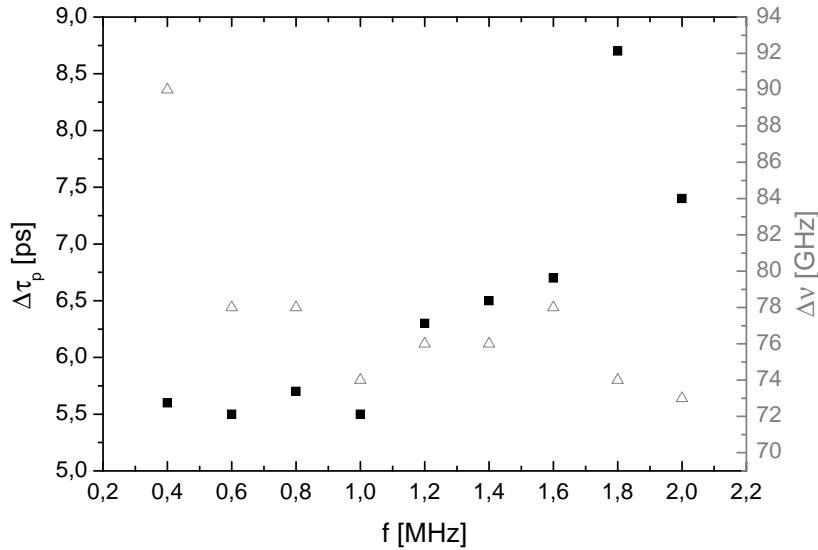


Abbildung 6.15: Verlauf der Impulsdauer $\Delta\tau_p$ und der spektralen Breite $\Delta\nu$ in Abhängigkeit von der Repetitionsrate f .

quenz, bei der das Autokorrelationssignal in den Flanken signifikante Abweichungen von der sech^2 -förmigen Fitfunktion zeigt. Vermutlich ist dies auf eine nicht korrekt bestimmte Schalteffizienz in Verbindung mit der sehr geringen resonatorinternen mittleren Leistung zurückzuführen.

Das transversale Strahlprofil wurde über den gesamten Frequenzbereich mit einem CCD-Kamerasystem von *Spiricon, Inc.* überwacht und zeigte keine signifikanten Abweichungen von dem in Abbildung 6.12 dargestellten Profil. Gleiches gilt für den Kontrast, der in allen Fällen besser als 1000:1 war.

6.3 Nachverstärkung der erzeugten Impulse

Die zuvor erzeugten und charakterisierten Impulse wurden anschließend in einen Multi-Pass Verstärker eingekoppelt, der ebenfalls auf dem Material Nd:YVO₄ basierte. Diese Experimente sind Gegenstand des nachfolgenden Abschnitts. Zunächst wird der experimentelle Aufbau des Verstärkers in Kapitel 6.3.1 behandelt, woraufhin die experimentellen Ergebnisse der Verstärkung in Kapitel 6.3.2 folgen.

6.3.1 Experimenteller Aufbau des Verstärkers

Das Verstärkermedium und die Pumplichtquelle

Als Verstärkermedium kam ein a-cut Nd:YVO₄-Kristall des Herstellers *Fujian Castech Crystals, Inc.* mit Abmessungen von 4 x 4 x 6 mm³ und einer Nd³⁺-Dotierung von 0,3 at. %

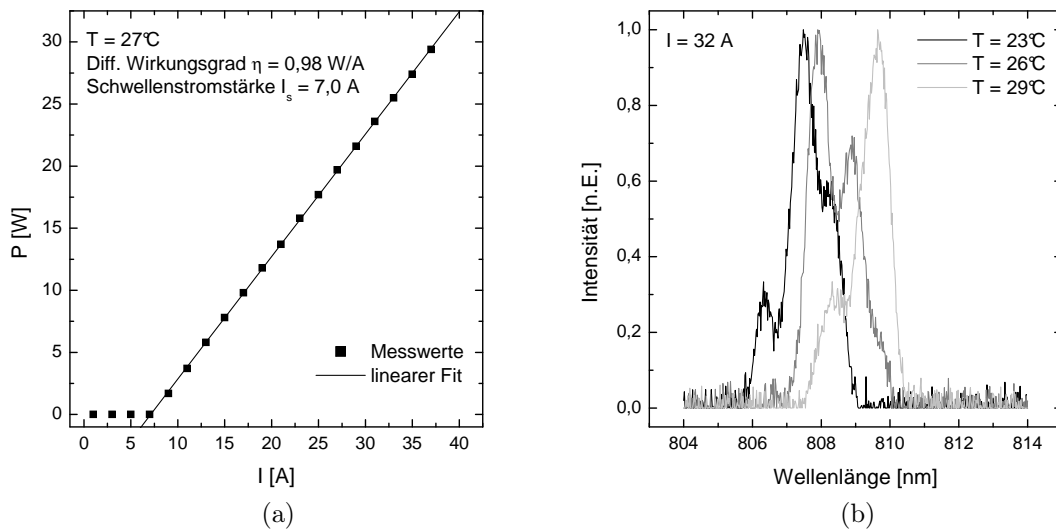


Abbildung 6.16: Kennlinie der Pumpdiode bei einer Kühlwassertemperatur von 27°C (a) und Emissionsspektren für verschiedene Kühlwassertemperaturen bei einem festen Diodenstrom von 32 A (b).

zum Einsatz. Dessen Oberflächen waren um $0,5^\circ$ gegeneinander gekeilt und für die beiden Wellenlängen von 1064 nm und 809 nm antireflexbeschichtet. Die Kristallkühlung wurde so wie in allen zuvor beschriebenen Fällen realisiert: An den beiden zur c -Achse senkrechten Kristalloberflächen war der Kristall in einen Messingblock geklemmt, der mittels eines thermoelektrischen Umwälzkühlers vom Typ $T-251p$ der Firma *Thermotek, Inc.* wassergekühlt wurde. Um den Wärmekontakt zwischen den Oberflächen zu optimieren, war der Kristall in $125 \mu\text{m}$ dicke Indiumfolie eingewickelt.

Als Pumplichtquelle kam ein fasergekoppelter Diodenlaserbarren des Herstellers *Coherent, Inc.* vom Typ $FAP 81-30C-800-B$ zur Anwendung. Dieses Modell, die zugehörige Strom- sowie Spannungsversorgung und die Kühlung des Diodenlasers wurden bereits in Abschnitt 3.3.2 beschrieben. Die Wahl der Pumpleistung basierte aufgrund der gleichen Pumpparameter auf den in Abschnitt 5.4.1 erhaltenen Simulationsergebnissen. Somit wurde auch für den Verstärkerkristall eine mittlere Pumpleistung von $P_p = 24 \text{ W}$ bei einem $800 \mu\text{m}$ durchmessenden Pumpfokus und einer Pumpwellenlänge von 809 nm gewählt. Die etwas geringere Länge des Nd:YVO_4 -Kristalls hatte dabei keinen signifikanten Einfluss auf die berechneten Kristallspannungen.

Die gewünschte Pumpleistung und -wellenlänge wurde bei einer Diodenstromstärke von 32 A und einer Temperatur des Kühlwassers von 27°C erzielt. Dies zeigen die in Abbildung 6.16 dargestellte Kennlinie und das mit einem optischen Spektrumanalysator vom Typ *Ando AQ-6315A* aufgenommene Emissionsspektrum des Diodenlasers.

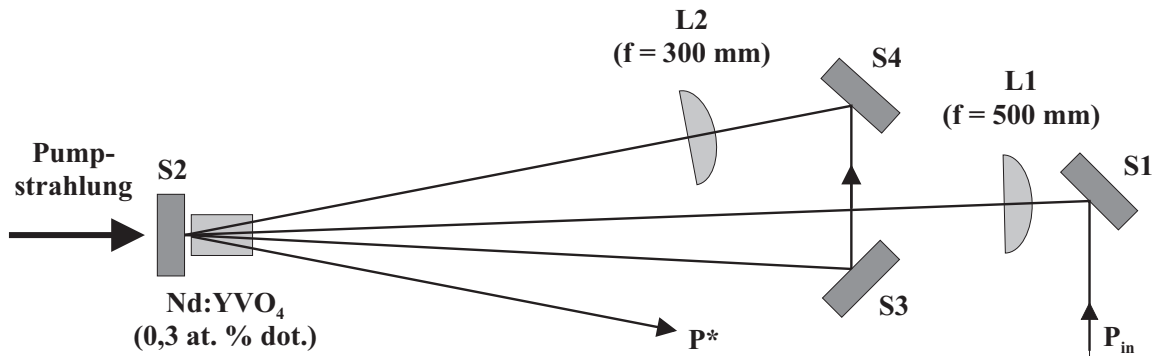


Abbildung 6.17: Schematischer Aufbau des auf Nd:YVO₄ basierenden Multi-Pass Verstärkers zur Nachverstärkung der in Kapitel 6.2 charakterisierten Impulse in vier Durchgängen (S: Spiegel, L: Linse, P_{in} : mittlere Leistung der eingekoppelten Strahlung, P^* : mittlere Leistung der verstärkten Strahlung).

Die Verstärkergeometrie

Der experimentelle Aufbau des Verstärkers ist in Abbildung 6.17 schematisch dargestellt. Der gesamte Strahlengang liegt in der gleichen Ebene wie der Strahlengang des Oszillators, es handelt sich also um einen zweidimensionalen Aufbau. Dabei durchlaufen die aus dem Oszillator ausgekoppelten Impulse das verstärkende Medium in zwei Doppeldurchgängen in V-Form. Der Umlenkspiegel S1 dient der Einkopplung der kollimierten Ausgangsstrahlung des Oszillators in den Verstärker. Diese Strahlung wird von der plankonvexen Linse L1, die sich 65 cm entfernt vom Pumpspiegel S2 befindet und eine Brennweite von $f = 500$ mm besitzt, auf einen Durchmesser von $600 \mu\text{m}$ im Kristall fokussiert. Die Brennweite und der Abstand der Linse waren derart gewählt, dass sich eine maximale Effizienz ohne Einbußen bei der Strahlqualität ergab.

Nach dem ersten Doppeldurchgang durch das verstärkende Medium wurde die Strahlung durch die beiden Spiegel S3 und S4 umgelenkt und anhand einer zweiten plankonvexen Linse L2 erneut in den Kristall fokussiert. Dabei ergab sich eine optimale Verstärkung bei einem Fokusedurchmesser von $490 \mu\text{m}$ im Kristall, der mit einer Brennweite von $f = 300$ mm und einem Abstand von 40 cm der Linse zum Pumpspiegel erzeugt werden konnte.

Der Nachteil dieser doppelten V-Form liegt in einer nicht optimalen Verstärkung, da der Strahldurchmesser im verstärkenden Medium ausreichend klein gewählt werden muss, um Verzerrungen im transversalen Profil der verstärkten Strahlung zu vermeiden. Dies trifft umso deutlicher auf den zweiten Doppeldurchgang zu, da der einfallende und der ausfallende Strahl einen größeren Winkel als im ersten Doppeldurchgang einschließen. Demgegenüber steht der Vorteil eines einfachen Aufbaus, der neben dem verstärkenden Medium und der Pumpquelle lediglich aus vier Spiegeln und zwei Linsen besteht.

Erst kürzlich wurden neuartige dreidimensionale Anordnungen für Multi-Pass Verstär-

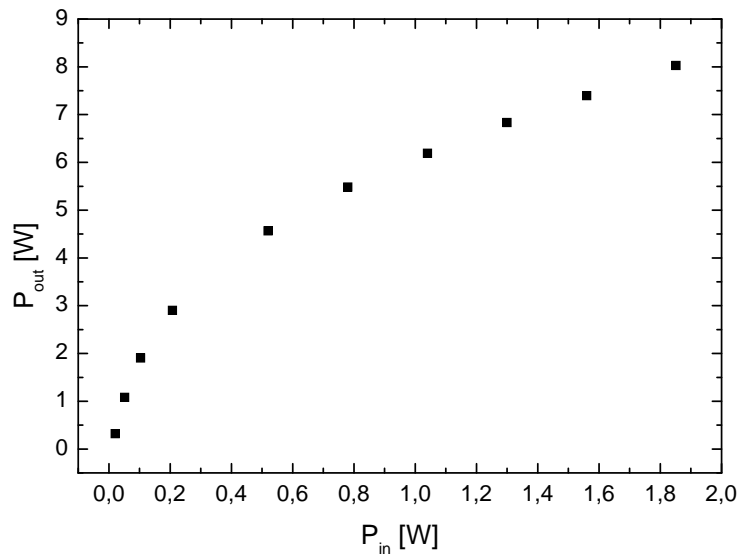


Abbildung 6.18: Kennlinie des Multi-Pass Verstärkers bei vier Durchgängen der Eingangsstrahlung durch das verstärkende Medium und einer Repetitionsrate von 1 MHz.

ker vorgestellt und untersucht, bei denen der Winkel zwischen einfallendem und ausfallendem Strahl für jeden Doppeldurchgang der gleiche ist [96,134]. Die Verwendung derartiger Nd:YVO₄ Verstärker führte jedoch auch bei vergleichsweise kleinen Strahldurchmessern im verstärkenden Medium zu einer Verschlechterung der räumlichen Strahlqualität. Als Ursache hierfür konnte die asymmetrische thermische Linse von Nd:YVO₄ identifiziert werden. Dies ist ein weiterer Grund dafür, dass im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein zweidimensionaler Strahlengang im aktiven Medium gewählt und im Gegenzug ein etwas geringerer Leistungszuwachs in Kauf genommen wurde.

6.3.2 Experimentelle Ergebnisse der Verstärkung

Wie bereits bei der Erzeugung der Impulse wird auch hier zunächst über die Charakterisierung der Impulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz berichtet. Im Anschluss daran finden sich die Ergebnisse bei Variation der Repetitionsrate von 400 kHz bis 2 MHz.

Charakterisierung der verstärkten Impulse bei einer Wiederholrate von 1 MHz

Abbildung 6.18 zeigt die Kennlinie des Verstärkers bei vier Durchgängen der einfallenden Signalstrahlung. Dabei bestand das Signal aus Impulsen einer Repetitionsrate von 1 MHz und konnte mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einem Dünnschichtpolarisator variabel abgeschwächt werden. Die maximale mittlere Eingangsleistung betrug 1,8 W, was der aus dem Nd:YVO₄-Oszillator ausgekoppelten mittleren Leistung bei dieser Repetitionsrate entspricht. Nach vier Durchgängen durch das verstärkende Medium ergab sich eine mitt-

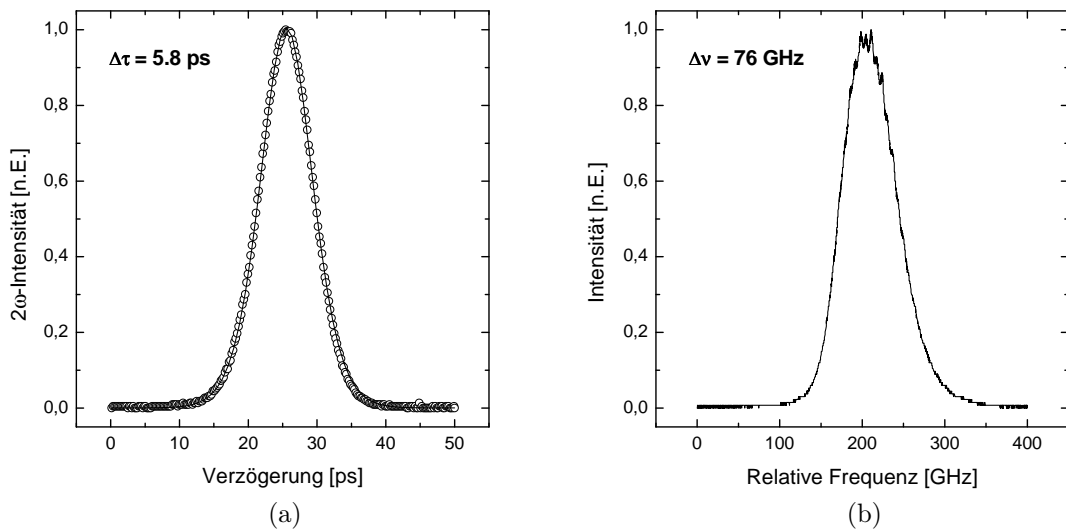


Abbildung 6.19: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) der in vier Durchgängen verstärkten Impulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz.

lere Leistung der verstärkten Impulse von maximal 8,1 W, was gleichbedeutend mit einer Impulsenergie von 8,1 μJ ist. Dies entspricht einem Verstärkungsfaktor von 4,5, wobei bereits 4,1 W der insgesamt gewonnenen 6,3 W im ersten Doppeldurchgang extrahiert wurden.

Die Ergebnisse der zeitlichen und spektralen Charakterisierung der verstärkten Impulse sind in Abbildung 6.19 zu sehen. An das Autokorrelationssignal wurde eine sech²-Funktion angepasst, woraus sich eine Impulsdauer von 5,8 ps ergab. Zusammen mit der spektralen Halbwertsbreite von 78 GHz lag das Zeit-Bandbreite-Produkt demnach bei 0,45.

Abschließend wurde noch die räumliche Strahlqualität der verstärkten Impulse untersucht. Abbildung 6.20 zeigt zwei Aufnahmen des transversalen Strahlprofils, jeweils eine nach dem ersten und zweiten Doppeldurchgang. Beide Aufnahmen zeigen einen kreisrunden Strahl mit gaußförmigem Profil ohne jegliche Unregelmäßigkeiten oder Artefakte. Den Eindruck einer nach wie vor hervorragenden Strahlqualität bestätigte die Bestimmung der Beugungsmaßzahl in zwei zueinander senkrechten Ebenen des transversalen Strahlprofils mit einem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.*. Dabei ergaben sich die in Abbildung 6.21 dargestellten Messwerte. Die gemäß Gleichung (5.6) an die Werte angepassten Funktionen führen für beide Ebenen zu einer Beugungsmaßzahl von $M_{x,y} \leq 1,1$ bei vernachlässigbarem Astigmatismus. Demzufolge wurde die hohe räumliche Strahlqualität der Eingangsimpulse bei der Verstärkung nicht negativ beeinflusst.

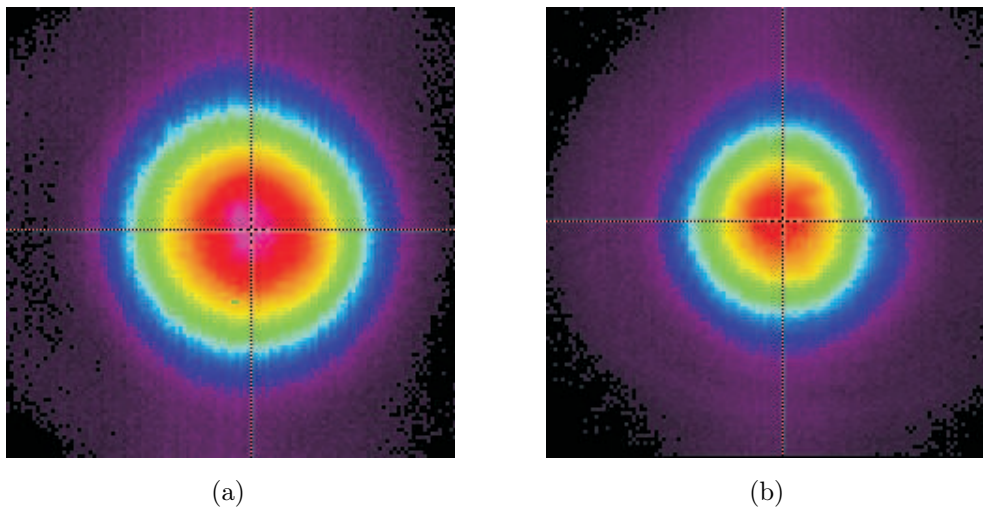


Abbildung 6.20: Mit einer CCD-Kamera von *Spiricon, Inc.* aufgenommenes transversales Strahlprofil der verstärkten Impulse nach zwei (a) und vier (b) Durchgängen durch das verstärkende Medium.

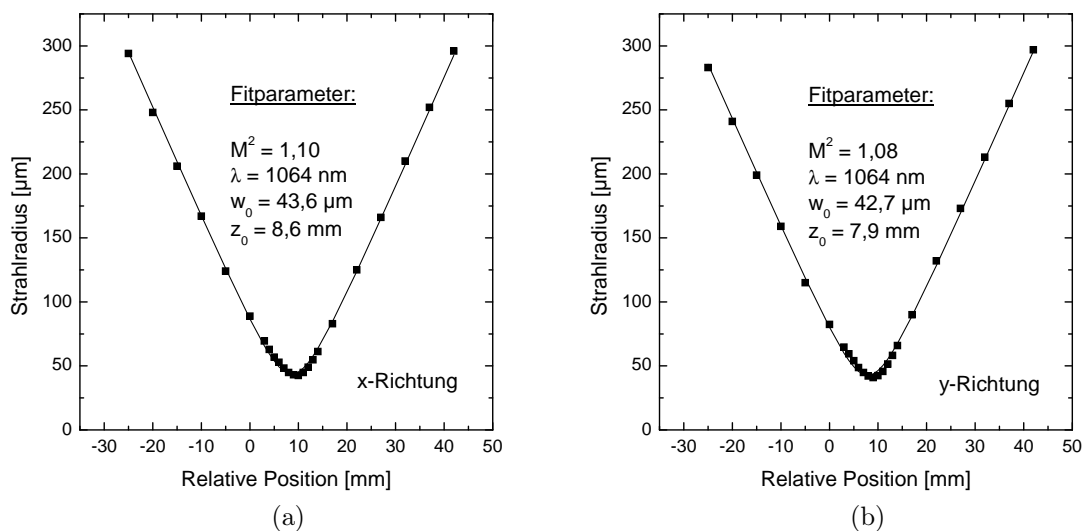


Abbildung 6.21: Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 der in vier Durchgängen verstärkten Impulse mit einem *Beamscope* von *Merchantek, Inc.*. Die Messung belegt, dass die räumliche Strahlqualität der Impulse durch die Verstärkung nicht negativ beeinflusst wird.

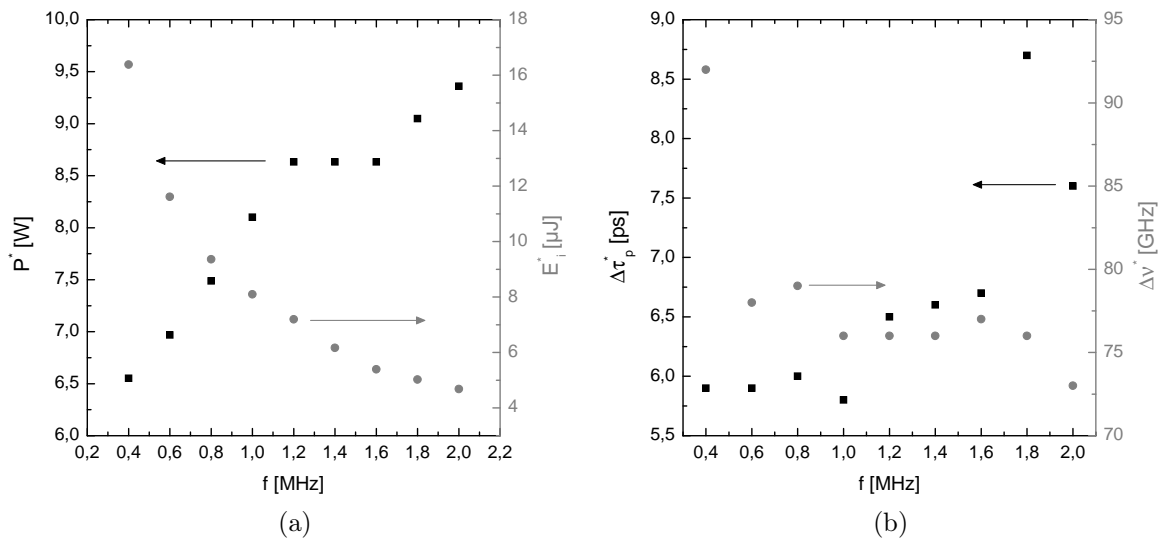


Abbildung 6.22: Graphische Darstellung der Abhängigkeit der mittleren Leistung P^* und Impulsenergie E_i^* (a) beziehungsweise der Dauer $\Delta\tau_p^*$ und der zugehörigen spektralen Halbwertsbreite $\Delta\nu^*$ (b) der verstärkten Impulse von der Schaltfrequenz f .

Variation der Repetitionsrate

Abbildung 6.22 (a) stellt die mittlere Leistung P^* und die Energie der verstärkten Impulse E_i^* für die verschiedenen Repetitionsraten zwischen 400 kHz und 2 MHz dar (Größen mit hochgestelltem Stern beschreiben verstärkte Impulse). Erwartungsgemäß zeigt sich für beide Größen der gleiche prinzipielle Verlauf wie im Fall der aus dem Oszillator ausgekoppelten Impulse: Die größte mittlere Leistung von 9,4 W wird bei 2 MHz erzielt, der geringste Wert von 6,6 W bei der niedrigsten Repetitionsrate von 400 kHz. Umgekehrt verhält es sich mit der Impulsenergie: Bei 400 kHz erreicht diese den mit Abstand größten Wert von 16,5 μ J. Mit steigender Repetitionsrate ist ein monotoner Abfall der Impulsenergie zu erkennen bis hin zu einem Wert von 4,7 μ J bei 2 MHz.

Die Abhängigkeit der Dauer und der spektralen Halbwertsbreite der verstärkten Impulse von der Repetitionsrate ist in Abbildung 6.22 (b) zu sehen. Die Impulsdauer ergab sich jeweils durch die Anpassung einer sech^2 -Funktion an die Messwerte der Autokorrelation. Beim Vergleich mit der Dauer der Signalimpulse zeigt sich in den meisten Fällen eine geringe Impulsverlängerung durch die Nachverstärkung. Diese ist auf die endliche Verstärkungsbandbreite des verstärkenden Mediums und das daraus folgende *Gain Narrowing* zurückzuführen. Dennoch liegt die Impulsdauer durchweg im angestrebten Bereich, also unterhalb von 10 ps.

Der Verstärkungsfaktor sinkt von 5,6 bei 400 kHz auf 3,6 bei 2 MHz. Gesättigt wird die Verstärkung durch die mittlere Leistung der Impulse, wie beispielsweise an der gleich bleibenden Ausgangsleistung für 1,2, 1,4 und 1,6 MHz zu sehen ist. Die Eingangsleistung

weist für diese Repetitionsraten ebenfalls den gleichen Wert auf, so dass der Verstärkungsfaktor trotz unterschiedlicher Impulsenergien für diese Wiederholraten der gleiche ist.

Die räumlichen Eigenschaften der verstärkten Impulse zeigten sich erwartungsgemäß unabhängig von der Repetitionsrate: Im Experiment ergaben sich im transversalen Strahlprofil bei Variation der Schaltfrequenz keine signifikanten Unterschiede zu Abbildung 6.20. Gleiches gilt für den Kontrast: Vor- beziehungsweise Nachimpulse wurden mit einem Verhältnis größer 1000 : 1 unterdrückt.

6.4 Zusammenfassung

Gegenstand des vorliegenden Kapitels waren die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zum überresonanten Cavity-Dumping und einer anschließenden Nachverstärkung der dabei erzeugten Impulse. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Experimente sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Als Ausgangspunkt diente der in Kapitel 3.3 beschriebene Nd:YVO₄-Oszillator. Bei der Integration des elektrooptischen Modulators zeigte sich zunächst eine große Anfälligkeit der Modenkopplung gegenüber dem Effekt der Selbstphasenmodulation. Dieser Effekt wurde durch eine hohe Leistungsdichte der resonatorinternen Strahlung am Ort der Pockels-Zelle hervorgerufen und resultierte in einem stabilen Mehrfachimpulsbetrieb. Erst nach Integration der Pockels-Zelle an einer Position mit deutlich größerem Modendurchmesser war ein stabiler Einfachimpulsbetrieb gewährleistet.

In der Folge wurde die Erzeugung von Impulsen mit Repetitionsraten zwischen 400 kHz und 2 MHz beschrieben. Die Schalteffizienz bewegte sich im Bereich von etwa 75 bis 80 % und fiel somit etwas geringer aus als beim zuvor untersuchten resonanten Ansatz. Je nach Repetitionsrate besaßen die Impulse eine Energie zwischen 1,3 und 2,9 μJ . Die Impulsdauer lag in allen Fällen bei wenigen Pikosekunden, also deutlich unterhalb von 10 ps. Für das Zeit-Bandbreite-Produkt ergaben sich mit einer Ausnahme Werte zwischen 0,4 und 0,55. Die räumliche Qualität der erzeugten Strahlung konnte als hervorragend bezeichnet werden, das transversale Strahlprofil zeigte keinerlei Anteile höherer Moden und war kreisrund.

Die Experimente zum überresonanten Cavity-Dumping zeigten deutlich die Vorteile dieses Ansatzes gegenüber dem zuvor beschriebenen resonanten Ansatz auf:

- Die über einen großen Bereich quasi kontinuierlich durchstimmbare Repetitionsrate.
- Geringerer Einfluss der Selbstphasenmodulation der Impulse aufgrund geringerer Energiedichten und Wechselwirkungslängen. Dies ist beispielsweise im Falle einer Nachverstärkung oder Frequenzkonversion von Vorteil.
- Nahezu perfekte räumliche Strahlqualität und kreisrundes Strahlprofil in einem vergleichsweise großen Parameterbereich.

Direkt aus dem Nd:YVO ₄ -Oszillator									
Wiederholrate [MHz]	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
Mittlere Leistung [W]	1,2	1,4	1,7	1,8	2,2	2,2	2,2	2,4	2,6
Impulsenergie [μ J]	2,9	2,4	2,1	1,8	1,8	1,6	1,4	1,3	1,3
Impulsdauer [ps]	5,6	5,5	5,7	6,0	6,3	6,5	6,7	8,7	7,4
Spektrale Breite [GHz]	90	78	78	77	76	76	78	74	76
Zeit-Bandbreite-Pr.	0,50	0,43	0,45	0,41	0,48	0,50	0,53	0,64	0,54
Spitzenleistung [kW]	456	385	325	264	252	217	184	131	136
Kontrast	> 1000 : 1								
Strahlqualität	$M^2 \leq 1,1$								
Impulsstabilität	$\sigma \leq 1 \%$								
Elliptizität	1,0								
Nach Verstärkung im Nd:YVO ₄ -Multi-Pass Verstärker									
Wiederholrate [MHz]	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
Mittlere Leistung [W]	6,6	7,0	7,5	8,1	8,6	8,6	8,6	9,1	9,4
Impulsenergie [μ J]	16,4	11,6	9,4	8,1	7,2	6,2	5,4	5,0	4,7
Impulsdauer [ps]	5,9	5,9	6,0	5,8	6,5	6,6	6,7	8,7	7,6
Spektrale Breite [GHz]	92	78	79	76	76	76	77	76	73
Zeit-Bandbreite-Pr.	0,54	0,46	0,47	0,44	0,49	0,50	0,51	0,66	0,56
Spitzenleistung [MW]	2,45	1,73	1,37	1,23	0,98	0,82	0,71	0,51	0,54
Verstärkungsfaktor	5,6	4,9	4,5	4,4	4,0	4,0	4,0	3,7	3,6
Kontrast	> 1000 : 1								
Strahlqualität	$M^2 \leq 1,1$								
Elliptizität	1,0								

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der mit überresonantem Cavity-Dumping erzeugten und in einem Multi-Pass Verstärker nachverstärkten Impulse.

Dem gegenüber steht der Nachteil einer etwas geringeren Impulsenergie, da es zu keinen Relaxationsoszillationen und damit auch zu keinen nutzbaren Überhöhungen der resonatorinternen Leistung kommt. Beispielsweise besitzen die in Abschnitt 5.4.3 charakterisierten Impulse eine Energie von $7,0 \mu\text{J}$, verglichen mit einem im vorliegenden Kapitel erreichten Wert von $2,9 \mu\text{J}$ bei gleicher Repetitionsrate.

Abschließend wurden die experimentellen Ergebnisse der Nachverstärkung der Impulse in einem Multi-Pass Verstärker basierend auf Nd:YVO₄ vorgestellt. Diese Experimente zeigten eindrucksvoll, dass eine deutliche Erhöhung der Impulsenergie und damit der mittleren und Spitzenleistung mit einfachen Mitteln möglich ist. In vier Durchgängen durch das aktive Medium war eine Verstärkung, abhängig von der Repetitionsrate, auf das 3,6 bis 5,6-fache möglich. Die maximale Impulsenergie wurde bei 400 kHz gemessen

und betrug $16,4 \mu\text{J}$. Dabei wurde weder die zeitliche noch die räumliche Qualität der Impulse negativ beeinflusst.

Aus den Werten für die Impulsenergie und die Impulsdauer ergeben sich bemerkenswert hohe Impulsspitzenleistungen. Diese liegen zwischen 540 kW bei 2 MHz und $2,45 \text{ MW}$ bei 400 kHz . Impulse mit derart hohen Spitzenleistungen eignen sich beispielsweise hervorragend zur Frequenzkonversion, wie nachfolgend in Kapitel 7 am Beispiel der Frequenzverdopplung gezeigt werden soll.

Erzeugung der zweiten Harmonischen

Die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Lasersysteme erzeugen Impulse im infraroten Spektralbereich, die vor allem aufgrund ihrer hohen Spitzenleistung als vielversprechende Fundamentalstrahlung für eine effiziente Frequenzkonversion angesehen werden können. Die Frequenzkonversion ermöglicht das Erreichen verschiedener Wellenlängenbereiche im Sichtbaren und Ultravioletten mit ein und demselben Lasersystem als Grundlage. Dies erweitert generell die Anwendungsmöglichkeiten solcher Laser, auch bei der Materialbearbeitung [135–138]. Beispielsweise besitzen verschiedene Materialien eine höhere Absorption im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich, so dass die Abtragschwelle reduziert und die Abtragsrate optimiert werden kann. Zudem lässt sich Strahlung einer kürzeren Wellenlänge gemäß Gleichung (3.2) besser fokussieren, was die Erzeugung kleinerer Strukturen ermöglicht.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Potenzial der erzeugten Impulse im Hinblick auf die Frequenzkonversion exemplarisch anhand der Erzeugung der zweiten Harmonischen untersucht. Bei diesem Prozess wird die Wellenlänge der Impulse halbiert, so dass Strahlung im grünen Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 532 nm entsteht. Diese Untersuchungen sind Gegenstand des vorliegenden Kapitels.

Einleitend behandelt Abschnitt 7.1 die theoretischen Grundlagen der nichtlinearen Optik mit einem Schwerpunkt auf der Erzeugung der zweiten Harmonischen. Im Anschluss stellt Kapitel 7.2 die mit den Standardmaterialien KTP und LBO im Einfachdurchgang erzielten Ergebnisse der Frequenzverdopplung vor.

7.1 Theoretische Grundlagen der nichtlinearen Optik

Frequenzkonversion ist die Folge einer nichtlinearen Wechselwirkung von Licht mit Materie. Diese Wechselwirkung kann durch eine nichtlineare Polarisation beschrieben werden, die in Abschnitt 7.1.1 vorgestellt wird. Sie bildet die Grundlage für das Verständnis der nichtlinearen Optik und führt zu den in Kapitel 7.1.2 behandelten gekoppelten Amplitudengleichungen für Drei-Wellen-Prozesse. Die Frequenzverdopplung ist ein solcher Prozess und wird durch diese Gleichungen theoretisch beschrieben. Um eine messbare Effizienz bei der Frequenzkonversion zu erreichen, müssen die Phasen der an diesem Prozess beteiligten Teilwellen angepasst werden. Abschnitt 7.1.3 stellt die Grundlagen hierzu vor. Abschließend werden in Kapitel 7.1.4 die gekoppelten Amplitudengleichungen derart modifiziert, dass die räumlichen Eigenschaften und die Dispersion ultrakurzer Laserimpulse mitberücksichtigt werden. Hierdurch wird die Grundlage für einen Vergleich mit den später gewonnenen experimentellen Ergebnisse geschaffen.

7.1.1 Die nichtlineare Polarisation

Bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie werden die schwach gebundenen Valenzelektronen von einem zeit- und ortsabhängigen elektromagnetischen Feld $\vec{E}(z, t)$ aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt. Dies führt zur Entstehung einer Polarisation $\vec{P}(z, t)$, die sich in eine Taylorreihe entwickeln lässt:

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \\ &= \vec{P}_l + \vec{P}_{nl} .\end{aligned}\tag{7.1}$$

Dabei steht ϵ_0 für die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und $\chi^{(m)}$ für die frequenzabhängige Suszeptibilität der Ordnung m , die im mathematischen Sinne ein Tensor der $(m+1)$ -ten Stufe ist. Bedingt durch die geringere Größenordnung der Suszeptibilitäten für $m > 1$ ist für hinreichend schwache Felder nur der erste Term der Reihenentwicklung von Bedeutung. Dieser steht für den linearen Anteil der Polarisation \vec{P}_l und beschreibt damit das Gebiet der linearen Optik. Somit lassen sich durch $\chi^{(1)}$ die Effekte der Absorption und Brechung von elektromagnetischer Strahlung in Materie erklären.

Im Falle größerer Feldstärken, wie sie beispielsweise im Fall von Laserstrahlen auftreten, müssen auch die Terme höherer Ordnung berücksichtigt werden, die als nichtlineare Polarisation \vec{P}_{nl} zusammengefasst werden können. Der erste Summand des nichtlinearen Anteils steht für so genannte Drei-Wellen-Wechselwirkungen, zu denen die Summen- und Differenzfrequenzbildung, optisch parametrische Prozesse oder auch die Frequenzverdopplung gehören. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich Frequenzverdopplung durchgeführt wurde, wird im Folgenden auch nur dieser Fall ausführlicher behandelt. Für eine weiterführende Betrachtung anderer nichtlinearer Prozesse sei auf die Literatur verwiesen [95, 139, 140].

Im Fall der Frequenzverdopplung können die Komponenten der Polarisation zweiter Ordnung als

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}(-2\omega, \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) , \text{ mit } i, j, k \in \{1, 2, 3\} \quad (7.2)$$

geschrieben werden. Die Suszeptibilität $\chi^{(2)}$ ist ein Tensor dritter Stufe mit 27 Komponenten, die jedoch nicht alle unabhängig voneinander sind. Beispielsweise ist die Reihenfolge der Felder E_j und E_k physikalisch beliebig, wodurch $\chi_{ijk} = \chi_{ikj}$ und somit die Reduktion auf 18 unabhängige Komponenten folgt. Handelt es sich zudem um verlustfreie Medien, so gilt aufgrund der Kleinman-Symmetrie, dass der Tensor symmetrisch und reell ist [141]. Zusammen mit weiteren Nebenbedingungen aufgrund von Kristallsymmetrien lässt sich die Anzahl der unabhängigen Komponenten in der Regel weiter reduzieren. In der Literatur wird anstelle der Suszeptibilität die Größe $d_{ijk} = 1/2\chi_{ijk}$ verwendet, wobei die Indizes j und k anhand eines festgelegten Schemas zum Index l zusammengefasst werden. In der Folge lässt sich d_{lk} als 2x6-Matrix schreiben [94, 95].

Bei festgelegter Polarisations- und Ausbreitungsrichtung der an der Frequenzverdopplung beteiligten Strahlen kann die Summation in Gleichung (7.2) für eine vorgegebene Kristallorientierung ausgeführt werden. Hieraus ergibt sich ein skalarer effektiver nichtlinearer Koeffizient d_{eff} , durch den sich die Beschreibung des Konversionsprozesses zu

$$P(2\omega) = \epsilon_0 d_{eff} E(\omega)^2 \quad (7.3)$$

vereinfacht.

7.1.2 Die gekoppelten Amplitudengleichungen

Die nichtlineare Polarisation kann als externe treibende Kraft in der aus den Maxwell'schen Gleichungen resultierenden Wellengleichung angesehen werden:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2} = \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{nl}}{dt^2} . \quad (7.4)$$

Hierbei steht $c = c_0/n$ für die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Medium, c_0 für die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum und μ_0 für die magnetische Permeabilitätskonstante. In der Lösung dieser Wellengleichung tauchen Terme auf, die Summen und Differenzen der beteiligten Frequenzen enthalten. Das Auftreten von Linearkombinationen der zugehörigen Felder führt zu einer Kopplung dieser untereinander. Für Drei-Wellen-Prozesse lassen sich in der Folge drei gekoppelte Differentialgleichungen herleiten, die auch als Amplitudengleichungen bezeichnet werden und die Wechselwirkungen der drei Wellen beschreiben. Dabei werden folgende Annahmen gemacht [142]:

- Es handelt sich um ebene Wellen $E(z, t) = E_o \cdot e^{i(\omega t - kz)}$ mit einer Frequenz ω und einer Wellenzahl k , die sich in z -Richtung ausbreiten.

- Es liegt Rotationssymmetrie um die z-Achse vor.
- \vec{P} und \vec{E} sind Transversalwellen.
- Die elektrische Feldstärke kann als Superposition von drei Wellen mit den Frequenzen $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$ und den komplexen Amplituden E_1 , E_2 und E_3 dargestellt werden:

$$E(z, t) = \sum_{j=1}^3 \text{Re}(E_j(z) \cdot e^{i\omega_j t}).$$
- Die Amplituden E_j verändern sich über eine Distanz von der Größenordnung einer Wellenlänge λ nur geringfügig, so dass $(d^2 E/dz^2) \ll nk(dE/dz)$ ist (*slowly varying amplitude approximation*).
- Die Phasen der elektrischen Felder und der zugehörigen Polarisation unterscheiden sich um π .

Durch das Gleichsetzen der Terme gleicher Frequenz auf beiden Seiten der Wellengleichung folgen die drei gekoppelten Amplitudengleichungen für verlustfreie Medien:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1(z)}{dz} &= -i\kappa_1 E_2^*(z) E_3(z) e^{-i\Delta k z} \\ \frac{dE_2(z)}{dz} &= -i\kappa_2 E_1^*(z) E_3(z) e^{-i\Delta k z} \\ \frac{dE_3(z)}{dz} &= -i\kappa_3 E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z} . \end{aligned} \quad (7.5)$$

Hierbei stehen

$$\kappa_i = \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c_0}, \text{ mit } i \in \{1, 2, 3\} \quad (7.6)$$

für die Kopplungskoeffizienten und

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \quad (7.7)$$

für die Wellenvektordifferenz, die auch *Phasenfehlanpassung* genannt wird.

Unter Annahme einer verschwindenden Phasenfehlanpassung ($\Delta k = 0$) lässt sich aus den Amplitudengleichungen die Manley-Rowe-Beziehung

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{d}{dz} (n_1 |E_1|^2) = \frac{1}{\omega_2} \frac{d}{dz} (n_2 |E_2|^2) = \frac{1}{\omega_3} \frac{d}{dz} (n_3 |E_3|^2) \quad (7.8)$$

ableiten. Diese Beziehung kann so interpretiert werden, dass bei der Vernichtung eines Photons der Frequenz ω_3 jeweils ein Photon der Frequenzen ω_1 und ω_2 erzeugt wird. Somit entspricht diese Gleichung der Energieerhaltung.

Für den Fall der Frequenzverdopplung können die gekoppelten Amplitudengleichungen analytisch gelöst werden [143]. Für kleine Konversionseffizienzen, d.h. bei einer vernachlässigbaren Abnahme der Amplitude der Fundamentalwellen über die gesamte Wechselwirkungslänge, ergibt sich für die Konversionseffizienz der Ausdruck

$$\eta = \frac{P(2\omega)}{P(\omega)} = \kappa(2\omega) \frac{L^2}{A} \text{sin}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) , \quad (7.9)$$

wobei L für die Länge des nichtlinearen Kristalls, A für die Querschnittsfläche des fundamentalen Strahls und

$$\kappa(2\omega) = \frac{2\omega^2}{\pi\epsilon_0 c^3} \frac{d_{eff}^2}{n(2\omega)n(\omega)} \quad (7.10)$$

für die Kopplungskonstante steht. Die Konversionseffizienz ist somit für den Fall der so genannten *Phasenanpassung* ($\Delta k = 0$) maximal, in dem die erzeugte Leistung $P(2\omega)$ quadratisch mit der einfallenden Leistung $P(\omega)$ ansteigt. Ist $\Delta k \neq 0$, so besitzen Fundamentalstrahlung und Oberwelle unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten $v(\omega)$ und $v(2\omega)$ im nichtlinearen Medium. Hierdurch ändert sich die Phasendifferenz der wechselwirkenden Wellen linear mit der Wechselwirkungslänge. Nach der so genannten Kohärenzlänge $l_c = \pi/\Delta k$ beträgt diese Differenz gerade π und $E(2\omega)$ erreicht sein Maximum. Ist die Wechselwirkungslänge größer als die Kohärenzlänge, so werden Partialwellen erzeugt, die destruktiv mit $E(2\omega)$ interferieren, bis nach $L = 2l_c$ die Oberwelle vollständig ausgelöscht ist. Die Phasendifferenz beträgt dann 2π und der Prozess startet von neuem. Auf diese Weise ist die sinc²-förmige Oszillation von $E(2\omega)$ bzw. $P(2\omega)$ und damit der Konversionseffizienz im Fall einer bestehenden Phasenfehlpassung zu erklären.

7.1.3 Realisierung der Phasenanpassung

Bei kollinear Ausbreitung aller beteiligten Wellen kann Gleichung (7.7) unter Verwendung der Dispersionsrelation

$$k(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (7.11)$$

in

$$\frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3} - \frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1} - \frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2} = 0 \quad (7.12)$$

umgeschrieben werden. Für den Spezialfall der Frequenzverdopplung ergibt sich hieraus

$$n(2\omega) = n(\omega) \quad (7.13)$$

als Bedingung für die Phasenanpassung. In isotropen Medien kann diese Bedingung nicht erfüllt werden, da der Brechungsindex über den transparenten Wellenlängenbereich des Mediums eine mit λ monoton fallende Funktion darstellt. Für anisotrope Materialien ist (7.13) hingegen erfüllbar, wenn sowohl ordentlich als auch außerordentlich polarisierte Wellen an der Frequenzverdopplung beteiligt sind. Hierbei wird zwischen dem Fall gleicher Polarisation der beiden Grundwellen (*Typ-I Phasenanpassung*) und unterschiedlicher Polarisation (*Typ-II Phasenanpassung*) differenziert.

Die optische Achse eines uniaxialen Kristalls und die Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle spannen die so genannte Hauptebene des Kristalls auf. Steht die Polarisation einer Welle senkrecht zu dieser Ebene, so handelt es sich um eine ordentlich polarisierte Welle (o-Welle). Für jeden Winkel Θ zwischen der optischen Achse und der Ausbreitungsrichtung steht die Polarisation einer solchen Welle senkrecht zur optischen Achse, weshalb

der zugehörige Brechungsindex n_o winkelunabhängig ist. Dies ist für eine außerordentlich polarisierte Welle (e-Welle), deren Polarisation in der Hauptebene liegt, nicht der Fall. Der Brechungsindex einer solchen Welle variiert mit dem Winkel Θ gemäß

$$n_e(\Theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\Theta) + n_e^2 \cos^2(\Theta)}} \quad (7.14)$$

und nimmt somit Werte zwischen n_o für eine Ausbreitung entlang der optischen Achse und n_e für eine Ausbreitung senkrecht dazu an. Da der Brechungsindex zusätzlich von der Wellenlänge abhängt, ist es in der Regel möglich, einen Winkel Θ zu finden, für den Gleichung (7.13) in Form von $n_e(\Theta, 2\omega) = n_o(\Theta, \omega)$ erfüllt ist. Dabei ist der Azimutalwinkel ϕ für die Phasenanpassung ohne Belang. Allerdings kann über diesen eine Maximierung der effektiven Nichtlinearität d_{eff} erreicht werden, wodurch ϕ die Effizienz des Konversionsprozesses beeinflusst [140].

Die Phasenanpassung über den Winkel wird auch *kritische Phasenanpassung* genannt, da bereits kleine Abweichungen von Θ zu einer drastischen Verminderung der Konversionseffizienz führen. Zudem unterscheiden sich die Ausbreitungsrichtungen für ordentlich und außerordentlich polarisierte Wellen, da im Fall der außerordentlichen Welle die Richtung des Wellenvektors \vec{k} nicht mit der Richtung des Energieflusses \vec{S} übereinstimmt. Hierdurch verringert sich der räumliche Überlapp der beteiligten Wellen mit wachsender Wechselwirkungslänge, was die maximal mögliche Konversionseffizienz begrenzt und das transversale Strahlprofil beeinträchtigt. Der Einfluss dieses so genannten *räumlichen Walk-Offs* hängt von dem Winkel ρ ab, den die beiden Vektoren \vec{k} und \vec{S} miteinander einschließen.

Ist die Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung für eine Ausbreitungsrichtung senkrecht zur optischen Achse ($\Theta = 90^\circ$) möglich, so verschwindet der räumliche Walk-Off der beteiligten Wellen und die Winkelakzeptanz ist deutlich größer. Daher wird dieser Fall auch als *nichtkritische Phasenanpassung* bezeichnet. Für eine feste Wellenlänge ist diese Art der Phasenanpassung im Allgemeinen nur möglich, wenn anstelle des Winkels ein anderer Parameter variiert wird, von dem der Brechungsindex abhängig ist. In der Regel wird hierfür die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex ausgenutzt. Beispielsweise kann im Fall der Frequenzverdopplung einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm mit dem Material Lithiumtriborat (LBO) nichtkritische Phasenanpassung realisiert werden, indem der nichtlineare Kristall auf eine Temperatur von etwa 140°C geheizt wird.

In der vorliegenden Arbeit werden mit Lithiumtriborat (LBO) und Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP) ausschließlich biaxiale Kristalle zur Frequenzverdopplung eingesetzt. Hierbei sind im Allgemeinen keine ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes definiert. Eine Ausnahme bildet die Strahlausbreitung in einer Hauptebene, d.h. in einer von zwei Hauptachsen des Kristalls aufgespannten Ebene: In diesem Fall liegen analoge Verhältnisse zu uniaxialen Kristallen vor. Insbesondere lassen sich dann wieder ordentliche und außerordentliche Brechungsindizes definieren, wie in Tabelle 7.1 aufgelistet. Wie anhand der dort gegebenen Ausdrücke gesehen werden kann, spielt im Gegensatz zu uniaxia-

Hauptebene	n_o	n_e
xy-Ebene, $\Theta = 90^\circ$	$n_o(\phi) = n_z$	$n_e(\phi) = \frac{n_x n_z}{\sqrt{n_y^2 \sin^2(\phi) + n_x^2 \cos^2(\phi)}}$
yz-Ebene, $\phi = 90^\circ$	$n_o(\Theta) = n_x$	$n_e(\Theta) = \frac{n_y n_z}{\sqrt{n_y^2 \sin^2(\Theta) + n_z^2 \cos^2(\Theta)}}$
xz-Ebene, $\phi = 0^\circ$	$n_o(\Theta) = n_y$	$n_e(\Theta) = \frac{n_x n_z}{\sqrt{n_x^2 \sin^2(\Theta) + n_z^2 \cos^2(\Theta)}}$

Tabelle 7.1: Vorschrift zur Bestimmung der ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes in den drei Hauptebenen biaxialer Kristalle.

len Kristallen bei der Phasenanpassung in biaxialen Kristallen auch der Azimutalwinkel ϕ eine entscheidende Rolle.

7.1.4 Frequenzverdopplung von ultrakurzen Laserimpulsen in dispersiven Medien

Um die gekoppelten Amplitudengleichungen auf die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente zur Frequenzverdopplung anwenden zu können, müssen noch zwei weitere Eigenschaften ultrakurzer Laserimpulse berücksichtigt werden: die Dispersion und das räumliche Verhalten Gaußscher Strahlen.

Die Ausbreitung von Lichtimpulsen in einem dispersiven Medium wird durch die Dispersionsrelation (7.11) beschrieben, welche die Abhängigkeit des Betrages des Wellenvektors k von der Frequenz der Strahlung ω angibt. Um die Ausbreitung eines Impulses $E(t)$ durch ein Medium der Länge L zu berechnen, wird zuerst die Fouriertransformation gebildet, die zu dessen Spektrum $A(\omega)$ führt. Das Spektrum wird danach mit der Transferfunktion $T(\omega) = e^{ik(\omega)L}$ multipliziert und der Fourierrücktransformation unterzogen [34]. Hieraus ergeben sich die modifizierten Amplitudengleichungen zu

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,1}} + i \frac{GVD_1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_1(z, t) &= -i\kappa_1 E_2^*(z, t) E_3(z, t) e^{-i\Delta kz} \\
 \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,2}} + i \frac{GVD_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_2(z, t) &= -i\kappa_2 E_1^*(z, t) E_3(z, t) e^{-i\Delta kz} \\
 \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,3}} + i \frac{GVD_3}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_3(z, t) &= -i\kappa_3 E_1(z, t) E_2(z, t) e^{-i\Delta kz},
 \end{aligned} \tag{7.15}$$

die auf der linken Seite um zwei Terme erweitert wurden [144]. Die darin enthaltenen Größen der Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = \partial\omega/\partial k$ und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion $GVD = \partial^2 k/\partial\omega^2$ können aus Gleichung 7.11 berechnet werden.

Die Gruppengeschwindigkeiten der beteiligten Impulse unterscheiden sich in der Regel, da sie unterschiedliche Wellenlängen beziehungsweise Polarisierungen besitzen. Durch diesen Geschwindigkeitsunterschied (*GVM, engl. group velocity mismatch*) laufen die Impulse zeitlich auseinander, was auch als *zeitlicher Walk-Off* bezeichnet wird und die Konversionseffizienz begrenzt.

Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion ist ein Maß für das Zerfließen eines Lichtimpulses bei der Ausbreitung in einem dispersiven Medium. Für die meisten nichtlinearen Kristalle liegt der Einfluss dieses Effekts bei $GVD < 1000 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Somit erfahren Impulse einer Dauer von wenigen Pikosekunden beim Durchlaufen eines etwa 1 cm langen nichtlinearen Kristalls, wie es in den nachfolgenden Experimente der Fall ist, eine Verbreiterung von wenigen Promillen. Aus diesem Grund ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion an dieser Stelle nicht von Bedeutung.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Laserimpulse ist die räumliche Ausbreitung in Form von Gaußstrahlen. Im Gegensatz zu ebenen Wellen ändert sich die Phase $\Phi(z) = -\arctan(z/z_0)$ eines Gaußschen Strahls entlang der Ausbreitungsrichtung. Hierbei steht $z_0 = \pi w_0/\lambda$ für die Rayleighlänge und w_0 für den Radius der Strahltaile am Ort $z = 0$. Die Phasenänderung hat einen Einfluss auf die Phasenfehlانpassung der nichtlinearen Wechselwirkung und muss daher berücksichtigt werden. Dies geschieht beispielsweise in der Theorie von Cheung und Liu [145, 146], in der Gaußstrahlen durch komplexwertige Strahlüberlappfaktoren in die Amplitudengleichungen eingehen. Das elektrische Feld eines Gaußstrahls ist dabei als

$$E(x, y, z, t) = \mathcal{E}(z, t)\Psi(x, y, z)e^{i(\omega t - kz)} \quad (7.16)$$

definiert, wobei $\mathcal{E}(z, t)$ die Amplitude und

$$\Psi(x, y, z) = \frac{1}{1 + i\xi} \exp\left(-\frac{[x - \alpha(z - f)]^2 + y^2}{\omega_0^2(1 + i\xi)}\right), \text{ mit } \xi = \frac{2(z - f)}{\omega_0^2 k} \quad (7.17)$$

das räumliche Profil des Strahls beschreibt. Dabei steht f für die Position der Strahltaile im nichtlinearen Kristall und α für den Walk-Off Winkel. Bei Berücksichtigung der räumlichen Eigenschaften Gaußscher Strahlen werden die Amplitudengleichungen für Drei-Wellen-Prozesse letztendlich als

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,1}} + i\frac{GVD_1}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_1(z, t) &= -i\kappa_1 G_1(z) E_2^*(z, t) E_3(z, t) e^{-i\Delta k z} \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,2}} + i\frac{GVD_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_2(z, t) &= -i\kappa_2 G_2(z) E_1^*(z, t) E_3(z, t) e^{-i\Delta k z} \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr,3}} + i\frac{GVD_3}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_3(z, t) &= -i\kappa_3 G_3(z) E_1(z, t) E_2(z, t) e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \quad (7.18)$$

geschrieben. Dabei berücksichtigen die komplexen Strahlüberlappfaktoren

$$G_i(z) = \frac{\int \Psi_1^*(x, y, z)\Psi_2^*(x, y, z)\Psi_3(x, y, z)dx dy}{\int \Psi_i^*(x, y, z)\Psi_i^*(x, y, z)dx dy} \quad (7.19)$$

die Beugung, den räumlichen Walk-Off und die transversalen Eigenschaften Gaußscher Strahlen. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Strahlüberlappfaktoren sei auf die Literatur verwiesen [145, 146].

Eine analytische Lösung dieses Systems gekoppelter Differentialgleichungen ist nicht möglich. Zur Berechnung der in den nachfolgenden Experimenten erwarteten Konversionseffizienzen wird daher ein von B. Ruffing entwickeltes Computerprogramm namens *Opix* verwendet, welches das Gleichungssystem (7.18) numerisch löst [147].

7.2 Experimentelle Ergebnisse

Als Signalstrahlung für die nachfolgenden Experimente wurden die in Kapitel 5.3.3 charakterisierten Impulse verwendet. Die Fundamentale besteht somit aus 6,0 ps langen und spektral 185 GHz breiten Impulsen einer Energie von 3,0 μJ bei einer Repetitionsrate von 330 kHz. Zunächst wird der Versuchsaufbau für die Erzeugung der zweiten Harmonischen mit der Methode der kritischen Phasenanpassung in Abschnitt 7.2.1 vorgestellt. Im Anschluss daran finden sich die experimentellen Ergebnisse der Frequenzverdopplung mit KTP (Kapitel 7.2.2) und LBO (Kapitel 7.2.3).

7.2.1 Der Versuchsaufbau

Für die Frequenzverdopplung von Laserstrahlung der Wellenlänge 1064 nm haben sich unter anderem Kaliumtitanylphosphat (KTP) [115] und Lithiumtriborat (LBO) [148, 149] bewährt, weshalb in den folgenden Experimenten beide Materialien verwendet wurden. Zum Einsatz kamen ein 5 mm langer KTP-*fr*-Kristall der Firma *Cristal Laser* und zwei 5 bzw. 8 mm lange LBO-Kristalle der Firma *Fujian Castech Crystals, Inc.*, die eine Apertur von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ aufwiesen. Der Zusatz *fr* des KTP-Kristalls steht für *fully resistant* und soll die Resistenz des Kristalls gegenüber dem *gray-tracking* Effekt zum Ausdruck bringen [150]. Alle drei Kristalle waren auf beiden Endflächen für die Wellenlänge der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen (1064 nm und 532 nm) antireflexbeschichtet.

Der Versuchsaufbau für die Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang ist in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt. Die aus dem Nd:YVO₄-Oszillator elektrooptisch ausgekoppelte Fundamentale wird über zwei Umlenkspiegel geführt und mit einer plankonvexen Linse L1 in den nichtlinearen Kristall fokussiert. Die Linse L2 kollimiert die erzeugte frequenzverdoppelte Strahlung. Danach trennt ein BK7-Prisma den unkonvertierten Anteil der Fundamentalen von der erzeugten zweiten Harmonischen.

Die Phasenanpassung erfolgt in allen Fällen kritisch, also über die Anpassung der Winkel Θ und Φ zwischen der Strahlausbreitungsrichtung und den beiden optischen Achsen der Kristalle. Für KTP betragen diese Winkel $\Theta = 90^\circ$ und $\Phi = 26^\circ$, im Fall von LBO liegen sie bei $\Theta = 90^\circ$ und $\Phi = 11,3^\circ$. Die Strahlausbreitung erfolgt für beide

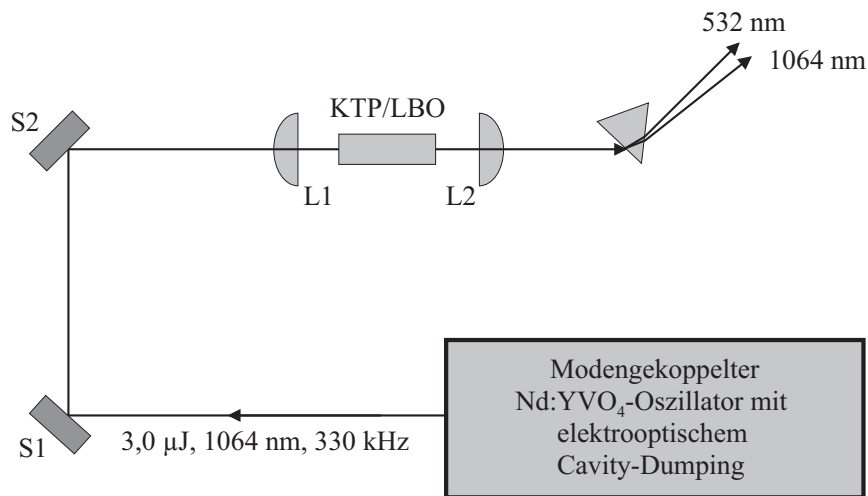


Abbildung 7.1: Schematischer Versuchsaufbau zur Frequenzverdopplung der in Kapitel 5.3.3 charakterisierten Impulse. Erläuterungen siehe Text.

Kristalltypen in der xy -Hauptebene, wodurch die Zuordnung von ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes gemäß Tabelle 7.1 möglich ist. Demzufolge handelt es sich bei der Phasenanpassung mit KTP um einen Typ-II, bei LBO hingegen um einem Typ-I Prozess.

Tabelle 7.2 listet die wichtigsten Eigenschaften von KTP und LBO für den jeweils angewandten Typ der Phasenanpassung auf. KTP ragt dabei in erster Linie aufgrund des hohen nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} heraus, besitzt allerdings verglichen mit LBO nur etwa ein Sechstel der spektralen Akzeptanzbandbreite. Dies sollte im Experiment jedoch unkritisch sein, da die Akzeptanzbandbreite des 5 mm langen KTP-Kristalls mit $\Delta\lambda = 1,2$ nm oberhalb der spektralen Breite von 0,7 nm der selbstphasenmodulierten Fundamentalstrahlung liegt.

7.2.2 Experimentelle Ergebnisse mit KTP

Abbildung 7.2 stellt die Ergebnisse der Frequenzverdopplung mit dem KTP Kristall dar. Die Messwerte wurden mit einem $210 \mu\text{m}$ durchmessenden Fokus im Kristall erzeugt und belegen eine Konversionseffizienz von maximal 53 % bei einer mittleren Fundamentalleistung von 970 mW. Die zweite Harmonische besaß eine maximale mittlere Leistung von 515 mW, was einer Impulsenergie von etwa $1,6 \mu\text{J}$ entspricht. Der mit dem Programm *Opix* anhand der Amplitudengleichungen (7.18) berechnete Wert für die Konversionseffizienz beträgt 60 % und liegt somit nahe am experimentellen Ergebnis.

Das transversale Strahlprofil der erzeugten zweiten Harmonischen besaß die Form eines Doughnut-Modes. Dies weist auf eine Rückkonversion der frequenzverdoppelten Strahlung im Zentrum des Strahls hin, wo die Spitzenleistung maximal ist. Größere Strahldurchmes-

Eigenschaft	KTP	LBO
Optische Achsen	2 (biaxial)	2 (biaxial)
Phasenanpassung	Typ II (eo \rightarrow e) xy-Ebene kritisch	Typ I (oo \rightarrow e) xy-Ebene kritisch
Phasenanpassungswinkel	$\Phi = 26^\circ, \Theta = 90^\circ$	$\Phi = 11,3^\circ, \Theta = 90^\circ$
Nichtlinearer Koeffizient	3,52 pm/V	0,83 pm/V
räumlicher Walk-Off	$\rho_{532} = 0,280^\circ$ $\rho_{1064} = 0,199^\circ$	$\rho_{532} = 0,395^\circ$
Brechungsindex	$n_{532}^e = 1,788$ $n_{1064}^o = 1,830$ $n_{1064}^e = 1,746$	$n_{532}^e = 1,605$ $n_{1064}^o = 1,605$
Gruppengeschwindigkeit in 10^8 m/s	$v_g^e 532 = 1,573$ $v_g^o 1064 = 1,604$ $v_g^e 1064 = 1,688$	$v_g^e 532 = 1,829$ $v_g^o 1064 = 1,844$
Bandbreitenakzeptanz	0,6 nm·cm	3,9 nm·cm
Winkelakzeptanz $\Delta\Theta \cdot L$	1,82°·cm	1,79°·cm
Winkelakzeptanz $\Delta\Phi \cdot L$	0,58°·cm	0,24°·cm

Tabelle 7.2: Vergleich der für die zur Frequenzverdopplung modengekoppelter Strahlung der Wellenlänge 1064 nm wichtigen Eigenschaften von KTP und LBO. Mit Ausnahme der Werte für die Winkelakzeptanzen, für KTP aus [151] und für LBO aus [152] entnommen, wurden die Werte mit Hilfe des Computerprogramms *SNLO* der *Sandia National Laboratories, USA* berechnet [153].

ser im Kristall führten zwar zu einer Verbesserung des Strahlprofils, allerdings auch zu einer Verschlechterung der Konversionseffizienz. So konnten bei einem nahezu beugungsbegrenzten Strahlprofil nur noch etwa 30 % der Fundamentalstrahlung konvertiert werden.

7.2.3 Experimentelle Ergebnisse mit LBO

Deutlich höhere Konversionseffizienzen wurden mit den beiden LBO-Kristallen erreicht, wie Abbildung 7.3 beispielsweise für den 5 mm langen Kristall verdeutlicht. Mit einem Fokussdurchmesser von 76 μm betrug die erzielte mittlere Leistung der zweiten Harmonischen 690 mW. Bei einer Eingangsleistung der Fundamentalen von 970 mW entspricht dies einer Konversionseffizienz von 71 %. Eine weitere Steigerung der Effizienz war mit dem 8 mm langen LBO-Kristall möglich. Damit konnten 75 % der Fundamentalstrahlung konvertiert werden, bei einer Fokusgröße von 112 μm im Durchmesser. In diesem Fall besaßen die frequenzverdoppelten Impulse eine Energie von knapp 2,3 μJ . Die mit dem Programm *Opix* berechneten Werte für die Konversionseffizienz betragen 68 % für den

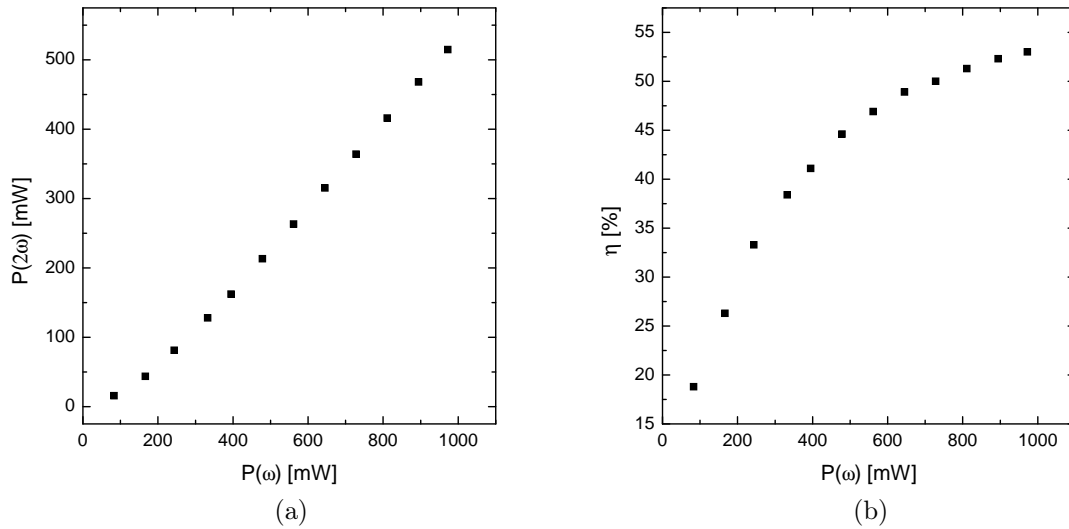


Abbildung 7.2: Kennlinie (a) und Konversionseffizienz (b) der Frequenzverdopplung in einem 5 mm langen KTP Kristall.

5 mm bzw. 76 % für den 8 mm Kristall. Die experimentellen Ergebnisse zeigen also eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch zu erwartenden Werten.

Das Signal der Intensitätsautokorrelation und das optische Spektrum der frequenzverdoppelten Impulse für den Fall des 8 mm langen LBO-Kristalls bei maximaler Konversionseffizienz sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Messwerte des Autokorrelationssignals können im Ganzen nicht mehr gut an eine sech^2 -Funktion angepasst werden. Stattdessen ergibt sich eine hohe Übereinstimmung mit einer Gauß-Funktion, die eine Impulsdauer von 6,5 ps liefert. Eine mögliche Erklärung hierfür basiert auf einer unterschiedlichen Konversionseffizienz der sech^2 -förmigen Fundamentalimpulse im Maximum und den Flanken. Für kleine Konversionseffizienzen ist die Intensitätsverteilung der zweiten Harmonischen $I(2\omega, t)$ proportional zum Quadrat der Intensitätsverteilung der Fundamentalen $I^2(\omega, t)$. Dies resultiert in einer Unterdrückung der Impulsflanken und damit einer Impulsverkürzung. Für die hier erreichten hohen Konversionseffizienzen gilt dies jedoch nur mit Einschränkung, da das Impulsmaximum der Fundamentalen verstärkt abgebaut wird und die Konversion sättigt. In der Folge zeigt sich in der Intensitätsautokorrelation ein abgeflachtes Impulsmaximum.

Wird eine sech^2 -Funktion an die Flanken der Messwerte angepasst, so ist in diesem Bereich bei einer Impulsdauer von 6,2 ps eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten möglich. Erwartungsgemäß liegt die Spitze der angepassten Funktion in diesem Fall deutlich oberhalb der Messwerte und der Gauß-Funktion.

Das optische Spektrum zeigt, dass die spektrale Breite beim Konversionsprozess mehr als verdoppelt wird und die Modulation des Spektrums zunimmt. Dies ist trotz des vergleichsweise kleinen nichtlinearen Brechungsindex $n_2 \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ von LBO [154] auf

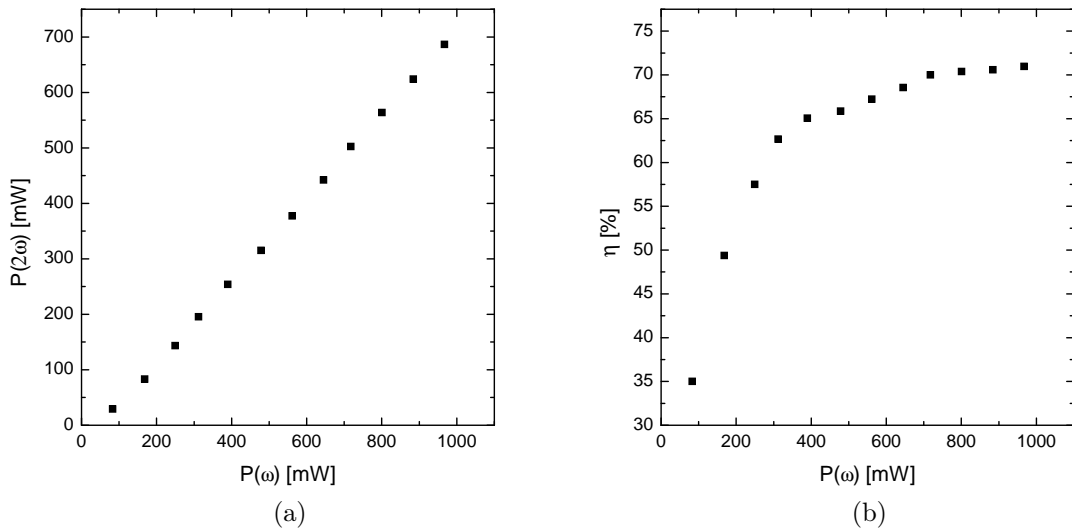


Abbildung 7.3: Kennlinie (a) und Konversionseffizienz (b) der Frequenzverdopplung in einem 5 mm langen LBO Kristall.

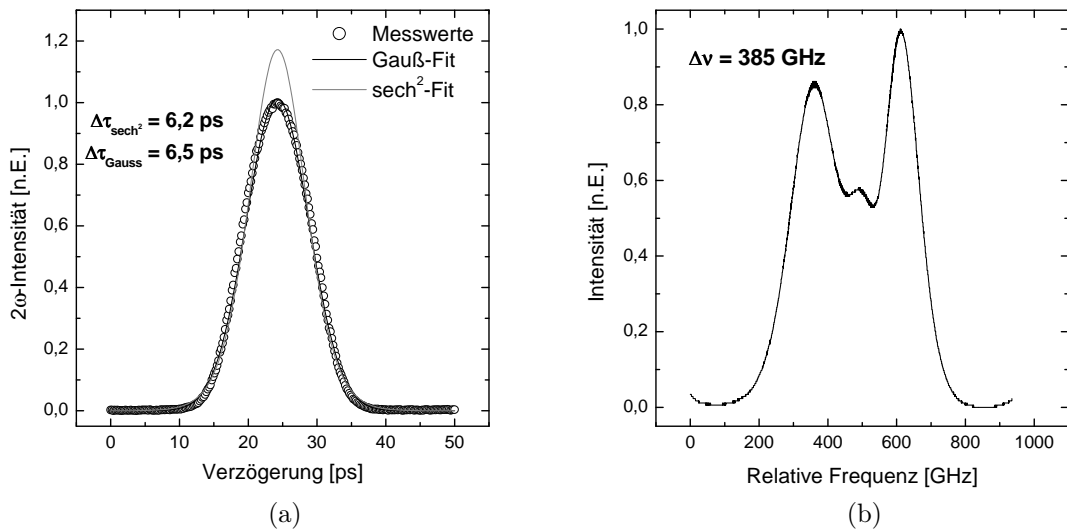


Abbildung 7.4: Signal der Intensitätsautokorrelation (a) und optisches Spektrum (b) der in LBO frequenzverdoppelten Impulse einer Repetitionsrate von 330 kHz. Die Messwerte der Autokorrelation können aufgrund einer Sättigung der Konversion im Impulsmaximum nicht mehr im Ganzen an eine sech²-Funktion angepasst werden. Das optische Spektrum ist durch Selbstphasenmodulation aufgrund der hohen Spitzenintensität im LBO Kristall nochmals deutlich verbreitert.

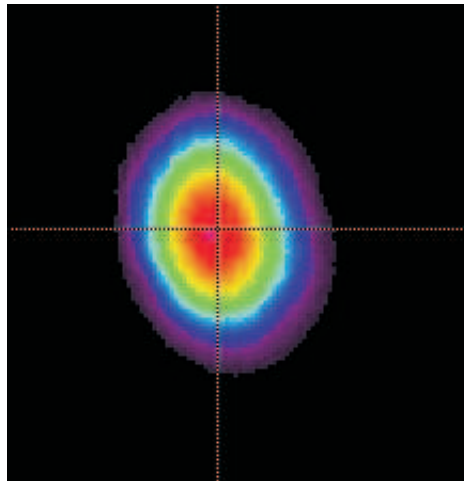


Abbildung 7.5: CCD-Kamera Aufnahme des transversalen Strahlprofils der frequenzverdoppelten Impulse, bei maximaler Konversionseffizienz von 75 %.

eine Selbstphasenmodulation der Impulse bei der Frequenzverdopplung zurückzuführen. Dabei ist die geringe Fleckgröße der Fundamentalen im Fokus ausschlaggebend, die in einer Spitzenintensität von $I_0 = 4,4 \text{ GW/cm}^2$ im Fokus resultiert.

Das transversale Strahlprofil der zweiten Harmonischen ist in Abbildung 7.5 zu sehen, aufgenommen nach dem Prisma zur Trennung der Fundamentalen von der frequenzverdoppelten Strahlung. Das Profil ist zwar leicht elliptisch, besitzt aber keine irregulären Strukturen oder Artefakte und weist keine Anteile höherer transversaler Moden auf.

Die außergewöhnlich hohe Konversionseffizienz von 75 % dokumentiert das große Potenzial der in dieser Arbeit erzeugten Impulse hinsichtlich der Frequenzkonversion. Dies ist wünschenswert, da die Möglichkeit eines effizienten Zugangs zu anderen Wellenlängenbereichen das Anwendungsfeld eines jeden Lasersystems vergrößert. Zudem belegt die Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie, dass die mittlere Leistung der Fundamentalen auf die modengekoppelten Impulse verteilt und nicht etwa zu großen Teilen in einem kontinuierlichen Untergrund enthalten ist. Wäre dies der Fall, könnten in den Experimenten keine derart hohen Konversionseffizienzen im Einfachdurchgang erzielt werden. Somit dienen die Ergebnisse der Frequenzverdopplung auch als weiteres Indiz für die hohe zeitliche Qualität der in den vorangegangenen Kapiteln mit der Methode des Cavity-Dumpings erzeugten Impulse.

Numerische Simulation der Laserdynamik beim Cavity-Dumping

Ein in der vorliegenden Arbeit erstmals beobachteter und im Rahmen der Experimente nicht zu klärender Effekt ist der bei resonantem Cavity-Dumping auftretende Übergang der Modenkopplung vom kontinuierlichen in den gütegeschalteten Betrieb (siehe Abschnitt 5.3.1). Zur Klärung der Ursachen dieses Effekts waren Computersimulationen der Dynamik von Lasersystemen mit Cavity-Dumping notwendig, welche die Darstellung des zeitlichen Verhaltens des resonatorinternen Strahlungsfeldes und der Verstärkung ermöglichen. Diese Simulationen führen zu einem tieferen physikalischen Verständnis des im Experiment beobachteten Verhaltens und sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

Einleitend werden in Abschnitt 8.1 die theoretischen Grundlagen des verwendeten Modells vorgestellt. Dabei handelt es sich um die Rategleichungen der Besetzungsinversion und der Photonenzahl für ideale Vier-Niveau-Systeme, wie Nd:YVO₄ in guter Näherung eines darstellt. Diese Gleichungen sind für die in dieser Arbeit realisierten Oszillatoren nicht analytisch lösbar, so dass ein numerischer Ansatz unabdingbar ist. Als Lösungsverfahren wird hierfür das Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung verwendet [155], dessen Grundzüge im Mittelpunkt von Kapitel 8.2 stehen.

Mit diesem Ansatz können sowohl die Gründe für die Instabilitäten der Modenkopplung bei exakt resonantem Cavity-Dumping identifiziert als auch die Unterschiede im dynamischen Gleichgewicht von resonantem und überresonantem Cavity-Dumping studiert werden. Dies wird in Kapitel 8.3 dargestellt.

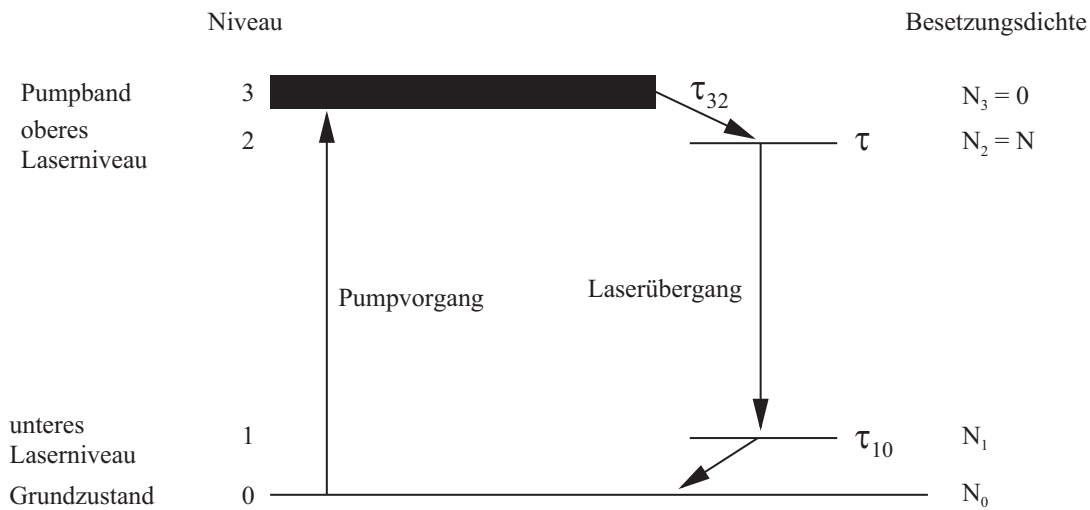


Abbildung 8.1: Vereinfachtes Termschema eines idealen Vier-Niveau-Systems.

8.1 Theoretische Grundlagen des Ratengleichungsmodells

Ratengleichungsmodelle basieren auf der Annahme, dass die Zahl der Atome, die von einem Niveau aus in ein anderes Niveau übergehen, in Relation zur Zahl der absorbierten beziehungsweise emittierten Photonen steht [156, 157]. Diese klassischen Modelle vermitteln generell ein intuitives Bild des Laserhaltens und gewähren den mathematisch einfachsten Zugang. Für das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte Lasermaterial Nd:YVO₄ kann in guter Näherung das Ratengleichungsmodell für ideale Vier-Niveau-Systeme verwendet werden. Dies zeigt ein Vergleich der in Kapitel 3.1 behandelten Eigenschaften von Nd:YVO₄ mit dem in Abbildung 8.1 vereinfacht dargestellten Termschema idealer Vier-Niveau-Systeme: Eine Pumpquelle sorgt für die Anregung vom Grundzustand in eine Fülle von energetisch eng beieinander liegenden Pumpniveaus, deren Gesamtheit als Pumpband bezeichnet wird. Die Relaxation von dort in das energetisch darunter liegende obere Laserniveau findet sehr schnell statt ($\tau_{32} \approx 0$), so dass die Besetzungsdichte N_3 in guter Näherung gleich Null gesetzt werden kann. Die folgende Argumentation bleibt auch bei Existenz mehrerer Pumpbänder richtig, vorausgesetzt die zugehörigen Relaxationszeiten in das obere Laserniveau bleiben vernachlässigbar. Das obere Laserniveau besitzt eine lange Lebensdauer τ gegenüber nichtstrahlenden und spontan strahlenden Übergängen, was zu einer Anhäufung der Pumpenergie und einer entsprechend großen Besetzungsdichte N_2 führt. Der Übergang vom oberen in das untere Laserniveau findet im Laserbetrieb fast ausschließlich durch induzierte, ansonsten vor allem durch spontane Emission von Photonen statt. Da die Relaxation vom unteren Laserniveau in den Grundzustand sehr schnell vonstatten geht, kann auch $N_1 \approx 0$ gesetzt werden. Somit entspricht N_2 der Dich-

te der Besetzungsinversion N . N_0 wird, verglichen mit den anderen Zuständen, als sehr groß angenommen, so dass der Abbau dieser Besetzungsdichte durch den Pumpvorgang vernachlässigbar ist. Im Fall von Nd:YVO₄ liegen die Übergangszeiten τ_{32} und τ_{10} im Bereich von Pikosekunden, τ hingegen bei etwa 100 μs , was die Verwendung dieses Modells rechtfertigt [76].

Um die Laserdynamik zu simulieren, müssen die gekoppelten Ratengleichungen für die Dichte der Besetzungsinversion $N = N_2 - N_1 \approx N_2$

$$\frac{dN}{dt} = R_p - B\phi N - \frac{N}{\tau} \quad (8.1)$$

und die Photonenzahl im Resonator ϕ

$$\frac{d\phi}{dt} = V_a B(\phi + 1)N - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (8.2)$$

gelöst werden. Die Pumprate R_p steht für die Zahl der Atome pro Volumen, die durch den Pumpvorgang in das obere Laserniveau gelangen. Der zweite Term in Gleichung (8.1) berücksichtigt die Abnahme der Besetzungsinversion durch induzierte Emission. B ist die Übergangsrate durch stimulierte Emission pro Photon und Mode, die sich als

$$B = \frac{\sigma c}{V} = \frac{\sigma l c}{V_a L} \quad (8.3)$$

schreiben lässt. Dabei steht σ für den Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission, c für die Lichtgeschwindigkeit, V für das Modenvolumen im Resonator, V_a für das Modenvolumen im aktiven Medium, l für die Länge des aktiven Mediums und L für die optische Resonatorlänge. Der dritte Term in Gleichung (8.1) berücksichtigt die Reduktion der Besetzungsinversion durch spontan strahlende und nichtstrahlende Übergänge.

Die Zuwachsrate der resonatorinternen Photonen durch induzierte Emission beträgt $V_a B \phi N$. In (8.2) findet sich jedoch nicht ϕ sondern $\phi + 1$. Dieses Extraphoton ist der Beitrag der spontanen Emission zum Laserprozess, wie eine quantenelektrodynamische Betrachtung zeigt [158]. Ohne das Extraphoton wäre $\phi(t = 0) = 0$ und somit auch $d\phi/dt = 0$, weshalb in der Folge kein Laserprozess zustande käme. Der zweite Term dieser Gleichung beschreibt die Abnahme der Photonenzahl im Resonator durch passive Verluste. Hierzu zählen Beugung, Absorption sowie Reflexions- und Transmissionsverluste. Die Summe aller Verluste wird durch die Resonatorlebensdauer der Photonen

$$\tau_c = \frac{L}{c\gamma} \quad (8.4)$$

ausgedrückt, wobei γ für die logarithmischen Gesamtverluste pro halbem Umlauf steht.

Verglichen mit den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimenten berücksichtigen die Ratengleichungen zwei scheinbar wesentliche Punkte nicht. Einer dieser Punkte ist die passive Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbieren. Diese könnte

durch die Kopplung mit einer dritten Ratengleichung für die sättigbare Absorption der Absorberstruktur in das Modell integriert werden [36]. Im vorliegenden Fall ist dies jedoch nicht notwendig, da erstens lediglich die Einhüllende der Impulse von Interesse ist und zweitens aufgrund der langen Lebensdauer des oberen Laerniveaus keine dynamische Sättigung der Verstärkung durch die Modenkopplung stattfindet (siehe Kapitel 2.3.2). Demzufolge hat die Modenkopplung keinen signifikanten Einfluss auf das zeitliche Verhalten der Verstärkung. Aus diesen Gründen reicht die Betrachtung des kontinuierlichen Laserbetriebs aus.

Der zweite Punkt ist die Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit der Besetzungsinversion im aktiven Medium. Die Gleichungen sind ortsunabhängig und daher nur im Fall einer räumlich homogenen Energiedichte von Pump- und Resonatorstrahlung im aktiven Medium bei Oszillation in einer longitudinalen Mode exakt gültig. Dies ist streng genommen nur für einen unidirektionalen Ringoszillator mit homogenem transversalem Strahlprofil gegeben, dessen aktives Medium räumlich homogen gepumpt wird. Da die Laserdynamik im Folgenden jedoch in erster Linie qualitativ untersucht werden soll, wird auf die Berücksichtigung ortsabhängiger Energiedichten im aktiven Medium verzichtet.

Die Lösung der gekoppelten Ratengleichungen (8.1) und (8.2) kann nur für wenige Spezialfälle analytisch erfolgen, da beide aufgrund der Produkte $N(t)\phi(t)$ nichtlinear in den Variablen $N(t)$ und $\phi(t)$ sind. Ein solcher Spezialfall ist die Berechnung von Relaxationsoszillationen infolge kleiner Störungen des statischen Gleichgewichtszustands [34, 159]. Stehen \bar{N} und $\bar{\phi}$ für die Besetzungsinversion und die Photonenzahl im statischen Gleichgewicht, dann lassen sich $N(t)$ und $\phi(t)$ als

$$\begin{aligned} N(t) &= \bar{N} + \delta N(t) \\ \phi(t) &= \bar{\phi} + \delta\phi(t) \end{aligned} \tag{8.5}$$

schreiben, wobei die zeitliche Entwicklung der Störung des Gleichgewichts in $\delta N(t)$ und $\delta\phi(t)$ enthalten ist. Produkte der Form $\delta N(t)\delta\phi(t)$ können vernachlässigt werden, so dass die Ratengleichungen linear und somit analytisch lösbar sind.

Für die in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellten Lasersysteme ist eine derartige Vorgehensweise jedoch nicht möglich, was mit der hohen Schalteffizienz von bis zu 95 % und den realisierten Repetitionsraten von maximal 2 MHz zusammenhängt. Derartige Störungen können nicht mehr durch kleine Abweichungen vom Gleichgewichtszustand eines Lasers beschrieben werden, weshalb ein numerischer Lösungsweg unerlässlich ist.

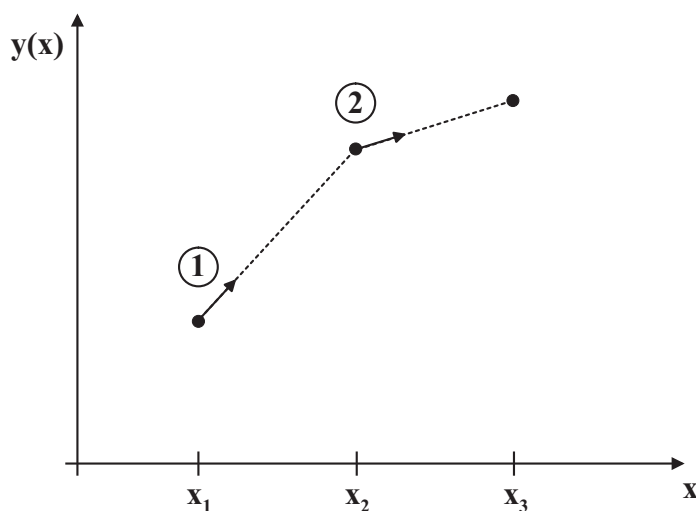


Abbildung 8.2: Graphische Darstellung der Euler-Methode. Die Ableitung am Anfangspunkt 1 eines Integrationsintervalls wird verwendet, um den nächsten Funktionswert 2 zu erhalten. Die Methode besitzt eine Genauigkeit erster Ordnung.

8.2 Numerisches Lösungsverfahren: Die Runge-Kutta-Methode

Mathematisch sind die zu integrierenden Gleichungen (8.1) und (8.2) ein System zweier gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen erster Ordnung, von der Form

$$\begin{aligned}\frac{dy_1}{dx} &= f_1(x, y_1, y_2) \\ \frac{dy_2}{dx} &= f_2(x, y_1, y_2) .\end{aligned}\tag{8.6}$$

Für die numerische Lösung derartiger Systeme wird häufig ein Runge-Kutta-Algorithmus verwendet, dessen Grundlage die in Abbildung 8.2 grafisch dargestellte Methode nach Euler ist [155]. Dabei wird für einen gegebenen Funktionswert (x_n, y_n) zunächst die Ableitung $f(x_n, y_n)$ berechnet und dann auf das gesamte Intervall der Breite h angewandt. Auf diese Weise entsteht der nächste Funktionswert (x_{n+1}, y_{n+1}) . Die Vorschrift zur Berechnung des Funktionswerts y_{n+1} nach der Eulerschen Methode lautet also

$$y_{n+1} = y_n + h \cdot f(x_n, y_n) .\tag{8.7}$$

Diese Gleichung ist asymmetrisch, da die Lösung für ein ganzes Intervall gilt, obwohl lediglich die Ableitung am Intervallanfang berücksichtigt wurde. Durch eine Reihenentwicklung lässt sich zeigen, dass der Fehler dieses Rechenschritts bereits von zweiter Ordnung in h ist. Somit ist das Euler-Verfahren

$$y_{n+1} = y_n + h \cdot f(x_n, y_n) + O(h^2)\tag{8.8}$$

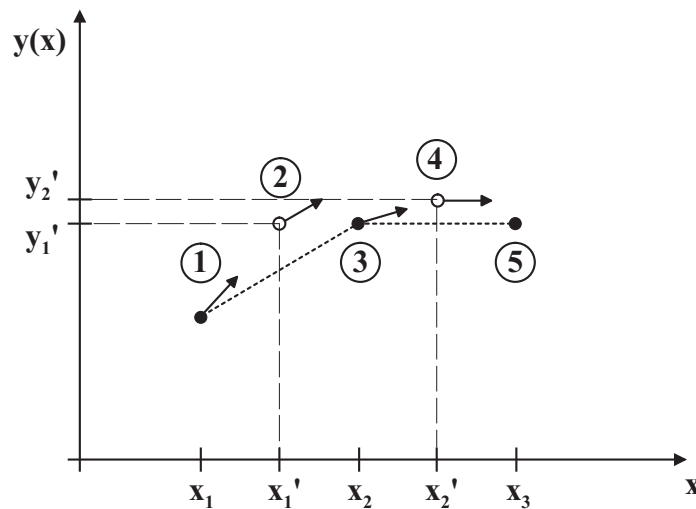


Abbildung 8.3: Graphische Darstellung der Mittelpunktmethode. Mithilfe der Ableitung $f(x_n, y_n)$ am Anfangspunkt 1 eines Integrationsintervalls wird ein Hilfspunkt 2 (x'_n, y'_n) in der Intervallmitte bestimmt. Die Ableitung in diesem Punkt $f(x'_n, y'_n)$ gilt für das gesamte Intervall und führt zum nächsten Funktionswert 3. Die Methode besitzt eine Genauigkeit 2.Ordnung.

eine Methode erster Ordnung.

Die Genauigkeit dieser Methode lässt sich durch einen zusätzlichen Rechenschritt steigern. Hierbei wird anhand der Lösung $f(x_n, y_n)$ am Startpunkt des Intervalls ein Hilfspunkt (x'_n, y'_n) in der Intervallmitte $x'_n = x_n + h/2$ berechnet und die Ableitung an diesem Punkt auf das gesamte Intervall ausgedehnt. Im Unterschied zum Euler-Verfahren ist die Berechnungsvorschrift

$$\begin{aligned}
 k_1 &= h \cdot f(x_n, y_n) \\
 k_2 &= h \cdot f(x_n + h/2, y_n + k_1/2) \\
 y_{n+1} &= y_n + k_2 + O(h^3)
 \end{aligned}
 \tag{8.9}$$

symmetrisch, was eine Verbesserung der Genauigkeit um eine Ordnung in h zur Folge hat. Diese Methode wird Mittelpunktmethode oder Runge-Kutta-Verfahren zweiter Ordnung genannt und ist in Abbildung 8.3 graphisch dargestellt.

Das Prinzip der Verbesserung der Genauigkeit durch die Einführung zusätzlicher Rechenschritte pro Intervall kann weiter ausgedehnt werden. Beispielsweise sind für das Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung pro Intervall fünf Rechenschritte zur Bestim-

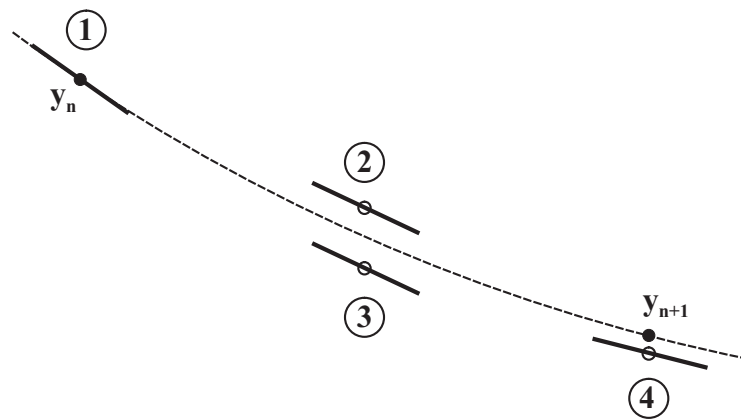


Abbildung 8.4: Graphische Darstellung der Runge-Kutta-Methode vierter Ordnung. Ausgehend von der Ableitung $f(x_n, y_n)$ am Anfangspunkt 1 eines Integrationsintervalls werden zwei Hilfspunkte 2 und 3 in der Intervallmitte berechnet, die wiederum zu einem Hilfspunkt 4 am Intervallende führen. Die Ableitungen an diesen Hilfspunkten führen bei richtiger Gewichtung zum nächsten Funktionswert 5.

mung des nächsten Funktionswerts notwendig, wie die Berechnungsvorschrift

$$\begin{aligned}
 k_1 &= h \cdot f(x_n, y_n) \\
 k_2 &= h \cdot f(x_n + h/2, y_n + k_1/2) \\
 k_3 &= h \cdot f(x_n + h/2, y_n + k_2/2) \\
 k_4 &= h \cdot f(x_n + h, y_n + k_3) \\
 y_{n+1} &= y_n + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} + O(h^5)
 \end{aligned} \tag{8.10}$$

verdeutlicht. Abbildung 8.4 stellt das Vorgehen dar. Ausgehend von einem bekannten Funktionswert (x_n, y_n) werden zwei Hilfspunkte in der Intervallmitte und ein Hilfspunkt am Intervallende berechnet. Jene Hilfspunkte führen bei geeigneter Gewichtung zum nächsten Funktionswert (x_{n+1}, y_{n+1}) [160, 161]. Diese Art der Integration von Systemen gekoppelter einfacher Differentialgleichungen besitzt für viele wissenschaftliche Anwendungen eine völlig ausreichende Genauigkeit und kann vergleichsweise einfach implementiert und angewendet werden [155]. Dies macht die Methode vierter Ordnung zu dem mit Abstand am häufigsten eingesetzten Lösungsalgorithmus für die Lösung solcher Gleichungssysteme und gab den Ausschlag für dessen Verwendung im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

8.3 Die Lösung der Ratengleichungen

Die Lösung der Ratengleichungen wurde mit einem hierfür geschriebenen Computerprogramm in der Sprache C++ durchgeführt, dessen Kern ein Runge-Kutta-Algorithmus

vierter Ordnung ist. Der Quellcode des Programms ist im Anhang zu finden. Das Programm rechnet die erhaltenen Werte für die Photonenzahl im Resonator $\phi(t)$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz der Laserstrahlung ν gemäß der Vorschrift

$$P_{ic}(t) = \frac{c}{2L} h\nu \cdot \phi(t) \quad (8.11)$$

direkt in die resonatorinterne Leistung des simulierten Oszillators um, was den Vergleich mit den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Experimenten erleichtert. $P_{ic}(t)$ und $N(t)$ werden in Form einer Textdatei gespeichert, die beispielsweise mit der Software *Origin 6.0* von *Microcal Software, Inc.* importiert und graphisch dargestellt werden kann. Auf diese Weise entstanden alle in diesem Abschnitt folgenden Diagramme.

Als Input benötigt das Simulationsprogramm im Wesentlichen acht Parameter. Diese setzen sich aus den variablen Schaltparametern des Cavity-Dumpings

- Schalteffizienz beim Cavity-Dumping η
- Repetitionsrate des Cavity-Dumpings f

und den festen Eigenschaften des simulierten Oszillators sowie des aktiven Mediums zusammen:

- Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ
- Resonatorlebensdauer der Photonen τ_c
- Optische Resonatorlänge L
- Pumprate R_p
- Übergangsrate für stimulierte Emission B
- Volumen des Lasermoden im aktiven Medium V_a

Die festen Parameter aller nachfolgenden Simulationen basieren auf den Eigenschaften des in Kapitel 6 verwendeten Laseroszillators für überresonantes Cavity-Dumping. Die Bestimmung der in Tabelle 8.1 zusammengefassten Parameter dieses Oszillators soll zunächst kurz erläutert werden.

Die Bestimmung der Simulationsparameter

Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus von Nd:YVO₄ kann für verschiedene Nd³⁺-Dotierungen anhand der Gleichung

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\rho^2}{Q^2}} \quad (8.12)$$

Parameter	Wert
τ	107 μs
τ_c	$3,3 \cdot 10^{-7}$ s
L	3,018 m
R_p	$2,8 \cdot 10^{27}$ m^3s^{-1}
B	$2,4 \cdot 10^{-8}$ s^{-1}
V_a	$8,35 \cdot 10^{-9}$ m^3

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der festen Parameter für die in diesem Kapitel durchgeführten Simulationen.

berechnet werden [76]. Dabei steht τ_0 für die intrinsische Lebensdauer des oberen Laserniveaus, ρ für die Dichte der laseraktiven Ionen und Q beschreibt den Effekt des *Konzentrationsquenchings*. Für Nd:YVO₄ einer Dotierung von 0,7 at. % Nd³⁺ ist $\tau_0 = 115 \mu\text{s}$, $Q = 3,3 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ und $\rho = 8,75 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ [76]. Hieraus errechnet sich eine Lebensdauer von 107 μs .

Der Wert von τ_c kommt wie folgt zustande: Die in τ_c eingehende Resonatorlänge (siehe Gleichung (8.4)) konnte anhand des elektronischen Radiofrequenzspektrums des modengekoppelten Oszillators sehr genau zu $L = 3,018$ m bestimmt werden. Dies war für die ebenfalls eingehenden logarithmischen Gesamtverluste allerdings nicht möglich, da in erster Linie die Verluste des verwendeten SESAMs nicht bekannt waren. Durch einen Vergleich mit spezifizierten SESAMs vergleichbarer Schichtstruktur, wie dem in Abbildung 2.11 dargestellten Absorber, konnten diese Verluste zu insgesamt 1,5 % abgeschätzt werden [74]. Hierzu kommen noch Transmissionsverluste durch den Auskoppelspiegel von 1,4 % sowie durch den Dünnschichtpolarisator von 1 % pro Umlauf und Reflexionsbeziehungsweise Absorptionsverluste der Pockels-Zelle von insgesamt etwa 2 % pro Umlauf. Dies führt in der Summe zu logarithmischen Verlusten von 6 %, was in einer Resonatorlebensdauer von $\tau_c = 3,3 \cdot 10^{-7}$ s resultiert.

Der Wert der Pumprate ergibt sich aus einer gemessenen absorbierten Pumpleistung von 9,6 W, in Verbindung mit einem Pumpradius von 400 μm , einer Absorptionslänge von 2 mm und einem auf den Radius bezogenen Überlapp von 85 % mit dem Lasermode. Weder die Divergenz noch die longitudinale oder transversale Charakteristik der Pumpstrahlung im aktiven Medium werden bei dem hier verwendeten ortsunabhängigen Modell mitberücksichtigt.

In die Berechnung der Übergangsrate für stimulierte Emission fließen der doppelte Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission 2σ (der Faktor zwei entspricht der Zahl der Durchgänge durch das aktive Medium pro Umlauf), die Lichtgeschwindigkeit c und das Modenvolumen im Resonator V ein. Zur Bestimmung des Modenvolumens wurde der resonatorinterne Strahlverlauf mit der Software *LASCAD* und den in Kapitel 3.3 genannten Oszillatorparametern berechnet. Dabei ergab sich ein Volumen von $6,3 \cdot 10^{-6} \text{m}^3$.

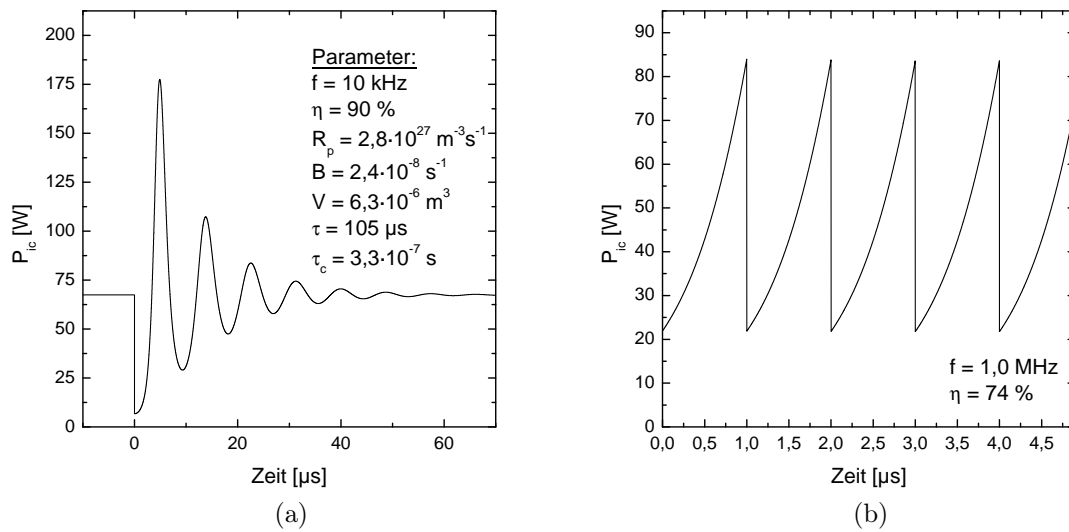


Abbildung 8.5: Simulierter zeitlicher Verlauf der resonatorinternen Leistung bei Cavity-Dumping mit einer Frequenz von 10 kHz und einer Effizienz von 90 % (a) beziehungsweise bei einer Frequenz von 1 MHz und einer Effizienz von 74 % (b).

Dieses wurde anschließend, wie in Gleichung (8.3) angegeben, in den in die Simulationen eingehenden Parameter V_a umgerechnet.

Abbildung 8.5 (a) stellt den mit diesen Parametern simulierten zeitlichen Verlauf der resonatorinternen Leistung bei einer Schalteffizienz von 90 % und einer Repetitionsrate von 10 kHz dar. Dieser Verlauf kann mit Abbildung 6.5 verglichen werden, welche den im Experiment beobachteten Verlauf darstellt. Qualitativ zeigen beide Kurven eine hohe Übereinstimmung. Ein quantitativer Vergleich ist ebenfalls möglich: Die Simulation ergibt eine mittlere resonatorinterne Leistung im Gleichgewicht von 67 W, eine 2,6-fache Überhöhung des ersten Relaxationsmaximums 4,8 μs nach der Auskopplung und eine Frequenz der Relaxationsoszillationen von 115 kHz. Im Experiment hingegen lag die resonatorinterne mittlere Leistung bei 56 W, das erste Relaxationsmaximum war 2,5-fach überhört, trat 4,3 μs nach der Auskopplung auf und die Frequenz der Relaxationsoszillationen betrug 135 kHz. Somit ergibt sich eine maximale Abweichung von 20 %. Abbildung 8.5 (b) stellt den simulierten zeitlichen Verlauf der resonatorinternen Leistung für $\eta = 74 \%$ und $f = 1 \text{ MHz}$ dar. Da bei diesen Schaltparametern keine Relaxationsoszillationen auftreten, die experimentell leicht zu vermessen sind, kann der erhaltene Verlauf nicht quantitativ sondern nur qualitativ mit Abbildung 6.6 verglichen werden. Beide Beispiele bestätigen, dass sowohl die Wahl der Ortsunabhängigkeit als auch die Vernachlässigung der Modenkopplung im Ratengleichungsmodell bezüglich qualitativer Aussagen gerechtfertigt ist. Im Hinblick auf diese Näherungen und die Toleranzen der einzelnen Parameter erscheint eine maximale Abweichung von 20 % zudem als sehr gering. Demzufolge ergibt sich auch quantitativ eine gute Übereinstimmung.

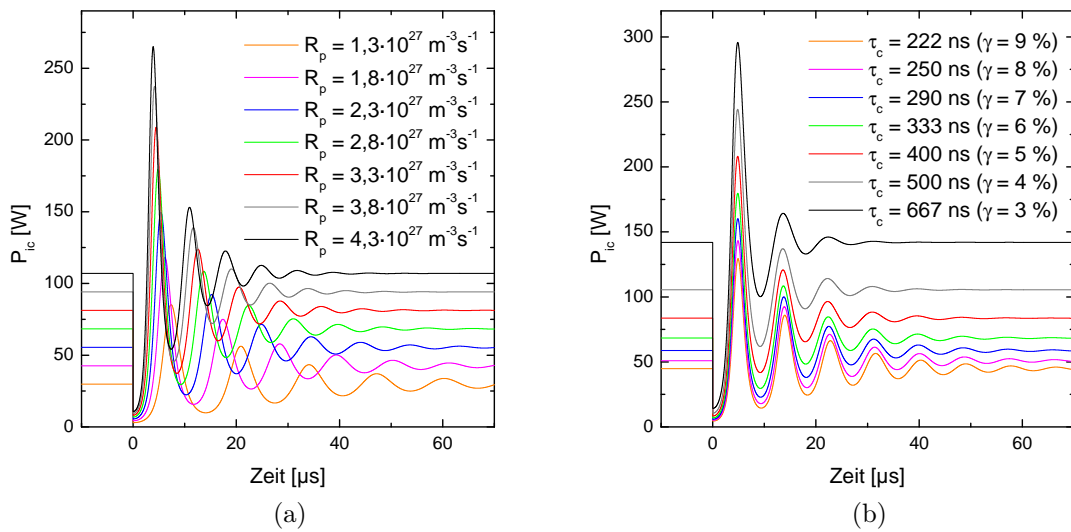


Abbildung 8.6: Graphische Darstellung des simulierten zeitlichen Verhaltens der resonatorinternen Leistung bei Variation der Pumprate (a) beziehungsweise der Verluste (b). Erläuterungen siehe Text.

Variation der Oszillatorparameter

Anhand der Variation der Oszillatorparameter kann untersucht werden, wie sich Änderungen am Oszillator auf die Frequenz der Relaxationsoszillationen, die Dämpfung derselben oder das Ausmaß des Überschwingens der Relaxationsmaxima auswirken. Dies unterstützt die Modellierung von Lasersystemen mit Cavity-Dumping. Zudem ermöglichen diese Untersuchungen die Identifikation kritischer Parameter, deren Variation zu deutlichen Änderungen im Simulationsergebnis führt.

Die Variation der Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ von $\pm 25\%$ um den berechneten Wert von $107 \mu\text{s}$ herum führte beispielsweise zu quasi gleichen zeitlichen Verläufen von N und ϕ , so dass dieser Parameter generell als unkritisch angesehen werden kann. Dies ist bei der Variation der Pumprate oder der Verluste nicht mehr der Fall, wie Abbildung 8.6 zeigt. Mit steigender Pumprate nehmen in erster Linie die Frequenz der Relaxationsoszillationen und die mittlere Leistung zu. Auf die Dämpfung der Oszillationen und das relative Ausmaß des Überschwingens der Maxima hat die Variation dieses Parameters hingegen nur einen sehr geringen Einfluss. Eine Verringerung der Verluste resultiert ebenfalls in einer deutlich erhöhten mittleren Leistung, einer stärkeren Dämpfung der Relaxationsoszillationen und einem etwas schwächeren Überschwingen der Relaxationsmaxima. Die Frequenz der Relaxationsoszillationen ändert sich im untersuchten Bereich kaum. Das resonatorinterne Modenvolumen ist lediglich hinsichtlich der mittleren Leistung kritisch, da die Eigenschaften der Relaxationsoszillationen von einer Variation des Volumens gänzlich unberührt bleiben. Die Erhöhung von B , beispielsweise durch die Erhöhung der Anzahl der Durchgänge durch das aktive Medium pro Umlauf, führt erwartungsgemäß zu einer

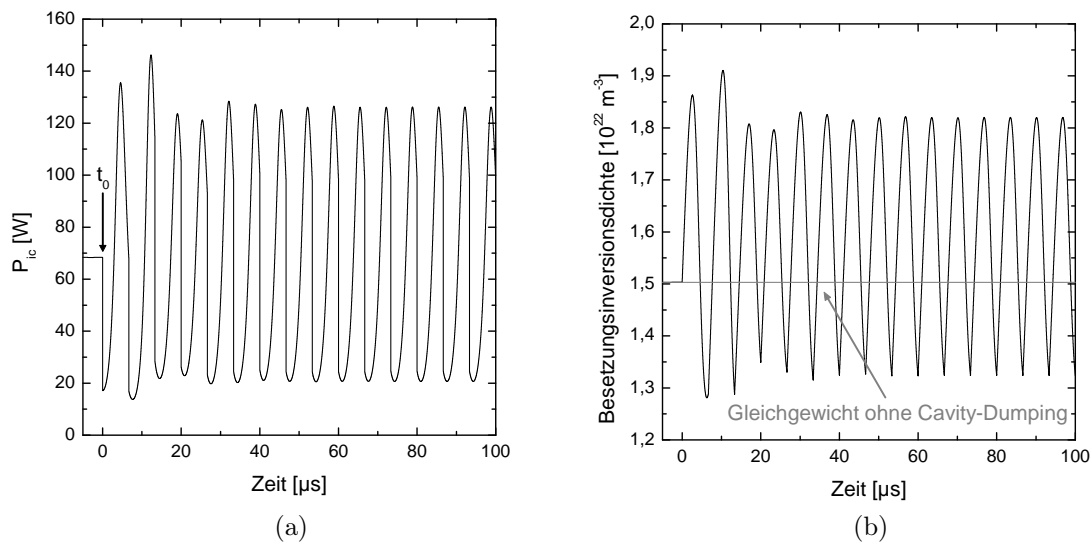


Abbildung 8.7: Zeitliches Verhalten der mittleren resonatorinternen Leistung P_{ic} (a) und der Dichte der Besetzungsinversion (b) bei quasiresonantem Cavity-Dumping, das zum Zeitpunkt t_0 einsetzt.

Steigerung der Frequenz der Relaxationsoszillationen, während die Dämpfung der Oszillationen nur in geringem Umfang abnimmt und die mittlere Leistung unverändert bleibt.

Vergleich von resonantem und überresonantem Cavity-Dumping

Das zeitliche Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes bei resonantem Cavity-Dumping weist prinzipielle Unterschiede zu dem des überresonanten Cavity-Dumpings auf, wie ein qualitativer Vergleich der Abbildungen 5.11 (a) und 6.6 deutlich macht. Beispielsweise liegt im Fall von resonantem Cavity-Dumping für einen Zeitraum von wenigen Mikrosekunden nach der Auskopplung keine positive Nettoverstärkung vor, während diese „Totzeit“ im überresonanten Fall nicht zu beobachten ist. Die nachfolgenden Simulationen ermöglichen eine Untersuchung der Laserdynamik direkt nach dem Einsetzen des Cavity-Dumpings, was eine Identifikation der Unterschiede der beiden Regimes ermöglicht.

Abbildung 8.7 zeigt das simulierte zeitliche Verhalten der resonatorinternen Leistung sowie der Dichte der Besetzungsinversion bei einer Repetitionsrate von 150 kHz und einer Schalteffizienz von 75 %, als Beispiel für resonantes Cavity-Dumping. Die periodische Auskopplung wird zum Zeitpunkt t_0 gestartet, davor befindet sich der Oszillator in einem statischen Gleichgewicht. Bereits nach wenigen Schaltzyklen stellt sich ein stabiles dynamisches Gleichgewicht der resonatorinternen Leistung und der Besetzungsinversion ein. In diesem Gleichgewicht liegt die Inversion direkt nach einer Auskopplung unterhalb des Wertes im statischen Gleichgewicht, so dass zunächst keine positive Nettoverstärkung vorliegt. Erst nachdem die Inversion durch den kontinuierlichen Pumpprozess ausreichend angestiegen ist, wächst auch die resonatorinterne Leistung wieder an. In der Folge entsteht

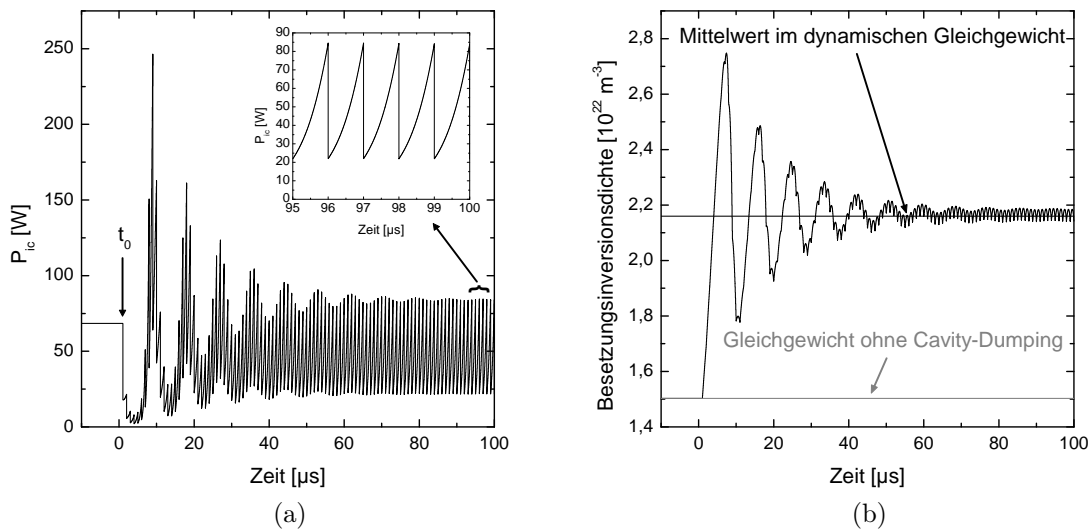


Abbildung 8.8: Zeitliches Verhalten der resonatorinternen Leistung P_{ic} (a) und der Dichte der Besetzungsinversion (b) bei überresonantem Cavity-Dumping, das zum Zeitpunkt t_0 einsetzt.

das nächste Relaxationsmaximum.

Bei einer Repetitionsrate von 1 MHz zeigt sich bei ansonsten gleichen Parametern ein anderes Verhalten, wie in Abbildung 8.8 zu sehen ist. Durch die erste Auskopplung zum Zeitpunkt t_0 wird die Photonenzahl im Resonator zwar wie im resonanten Fall auch auf 25 % reduziert, die nächsten Auskopplungen erfolgen jedoch bevor sich das resonatorinterne Strahlungsfeld signifikant erholen kann. Hierdurch nimmt die Photonenzahl im Resonator während der ersten vier Schaltzyklen bis auf 4 % des Wertes im statischen Gleichgewicht ab. Zeitgleich steigt die Dichte der Besetzungsinversion verglichen mit dem statischen Gleichgewicht auf annähernd den doppelten Wert an, da die geringere Zahl an Photonen im Resonator auch zu einem geringeren Inversionsabbau durch stimulierte Emission führt. Durch den damit verbundenen Anstieg der Übergangswahrscheinlichkeit für stimulierte Emission pro Photon gewinnt das resonatorinterne Strahlungsfeld trotz anhaltender periodischer Auskopplung nach wenigen Mikrosekunden wieder an Intensität, die aufgrund der überhöhten Besetzungsinversion deutlich über den statischen Gleichgewichtswert hinaus steigt. Dies führt zur Entstehung eines Relaxationsmaximums etwa 7 μs nach dem ersten Schaltvorgang. Danach kommt es zu Relaxationsoszillationen, denen in regelmäßigen Abständen von 1 μs die Auskopplung von 75 % der zum jeweiligen Zeitpunkt im Resonator vorhandenen Photonen überlagert ist. Erst etwa 100 μs nach dem Einsetzen des Cavity-Dumpings zum Zeitpunkt t_0 erreichen die Besetzungsinversion und das resonatorinterne Strahlungsfeld ein dynamisches Gleichgewicht. Verglichen mit dem statischen Gleichgewicht pendelt die Besetzungsinversion dabei mit geringer Amplitude um einen etwa 45 % größeren Mittelwert. Hierdurch befindet sich der Oszillator perma-

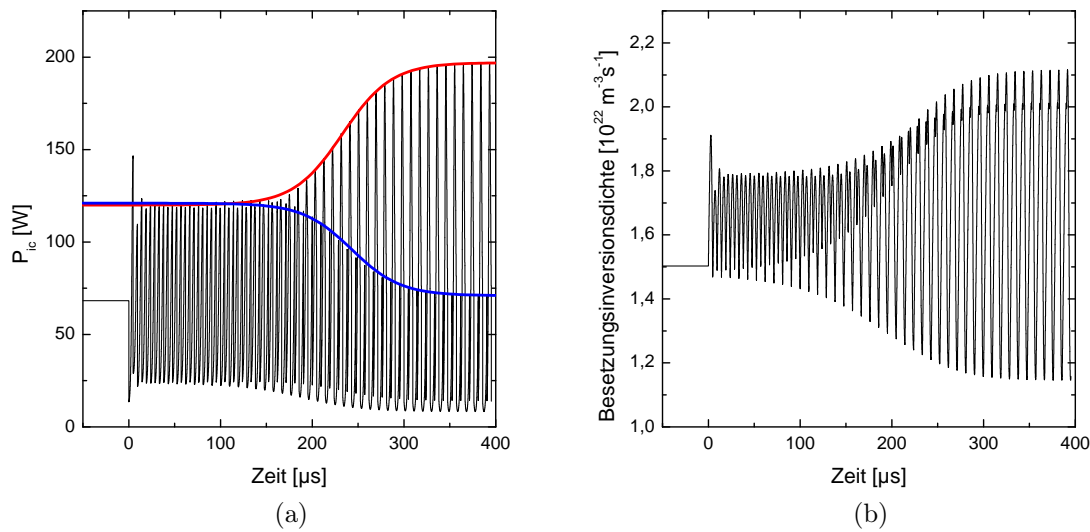


Abbildung 8.9: Graphische Darstellung des simulierten zeitlichen Verhaltens der resonatorinternen Leistung und der Besetzungsinversionsdichte bei resonantem Cavity-Dumping mit einer Effizienz von 80 %. Es ist Entstehung einer stabilen Bifurkation des resonatorinternen Strahlungsfeldes zu sehen, wobei die Einhüllende der beiden Lösungszweige in rot und blau dargestellt sind.

ment oberhalb der Laserschwelle. Dies ist der Grund für die im dynamischen Gleichgewicht zu allen Zeiten positive Nettoverstärkung bei überresonantem Cavity-Dumping.

Durch die numerische Simulation der zeitlichen Laserdynamik konnte die Ursache der Entstehung unterschiedlicher dynamischer Gleichgewichtszustände bei resonantem und überresonantem Cavity-Dumping identifiziert werden. Dies ist ein Beispiel für den Nutzen solcher Simulationen hinsichtlich eines tieferen Verständnisses der beim Cavity-Dumping ablaufenden Prozesse.

Das Verhalten des Strahlungsfeldes bei exakt resonantem Cavity-Dumping

Ein weiteres Beispiel ist die Untersuchung des Verhaltens des resonatorinternen Strahlungsfeldes bei exakt resonantem Cavity-Dumping. Dessen experimentelle Realisierung scheiterte an dabei auftretenden Instabilitäten der kontinuierlichen Modenkopplung, die meist zu einer Beschädigung des sättigbaren Halbleiterabsorbers führten (siehe Kapitel 5.3.1). Die Ursache dieser erstmals beobachteten Instabilitäten war im Rahmen der Experimente nicht zu identifizieren, so dass hierfür ebenfalls Simulationen zu Rate gezogen wurden.

Die in Tabelle 8.1 aufgelisteten festen Parameter führen zu einer Resonanzfrequenz von 210 kHz. Abbildung 8.9 zeigt das simulierte zeitliche Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes und der Dichte der Besetzungsinversion für diese Frequenz, bei einer Schalteffizienz von 80 %. Bis zum Zeitpunkt $t = 0$ befindet sich der Oszillator im Gleich-

gewicht, danach wird die periodische Auskopplung mit der Resonanzfrequenz gestartet. Nach kurzer Zeit bildet sich eine stabile Bifurkation des Strahlungsfeldes im Resonator aus, wie anhand der rot und blau eingefärbten Einhüllenden der beiden Lösungszweige zu sehen ist. Die Entstehung dieser Bifurkation kann anhand von Abbildung 8.10 genauer untersucht werden.

Die Abbildung besteht aus einer Serie von sechs Diagrammen, die sich bei Repetitionsraten zwischen 150 und 300 kHz sowie einer Schalteffizienz von 95 % ergeben. Bei 150 kHz findet die Auskopplung jeweils etwa $0,7 \mu\text{s}$ nach dem Auftreten der Relaxationsmaxima statt, so dass sich der Oszillator in einem stabilen quasiresonanten Regime befindet. In diesem Regime war in den Experimenten stabile cw Modenkopplung beobachtet worden (siehe Kapitel 5).

Abbildung 8.10 (b) stellt das Ergebnis der Simulationen bei einer Repetitionsrate von 155 kHz dar. Die beiden mit A und B bezeichneten Relaxationsmaxima sind nicht mehr symmetrisch: Die Auskopplung findet alternierend $0,5 \mu\text{s}$ beziehungsweise $0,7 \mu\text{s}$ nach den Maxima statt. In der Folge ergeben sich für die Maxima vom Typ A und B unterschiedliche Werte der Spitzenleistung und der resonatorinternen Leistung zum Zeitpunkt der Auskopplung.

Eine Erhöhung der Repetitionsrate in Richtung der Resonanzfrequenz vergrößert die Asymmetrie von A und B, wie in Abbildung 8.10 (c) exemplarisch für 170 kHz zu sehen ist. Hier findet die Auskopplung kurz vor dem Auftreten der Maxima des Typs A und $2,5 \mu\text{s}$ nach dem Auftreten der Maxima vom Typ B statt. Beim Erreichen der Resonanzfrequenz wird die Asymmetrie zwischen A und B maximal, wie in Abbildung 8.10 (d) zu sehen ist. Die Auskopplung geschieht bei A am Fuß der ansteigenden, bei B hingegen am Fuß der abfallenden Flanke. In der Folge ist von den Maxima des Typs A kaum noch etwas zu sehen, so dass sich die Dichte der Besetzungsinversion praktisch so verhält, als ob es nur die Relaxationsmaxima vom Typ B gäbe.

Bei einer weiteren Steigerung der Repetitionsrate findet der Übergang in den Bereich des überresonanten Cavity-Dumpings statt. Dabei verringert sich die Asymmetrie zwischen A und B wieder: Die Zeitpunkte der Auskopplung verschieben sich in beiden Fällen in Richtung des Maximums. Dies ist in Abbildung 8.10 (e) exemplarisch für eine Repetitionsrate von 270 kHz zu sehen. Ab einer Wiederholrate von etwa 300 kHz ist das Signal wieder symmetrisch und die Auskopplung findet sowohl für A als auch für B vor dem Auftreten des Maximalwertes statt.

Die im Bereich der Resonanz auftretende Bifurkation führt zu einer Änderung des zeitlichen Verlaufs der Energiedichte auf dem sättigbaren Absorber. Die Spitzenleistung der Maxima vom Typ B steigt bei der Resonanz, verglichen mit dem Fall des stabilen quasiresonanten Cavity-Dumpings, auf etwa das Doppelte. Zugleich besitzen die Maxima vom Typ A kaum noch Intensität, so dass die Energiedichte auf dem Absorber während einer Dauer von etwa $6 \mu\text{s}$ nach dem Auftreten von Maxima des Typs B bei wenigen Prozent ihres ursprünglichen Wertes liegt. Dies trägt zu einer Destabilisierung der kontinuierlichen

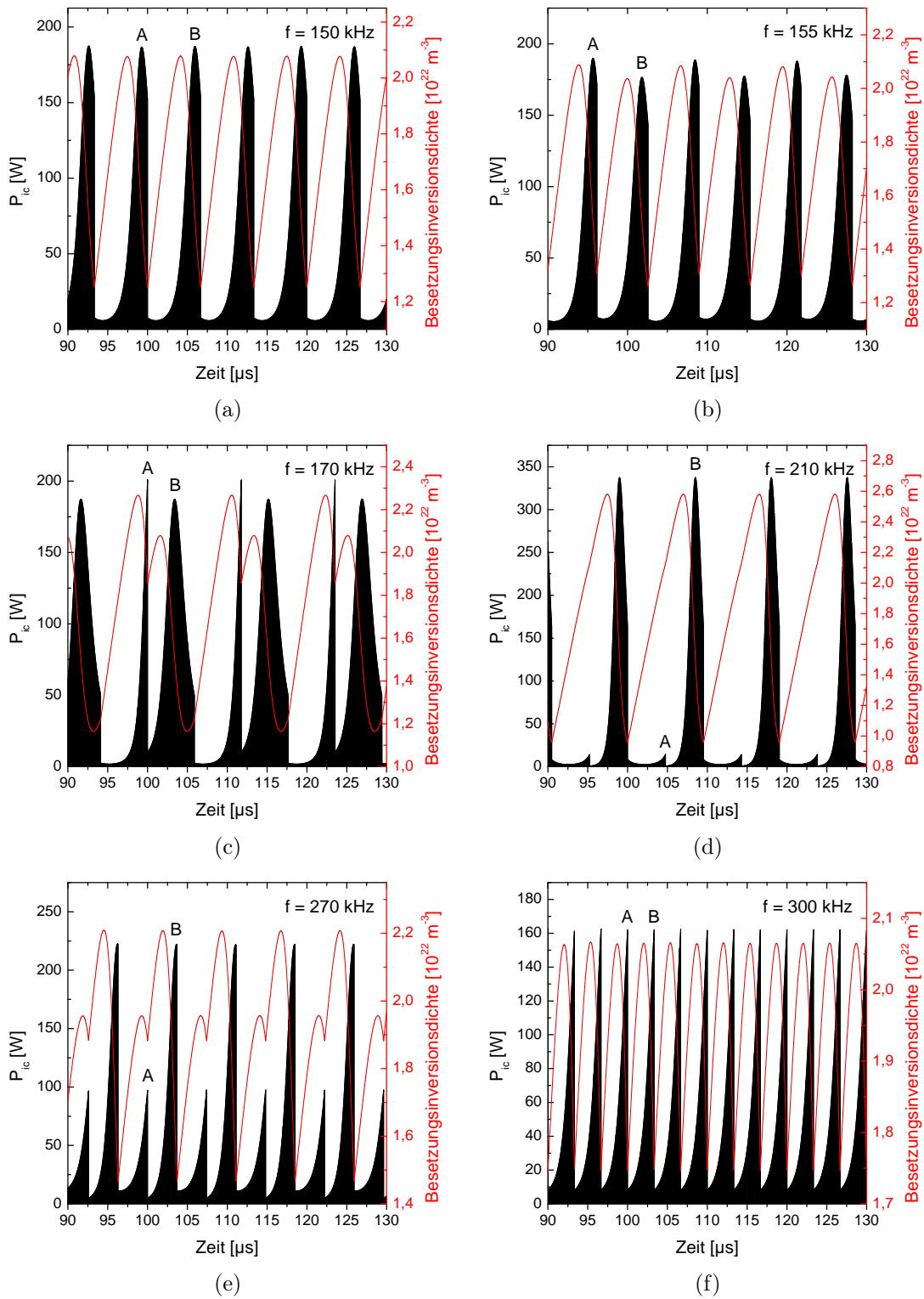


Abbildung 8.10: Graphische Darstellung des simulierten zeitlichen Verhaltens der resonatorinternen Leistung und der Besetzungsinversionsdichte beim Cavity-Dumping in der Umgebung des ersten Relaxationsmaximums. Erläuterungen siehe Text.

Modenkopplung bei und ist somit einer der Gründe für den im Experiment beobachteten Übergang der Oszillatoren zur gütegeschalteten Modenkopplung. Eine weitere mögliche Ursache ist das destabilisierende Verhalten der RTP Pockels-Zelle bei Veränderungen des resonatorinternen Strahlungsfeldes und damit der Kristalltemperatur (siehe Kapitel 5.2).

Zwar zeigen die hier vorgestellten Simulationen die Entstehung einer Bifurkation in der Nähe der Resonanz und bringen somit die Suche nach den Gründen für die Instabilitäten der Modenkopplung bei resonantem Cavity-Dumping voran, die physikalischen Ursachen für die Ausbildung der Bifurkation lassen sie jedoch nicht erkennen. Hierfür erscheinen weiterführende theoretische Analysen der Ratengleichungen notwendig. Dies ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

KAPITEL 9

Zusammenfassung

Bei einer Fülle von Anwendungen im Bereich der präzisen Materialbearbeitung von Metallen führen nahezu beugungsbegrenzte Laserimpulse einer Dauer von wenigen Piko-
sekunden und einer Energie im Bereich von einigen Mikrojoule zu qualitativ optimalen
Ergebnissen [16–20]. Um zugleich eine hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit und damit Wirt-
schaftlichkeit der Bearbeitungsprozesse zu gewährleisten, müssen die erzeugten Impuls-
züge außerdem eine möglichst hohe Repetitionsrate besitzen. Das Ziel der vorliegenden
Arbeit war die Entwicklung von Lasersystemen zur Erzeugung derartiger Impulszüge.

Um dieses Ziel zu erreichen, standen zwei innovative Ansätze zum elektrooptischen
Cavity-Dumping von passiv modengekoppelten und diodengepumpten Oszillatoren ba-
sierend auf Nd:YVO₄ im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit. Erstmals wurde die Aus-
kopplung eines Großteils der resonatorinternen Strahlung in der Nähe eines Maximums der
auftretenden Relaxationsoszillationen untersucht. Diese Technik wurde in der vorliegen-
den Arbeit als *resonantes* Cavity-Dumping bezeichnet. Zum Zeitpunkt der Auskopplung
war das resonatorinterne Strahlungsfeld verglichen mit dem Gleichgewichtszustand über-
höht, wodurch höhere Impulsenergien extrahiert werden konnten. Beim *überresonanten*
Cavity-Dumping hingegen fand die Auskopplung eines Großteils der resonatorinternen
Strahlung vor dem Auftreten des ersten Relaxationsmaximums statt, was erstmals die
Erzeugung von μJ -Impulsen bei Repetitionsraten von einigen MHz durch Cavity-Dum-
ping ermöglichte.

Die Wahl von Nd:YVO₄ als Lasermedium war durch eine Reihe von positiven Eigen-
schaften begründet, welche das Material im Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit

besitzt. So war der außergewöhnlich hohe Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission im Falle des resonanten Cavity-Dumpings wichtig, da die Frequenz der Relaxationsoszillationen und damit die maximal erreichbare Repetitionsrate der Auskopplung mit dieser Größe skaliert. Des Weiteren machte die Verstärkungsbandbreite von etwa 260 GHz die Erzeugung von Impulsen einer Dauer weniger Pikosekunden möglich. Zudem konnte war eine effiziente und kostengünstige Anregung mit kommerziell erhältlichen Hochleistungs-Diodenlasern basierend auf GaAlAs möglich.

Als Ausgangsbasis für die Experimente dienten zwei Oszillatoren, welche Strahlung einer Wellenlänge von 1064 nm erzeugten, mit einem sättigbaren Halbleiterabsorberspiegel passiv modengekoppelt und bei einer Pumpleistung von etwa 10 W betrieben wurden. Bei der Konzeption dieser Oszillatoren spielten die unterschiedlichen Anforderungen des resonanten und überresonanten Ansatzes eine entscheidende Rolle. Der für überresonantes Cavity-Dumping konzipierte Oszillator besaß einen linearen Strahlengang im aktiven Medium, was die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlung in einem großen Parameterbereich ermöglichte. Zudem wurde eine vergleichsweise große Resonatorlänge gewählt, um möglichst hohe Impulsenergien zu begünstigen. Diese betrug $1,6 \mu\text{J}$ bei einer Repetitionsrate von 50 MHz und einer Impulsdauer von 5,5 ps. Für den anderen Oszillator war eine hohe Frequenz der Relaxationsoszillationen eine wesentliche Anforderung, da mit dieser Größe die maximal erreichbare Repetitionsrate beim resonanten Cavity-Dumping skaliert. Diese Anforderung wurde durch die Erhöhung der Verstärkung pro Umlauf anhand eines V-förmigen Strahlengangs im aktiven Medium und eine geringere Resonatorlänge erzielt. Der Oszillator erzeugte in der Folge Impulse einer Dauer von etwa 4,6 ps bei einer resonatorinternen Impulsenergie von $1,4 \mu\text{J}$ und einer Repetitionsrate von 80 MHz. Der wesentliche Nachteil des V-förmigen Strahlengangs im aktiven Medium war, dass nahezu beugungsbegrenzte Strahlung lediglich in einem eng begrenzten Parameterbereich realisiert werden konnte.

Auf Basis dieser Oszillatoren wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit hochrepetierende cavity-gedumpte ps-Strahlquellen mit hoher Impulsenergie und hohem Kontrast realisiert. Hierfür sind schnelle optische Schalter mit hoher Modulationstiefe und Repetitionsrate sowie hinreichender Zerstörschwelle unabdingbar. Die häufig eingesetzten akustooptischen Modulatoren erfüllen diese Anforderungen nicht, im Gegensatz zu seit kurzem verfügbaren elektrooptischen Schaltern hoher Qualität. Als elektrooptisches Material sticht dabei in erster Linie RTP hervor, da es eine außergewöhnlich niedrige Schaltspannung aufweist, nicht hygroskopisch ist, keine piezoelektrischen Tendenzen zeigt und eine hohe Zerstörschwelle besitzt. Erstmals wurde dieses Material in Lasern mit Cavity-Dumping eingesetzt, was bisher unerreichte Repetitionsraten bei hoher Schalteffizienz ermöglichte.

Exakt resonantes Cavity-Dumping erwies sich als nicht realisierbar, da es bei dem Versuch, zu den Zeitpunkten der Relaxationsmaxima auszukoppeln, zu einem instabilen Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes kam. Im Experiment zeigte sich dies

durch den Übergang von einer stabilen kontinuierlichen Modenkopplung zur gütegeschalteten Modenkopplung, was in den meisten Fällen zur Beschädigung der sättigbaren Absorberstruktur führte. Aus diesem Grund wurde in der Folge entweder kurz vor oder nach dem Auftreten der Relaxationsmaxima ausgekoppelt. Dabei war bei einer Auskopplung in der Nähe des ersten Relaxationsmaximums eine Repetitionsrate von 330 kHz möglich. Zu diesem Zeitpunkt besaß das resonatorinterne Strahlungsfeld eine 2,4-fache Überhöhung, wodurch bei einer Schalteffizienz von 92 % eine Impulsenergie von 3,0 μJ extrahiert werden konnte. Die Impulse wiesen einen hervorragenden Kontrast von $>1000:1$, eine Dauer von 6,0 ps und eine spektrale Breite von 184 GHz auf. Als Ursache für die enorme spektrale Breite konnte eine in erster Linie im Nd:YVO₄-Kristall erzeugte Selbstphasenmodulation der Impulse identifiziert werden.

Um die Attraktivität derartiger Lasersysteme weiter zu erhöhen, wurde eine Skalierung der Impulsenergie und Repetitionsrate durchgeführt. Diese erfolgte mittels einer Steigerung der Pumpleistung auf den 2,5-fachen Wert, was einen ausreichenden Abstand zur Bruchgrenze des Nd:YVO₄-Kristalls gewährleistete. Durch die damit verbundene Änderung der thermischen Linse war eine Resonatoranpassung des Oszillators erforderlich, wonach 7,0 μJ in Form von zeitlich stabilen und 6,2 ps langen Impulsen einer Repetitionsrate von 400 kHz extrahiert werden konnten. Die Impulse besaßen einen ausgezeichneten Kontrast von 1500:1, eine hohe zeitliche Stabilität, jedoch eine vergleichsweise etwas geringere räumliche Strahlqualität. Durch die höhere resonatorinterne Energie und eine größere Wechselwirkungslänge mit dem aktiven Medium führte die Selbstphasenmodulation der erzeugten Impulse zu einer größeren spektralen Breite von 234 GHz. Die in diesem Experiment erzeugte Impulsenergie war in Kombination mit einer Repetitionsrate von einigen hundert kHz für sub-10-ps Oszillatoren bislang unerreicht.

Mit der Methode des überresonanten Cavity-Dumpings konnte eine über einen großen Bereich quasi kontinuierlich durchstimbare Repetitionsrate realisiert werden. Nach unten war diese durch das Auftreten von Instabilitäten der Modenkopplung in der Nähe des ersten Relaxationsmaximums auf 400 kHz limitiert, nach oben wurde die Grenze durch die endliche Leistungsfähigkeit des Hochspannungstreibers der Pockels-Zelle bei 2 MHz erreicht. Bei gleichbleibend hervorragender zeitlicher Stabilität der erzeugten Impulse bewegte sich die Schalteffizienz über den gesamten Bereich der Repetitionsrate zwischen 75 und 80 %. Dabei war die Auskopplung einer Energie von 2,9 μJ bei 400 kHz möglich, die mit steigender Repetitionsrate kontinuierlich bis auf 1,3 μJ bei 2 MHz absank. Die Impulse besaßen eine Dauer zwischen 5,5 und 8,7 ps, einen Kontrast von $>1000:1$ und eine hervorragende räumliche Strahlqualität. Zudem wiesen die optischen Spektren keinerlei Selbstphasenmodulation auf, was auf vergleichsweise geringere Energiedichten und Wechselwirkungslängen mit den im Resonator befindlichen optischen Elementen zurückgeführt werden konnte. Erstmals wurden im Rahmen dieser Arbeit sub-10-ps Impulse einer Energie im Bereich von μJ mit einer Repetitionsrate von bis zu 2 MHz ohne Nachverstärkung realisiert.

Die bei derart hohen Repetitionsraten erzeugten Impulsenergien reichen im Hinblick auf Anwendungen in der präzisen Materialbearbeitung nur bei extrem starker Fokussierung aus, um die Abtragsschwelle einiger Materialien zu erreichen. Um sowohl die Anforderungen an die Fokussieroptiken zu mindern als auch die Zahl der bearbeitbaren Materialien zu erhöhen, wurde ein technologisch einfaches Verfahren zur effizienten Nachverstärkung anhand eines Multi-Pass Verstärkers basierend auf Nd:YVO₄ demonstriert. In vier Durchgängen der Eingangsstrahlung durch das verstärkende Medium war, je nach Repetitionsrate, eine Verstärkung auf das 3,6- bis 5,6-fache möglich, ohne dass sich die räumliche Strahlqualität oder die Dauer der Impulse signifikant änderte. Auf diese Weise ergaben sich Impulse einer Energie von 16,4 μJ bei 400 kHz, die mit steigender Repetitionsrate monoton auf 4,7 μJ bei 2 MHz abfiel. Die mittlere Leistung der Impulszüge lag somit zwischen 6,6 W bei 400 kHz und 9,4 W bei 2 MHz.

Im Hinblick auf industrielle Anwendungen besitzt der überresonante Ansatz gegenüber dem resonanten Ansatz wesentliche Vorteile:

1. Es ist eine deutlich höhere Repetitionsrate möglich.
2. Die Repetitionsrate ist quasi kontinuierlich durchstimmbar.
3. Die Anforderungen an geeignete Oszillatoren sind deutlich geringer, was eine erhöhte Robustheit und eine bessere räumliche Strahlqualität begünstigt.

Der einzige Nachteil einer vergleichsweise geringeren Impulsenergie kann hingegen bereits mit einer wenig aufwändigen Nachverstärkung ausgeglichen werden.

Die hohen Spitzenleistungen der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Impulse von bis zu 2,5 MW eignen sich hervorragend für die Konversion in andere Wellenlängenbereiche. Dies wurde exemplarisch mittels der Frequenzverdopplung in den grünen Spektralbereich bewiesen, wofür die Impulse mit der niedrigsten Spitzenleistung von 441 kW als Fundamentalstrahlung dienten. Unter Verwendung von 5 bis 8 mm langen LBO Kristallen konnte bei kritischer Typ-I-Phasenanpassung eine außergewöhnlich hohe Konversionseffizienz von 75 % im Einfachdurchgang erzielt werden. Dieser Wert stand im Einklang mit den auf den gekoppelten Amplitudengleichungen basierenden theoretischen Vorhersagen, was die hohe zeitliche Qualität der fundamentalen Impulse bestätigte. Durch die Möglichkeit der effizienten Frequenzkonversion vergrößerte sich zudem die Zahl der potenziellen Einsatzbereiche für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasersysteme.

Ein tieferes Verständnis der zeitlichen Dynamik von Lasersystemen mit Cavity-Dumping erforderte theoretische Untersuchungen basierend auf den gekoppelten Ratengleichungen von Vier-Niveau-Lasersystemen. Eine analytische Lösung dieser Gleichungen war aufgrund der hohen im Experiment erreichten Schalteffizienz und Repetitionsrate nicht möglich, so dass das Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung als numerischer Lösungsalgorithmus verwendet wurde. Anhand dieser Simulationen konnte der Grund für das im Rahmen dieser Arbeit erstmals beobachtete Auftreten von Instabilitäten der Modenkopplung bei

der Auskopplung nahe eines Relaxationsmaximums identifiziert werden. Dabei handelte es sich um eine Bifurkation des resonatorinternen Strahlungsfeldes. Da die Modenkopplung im Ratengleichungsmodell nicht berücksichtigt war, konnte für die Entstehung dieses Effektes alleine das Zusammenspiel der Besetzungsinversion und der Photonenzahl verantwortlich gemacht werden. Die Bifurkation wurde in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand des Schaltzeitpunkts von den Maxima der Relaxationsoszillationen ebenso untersucht, wie der Einfluss der Pumprate, der Verstärkung und der Verluste von Laseroszillatoren auf das Verhalten des resonatorinternen Strahlungsfeldes beim Cavity-Dumping.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen demonstrieren das äußerst hohe Potenzial von passiv modengekoppelten und diodengepumpten Nd:YVO₄-Lasersystemen mit elektrooptischem Cavity-Dumping zur Erzeugung von Laserimpulsen, welche vor allem für Anwendungen in der Mikromaterialbearbeitung von Metallen von großem Interesse sind. Die bei der Identifikation und der Lösung dabei auftretender Probleme gewonnenen Erkenntnisse führten zudem zu einem wesentlich besseren Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse, was die Realisierung zukünftiger Lasersysteme mit Cavity-Dumping vereinfacht.

ANHANG A

Der Programmcode zur Simulation der Laserdynamik

Im Folgenden ist der Code des in Kapitel 8 verwendeten Programms zur numerischen Integration der gekoppelten Ratengleichungen (8.1) und (8.2) anhand des Runge-Kutta-Verfahrens vierter Ordnung aufgelistet. Das Programm besteht aus dem Hauptprogramm, der Funktion *Calculation* zur Berechnung der Lösungswerte und der Funktion *writeToFile*, die eine Textdatei mit den zuvor berechneten Lösungswerten erzeugt.

Aufgrund der kurzen Rechenzeiten von maximal wenigen Sekunden für Integrationsintervalle bis 1 ms wurde keine adaptive Schrittweitenkontrolle implementiert. Das Programm rechnet also in jedem Rechenschritt mit einer fest vorgegebenen Schrittweite. Für die in Kapitel 8 diskutierten Simulationen lag diese zwischen 10^{-9} und 10^{-10} s.

Zum besseren Verständnis des Quellcodes wurden nachfolgend einige kursiv gedruckte Kommentare eingefügt:

```
#include <fstream.h>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <time.h>
#include <string.h>
```

```
void Calculation (double *, double *, double *, double *, const unsigned int,
                 const double);
void writeToFile (double *, double *, double *, const int, const int);
```

Das Hauptprogramm

```
int main()
{
    const double start = 0;           Start Integrationsintervall [s]
    const double end = 2.0e-4;       Ende Integrationsintervall [s]
    const double stepWidth = 1.0e-9; Schrittweite (fest)
    unsigned int arrayLength = (end - start) / stepWidth + 1;

    double * timeValues = new double [arrayLength];
    double * inversionValues = new double [arrayLength];
    double * photonValues = new double [arrayLength];
    double * powerValues = new double [arrayLength];

    const double startDisplay = 0.9e-4; Darzustellendes Zeitintervall [s]
    const double endDisplay = 1.5e-4;
    const int startValue = startDisplay / stepWidth;
    const int endValue = endDisplay / stepWidth + 1;

    inversionValues [0] = 0;          Anfangsbedingungen
    photonValues [0] = 1;
    powerValues [0] = 0;

    Integration und Ausgabe der Werte
    Calculation (timeValues, inversionValues, photonValues, powerValues, arrayLength,
                stepWidth);
    writeToFile (timeValues, inversionValues, powerValues, startValue, endValue);

    delete timeValues;
    delete inversionValues;
    delete photonValues;
    return 0;
}
```

Implementierung der Funktion zur numerischen Integration

```
void Calculation (double * timeValues, double * inversionValues, double * photonValues,
                 double * powerValues, unsigned int arrayLength, const double stepWidth)
{
    Laserparameter und Parameter des Cavity-Dumpings
    const double R = 2.8e+27;          Pumprate [1/m3]
}
```

```

const double tau = 107.0e-6;
const double B = 2.4e-8;
const double Va = 8.35e-9;
const double tcav = 3.3e-7;
const double resoLength = 3.018;
const double repRate = 10.0e+3;
const double dumpEff = 0.95;

```

Lebensdauer [μs]
Übergangsrate stimulierte Emission [$1/\text{s}$]
Volumen im aktiven Medium [m^3]
Photonenlebensdauer [s]
Resonatorlänge [m]
Repetitionrate Auskopplung [Hz]
Schalteffizienz

```

double switchTime = 1 / repRate; int dump = switchTime / stepWidth + 1;
int multiplier = 1;
double * N = new double [5];
double * L = new double [5];
N [0] = 0;
L [0] = 0;

```

Runge-Kutta-Algorithmus

```

for (int i = 0; i < arrayLength; i++)
}
    timeValues [i] = i * stepWidth;
}
for (int j = 1; j < arrayLength; j++)
{
    for (int k = 1; k < 4; k++)
    {
        N [k] = - (inversionValues [j-1] + 0.5 * stepWidth * N [k-1]) / tau -
            B * (inversionValues [j-1] + 0.5 * stepWidth * N [k-1]) *
            (photonValues [j-1] + 0.5 * stepWidth * L [k-1]) + R;
        L [k] = - (photonValues [j-1] + 0.5 * stepWidth * L [k-1]) /
            tcav + B * Va * (inversionValues [j-1] + 0.5 * stepWidth *
            N [k-1]) * (photonValues [j-1] + 0.5 * stepWidth * L [k-1]);
    }
    N [4] = - (inversionValues [j-1] + stepWidth * N [k-1]) / tau - B *
        (inversionValues [j-1] + stepWidth * N [k-1]) * (photonValues [j-1] +
        stepWidth * L [k-1]) + R;
    L [4] = - (photonValues [j-1] + stepWidth * L [k-1]) / tcav +
        B * Va * (inversionValues [j-1] + stepWidth * N [k-1]) *
        (photonValues [j-1] + stepWidth * L [k-1]);
}

```

Berechnung der Inversionsdichte, Photonenzahl und mittleren Leistung

```

inversionValues [j] = inversionValues [j-1] + (stepWidth / 6.0 * (N [1] +

```

```
        2 * N [2] + 2 * N [3] + N [4]));
    photonValues [j] = photonValues [j-1] + (stepWidth / 6.0 * (L [1] +
        2 * L [2] + 2 * L [3] + L [4]));
    if (j == dump)
    {
        multiplier++;
        dump = multiplier * switchTime / stepWidth + 1;
        photonValues [j] = photonValues [j] * (1.0 - dumpEff) + 1;
    }
    powerValues [j] = photonValues [j] * 2.80235e-11 / resoLength;
}
delete N;
delete L;
}
```

Erzeugung einer Textdatei mit den berechneten Ergebnissen

```
void writeToFile (double * timeValues, double * inversionValues, double * powerValues,
    const int startValue, const int endValue)
```

```
{
    char filename [80];
    cout << "Filename: ";
    cin >> filename;
    ofstream fout(filename);
    fout << "Time" << "\t" << "Inversion" << "\t" << "IC-Leistung" << endl;
    for (int counter = startValue; counter < endValue ; counter++)
    {
        fout << timeValues [counter] << "\t" <<
            inversionValues [counter] << "\t" << powerValues[counter] << endl;
    }
    fout.close();
}
```

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] F. Dausinger und S. Nolte: *Introduction to Femtosecond Technology*. In: F. Dausinger, F. Lichtner und H. Lubatschowski, eds.: *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Springer-Verlag Berlin, (2004), ISBN: 3-540-20114-9.
- [2] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben und A. Tünnermann: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A, **63**, 109-115 (1996).
- [3] F. Dausinger, F. Lichtner und H. Lubatschowski, eds.: *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Springer-Verlag Berlin, (2004), ISBN: 3-540-20114-9.
- [4] A. Ruf und F. Dausinger: *Interaction with Metals*. In: F. Dausinger, F. Lichtner und H. Lubatschowski, eds.: *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications*, Springer-Verlag Berlin, (2004), ISBN: 3-540-20114-9.
- [5] Y. L. Yao, H. Chen und W. Zhang: *Time scale effects in laser material removal: a review*, Int. Journ. Adv. Manufacturing Techn., **26**, 598-608 (2005).
- [6] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier und G. Mourou: *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Phys. Rev. Lett., **64**, 3071-3073 (1994).
- [7] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, H. Welling und B. Welleghausen: *Short-pulse laser ablation of solid targets*, Opt. Comm., **129**, 134-142 (1996).

- [8] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry: *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B, **13**, 459-468 (1996).
- [9] W. Kautek, J. Krüger, M. Lenzner, S. Sartania, C. Spielmann und F. Krausz: *Laser ablation of dielectrics with pulse durations between 20 fs and 3 ps*, Appl. Phys. Lett., **69**, 3146-3148 (1996).
- [10] X. Liu, D. Du und G. Mourou: *Ablation and Micromachining with Ultrashort Laser Pulses*, IEEE J. Quantum Electron., **33**, 1706-1716 (1997).
- [11] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen und H. Welling: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 2716-2722 (1997).
- [12] Forum des Projektverbands Femtosekunden-Technologie (FST): *Richtlinien zur Präzisionsbearbeitung von Metallen*, (2003).
- [13] D. Strickland und G. Mourou: *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun., **56**, 219 (1985).
- [14] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot und G. Mourou: *Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification*, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 398-403 (1988).
- [15] G. Vaillancourt, T. B. Norris, J. S. Coe, P. Bado und G. A. Mourou: *Operation of a 1-kHz pulse-pumped Ti:sapphire regenerative amplifier*, Opt. Lett., **15**, 317-319 (1990).
- [16] D. Breitling, A. Ruf und F. Dausinger: *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses*, Proc. of SPIE, **5339**, 49-63 (2004).
- [17] A. Ruf: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*, Dissertation, Universität Stuttgart, (2003).
- [18] F. Dausinger: *Femtosecond technology for precision manufacturing: Fundamental and technical aspects*. In: *3rd Intl. Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2002 (Osaka, Japan)*, Proc. of SPIE, **4830**, 471-478 (2003).
- [19] M. Weikert, C. Föhl und F. Dausinger: *Surface structuring of metals with short and ultrashort laser pulses*. In: *3rd Intl. Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2002 (Osaka, Japan)*, Proc. of SPIE, **4830**, 501-505 (2003).
- [20] A. Ruf, D. Breitling, P. Berger, F. Dausinger und H. Hügel: *Modeling and investigation of melt ejection dynamics for laser drilling with short pulses*. In: *3rd Intl.*

-
- Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2002 (Osaka, Japan)*, Proc. of SPIE, **4830**, 73-78 (2003).
- [21] W. R. Hook, R. H. Dishington und R. P. Hilberg: *Laser Cavity Dumping Using Time Variable Reflection*, Appl. Phys. Lett., **9**, 125 (1966).
- [22] R. G. Morton, M. E. Mack und I. Itzkan: *Efficient cavity dumped dye laser*, Appl. Opt., **17**, 3268-3275 (1978).
- [23] H. Houtman und J. Meyer: *Ultrashort CO₂ laser pulse generation by square-wave mode locking and cavity dumping*, Opt. Lett., **12**, 87-89 (1987).
- [24] V. J. Newell, F. W. Deeg, S. R. Greenfield und M. D. Fayer: *Tunable subpicosecond dye laser amplified at 1 kHz by a cavity-dumped, Q-switched and mode-locked Nd:YAG laser*, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 257-263 (1989).
- [25] A. Cutolo, S. V. Benson, J. F. Schulz und J. M. Madey: *Cavity dumping for free electron lasers*, Appl. Opt., **28**, 3177-3182 (1989).
- [26] O. G. Okhotnikov und F. M. Araújo: *Cavity dumping of fiber lasers by phase-modulated optical loop mirrors*, Opt. Lett., **21**, 57-58 (1996).
- [27] E. O. Potma, W. P. de Boeij, M. S. Pshenichnikov und D. A. Wiersma: *30-fs, cavity-dumped optical parametric oscillator*, Opt. Lett., **23**, 1763-1765 (1998).
- [28] D. Schumacher, O. Marshall, J. Holt, M. L. Bajerma, R. van Leeuwen und T. F. Gallagher: *kHz dye laser for use with ultrafast laser systems*, Appl. Opt., **41**, 1722-1724 (2002).
- [29] M. Ramaswamy, M. Ulman, J. Paye und J. G. Fujimoto: *Cavity-dumped femtosecond Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser*, Opt. Lett., **18**, 1822-1824 (1993).
- [30] M. S. Pshenichnikov, W. P. de Boeij und D. A. Wiersma: *Generation of 13-fs, 5-MW pulses from a cavity-dumped Ti:sapphire laser*, Opt. Lett., **19**, 572-574 (1994).
- [31] G. N. Gibson, R. Klank, F. Gibson und B. E. Bouma: *Electro-optically cavity-dumped ultrashort-pulse Ti:sapphire oscillator*, Opt. Lett., **21**, 1055-1057 (1996).
- [32] S. Schneider, A. Stockmann und W. Schüßlbauer: *Self-starting mode-locked cavity-dumped femtosecond Ti:sapphire laser employing a semiconductor saturable absorber mirror*, Opt. Expr., **6**, 220-226 (2000).
- [33] N. W. Rimington, A. Cornea, A. J. Van Tassle, J. Santoro und W. A. Schröder: *Femtosecond Ti:sapphire oscillator electro-optically cavity dumped at 50 kHz*, Appl. Opt., **40**, 4831-4835 (2001).
-

- [34] O. Svelto: *Principles of Lasers*, 4th edition, Plenum Press, New York, (1989), ISBN: 0-306-45748-2.
- [35] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini und U. Keller: *Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers*, J. Opt. Soc. Am. B, **16**, 376 (1999).
- [36] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser und U. Keller: *Q-Switching Stability Limits of CW Passive Modelocking*, J. Opt. Soc. Am. B, **16**, 46-56 (1999).
- [37] H. A. Haus: *Theory of mode locking with a fast saturable absorber*, J. Appl. Phys., **46**, 3049-3058 (1975).
- [38] H. A. Haus: *Theory of mode locking with a slow saturable absorber*, IEEE J. Quantum Electron., **11**, 736-746 (1975).
- [39] F. X. Kärtner, J. aus der Au und U. Keller: *Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers - What's the Difference?*, IEEE J. of sel. top. in Quantum Electron., **4**, 159-168 (2001).
- [40] K. L. Sala, G. A. Kenney-Walace und G. E. Hall: *CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 990 (1980).
- [41] 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**, 694 (1970).
- [42] H. Haus: *A Theory of Forced Mode-Locking*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 323 (1975).
- [43] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar und S. W. Corzine: *Actively mode-locked semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron., **25**, 1426-1439 (1989).
- [44] 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, 631-633 (1999).
- [45] H. Fuchs: *Spektral hochaufgelöste Untersuchung von Pikosekundenimpulsen aus modenkoppelten Hochleistungsdiodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gating*, Dissertation, TU Kaiserslautern, (2005).

- [46] M. Tremont: *Erzeugung und Charakterisierung optischer Impulse im Pikosekundenbereich auf der Basis aktiv modengekoppelter DBR-Diodenlaser zur effizienten nichtlinearen Frequenzkonversion*, Dissertation, TU Kaiserslautern, (2005).
- [47] 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.
- [48] R. Paschotta und U. Keller: *Passive mode locking with a slow saturable absorber*, Appl. Phys. B, **73**, 653-662 (2001).
- [49] G. Cerullo, S. Silvestri, V. Magni und L. Pallaro: *Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers*, Opt. Lett., **19**, 807-809 (1994).
- [50] G. Cerullo, S. Silvestri und V. Magni: *Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser*, Opt. Lett., **19**, 1040-1042 (1994).
- [51] K. J. Blow und B. P. Nelson: *Improved Modelocking of an F-Center Laser with a Nonlinear Nonsoliton External Cavity*, Opt. Lett., **13**, 1026-1028 (1988).
- [52] E. P. Ippen, H. A. Haus und L. Y. Liu: *Additive Pulse Modelocking*, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 1736-1745 (1989).
- [53] P. N. Kean, X. Zhu, D. W. Crust, R. S. Grant, N. Landford und W. Sibbett: *Enhanced Modelocking of Color Center Lasers*, Opt. Lett., **14**, 39-41 (1989).
- [54] F. X. Kärtner und U. Keller: *Stabilization of Soliton-Like Pulses with a Slow Saturable Absorber*, Opt. Lett., **20**, 16-18 (1995).
- [55] D. Kopf, F. X. Kärtner, K. J. Weingarten und U. Keller: *Pulse Shortening in a Nd:Glass Laser by Gain Reshaping and Soliton Formation*, Opt. Lett., **19**, 2146-2148 (1994).
- [56] D. J. Kaup: *Perturbation Theory for Solitons in Optical Fibers*, Phys. Rev. A, **42**, 5689-5694 (1990).
- [57] H. W. Mocker und R. J. Collins: *Mode Competition and Self-Locking Effects in a Q-Switched Ruby Laser*, Appl. Phys. Lett., **7**, 270-273 (1965).
- [58] A. J. DeMaria, D. A. Stetser und H. Heynau: *Self-Modelocking of Lasers with Saturable Absorbers*, Appl. Phys. Lett., **8**, 174-176 (1966).
- [59] U. Keller: *Ultrafast All-Solid-State Laser Technology*, Appl. Phys. B, **58**, 347-363 (1994).

- [60] U. Keller, W. H. Knox und H. Roskos: *Coupled-Cavity Resonant Passive Mode-locked (RPM) Ti:Sapphire Laser*, Opt. Lett., **15**, 1377-1379 (1990).
- [61] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson und M. T. Asom: *Solid-State Low-Loss Intracavity Saturable Absorber for Nd:YLF Lasers: An Antiresonant Semiconductor Fabry-Perot Saturable Absorber*, Opt. Lett., **17**, 505-507 (1992).
- [62] H. A. Haus, J. G. Fujimoto und E. P. Ippen : *Structures for Additive Pulse Mode-locking*, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 2068-2076 (1991).
- [63] F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso und U. Keller: *Control of Solid-State Laser Dynamics by Semiconductor Devices*, Opt. Eng., **34**, 2024-2036 (1995).
- [64] U. Keller, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek und J. aus der Au: *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*, IEEE J. of sel. top. in Quantum Electron., **2**, 435-453 (1996).
- [65] M. J. Lederer, U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang und U. Keller: *GaAs Based Anti-Resonant Fabry-Perot Saturable Absorber Fabricated by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy and Ion Implementation*, Appl. Phys. Lett., **70**, 3428-3430 (1997).
- [66] 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**, 2566-2568 (1996).
- [67] M. Haiml, A. Prasad, F. Morier-Genoud, F. Siegner, U. Keller und E. R. Weber: *Ultrafast Response Times and Enhanced Optical Nonlinearity in Annealed and Beryllium Doped Low-Temperature Grown GaAs*, 10th Conference on Semiconductor and Insulating Materials (SIMC-X 1998), Berkeley, CA, Paper Tu2.2.
- [68] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B.-Y. Tsaur und A. R. Calawa: *Structural Properties of As-Rich GaAs Grown by Molecular Epitaxy at Low Temperatures*, Appl. Phys. Lett., **54**, 1881-1883 (1989).
- [69] S. Gupta, J. F. Whitaker und G. A. Mourou: *Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures*, IEEE J. Quantum Electron., **28**, 2464-2472 (1992).
- [70] L. R. Brovelli, U. Keller und 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**, 311-322 (1995).

- [71] M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, R. C. Lutz, P. Specht und E. R. Weber: *Optical nonlinearity in low-temperature-grown GaAs: Microscopic limitations and optimization strategies*, Appl. Phys. Lett., **74**, 3134-3136 (1999).
- [72] A. Prasad, M. Haiml, I. D. Jung, J. Kunde, F. Morier-Genoud, E. R. Weber, U. Siegner und U. Keller: *Ultrafast Response Times and Enhanced Optical Nonlinearity in Beryllium Doped Low-Temperature Grown GaAs*, International Conference on Lasers and Electrooptics (CLEO 1998), San Francisco, CA, Paper CFJ2.
- [73] R. Hohmuth, G. Paunescu, J. C. H. Lange und W. Richter: *Saturable absorber mirrors for passive mode-locking*, 10th Microoptics Conference (MOC 2004), Jena, Deutschland, Poster F-30.
- [74] BATOP GmbH: *SAM-1064-1-x*, Datasheet, (2004).
- [75] K. J. Weingarten, B. Braun und U. Keller: *Small-signal gain of solid-state lasers determined from relaxation oscillation frequency measurements*, Opt. Lett., **19**, 1140-1142 (1994).
- [76] R. C. Powell: *Physics of Solid-State Laser Materials*, AIP Press, (1998), ISBN: 1-56396-658-1.
- [77] D. K. Sardar, R. M. Yow: *Stark components of ${}^4F_{3/2}$, ${}^4I_{11/2}$ and ${}^4I_{9/2}$ manifold energy levels and effects of temperature on the laser transition of Nd^{3+} in YVO_4* , Opt. Materials, **14**, 5-11 (2000).
- [78] L. DeShazer: *Vanadate crystals exploit diode-pump technology*, Laser Focus World, 88-92 (Februar 2002).
- [79] Y. -F. Chen, Y. P. Lan: *Comparison between a-cut and c-cut Nd:YVO₄ lasers passively Q-switched with a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber*, Appl. Phys. B, **74** 4-5, 415-418 (2002).
- [80] P. Peuser, N. Schmitt: *Diodengepumpte Festkörperlaser*, Springer-Verlag, (1995), ISBN: 3-540-58560-5.
- [81] T. Y. Fan: *Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-29**, 1457 (1993).
- [82] Y. -F. Chen und H. J. Kuo: *Determination of the thermal loading of diode-pumped Nd:YVO₄ by use of thermally induced second harmonic output depolarisation*, Opt. Letters, **23**, 846 (1998).

- [83] B. Köhler: *Erzeugung von Pikosekundenlichtimpulsen hoher mittlerer Leistung im ultravioletten und infraroten Spektralbereich durch Frequenzkonversion eines cw-mo-
dengekoppelten Nd:YVO₄-Oszillator-Verstärkersystems*, TENEA Verlag für Medien,
Berlin, (2001).
- [84] Casix, Inc.: *Nd:YVO₄ crystals*, Datasheet (1999).
- [85] M. Weyers: *Persönliche Mitteilung*, Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenz-
technik Berlin, (2005).
- [86] B. Braun, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner und U. Keller: *Continuous-wave mode-
locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part I: Experiments*,
Appl. Phys. B, **61**, 429-437 (1995).
- [87] F. X. Kärtner, B. Braun und U. Keller: *Continuous-wave mode-locked solid-state
lasers with enhanced spatial hole burning, Part II: Theory*, Appl. Phys. B, **61**, 569-
579 (1995).
- [88] R. Paschotta, J. aus der Au, G. J. Spühler, S. Erhard, A. Giesen und U. Keller:
Passive mode locking of thin-disk lasers: effects of spatial hole burning, Appl. Phys.
B, **72**, 267-278 (2001).
- [89] V. Magni: *Multielement stable resonators containing a variable lens*, J. Opt. Soc.
Am. B, **4**, 1962-1969 (1987).
- [90] S. Marzenell, R. Beigang und R. Wallenstein: *Limitations and guidelines for mea-
suring the spectral width of ultrashort light pulses with a scanning Fabry-Pérot in-
terferometer*, Appl. Phys. B, **71**, 185-191 (2000).
- [91] D. von der Linde: *Characterization of the noise in continuously operating mode-
locked lasers*, Appl. Phys. B, **39**, 201-217 (1986).
- [92] T. F. Johnston: *Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets: the
four-cuts method*, Appl. Optics, **37**, 4840-4850 (1998).
- [93] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc.,
(1991), ISBN: 0-471-83965-5.
- [94] J. F. Nye: *Physical Properties of Crystals. Their Representation by Tensors and
Matrices*, Oxford University Press, Oxford, (1985), ISBN: 0-198-51165-5.
- [95] R. W. Boyd: *Nonlinear Optics*, 2nd Edition, Academic Press, (2002), ISBN: 0-121-
21682-9.

- [96] M. Serr: *Aufbau und Charakterisierung der optischen Eigenschaften von diodengepumpten Oszillator-Multipassverstärkersystemen aus Nd:YVO₄ zur Erzeugung von Pikosekunden-Laserimpulsen mit Repetitionsraten von 20 kHz bis 1 MHz*, Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, (2003).
- [97] N. P. Zaitseva, J. J. DeYoreo, M. R. Dehaven, R. L. Vital, K. E. Montgomery, M. Richardson und L. J. Atherton: *Rapid growth of large-scale (40-55 cm) KH₂PO₄ crystals*, J. Cryst. Growth, **180**, 255 (1997).
- [98] M. Roth, M. Tseitlin und N. Angert: *Oxide crystals for electro-optic Q-switching of lasers*, Glass Physics and Chemistry, **31**, 86-95 (2005).
- [99] W. Koechner: *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag Berlin, (1999), ISBN: 3-540-65064-4.
- [100] F. Abdi, M. Aillerie, P. Bourson, M. D. Fontana und K. Polgar: *Electro-optic properties in pure LiNbO₃ crystals from the congruent to the stoichiometric composition*, J. Appl. Phys., **84** 2251-2254 (1998).
- [101] W. D. Fountain: *Comments on: Transient Elastooptic Effects and Q-Switching Performance in Lithium Niobate and KD*P Pockels Cells*, Appl. Optics, **10**, 972-973 (1971).
- [102] E. Lebiush, R. Lavi, Y. Tsuk, N. Angert, A. Gachechiladze, M. Tseitlin, A. Zharov und M. Roth: *RTP as Q-Switch for high repetition rate applications*, unpublished.
- [103] X. D. Wang, P. Basseras, R. J. D. Miller, J. Sweetser und I. A. Walmsley: *Regenerative pulse amplification in the 10-kHz range*, Opt. Lett., **15**, 839-841 (1990).
- [104] P. Basseras, R. J. D. Miller und S. M. Gracewski: *Theoretical analysis of acoustic transients in lithium niobate electro-optic modulators*, J. Appl. Phys., **69**, 7774-7781 (1991).
- [105] H. Nakatani, W. R. Bosenberg, L. K. Cheng und C. L. Tang: *Laser-induced damage in beta-barium metaborate*, Appl. Phys. Lett., **53**, 2587-2589 (1988).
- [106] G. D. Goodno, Z. Guo, R. J. D. Miller, J. W. Montgomery, S. R. Adhav und R. S. Adhav: *Investigation of β -BaB₂O₄ as a Q switch for high power applications*, Appl. Phys. Lett., **66**, 1575 (1995).
- [107] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham und A. Zalkin: *Optical, mechanical and thermal properties of barium borate*, J. Appl. Phys. **62**, 1968-1983 (1987).
- [108] C. A. Ebberts: *Linear electro-optic effect in β -BaB₂O₄*, Appl. Phys. Lett., **52**, 1948-1949 (1988).

- [109] M. Abarkan, J. P. Salvestrini, M. D. Fontana und M. Aillerie: *Frequency and wavelength dependencies of electro-optic coefficients in inorganic crystals*, Appl. Phys. B, **76**, 765-769 (2003).
- [110] D. Perlov und M. Roth: *Isothermal Growth of β -Barium Metaborate Single Crystals by Continuous Feeding in the Top-Seeded Solution Growth Configuration*, J. Crystal Growth, **137**, 123 (1994).
- [111] M. Roth und D. Perlov: *Growth of barium borate crystals from sodium fluoride solutions*, J. Crystal Growth, **169**, 734-740 (1996).
- [112] J. Kleinbauer: *Diodengepumpte Ultrakurzpuls-Strahlquellen für die Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulsen hoher Energie und Wiederholrate basierend auf Nd:YVO₄ und Nd:GdVO₄*, Dissertation, TU Kaiserslautern, (2006).
- [113] A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei und D. Kopf: *High speed electro-optical cavity dumping of mode-locked laser oscillators*, Opt. Express, **13**, 1916-1922 (2005).
- [114] J. D. Bierlein und C. B. Arweiler: *Electro-optic and dielectric properties of KTiOPO₄*, Appl. Phys. Lett., **49**, 917-911 (1986).
- [115] J. D. Bierlein und H. Vanherzeele: *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 622-633 (1989).
- [116] L. K. Cheng, L. T. Cheng, J. Galperin, P. A. Morris Hotsenpiller und J. D. Bierlein: *Crystal growth and characterization of KTiOPO₄ isomorphs from the self-fluxes*, J. Crystal Growth, **137** 107-115 (1994).
- [117] X. D. Wang, P. Basseras, R. J. D. Miller und H. Vanherzeele: *Investigations of KTiOPO₄ as an Electro-optic Amplitude Modulator*, Appl. Phys. Lett., **59**, 519-521 (1991).
- [118] M. Roth, N. Angert, M. Tseitlin und A. Alexandrovski: *On the optical quality of KTP crystals for nonlinear optical and electro-optic applications*, Opt. Mater., **16**, 131-136 (2001).
- [119] P. A. Morris, A. Ferretti, J. D. Bierlein und G. Loiacono: *Reduction of the Ionic Conductivity of Flux-Grown Potassium Titanyl Phosphate (KTiOPO₄) Crystals* J. Crystal Growth, **109**, 367-375 (1991).
- [120] P. M. S. Monk, R. J. Mortimer und D. R. Rosseninsky: *Electrochromism: Fundamentals and Applications*, VCH, Weinheim, (1995), ISBN: 3-522-29063-X.
- [121] C. A. Ebberts und S. P. Velsko: *High average power KTiOPO₄ electro-optic Q-switch*, Appl. Phys. Lett., **67**, 593-597 (1995).

- [122] M. Roth, N. Angert und M. Tseitlin: *Potassium Titanyl Phosphate (KTP) - An Oxide of Choice for nonlinear optical and electro-optic Devices*, Proc. 2nd Israeli-Russian Binational Workshop, Jerusalem, Tel-Aviv, 223-235 (2003).
- [123] Cristal Laser S.A.: *Datenblatt RbTiOPO₄*, (2004).
- [124] R. Trebino und D. J. Kane: *Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating*, J. Opt. Soc. Am. A, **10**, 1101-1111 (1993).
- [125] R. Trebino, P. O'Shea, M. Kimmel und X. Gu: *Measuring ultrashort laser pulses just got a lot easier!*, Artikel über *GRENOUILLE*, Optics & Photonics News, 22-25 (Juni 2001).
- [126] R. Trebino: *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*, Kluwer Academic Publishers, Boston, (2002), ISBN: 1-402-07066-7.
- [127] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff und R. Trebino: *Transient-grating frequency-resolved optical gating*, Opt. Letters, **22**, 519-521 (1997).
- [128] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff und R. Trebino: *Frequency-resolved optical gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generations*, Opt. Letters, **21**, 1381-1383 (1996).
- [129] N. Angert: *Persönliche Mitteilung*, Raicol Crystals Ltd., (2005).
- [130] N. Hodgson und H. Weber: *Optical Resonators*, Springer-Verlag London Limited, (1977), ISBN: 3-540-76137-3.
- [131] D. N. Nikogosyan: *Properties of Optical and Laser-Related Materials*, Wiley, New York, (1997), ISBN: 0-471-97384-X.
- [132] L. Luo, L. Chen, Z. R. Qiu, X. Y. Yu, D. C. Dai, J. Y. Zhou und J. Kuhl: *Measurement of femtosecond resonant nonlinear refraction in Nd:YVO₄ by degenerate pump-probe spectroscopy*, J. Appl. Physics, **89**, 8342-8344 (2001).
- [133] G. Müller, I. Rehfeld, W. Katheder: *FEM für Praktiker*, Expert-Verlag, Renningen, (1994), ISBN: 3-816-91123-4.
- [134] S. Forget, F. Balembois und P. Georges: *New 3D multipass Nd:YAG or Nd:YVO₄ diode-pumped amplification scheme*, Advanced Solid-State Lasers Conference (ASSL), San Antonio, USA, Paper **TuC3**, (2002).
- [135] A. Ostendorf, K. Körber, T. Nether, T. Temme: *Material Processing Applications for Diode Pumped Solid State Lasers*, Lambda Highlights, **57**, (Mai 2000).

- [136] S. V Govorkov, E. V Slobodtchikov, A. O. Wiessner und D. Basting: *High Accuracy Microdrilling of Steele with Solid-State UV Laser at 10 mm/sec Rate*, Lambda Highlights, **57**, (Mai 2000).
- [137] A. Ostendorf und F. Siegel: *Micro-machining Using High Energy Picosecond Laser Pulses - A Cause-effect Consideration*, Proc. of the 23^rd International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO 2004), Paper M610.
- [138] T. Otani, L. Herbst, M. Heglin, S. V. Govorkov und A. O. Wiessner: *Microdrilling and micromachining with diode-pumped solid-state lasers*, Appl. Phys. A, **79**, 1335-1339 (2004).
- [139] F. Zernike und J. E. Midwinter: *Applied nonlinear Optics: Basics and Applications*, Wiley, New York, (1973), ISBN: 0-471-98212-1.
- [140] R. L. Sutherland: *Handbook of nonlinear optics*, Marcel Dekker Inc., New York, (1996), ISBN: 0-824-79426-5.
- [141] D. A. Kleinman: *Nonlinear dielectric polarisation in optical media*, Phys. Rev., **126**, 1977-1979 (1962).
- [142] H. Römer: *Theoretische Optik*, Wiley-VCH, Weinheim, (1994), ISBN: 3-527-29066-4.
- [143] A. Yariv: *Quantum Electronics*, Wiley, New York, (1975), ISBN: 0-471-60997-8.
- [144] M. F. Becker, D. J. Kuizenga, D. W. Phillion und A. E. Siegman: *Analytic expression for ultrashort pulse generation in mode-locked optical parametric oscillators*, J. Appl. Physics, **45**, 3996-4005 (1974).
- [145] E. C. Cheung und J. M. Liu: *Theory of a synchronously pumped optical parametric oscillator in steady-state operation*, J. Opt. Soc. Am. B, **7**, 1385-1401 (1990).
- [146] E. C. Cheung und J. M. Liu: *Efficient generation of ultrashort, wavelength-tunable infrared pulses*, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 1491-1506 (1990).
- [147] B. Ruffing: *Optisch parametrische Oszillatoren mit Frequenzkonversion zur Erzeugung von Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich*, TENEA Verlag für Medien, Berlin, (1999).
- [148] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li und S. Lin: *New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5* , J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 616-621 (1989).
- [149] D. N. Nikogosyan: *Lithium Triborate (LBO)*, Appl. Phys. A, **58**, 181-190 (1994).
- [150] B. Boulanger, M. M. Fejer, R. Flachman und P. F. Bordui: *Study of $KTiOPO_4$ gray-tracking at 1064, 532 and 355 nm*, Appl. Phys. Lett, **65**, 2401-2403 (1994).

- [151] T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckhardt, Y. X. Fan, R. L. Byer und R. S. Feigelson: *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄*, Appl. Opt., **26**, 2390 (1987).
- [152] K. Kato: *Tunable UV generation to 0,2325 μm in LiB₃O₅*, IEEE J. Quantum Electron., **QE-26**, 1173 (1990).
- [153] Sandia National Laboratories, 7011 East Avenue, Livermore, CA 94550, USA. URL: <http://www.sandia.gov/imrl/X1118/xxtal.htm>
- [154] H. P. Li, C. H. Kam, Y. L. Lam und W. Ji: *Femtosecond Z-Scan measurements of nonlinear refraction in nonlinear optical crystals*, Opt. Materials, **15**, 237-242 (2001).
- [155] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge, (1992), ISBN: 0-521-43108-5.
- [156] H. Statz und G. de Mars: *Transients and Oscillation Pulses in Masers*, aus *Quantum Electronics* (Edt. C. H. Townes), Columbia University Press, New York, 530-537 (1960).
- [157] R. Dunsmuir: *Theory of Relaxation Oscillations in Optical Masers*, J. Electronic Control, **10**, 453 (1961).
- [158] R. H. Pantell und H. E. Puthoff: *Fundamentals of Quantum Electronics*, Wiley, New York, (1969), ISBN: 0-471-65790-5.
- [159] O. Siegman: *Lasers*, 4th edition, Plenum Press, New York, (1989), ISBN: 0-306-45748-2.
- [160] M. Abramowitz und I. A. Stegun: *Handbook of Mathematical Functions*, Appl. Mathematics Series, **55**, Dover Publications, New York, (1968), ISBN: .
- [161] C. W. Gear: *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, (1971), ISBN: .
- [162] M. Okida, M. Itoh, T. Yatagai, H. Ogilvy, J. Piper und T. Omatsu: *Heat generation in Nd doped vanadate crystals with 1.34 μm laser action*, Opt. Express, **13**, 4909-4915 (2005).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. R. Wallenstein für die interessante Aufgabenstellung, die entgegengebrachte Unterstützung und die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen.

Ein herzliches Dankeschön richtet sich an Dr. Jochen Kleinbauer, der aufgrund seiner unerschöpflichen Hilfs- und Diskussionsbereitschaft maßgeblichen Anteil an dieser Arbeit hat.

Herrn Dr. Johannes L’huillier danke ich ganz besonders für die aufschlussreichen Diskussionen und die äußerst hilfreiche kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Bei meinen Bürokollegen Dr. Jochen Kleinbauer, Dr. Sascha Weiler, Peter Haag und Dr. Thorsten Andres bedanke ich mich für den stets freundschaftlichen Umgangston und das überaus kollegiale Arbeitsklima.

Den Herren Louis McDonagh, Christian Theobald und Dirk Krennrich danke ich für die stets angenehme Laboratmosphäre, die trotz unterschiedlichster Musikgeschmäcker vorherrschte.

Den Herren Peter Bohnert, Peter Frohnhöfer, Karl Köhl und Hermann Krenz möchte ich für die Unterstützung bei allen technischen Problemen und die schnelle Bearbeitung aller anfallenden Fertigungsarbeiten danken.

Mein Dank gilt allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Wallenstein für jegliche Hilfe und Unterstützung, sowie das stets angenehme Arbeitsklima.

Den Doktoren Bernhard Henrich, Thomas Herrmann, Achim Nebel und Ralf Knappe von der Firma Lumera Laser danke ich für jegliche Hilfe ihrerseits.

Bei Tanja möchte ich mich vielfach für die liebevolle Unterstützung während der vergangenen zehn Jahre bedanken.

Besonders herzlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir das Studium der Physik bei Weitem nicht nur durch ihre finanzielle Unterstützung ermöglicht haben und jederzeit hinter mir stehen.

Herrn Gerhard Kayser danke ich dafür, dass er mir in jungen Jahren die Faszination der Physik vermittelte und dadurch erst mein Interesse an dieser Wissenschaft weckte.

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Markus Serr
Geburtsdatum	20.12.1977
Geburtsort	Speyer
Nationalität	deutsch
Familienstand	ledig

Schulbildung

1984-1988	Zeppelin-Grundschule, Speyer
1988-1997	Hans-Purrmann-Gymnasium, Speyer Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Hochschulbildung

10/1997-02/2003	Studium der Physik an der Universität Kaiserslautern Vertiefungsrichtung: Experimentalphysik Nebenfächer: Elektrotechnik, Humanbiologie Abschluss: Diplom-Physiker, Thema der Diplomarbeit: „Aufbau und Charakterisierung der optischen Eigenschaften von diodengepumpten Oszillator-Multipassverstärkersystemen aus Nd:YVO ₄ zur Erzeugung von Pikosekunden-Laserimpulsen mit Repetitionsraten von 20 kHz bis 1 MHz.“
-----------------	---

Berufstätigkeit

03/2003-03/2006	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Kaiserslautern, Arbeitsgruppe „Laserphysik und nichtlineare Optik“, Prof. Dr. R. Wallenstein
seit 08/2006	Fachprojektleiter in der Systemmesstechnik im Bereich Diabetes Care bei der Roche Diagnostics GmbH.

