Markus Serr

Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulsen hoher Energie und Repetitionsrate durch elektrooptisches Cavity-Dumping von diodengepumpten und passiv modengekoppelten Laseroszillatoren basierend auf Nd:YVO_4

Cuvillier Verlag Göttingen

Erzeugung von Pikosekunden-Lichtimpulsen hoher Energie und Repetitionsrate durch elektrooptisches Cavity-Dumping von diodengepumpten und passiv modengekoppelten Laseroszillatoren basierend auf Nd:YVO_4

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:YVO_4

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:YVO_4-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 occuring 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:YVO_4 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 occuring 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:YVO_4

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:YVO_4-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 μJ 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 μJ bei 400 kHz und 1,3 μJ bei 2 MHz. Diese Impulse wurden mit einem zweidimensionalen Multi-Pass Verstärker basierend auf Nd:YVO_4 nachverstärkt. Nach vier Durchgängen durch das aktive Medium führte dies zu Energien zwischen 16,4 μJ bei 400 kHz und 4,7 μJ 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:YVO_4-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:YVO_4-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 eingestrahlte 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 eingestrahlten 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 (Ti:Al_2O_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 Fokusdurchmesser von 10 μm bereits mit einer Impulsenergie von 1 μJ 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:YVO_4-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 modengekoppelt und gütegeschaltet modengekoppelt. Die Leistungs-Zeit-Charakteristik dieser

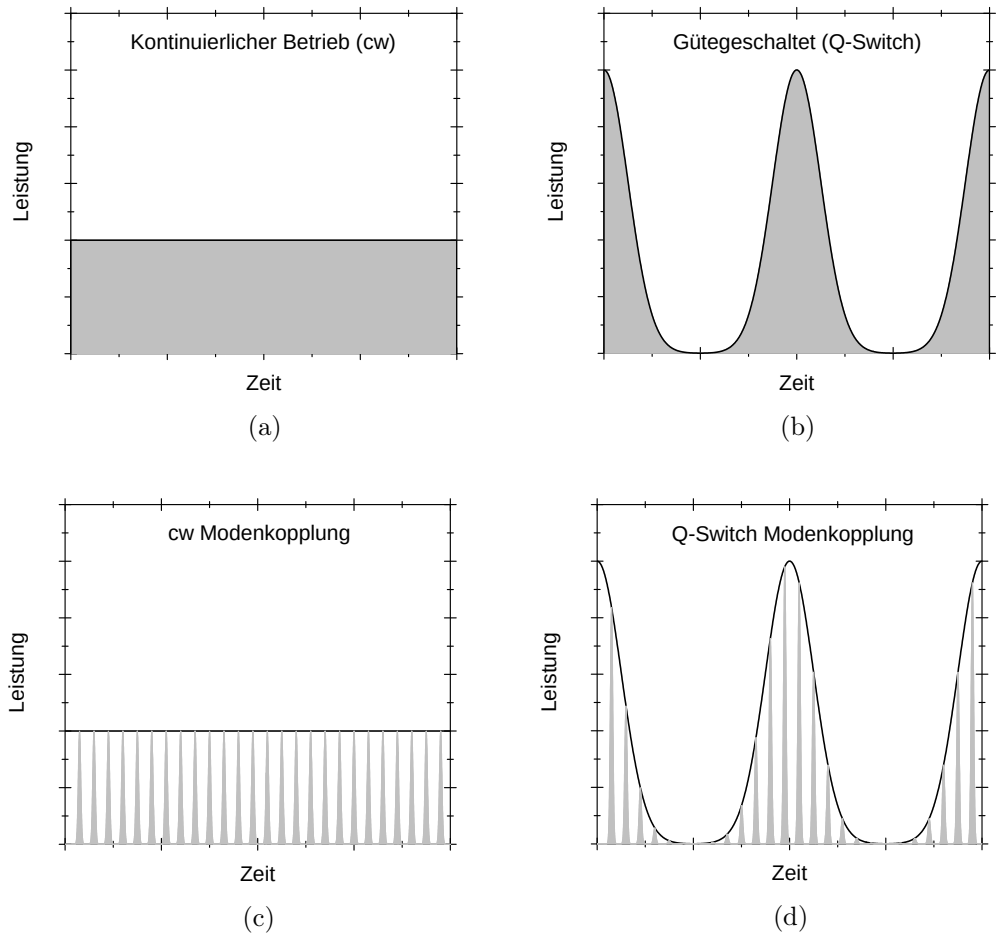

Abbildung 2.1: Darstellung der Leistungs-Zeit-Charakteristik der vier möglichen Betriebsarten eines Lasers: (a) kontinuierlicher Betrieb (cw), (b) gütegeschalteter Betrieb (Q-switch), (c) kontinuierliche Modenkopplung und (d) gütegeschaltete Modenkopplung. Die Laseremission ist grau dargestellt, die 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 LIDAR[1]-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

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{c}{2L} \tag{2.1}$$

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.

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

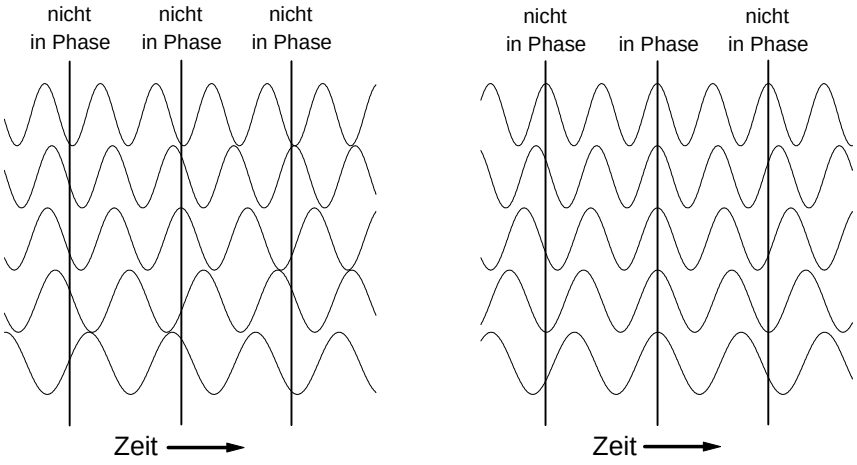

Abbildung 2.2: Anschauliche Darstellung des Unterschieds zwischen (a) nicht phasenstarrer und (b) phasenstarrer Kopplung der longitudinalen Moden eines Resonators. In (a) befinden sich die einzelnen Moden zu keinem Zeitpunkt in Phase, was zu einem unregelmäßigen Signal mit zeitlichen Amplituden- und 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

$$\Phi = \Phi_l - \Phi_{l-1} \tag{2.2}$$

und gleicher Amplitude E_0:

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

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

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

geschrieben werden, wobei

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

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

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

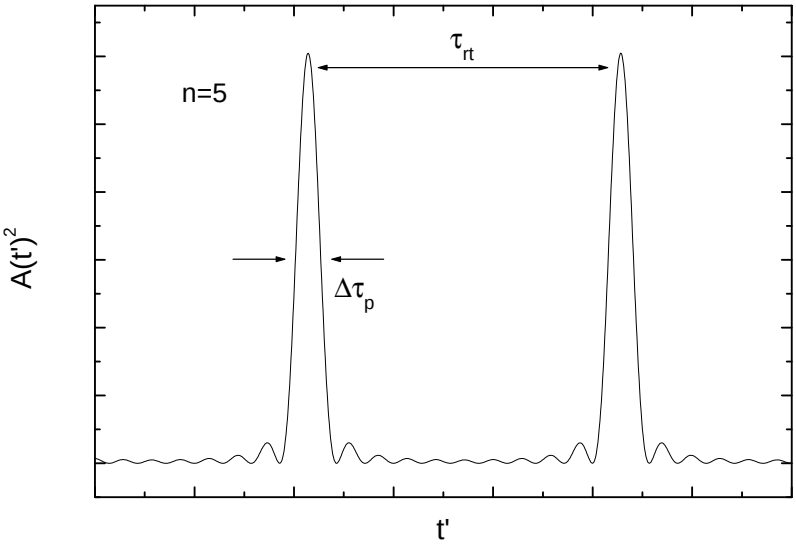

Abbildung 2.3: Zeitliches Verhalten des Amplitudenquadrates der elektrischen Feldstärke im Fall von elf oszillierenden Moden mit gekoppelter Phase und gleicher Amplitude. Die phasenstarre Kopplung der einzelnen Moden führt zur Ausbildung von Impulsen durch Interferenz, deren Dauer mit der Zahl der beteiligten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

woraus bei Ausführung der Summation

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

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

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

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

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

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

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