

Hoch-Energie Ytterbium- Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. (FH) Guido Palmer
geboren am 19.04.1977 in Mainz

2009

Referent: Prof. Dr. U. Morgner
Korreferent: Prof. Dr. R. Schnabel
Tag der Promotion: 01.07.2009

Für Miriam, Feline und Wolf

Kurzfassung:

Guido Palmer

Hoch-Energie Ytterbium Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping

Zur Erzeugung von Femtosekunden Pulsen mit Mikrojouleenergien bei MHz-Repetitionsraten sind direkt-diodengepumpte Yb-dotierte Festkörperoszillatoren hervorragend geeignet. Dabei profitiert eine Vielzahl von Anwendungen in Forschung und Industrie von diesen Laserquellen. Diese Dissertation befasst sich mit der Realisierung, Charakterisierung und Optimierung von Yb-Wolframat Lasern mit Cavity-Dumping. Dabei wurden neue Oszillatorkonzepte verfolgt und auf ihre Skalierbarkeit hinsichtlich der Pulsenergie untersucht. Auch eine Reduzierung der Pulsdauer stand im Fokus der Studien.

Jedes der drei aufgebauten Lasersysteme dieser Arbeit stellt für sich eine Neuerung dar. So konnte im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal ein solitärer Scheibenlaser mit Cavity-Dumping demonstriert werden, wobei die Pulsenergie des Yb:KYW-Lasers die höchste ist, die mit diesem Auskoppelprinzip für einen modengekoppelten Oszillator bisher erreicht werden konnte.

Des Weiteren gelang es, die passive Modenkopplung mit gechirpten Pulsen im positiven Dispersionsregime erfolgreich auf einen Yb:KYW-Laser mit Cavity-Dumping und auf einen Yb:KLuW-Scheibenoszillator mit Standardauskopplung anzuwenden. Hierbei sorgt diese Art der Modenkopplung für eine Reduktion der Spitzenleistung im Resonator, was hinsichtlich der Energieskalierung vielversprechend ist. Der Yb:KLuW-Scheibenlaser wurde ebenfalls im solitären Regime betrieben, was einen direkten Vergleich der beiden Dispersionsbereiche ermöglicht. Für die Lasersysteme werden Limitationen experimentell und durch Simulationen aufgezeigt und Lösungswege diskutiert, um die weitere Skalierung zu gewährleisten.

Neben der Präsentation einiger Anwendungen, werden auch die Ergebnisse der numerischen Simulation einer passiven Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping diskutiert, die in der Zukunft zur Verstärkung der Pulse aus dem Yb:KLuW-Scheibenlaser eingesetzt werden soll. Dabei werden vielversprechende Resultate bezüglich der Pulsenergie und Pulsdauer vorausgesagt. Die aus dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse machen das Potential deutlich, dass die diodengepumpten Yb-Oszillatoren bezüglich der Energieskalierung aufweisen und ebnen den Weg für eine weitere Verbesserung dieser Strahlquellen.

Schlagnworte: Scheibenlaser, Cavity-Dumping, Überhöhungskavität

Abstract:

Guido Palmer

High-energy Ytterbium oscillators with cavity-dumping

Directly diode-pumped Yb-doped solid-state lasers have shown to be very well suited for the generation of femtosecond pulses with Microjoule-level energies at MHz-repetition rates. Various scientific and industrial applications benefit from these laser sources.

This dissertation addresses the realization, characterization and optimization of Yb-doped tungstate lasers with cavity-dumping. New oscillator concepts have been evolved and investigated regarding pulse energy scalability. The reduction of the available pulse duration has also been a part of the studies.

Each of the three realized laser systems represents an innovation. On the one hand side the first solitary thin-disk oscillator with cavity-dumping will be demonstrated. It generates the highest pulse energy obtained from a mode-locked cavity-dumped system.

On the other hand mode-locked chirped-pulse operation in the positive dispersion regime will be shown both in an Yb:KYW oscillator with cavity-dumping and in an Yb:KLuW-thin-disk laser with a standard output coupler. Especially regarding further energy scalability the CPO mode-locking technique holds advantages. The Yb:KLuW-thin-disk-oscillator has also been operated under solitary conditions yielding the opportunity to directly compare both dispersion regimes. For all laser systems limitations have been identified experimentally as well as by simulations and solutions have been discussed and evaluated.

Beside the presentation of some laser applications the results of a numerical simulation of a passive enhancement resonator with cavity-dumping will be discussed. The simulations suggest a promising amplification of the femtosecond pulses from the Yb:KLuW-thin-disk oscillator.

This work shows the enormous potential of the directly diode-pumped Yb-oscillators regarding energy scalability and paves the way to an enhanced and optimized performance of these oscillators.

Key words: thin disk laser, cavity-dumping, enhancement cavity

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Ytterbium-Wolframate als Lasermaterial	5
2.1.1	Kristallaufbau der Wolframate	7
2.1.2	Eigenschaften der Laserkristalle	8
2.2	Verstärkungscharakteristik von Quasi-3-Niveau-Lasersystemen	11
2.3	Grundlagen der passiven Modenkopplung	14
2.3.1	Pulsbeschreibung	14
2.3.2	Passive Modenkopplung	15
2.3.3	Dispersion	17
2.3.4	Selbstphasenmodulation	19
2.4	Solitäre Modenkopplung bei negativer Dispersion	20
2.5	Modenkopplung mit gechirpten Pulsen im positiven Dispersionsregime	23
2.6	Grundlagen zur numerischen Simulation	24
2.7	Laserkomponenten	27
2.7.1	Sättigbarer Absorberspiegel	27
2.7.2	Dispersive Spiegel	28
2.7.3	Dünnschichtpolarisator und doppelbrechendes Filter	29
2.7.4	Herriottzelle	31
2.7.5	Cavity-Dumping	32
2.7.6	Scheibenlaser	34
3	Chirped-Pulse Yb:KYW Oszillator mit Cavity-Dumping	37
3.1	Grundlegender experimenteller Aufbau	37
3.2	Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung	40
3.3	Aufbau des modengekoppelten Oszillators	41
3.4	Ergebnisse der Modenkopplung	43
3.5	Pulskomprimierung	47
3.6	Limitationen und Ausblick	48

4	Solitärer Yb:KYW-Scheibenzillator mit Cavity-Dumping	51
4.1	Grundlegender experimenteller Aufbau	51
4.2	Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung	53
4.3	Aufbau des modengekoppelten Oszillators	55
4.4	Ergebnisse der Modenkopplung	57
4.4.1	Etaloneffekte und räumliches Lochbrennen	57
4.4.2	Dispersionsmanagement und minimale Pulsdauer	58
4.4.3	Variation und Limitationen des Dumpings und der Pulsenergie	60
5	Yb:KLuW-Scheibenzillator im solitären und im chirped-pulse Betrieb	65
5.1	Grundlegender experimenteller Aufbau	66
5.2	Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung	67
5.3	Aufbau des modengekoppelten Oszillators	69
5.4	Ergebnisse der Modenkopplung	70
5.4.1	Solitärer Laserbetrieb	70
5.4.2	Chirped-Pulse Oszillator	72
5.4.3	Vergleich der Betriebsregime	74
6	Energieskalierung mit Überhöhungskavität	77
6.1	Gekoppelte Überhöhungskavität	78
6.2	Externe Überhöhungskavität	80
6.3	Ausblick und experimentelle Realisierung	85
7	Diskussion	89
8	Anwendungen	93
8.1	Frequenzkonversion	93
8.2	Pulsenergieverstärkung mit rod-type-Faser	95
8.3	Laserinduziertes Wellenleiterschreiben	97
9	Zusammenfassung	101
	Literaturverzeichnis	103
	Abbildungsverzeichnis	113
	Tabellenverzeichnis	119
	Anhang	121
A	Übersicht der cw-Messdaten	121

B Danksagung	123
C Curriculum Vitae	125
D Publikationen	127

1 Einleitung

Die Erzeugung von ultrakurzen Laserpulsen hat zu einer Vielzahl von interessanten und nützlichen Anwendungen geführt, die sowohl für die Grundlagenforschung als auch für den industriellen Einsatz unentbehrlich sind. Viele dieser Anwendungen haben sich als Standardverfahren in den verschiedensten Bereichen des technischen Lebens etabliert (z.B. Lasik-Verfahren, Lithographie, nichtlineare Spektroskopie). Die fortlaufende Entwicklung der Laser birgt gerade im Bereich der Femtosekunden-Pulse ein enormes Potential für neue Einsatzmöglichkeiten wie auch für die Verbesserung bereits bestehender Anwendungen.

Von den ersten Femtosekunden-Laseroszillatoren mit Farbstoffmedium führte der Fortschritt über den solitären Laser zur Modenkopplung mit einer Vielzahl von Verfahren (wie KLM, SESAM oder APM [Kel92, Fel91, Mol84]). Dieser Prozess hat Festkörperlasersysteme hervorgebracht, die kompakter, flexibler, effizienter und verlässlicher sind als je zuvor. Zusätzlich ermöglichen nichtlineare optische Techniken, wie die optisch parametrische Verstärkung (OPA), die Erzeugung von hohen Harmonischen (HHG) oder die Generation von Superkontinua eine weitere Verkürzung der Pulsdauern bis in den Attosekundenbereich und geben Zugriff auf einen großen Teil des elektro-magnetischen Spektrums.

Für Anwendungen, die hohe Energien und Pulsdauern im Femtosekundenbereich erfordern, werden in der Regel Laserverstärker verwendet (Chirped Pulse Amplifier, CPA). Hierbei erzeugt ein Laseroszillator Pulse mit Nanojoule-Energien, die mit Hilfe von komplexen Verstärkersystemen um viele Größenordnungen gesteigert werden. Um Pulsenergien im Mikrojoule regime bei MHz-Repetitionsraten zu generieren, werden mittlerweile auch einzelne Oszillatoren verwendet, bei denen die Repetitionsrate verringert und damit die Pulsenergie gesteigert wird. Für den Anwender hat dies eine Verringerung der Kosten, eine Reduktion des Wartungsaufwandes und in der Regel eine höhere Pulswiederholrate zur Folge. Letztere ermöglicht für viele Anwendungen u.a. eine schnellere Bearbeitungszeit oder ein besseres Signal-zu-Rauschverhältnis.

Der Trend geht bei diesen Hochenergie-Oszillatoren zu noch höheren Pulsenergien mit möglichst noch kürzeren Pulsdauern. Vor allem lange Resonatoren von bis zu 100 m Länge und Oszillatoren mit Cavity-Dumping befördern die erreichbaren Pulsenergien vom Nanojoule in den Mikrojoulebereich. Im Vergleich zum langen Resonator läuft der Puls beim Cavity-Dumping im Resonator mehrmals um bevor er ausgekoppelt wird, womit nicht die eigentliche Repetitionsrate des Lasers (Resonatorlänge) verringert wird, sondern der Auskoppelzeitpunkt verzögert. In beiden Fällen resultiert eine höhere Energie. In [Abbildung 1.1](#) wird der Fortschritt der Energieskalierung der letzten Jahre veranschaulicht.

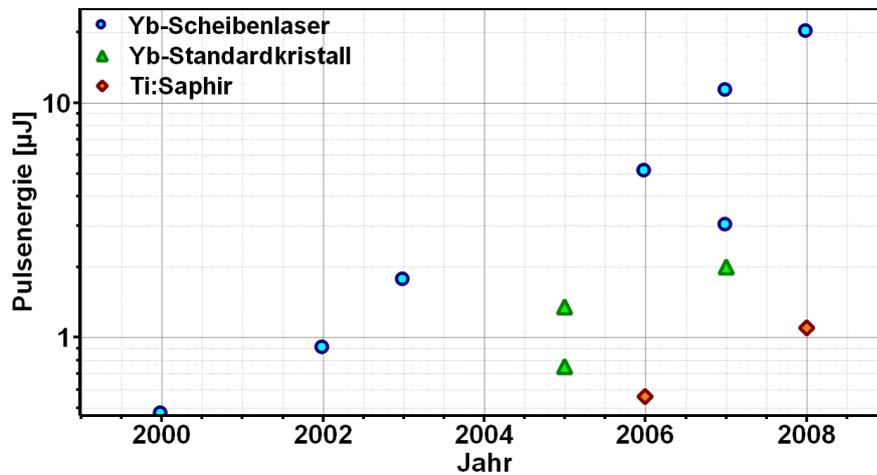


Abbildung 1.1: Gezeigt ist chronologisch die weltweite Skalierung der Pulsenergie für Femtosekundenoszillatoren [Süd08], Laser dieser Dissertation: 2 und 3 μJ .

Bezüglich der Lasermaterialien bieten sich neben den Ti:Saphir-Lasern vor allem mit seltenen Erden dotierte Festkörperlaser, wie das Ytterbium dotierte Wolframat zur Erzeugung von Femtosekundenpulsen mit Mikrojoule-Energien an. Zwar ist die erreichbare Pulsdauer dieser Infrarotlaser durch ein schmaleres Verstärkungsspektrum vergleichsweise länger als beim Ti:Saphir, bei einem geringen Quantendefekt und dem direkten Pumpen mit Laserdioden sind jedoch effizientere Pumpprozesse und deutlich höhere Ausgangsleistungen erreichbar. Des Weiteren sind die Anschaffungskosten für die Pumpdioden der Yb-Laser um ein Vielfaches geringer als die der grünen Festkörperlaser, mit denen Ti:Saphir-Laser angeregt werden.

Im Bereich der Yb-dotierten Materialien bieten sich verschiedene Konzepte zur Optimierung von Laserleistung und Energie an. Neben der Verwendung von Hochleistungsfasern (z.B. rod-type-Fasern) werden auch Scheibenlaser eingesetzt, die mit vergleichsweise hohen Pumpleistungen betrieben werden können, was auf eine äußerst effiziente Wärmeabfuhr zurückzuführen ist. Zusätzlich birgt die kurze Wechselwirkungslänge (100 bis 600 μm) und der verhältnismäßig große Modendurchmesser Vorteile hinsichtlich des Pulsbetriebs.

In dieser Dissertation wird das Potential verschiedener Laserkonzepte zur Energieskalierung von direkt diodengepumpten, passiv modengekoppelten Yb-Wolframat Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping erforscht. Ziel soll sein, kompakte, rauscharme und zuverlässige Laserquellen zu realisieren, die möglichst hohe Pulsenergien bei möglichst kurzen Pulsdauern erzeugen. Dabei dienen die Experimente und die begleitenden, theoretischen Simulationen der verschiedenen Lasersysteme auch dem besseren Verständnis von auftretenden Limitationen, so dass Lösungswege zu deren Überwindung aufgezeigt und verfolgt werden können.

Im ersten Kapitel werden elementare Grundlagen, wie z.B. die Modenkopplung oder die Laserverstärkung im Quasi-3-Niveau-System erörtert. Es wird auch ein Einblick in die

numerische Simulation oder die Funktionsweise einiger Laserkomponenten gegeben.

Das erste experimentelle Kapitel befasst sich mit einem modengekoppelten, Yb:KYW Oszillator mit gechirpten Pulsen (CPO) und Cavity-Dumping. Für den Standard-Laserkristall wird untersucht, ob der Laserbetrieb im positiven Dispersionsregime möglich ist und welche Resultate mit diesem System realisierbar sind.

Im darauf folgenden Abschnitt wird zum ersten Mal die Kombination des Scheibenlaserkonzepts mit dem Verfahren des Cavity-Dumpings demonstriert. Dafür wurde ein solitär modengekoppelter Yb:KYW-Scheibenoszillator aufgebaut und charakterisiert. Die erzielten Resultate und Limitationen werden anhand von Experiment und Simulation erörtert.

Im letzten experimentellen Kapitel wird ein modengekoppelter Yb:KLuW-Scheibenoszillator vorgestellt. In diesem Abschnitt wird zum ersten Mal ein direkter Vergleich zwischen solitärem Pulsregime und dem Betrieb mit gechirpten Pulsen im positiven Dispersionsbereich für einen Scheibenoszillator aufgestellt. Es folgt die numerische Simulation einer Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping, mit deren Hilfe die Pulsenergie dieses Lasers passiv verstärkt werden soll.

Die Diskussion dient der Rekapitulation der Ergebnisse, mit der der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Konzepten und Laserprojekten deutlich werden soll. Nach der Vorstellung einiger Anwendungsbeispiele schließt diese Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

2 Grundlagen

2.1 Ytterbium-Wolframate als Lasermaterial

Ytterbium ist neben Neodym und Erbium eines der kommerziell am meisten verbreiteten Laserionen der seltenen Erden. Das Lanthanoid wurde 1878 von dem Schweizer Chemiker Jean Charles Galissard de Marignac entdeckt, der in der als Erbia bekannten Erde einen neuen Bestandteil fand. Nachdem das Ytterbium erfolgreich isoliert und zu reinem Metall überführt werden konnte, erfolgte die Bestimmung der physikalischen und chemischen Eigenschaften um 1953. Das Lanthanoid kommt in der Natur nur in Verbindung von Mineralien wie Monazit, Euxenit und Xenotim vor. Als dreiwertiges Yb^{3+} wird es in Festkörperstrukturen wie Gläser oder Kristalle eingebracht und wirkt hier als aktiver Part bei der Strahlungserzeugung. Die laseraktiven, optischen Übergänge der Ionen gehen auf die $4f$ -Schale zurück, die durch die äußeren Schalen (wie z.B. $5s$ und $5p$) gegen die Gitterstruktur des Wirtskristalles gewissermaßen abgeschirmt wird [Koe06]. Im Kristallverbund wird die Entartung des Grundzustandes $^2F_{7/2}$, wie die des angeregten Zustandes $^2F_{5/2}$ durch die Stark-Verschiebung aufgehoben und weitere Absorptions- und Emissionsübergänge entstehen. Beim Ytterbium treten i.a. bei niedrigen Dotierungskonzentrationen keine Übergangsverluste auf, wie z.B. Absorption aus dem oberen Laserniveau, sowie Auf-konversions-Prozesse oder Konzentrations-Quenching. Bei höheren Dotierungen sind jedoch für einige Materialien (z.B. Yb:YAG) Verlustprozesse observierbar, deren Ursache derzeit noch nicht vollständig geklärt ist [Pet05]. Nachteilig wirkt bei diesem Quasi-3-Niveau-System (Abb.2.1) die leichte thermische Besetzung des Grundzustandes bei Raumtemperatur, da das Material durch Reabsorption zunächst angeregt werden muss, bevor eine Populationsinversion zustande kommen kann [Koe06]. Beim Ytterbium (Yb) bietet sich die Möglichkeit kommerzielle Hochleistungslaserdioden zum Pumpen einzusetzen, was im Zusammenhang mit dem geringen Quantendefekt¹ des Materials einen überaus effizienten Pumpprozess ermöglicht und zu hohen Leistungswirkungsgraden führt. Hiermit ergibt sich die Möglichkeit der Leistungskalierung bzw. Energieskalierung bei vergleichsweise geringen Kosten. Im Gegensatz zum Neodym weist Yb ein signifikant breiteres Emissionsspektrum auf, mit dem die Erzeugung von ultrakurzen Pulsen mit sub-100 fs Pulsdauer erzielt werden konnte [Liu01]. In der Lasertechnik stehen neben Gläsern im wesentlichen Kristalle als Wirt für die Ytterbiumionen zur Verfügung. Außer dem weit verbreiteten Yttrium-Aluminium-Granat

1 Verhältnis aus Pump- zu Laserwellenlänge.

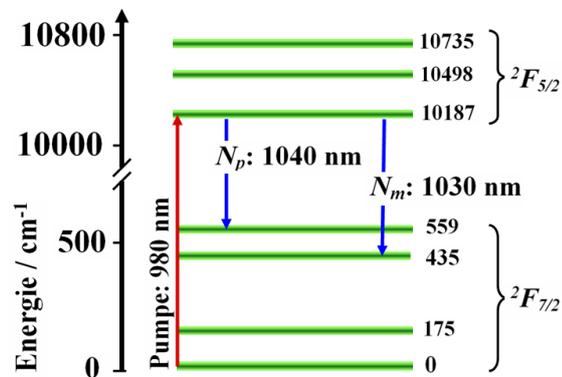


Abbildung 2.1: Termschema eines Quasi-3-Niveau-Systems am Beispiel von Yb:KLuW.

(YAG) haben sich mit den Jahren unter anderem Wolframate wie KGW ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$), KYW ($\text{KY}(\text{WO}_4)_2$) und KLuW ($\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$) als Wirtskristalle etabliert. Insbesondere Yb:KYW und Yb:KGW werden am kommerziellen Markt kundenspezifisch angeboten. Im Gegensatz zu Yb:YAG ermöglicht das breitere Emissionsspektrum der Wolframate kürzere Pulse und im Vergleich zu den Gläsern wesentlich höhere Pump- und Ausgangsleistungen aufgrund der besseren Wärmeleitfähigkeit, Absorptions- und Emissionsquerschnitte. Aber auch andere Materialien, wie z.B. isotrope Sesquioxide (Yb:Lu₂O₃ und Yb:Sc₂O₃ oder Kombinationen), sind aufgrund dieser Eigenschaften attraktive Kandidaten für die Erzeugung von hochenergetischen Femtosekundenpulsen [Mar07]. Bei den Yb-Wolframaten ist ein weiterer positiver Aspekt, dass die Möglichkeit besteht, die Kristalllänge bei Yb-Dotierungen bis nahezu 100 at. % extrem kurz zu machen. Aufgrund der kurzen Wechselwirkungslänge sind Yb-Wolframate damit ideal als Scheibenlasermedium geeignet¹ (Kap.2.7.6). Hinsichtlich der Yb-Dotierung ist gerade die Verwendung von KLuW als Wirt vielversprechend. Lutetium (Lu) liegt im Periodensystem direkt neben Yb, und die Atomradien und Massen unterscheiden sich vergleichsweise wenig voneinander. Im Falle der Yb Dotierung ist die Verzerrung des Kristallgitters folglich vermindert, was Vorteile im Bezug auf mechanische und thermo-optische Eigenschaften mit sich bringt. Insbesondere zur Realisierung von hohen Dotierungsgraden spielen diese Aspekte eine wichtige Rolle.

¹ So konnte z.B. mit einer 50 μm dünnen, und 32 at. % dotierten Yb:KLuW Scheibe eine Ausgangsleistung von 9 W bei direktem Diodenpumpen im Einzeldurchgang realisiert werden [Riv08].

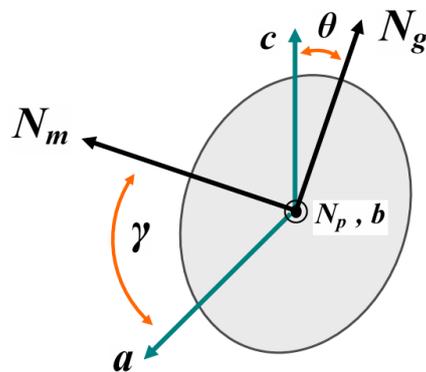


Abbildung 2.2: Indexellipsoid eines Wolframatkristalls in der a -, c -Ebene.

2.1.1 Kristallaufbau der Wolframate

Die Wolframate weisen eine monokline Struktur mit Inversionszentrum auf und sind von anisotroper Natur. Sie gehören zur $2/m$ -Punktgruppe ($2C/c$ -Raumgruppe). Deswegen sind für das biaxiale, doppelbrechende System sämtliche physikalischen Eigenschaften richtungsabhängig, was eine vergleichsweise komplexe Beschreibung des Kristalls erfordert. Hinsichtlich der Position im Kristallverbund nehmen die Yb-Ionen gemäß des Dotierungsgrades die Positionen der jeweiligen seltenen Erde des Wirtskristalls ein. Die Kristalle werden in der Regel mit einer modifizierten Czochralski Methode (**Top Seeded Solution Growth**, [Mét99]) gewachsen und entlang der orthogonalen optischen Hauptachsen N_m , N_p oder N_g geschnitten. Gewöhnlicherweise werden die Kristalle mit Hilfe von Einheitszellen beschrieben [Mét99]. Aufgrund der monoklinen Struktur weichen die kristallographischen Achsen a und c , die in der N_m - N_g -Ebene liegen, vom orthogonalen Aufbau der optischen Hauptachsen ab¹. Die N_p -Achse verläuft in der Regel parallel zur kristallographischen Symmetrieachse b . In Abb.2.2 ist der Indexellipsoid in der N_m -, N_g -Ebene für einen Wolframatkristall schematisch dargestellt. Der Winkel γ zwischen der N_m - und a -Achse beträgt in etwa 60° und θ zwischen der N_g - und c -Achse ca. 19° . Die Gitterkonstanten a ($= 1,0576$ nm), b ($= 1,0214$ nm) und c ($= 0,7487$ nm) beschreiben zusammen mit dem Winkel β ($\angle(a,c)$: $130,68^\circ$) die monokline Einheitszelle². Zusätzlich können Koordinatensysteme für die thermischen Eigenschaften, wie den thermischen Ausdehnungskoeffizient α_i und den Wärmeleitkoeffizienten κ_i (Tab.2.2), definiert werden. Die kristallographischen Achsen bilden hierbei das Bezugssystem.

¹ Die Nomenklatur kann hierbei in der Literatur unterschiedlich sein.

² Für Yb:KLuW; für Yb:KYW ergeben sich: $a = 1,06$ nm, $b = 1,04$ nm, $c = 0,75$ nm, und $\beta = 131^\circ$ [Mét99]

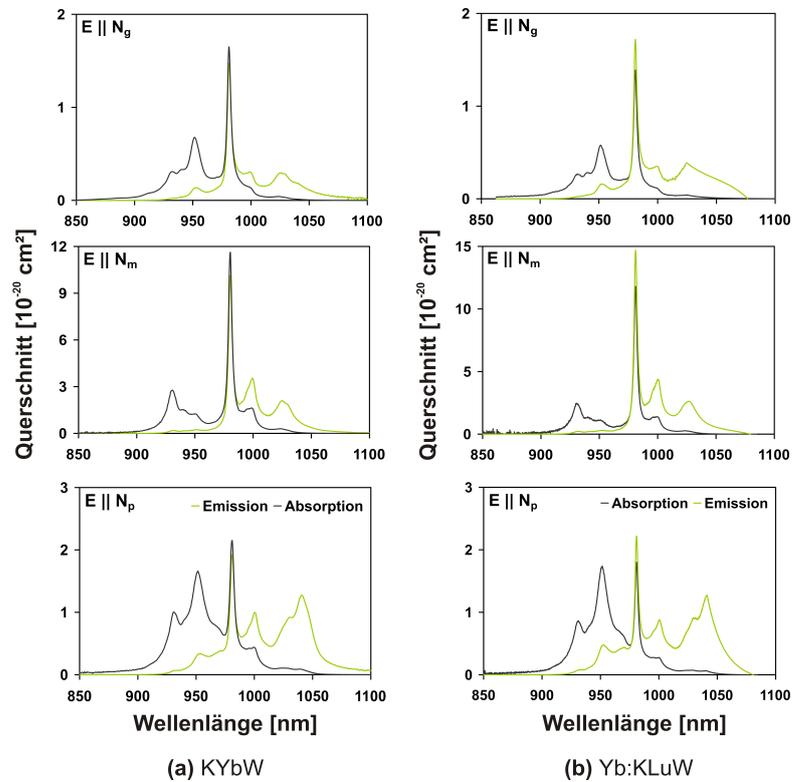


Abbildung 2.3: Absorptions- und Emissionsquerschnitte bei Raumtemperatur für stöchiometrisches $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ mit 100 at.% [Puj02] (a) und $\text{Yb:KLu}(\text{WO}_4)_2$ mit 5 at.% Dotierung (b) unter Polarisation parallel zu den Hauptachsen [Pet07].

2.1.2 Eigenschaften der Laserkristalle

Als laseraktives Material sind die Kristalle zumeist senkrecht zur N_g -Achse geschnitten, womit auch die Strahlpropagation parallel zur N_g -Achse verläuft. Für die Hauptachsen N_m , sowie N_p sind die Absorptions- und Emissionsquerschnitte für stöchiometrisches KYbW^1 und Yb:KLuW in Abb.2.3 dargestellt. Für die N_m -Richtung sind die Absorptions- und Emissionsquerschnitte im Vergleich zur N_p -Richtung generell höher. Das Absorption- und Emissionsmaximum liegt bei 981,1 nm (N_m). Zum Pumpen wird daher der effizienteste Übergang bei 981 nm genutzt. Zwei weitere mögliche Pumpwellenlängen liegen bei ca. 930 nm und 950 nm [Liu01]. Die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM) der 981 nm Absorptionslinie beträgt je nach Polarisation zwischen 3,6 nm (N_m) und 4 nm (N_p) bei Raumtemperatur. Analog zur Polarisierungseinstellung des Pumpstrahls, kann Laserbetrieb unter Einstrahlung des elektrischen Feldes parallel zur N_p - und N_m -Achse erfolgen.

¹ Yb:KYW Querschnitte sind nahezu gleich.

Tabelle 2.1: Sellmeierkoeffizienten und Brechungsindex n_i für KLuW bei Raumtemperatur

Achse	A	B	C [μm]	D [μm^{-2}]	n_i	λ [nm]
N_m	3,36989	0,74309	0,26193	0,04331	2,0294	1030
N_p	3,21749	0,75382	0,25066	0,05076	1,9907	1040
N_g	3,58334	0,73512	0,26700	0,02953	2,0835	1025

Beim Yb:KYW erfolgt der Laserbetrieb für N_m um 1025 nm und für N_p liegt die Laserwellenlänge etwas über 1040 nm. Diese Übergänge weisen bei den üblichen Betriebsparametern eine geringere Reabsorption als die höher energetischen auf. Mit Hilfe der Kombination aus Lyotfiltern und Resonatoren hoher Güte wird mit Yb:KYW allerdings auch Laserbetrieb bis 987 nm realisiert, was bei der Pumpwellenlänge von 981 nm einem äußerst effizienten Quantendefekt von 0,994 entspricht [Hil06]. Für die Erzeugung von Femtosekundenpulsen kann in der Literatur häufig die Polarisation parallel zur N_p -Achse gefunden werden [Cal08], was trotz des geringeren Emissionsquerschnittes als die N_m -Richtung auf die etwas größere und homogenere Bandbreite des Spektrums zurückzuführen ist. Im Vergleich zum Yb:KYW liegt für Yb:KLuW die Laseremission für N_m im Bereich von 1030 nm und für N_p um 1040 nm.

Die Brechungsindizes von undotiertem KLuW lassen sich aus der spezifischen Sellmeiergleichung bei Raumtemperatur herleiten:

$$n = \sqrt{A + \frac{B}{\left(1 - \left(\frac{C}{\lambda}\right)^2\right)} - D \cdot \lambda^2}. \quad (2.1)$$

Die jeweiligen Sellmeierkoeffizienten sind für die Richtungen N_m , N_p und N_g in Tab.2.1 aufgeführt. Damit ergibt sich der in Abb.2.4 dargestellte Verlauf des Brechungsindex bei Raumtemperatur. Für Yb:KYW sind in der Literatur nach eigenem Wissensstand bislang keine Sellmeierkoeffizienten veröffentlicht. Es gibt jedoch Angaben für $\text{KG}(\text{WO}_4)_2$, sowie für $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ [Puj02].

Die optische Transparenz der Kristalle erstreckt sich über einen Bereich von etwa 365 nm bis ca. 5110 nm. Weitere wichtige Eigenschaften, wie z.B. die Fluoreszenzlebensdauer τ_{21} , die Emissionsbandbreite $\Delta\lambda_{21}$ oder Angaben für den nichtlinearen Brechungsindex n_2 , sind in Tab.2.2 zusammengefasst. Neben den Literaturwerten sind ebenfalls einige in dieser Arbeit ermittelte Werte angegeben. Ein Beispiel ist die GDD (Group Delay Dispersion), die mit Hilfe von (Gl.(2.20) und folgenden) aus Kap.2.3 berechnet wurde.

Die Yb-Dotierungen der Kristalle betragen in der Regel bis 10 at.%. Eine Zunahme des Dotierungsgrades auf bis zu 100 % ist im Bezug auf die Lasererzeugung anspruchsvoll, was durch die zusätzlich eingebrachte Verzerrung des Kristallgitters und die Anisotropie bedingt ist. Dennoch konnte mit stöchiometrischem, bis zu 100 % dotiertem KYbW Laserbetrieb demonstriert werden [Puj02]. Der höchste Dotierungsgrad von Yb:KLuW liegt nach eigenem Kenntnisstand

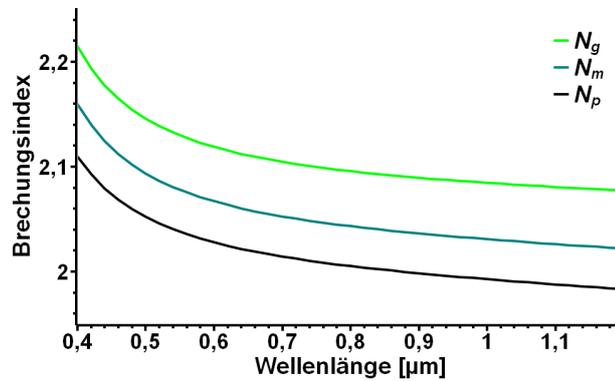


Abbildung 2.4: Brechungsindexverlauf von undotiertem KLuW bei Raumtemperatur.

derzeit bei 32 % [Riv08]. Insbesondere die Anisotropie der Kristalle führt unter Eintrag von hohen Leistungsdichten auch zu ungewollten Effekten. Analog zu den optischen Eigenschaften unterscheiden sich die thermischen und mechanischen Parameter in den drei Raumrichtungen. So kann es in der Praxis, z.B. unter dem Einfluss von zu hohen Pumpintensitäten vorkommen, dass sich eine komplexe thermische Linse ausbildet, die für die drei Kristallrichtungen unterschiedlich stark ist. Die Folge können ungewollte, elliptische Strahlprofile sein. Wird der Kristall unter zusätzlichem Aufwand speziell geschnitten (athermisch), besteht bei Bedarf aber auch die Möglichkeit, die verschiedenen Wärmeausdehnungen anzupassen und gegebenenfalls homogene Linsen bzw. Strahlprofile zu erzeugen [Hel06, Ber08]. Die thermo-optischen Prozesse werden im wesentlichen mit Hilfe des Wärmeleitkoeffizienten κ_i , bzw. mit dem Wärmeausdehnungskoeffizienten α_i charakterisiert. Die geringste Wärmeausdehnung verläuft parallel zur X_2 -Achse, die parallel zur kristallographischen b -Achse liegt (sowie $\parallel N_p$). Analog zu den optischen Achsen folgt die Orientierung des jeweiligen Wärmekoeffizienten durch die Achsen $X_{(1-3)}$.

Tabelle 2.2: Auswahl an Materialparametern und Referenzen für Yb:KLuW, sowie Yb:KYW (RT)

Parameter	Wert	Material	Referenz
τ_{21} [μs]	254	Yb:KLuW, 13 at.%	[Pet07]
$\Delta\lambda_{21}$ [nm]	≈ 28	Yb:KLuW, 13 at.%	[Pet07]
GDD @ 1030 nm [fs^2]	115	Yb:KLuW	Kap.2.3
$n_2: N_m \parallel E / N_p \parallel E$ [$10^{-15} cm^2/W$]	1,0 / 0,86	Yb:KYW	[Sel06]
$\kappa: (X_2 \parallel b); \angle(a, X_1) / \angle(X_3, c)$	$6,34^\circ / 34,4^\circ$	Yb:KLuW	[Pet07],
$\kappa_1 / \kappa_2 / \kappa_3$ [W/mK]	3,09 / 2,55 / 4,40	Yb:KLuW, 5 at.%	[Pet07]
$\alpha: (X_2 \parallel b); \angle(a, X_1) / \angle(X_3, c)$	$27,24^\circ / 13,44^\circ$	Yb:KLuW	[Pet07],
$\alpha_1 / \alpha_2 / \alpha_3$ [W/mK]	8,98 / 3,35 / 16,72	Yb:KLuW, 5 at.%	[Pet07]

2.2 Verstärkungscharakteristik von Quasi-3-Niveau-Lasersystemen

Um mit Hilfe der Experimente die Leistungs- und Verstärkungseigenschaften des Lasers zu charakterisieren, werden an dieser Stelle die für die Berechnung notwendigen Grundlagen gegeben. In Bezug auf weitere Grundlagen, wie z.B. Ratengleichung oder Resonatorstabilität soll auf die umfangreiche Literatur [Koe06] verwiesen werden. Die untersuchten Yb-Laseroszillatoren sind gemäß Kap.2.1 Quasi-3-Niveau-Systeme. So wird hierbei im Gegensatz zum 4-Niveau-System der Kristall erst ab einer bestimmten Pumpleistung transparent und die Verstärkung steht in keinem linearen Verhältnis zur Pumpleistung. Die Laserschwelle des 3-Niveau-Lasers steigt damit für zunehmende Auskoppelgrade im direkten Vergleich zum 4-Niveau-System geringer an. Das spektrale Profil der Verstärkung beim Quasi-3-Niveau-System und somit das Gleichgewicht zwischen stimulierter Emission und Reabsorption ist von der Inversion im oberen Laserniveau abhängig. So wird z.B. für höhere Resonatorverluste eine größere Inversion erforderlich und dadurch die Zentralwellenlänge leicht blau verschoben. Experimentell erhält man neben der Schwellpumpleistung P_{th} auch den differentiellen Leistungswirkungsgrad η_{diff} für eine bestimmte Auskoppelrate. Dabei lässt sich die Schwellpumpleistung auch wie folgt beschreiben [Koe06]:

$$P_{\text{th}} = \frac{(1 + L_{\text{N}})}{(1 - L_{\text{N}}) \cdot K}, \quad (2.2)$$

mit

$$L_{\text{N}} = \frac{(L - \ln R)}{(2 \cdot \alpha_0 \cdot l)}. \quad (2.3)$$

Hierbei stellt K den experimentellen Verstärkungsfaktor, L die Gesamtverluste, l die Laserkristalllänge und R die Reflektivität der Kavität dar. Ohne Pumpleistung ist der Verstärkungskoeffizient g_0 gleich dem Absorptionskoeffizienten α_0 , der als gemessene Materialkonstante für die meisten Laserkristalle bekannt ist. Unter der Annahme, dass einerseits der Lasermode dem Pumpmode ideal überlagert ist und zum anderen die gesamte absorbierte Pumpleistung in Laserleistung übertragen wird¹, kann nun der Verstärkungskoeffizient g_0 für die jeweilige absorbierte Pumpleistung P_{abs} hergeleitet werden:

$$g_0(P_{\text{abs}}) = \alpha_0 \cdot \frac{(K \cdot P_{\text{abs}} - 1)}{(K \cdot P_{\text{abs}} + 1)}, \quad (4\text{-Niveau: } g_0 \cdot l = K \cdot P_{\text{abs}}), \quad (2.4)$$

¹ In der Realität treten Verluste z.B. durch strahlungslose Übergänge auf, die in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden sollen.

Unter Berücksichtigung von l folgt daraus die Kleinsignalverstärkung $g_0 \cdot l$ (small signal gain, SSG) und im weiteren die Gesamtverstärkung G_0 für einen einzelnen Kristalldurchlauf (singlepass gain, SPG):

$$G_0(P_{\text{abs}}) = e^{g_0 \cdot l} \quad (2.5)$$

$$= \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} . \quad (2.6)$$

Die Gesamtverstärkung ist somit das direkte Verhältnis aus abgestrahlter (I_{out}) und eingestrahelter Intensität (I_{in}). Gerade die Kleinsignalverstärkung ist ein direktes Maß für die Leistungseigenschaften des Lasers und kommt bei der Leistungscharakterisierung, aber auch in den Simulationen zum tragen. Zur vollständigen Beschreibung folgen die Gleichungen für die Ausgangsleistung P_{out} und den differentiellen Wirkungsgrad η_{diff} gemäß:

$$P_{\text{out}} = \frac{(1 - L_N)(1 - R)}{(L - \ln(R))} \cdot P_F \cdot \left[K \cdot P_{\text{abs}} - \frac{(1 + L_N)}{(1 - L_N)} \right] , \quad (2.7)$$

und

$$\eta_{\text{diff}} = \frac{(1 - L_N)(1 - R)}{(L - \ln(R))} \cdot P_F . \quad (2.8)$$

Dabei spielt die totale pumpabhängige Fluoreszenzleistung P_F eine Rolle, die mit Hilfe der Sättigungsintensität I_{sat} aus [Koe06]¹ und des Modendurchmessers des Lasers A_{eff} abgeschätzt werden kann:

$$P_F = \frac{I_{\text{sat}} \cdot \alpha_0 \cdot l \cdot A_{\text{eff}}}{(K \cdot P_{\text{abs}} + 1)} . \quad (2.9)$$

Um mit Hilfe dieser Zusammenhänge nun eine Abschätzung der Verstärkung des untersuchten Lasers vorzunehmen wird K durch die Verluste L berechnet:

$$L = \alpha_0 \cdot l \cdot \left[\frac{2 \cdot \tau_{em} \cdot \sigma_{21} \cdot P_{\text{th}} \cdot \eta_{\text{diff}}}{A_{\text{eff}} \cdot h\nu_L \cdot (1 - R)} - \frac{1}{2} \right]^{-1} + \ln(R) , \quad (2.10)$$

¹ An dieser Stelle ist der stationäre Fall gegeben, wobei die Anzahl der Pumpdurchgänge nicht berücksichtigt wird.

und

$$K = \frac{\left[1 + \frac{(L - \ln R)}{2 \cdot \alpha_0 \cdot l} \right]}{\left[1 - \frac{(L - \ln R)}{2 \cdot \alpha_0 \cdot l} \right]} \cdot P_{\text{th}}, \quad (2.11)$$

mit der Fluoreszenzlebensdauer τ_{em} , dem Emissionsquerschnitt σ_{21} und der Photonenenergie $h\nu_L^1$ des Laserübergangs. Wird K in Gl.(2.4), bzw. Gl.(2.5) eingesetzt, folgt die Pumpleistungs abhängige Kleinsignalverstärkung wie in Abb.2.5 dargestellt. Zum Vergleich wird ein 4-Niveau-System mit gleichen Parametern gezeigt. Mit Hilfe dieses Modells werden in Kap.3, 4 und 5.1 die Verstärkungen experimentell abgeschätzt und als direkte Referenz für die numerischen Simulationen verwendet. Ergänzend Weise soll an dieser Stelle angemerkt werden, das beim Quasi-3-Niveau-System in der Realität weitere Effekte zu berücksichtigen sind. So sind z.B. der stimulierte Emissionsquerschnitt und der Reabsorptionsquerschnitt nicht gleich groß. Außerdem führt die Reabsorption zunächst nicht direkt zum Verlust von Energie, da die dadurch erzeugte Anregung zu einem späteren Zeitpunkt wieder stimuliert abgefragt werden kann. Verluste entstehen insbesondere auf Grund der notwendigen höheren Inversionsdichte im oberen Laserniveau, die mit höheren parasitären Fluoreszenzverlusten einhergehen.

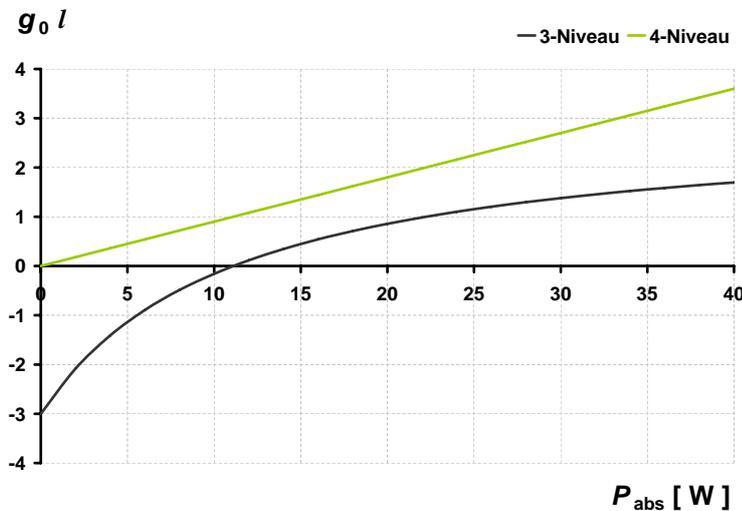


Abbildung 2.5: Dargestellt ist die Kleinsignalverstärkung eines 3-Niveau- und eines 4-Niveau-Systems als Funktion der eingebrachten, absorbierten Pumpleistung. Dabei ist $K = 0,09 \text{ W}^{-1}$, $\alpha_0 = 15 \text{ cm}^{-1}$ und $l = 0,2 \text{ cm}$.

1 Mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Laserfrequenz ν_L .

2.3 Grundlagen der passiven Modenkopplung

Die Erzeugung von Laserpulsen ist von entscheidender Bedeutung für viele wissenschaftliche und industrielle Anwendungen, bietet sie doch die Möglichkeit sehr hohe Energien in sehr kurzen Zeitintervallen bereitzustellen. Insbesondere nichtlineare optische Anwendungen profitieren von den hohen Spitzenleistungen, die mit ultrakurzen Pulsen einhergehen. Die kürzesten Pulse erreicht man bei einem Laser mit der passiven Modenkopplung. Dabei reichen die realisierbaren Pulsdauern von wenigen Femtosekunden [Rau08] bis hin zu Pikosekunden. Im folgenden Abschnitt werden grundlegende Prinzipien der Pulserzeugung mittels Modenkopplung vorgestellt und diskutiert.

2.3.1 Pulsbeschreibung

Laserpulse repräsentieren eine Überlagerung ebener Wellen. Die zeitliche Einhüllende der überlagerten Frequenzen bildet zusammen mit dem resultierenden elektrischen Feld unter der Einhüllenden den Laserpuls. Die CEO-Phase Φ_{CEO} bezeichnet den Phasenabstand zwischen der Spitze der Einhüllenden und dem Träger des elektrischen Feldes. In der Regel sind Gruppengeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit verschieden. Betrachtet man lediglich den Realteil der Wellenüberlagerung bei linearer Polarisation, lässt sich der Puls in Abhängigkeit der Zeit t und des Ortes z wie folgt darstellen (ω : Kreisfrequenz um Zentralfrequenz ω_0 , k : Propagationskonstante):

$$E(z, t) = \left(\underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}(\omega_0 + \Delta\omega) e^{-i\omega t} e^{i\Delta k(\omega)z} d\Delta\omega}_{\text{Einhüllende}} \right) \left(\underbrace{e^{i(\omega_0 t + k(\omega_0)z)}}_{\text{Träger}} \right) e^{i\Phi_{CEO}}. \quad (2.12)$$

Die Einhüllende des Feldes kann verschiedenen Formen, wie z.B. eine sech^2 - oder Lorentzform aufweisen. Zwischen der Halbwertsbreite des optischen Spektrums $\Delta\nu$ und der Pulsdauer¹ τ kann das für die Pulsform charakteristische Zeit-Bandbreite-Produkt (Time-Bandwidth-Product) formuliert werden. Bei bekannter Pulsform kann mit Hilfe dieses Produktes für das Spektrum eine minimale Pulsdauer bestimmt werden:

$$\Delta\nu \tau \geq \text{const} = \text{TBP}. \quad (2.13)$$

Dieser Zusammenhang resultiert aus der Fourier-Transformation. Daher wird ein Puls mit minimaler Dauer auch als Fourier limitiert bezeichnet. Je nach Modenkopplungstyp ergeben

¹ Bezogen auf FWHM.

sich unterschiedliche Pulsformen und daher unterschiedliche Formfaktoren. Für unbekannte Formen lässt sich der Formfaktor durch Fouriertransformation des Spektrums berechnen.

2.3.2 Passive Modenkopplung

Der Begriff Modenkopplung resultiert aus der Tatsache, dass eine größtmögliche Anzahl von longitudinalen Lasermoden (spektrale Frequenzen) zusammen anschwingt und mit der gleichen Phase als Puls durch den Laserresonator propagiert, bzw. sich der Puls nach einer festen Periode wieder reproduziert. Demnach werden verschiedene Betriebsarten, wie z.B. die Q-switch-Modenkopplung (gütegeschaltet) oder die cw-Modenkopplung (continuous wave) unterschieden. Die Modenkopplung erfolgt entweder aktiv über geregelte optische Modulatoren, oder mit Hilfe von passiven Schaltern, den so genannten sättigbaren Absorbern. Die Umlaufzeit τ_{rep} des Pulses im Resonator korrespondiert durch die Lichtgeschwindigkeit c mit der Resonatorlänge L_{Res} :

$$\tau_{\text{rep}} = \frac{1}{f_{\text{rep}}} = \frac{2 \cdot L_{\text{Res}}}{c}, (f_{\text{rep}} : \text{Wiederholfrequenz, bzw. Repetitionsrate}). \quad (2.14)$$

Nach der Unschärferelation von Zeit und Spektrum wird der Puls zeitlich um so kürzer, je breiter das Spektrum ist, bzw. um so mehr longitudinale Moden miteinander konstruktiv interferieren¹. Dafür muss zum einen der Resonator durch seine Länge und Güte genug Moden unterstützen, sowie das Lasermaterial ausreichend Spektrum generieren. Aufgrund der Dispersion und weiteren phasenbeeinflussenden Effekten (z.B. Kerr-Nichtlinearitäten) propagieren die verschiedenen Moden ohne zusätzliche Kompensation allerdings mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und laufen mit zunehmender Zeit auseinander. Somit muss bei der Entwicklung von Oszillatoren die wellenlängenabhängige Phase der Moden angepasst werden. Auch wird ein Verlustmechanismus erforderlich (i.d.R. eine periodische Amplitudenmodulation), der den kontinuierlichen Betriebszustand unterdrückt und den Pulsbetrieb gleichzeitig energetisch günstiger macht. So ein intensitätsabhängiger, sättigbarer Absorber kann in Form von sättigbaren Halbleiterspiegeln (SESAM, **S**EMiconductor **S**aturable **A**bsorber **M**irror, [Kel96]) oder durch nichtlineare Effekte realisiert werden. Bezüglich der nichtlinearen sättigbaren Absorber soll an dieser Stelle die Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM, [Hau92]) und die additive Pulsmodenkopplung [Mor97b] genannt werden. Neben den geringeren Verlusten für höhere Intensitäten, bedarf es beim SESAM einer Rekombination in den Grundzustand bevor der nächste Puls nach der Umlaufzeit τ_{rep} erneut auf den Absorber trifft. Außerdem hat die Rekombinationszeit τ_{Abs} , je nach Art der Modenkopplung, einen deutlichen oder fast gar keinen Einfluss auf die Pulsform [Kär98]. Für die untersuchten Oszillatoren dieser Arbeit sind beide Fälle von Relevanz.

¹ Im Gegensatz dazu laufen cw-Laser zeitlich um so stabiler, je schmaler ihr Spektrum ist.

Theoretisch kann die Dynamik der Modenkopplung in Form einer Ginzburg-Landau Gleichung, der so genannten allgemeinen Mastergleichung der Modenkopplung formuliert werden. Diese bietet die Möglichkeit physikalische Prozesse hoher Ordnungen in die Beschreibung einzubeziehen. Sie bezieht sich auf die langsam variierende Einhüllende des Pulses mit der Amplitude A . Die Amplitude wird als Funktion der lokalen Zeit t des Pulses während eines Resonatorumlaufes (τ_{rep}), und der globalen Zeit T dargestellt, die viele Umläufe beinhaltet (z.B. [Kär98]). Mit der Dispersion 2. Ordnung (Group Delay Dispersion, GDD) und der Selbstphasenmodulation (SPM) als Nichtlinearität folgt:

$$\tau_{\text{rep}} \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left[\underbrace{g(T)}_a + \underbrace{\left(\frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{1}{\Omega_{sf}^2} \right)}_b \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i \underbrace{\frac{\beta_2}{2}}_c \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \underbrace{i\gamma |A(T,t)|^2}_{d} - l_{\text{ges}} - \underbrace{q(T,t)}_e \right] A(T,t). \quad (2.15)$$

Neben der GDD und der SPM unterliegt der Puls damit der Absorber-, sowie der Verstärkungsdynamik während eines Umlaufs. Die Gesamtverluste des Resonators werden mit l_{ges} gekennzeichnet. Die einzelnen Terme sind wie folgt:

- a) der dynamische Gewinn $g(T)$, lässt sich unter Annahme kleiner Veränderungen pro Umlauf durch die folgende Ratengleichung formulieren (Sättigungsenergie: W_{sat} , Pulsenergie W)

$$\tau_{\text{rep}} \frac{\partial g(T)}{\partial T} = -\tau_{\text{rep}} \frac{(g(T) - g_0)}{\tau_{21}} - g(T) \frac{W(T)}{W_{\text{sat}}}, \quad (2.16)$$

- b) umfasst mit der jeweiligen Bandbreite spektrale Filtereffekte, wie sie z.B. durch die Lorentzform des Gewinns Ω_g oder optische Bauelemente gegeben sind (z.B. doppelbrechende Filter Ω_{sf}),
- c) repräsentiert die Dispersion 2. Ordnung mit dem Dispersionskoeffizienten β_2 Gl.(2.20),
- d) die Kerr-Nichtlinearität wird in Form der SPM mit dem Koeffizienten γ Gl.(2.24) beschrieben; die Quadratur resultiert aus der Normierungsvorschrift und entspricht der Intensität I ,
- e) für den sättigbaren Absorber folgt, analog zum Gewinn, eine Ratengleichung gemäß:

$$\frac{\partial q(T,t)}{\partial t} = -\frac{(q(T,t) - q_0)}{\tau_{\text{Abs}}} - q(T,t) \frac{|A(T,t)|^2}{W_{\text{Abs}}}, \quad (2.17)$$

wobei W_{Abs} die Sättigungsenergie und q_0 die nichtsättigbaren Verluste des SESAM sind; Gl.(1.17) kann unter Annahme eines schnellen bzw. auch eines langsamen sättigbaren Absorbers vereinfacht werden.

Aufgrund der Eigenschaften und Parameterbereiche der zugrunde liegenden Systeme kann eine Vielzahl von Effekten höherer Ordnung (z.B. Dispersion 3. und höherer Ordnung, aber auch Ramanprozesse) vernachlässigt werden. Unter Ausschluss der dissipativen Terme für die Verluste und den Gewinn, sowie der Berücksichtigung der Dispersion 2. Ordnung und der SPM als einzigem Nichtlinearitätsterm, kann die Mastergleichung in die nichtlineare Schrödingergleichung überführt und auch analytisch gelöst werden [Ell03]. Die allgemeine Form der Gleichung wird in numerischen Simulationen implementiert, womit die zeitliche Evolution eines Laserpulses unter Einfluss verschiedenster physikalischer Effekte (insbesondere: Dispersion und Nichtlinearitäten) nachvollzogen wird. In der Praxis ergibt sich damit eine sehr gute Beschreibung der untersuchten Laserquellen.

Im Allgemeinen sind drei verschiedene Lösungen der Mastergleichung für stabilen Laserbetrieb bekannt. Zum einen ist dies im negativen (anormalen) Dispersionsregime¹ mit der solitären Modenkopplung der Fall, zum anderen kann bei leicht positiver (normaler) Gesamtdispersion mit gechirpten Pulsen eine stabile Lösung gefunden werden. Diese beiden Fälle sind Gegenstand dieser Dissertation. Ein dritter Bereich liegt bei hohen, normalen Dispersionsbeiträgen und zeichnet sich durch seine parabolische Pulsform aus (Similarita). Dieses „wave-breaking-free“-Regime konnte jedoch bislang nur in faser-basierenden Oszillatoren demonstriert werden [Rüh08]. In der Literatur existieren diverse Varianten der Mastergleichung beliebig hoher Komplexität (z.B. [Kal08]). Im Bezug auf eine detailliertere mathematische Beschreibung soll an dieser Stelle auf die umfangreiche Literatur verwiesen werden.

2.3.3 Dispersion

Propagieren monochromatische, elektro-magnetische Wellen durch ein Medium, korrespondiert die Verringerung der Propagationsgeschwindigkeit c mit dem Brechungsindex n_m des Materials gemäß $n_m = c/n(\lambda_i)$. Für verschiedene Wellenlängen λ_i unterscheidet sich der Brechungsindex und somit die Propagationszeit (bzw. Geschwindigkeit) im Medium, was als chromatische Dispersion bezeichnet wird. Folglich verbreitert sich die temporäre Einhüllende eines kurzen Pulses (der aus vielen Wellenlängen besteht) mit zunehmender Materiallänge. Der resultierende Phasengang wird als „Chirp“ bezeichnet. Durch den Chirp kann die Pulsdauer vom Fourierlimit abweichen. Die Feldstärke eines in z -Richtung propagierenden Feldes E

¹ Bezogen auf die GDD.

ist zum Zeitpunkt t :

$$E(t, z) = \int \hat{E}(\omega) e^{i(\omega t - \beta z)} d\omega, \text{ mit } \omega = 2\pi c / \lambda = kc. \quad (2.18)$$

Die Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$ kann um die Zentralfrequenz ω_0 in Form einer Taylorreihe entwickelt werden:

$$\beta(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\lambda) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.19)$$

Die ersten beiden Koeffizienten β_0 und β_1 haben keinen Einfluss auf die Pulsform. Die Gruppenverzögerung (GD) ist das Produkt aus β_1 und der Materiallänge l_m und verursacht lediglich eine Zeitverzögerung der Einhüllenden. Dagegen ist β_2 für den linearen Chirp verantwortlich und von entscheidender Bedeutung. Für spektrale Laserbandbreiten von etwa $\Delta\lambda_L > 15$ nm wird der Koeffizient 3. Ordnung β_3 (eventuell auch Ordnungen > 3) zunehmend wichtiger, da durch die TOD (Third Order Dispersion) zusätzlich ein nichtlinearer Chirp entsteht. Für die untersuchten Systeme liegt die Bandbreite jedoch unterhalb von 15 nm und ist vernachlässigbar. Die 2. Ableitung der Phase nach der Frequenz ergibt:

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2.20)$$

Die 2. Ableitung des Brechungsindex nach der Wellenlänge kann durch die Sellmeiergleichung, bei bekannten Koeffizienten für die entsprechende Temperatur, abgeschätzt werden. Multipliziert man β_2 mit der Propagationslänge l_m des durchlaufenen Mediums, erhält man die Summen- oder Nettodispersion $\Delta\Phi_m$. Sie wird auch als die bereits erwähnte GDD¹ bezeichnet. Für den Laserpuls ist die Phasenverzögerung entscheidend, die pro Umlauf als Summe i aller durchlaufenen Medien durch die Dispersion resultiert:

$$\Delta\Phi_{D, \text{ges}} = \sum_i \text{GDD}_i = \sum_i \beta_{2,i} l_i. \quad (2.21)$$

Experimentell können GD, GDD usw. als Funktion der Wellenlänge gemessen werden. Die Materialdispersion liefert im VIS und NIR-Bereich einen positiven Phasenbeitrag. Durch spezielle Spiegelbeschichtungen (Abschnitt 2.7) und Prismen- oder Gitterkonfigurationen ist es möglich, negative Dispersionen durch spektrale Laufzeitunterschiede zu induzieren und den Chirp zu kompensieren.

¹ Es existiert auch die längenabhängige Bezeichnung GVD: Group Velocity Dispersion.

2.3.4 Selbstphasenmodulation

Im Gegensatz zu intensitätsabhängigen Polarisationsphänomenen 2. Ordnung wie der Frequenzverdopplung, die nur in Kristallstrukturen ohne Symmetriezentrum entstehen, sind Effekte der dritten Ordnung ebenso in isotropen Medien zu observieren. Wie bei allen nichtlinearen Prozessen skaliert das Ausmaß des Effektes mit der eingestrahlten Intensität I bzw. der elektrischen Feldstärke \vec{E} . Neben der Generierung der dritten Harmonischen (Third Harmonic Generation), zählt vor allem der optische Kerr-Effekt und die Raman-Streuung zu den bekannten Prozessen der Polarisation 3. Ordnung in optischen Medien. Bezüglich der Erzeugung ultrakurzer Pulse in Festkörperlasern spielen Nichtlinearitäten grundsätzlich eine wichtige Rolle. Dabei ist in diesem Fall jedoch nur der Kerr-Effekt von Bedeutung, da alle anderen Prozesse vernachlässigbar sind. Der Kerr-Effekt basiert auf der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex, woraus ebenfalls eine Zeitabhängigkeit resultiert:

$$n(\omega, t) = n(\omega) + n_2(\omega)I(t), \quad (2.22)$$

mit dem linearen Brechungsindex n und dem nichtlinearen Brechungsindex n_2 . Experimentell wird letztere Materialkonstante mit Hilfe des Z-Scan Verfahrens gemessen (z.B. [Sel06]). Der Kerr-Effekt beinhaltet im Wesentlichen die Selbstphasenmodulation (SPM) und die Selbstfokussierung auf der auch die Kerr-Linsen-Modenkopplung beruht. Ein anderes Phänomen, das vor allem bei ausreichend kurzen Pulsen bzw. hohen Spitzenleistungen auftritt, ist die Selbstaufsteilung mit der Generierung von Schockfronten, die letzten Endes auch zur Weißlichterzeugung führen kann. Während die Selbstfokussierung strahlformend wirkt, nimmt die SPM Einfluss auf die spektrale Phase, ähnlich der Dispersion.

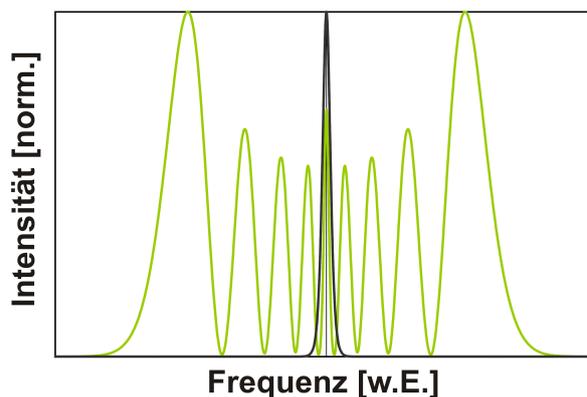


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines durch SPM modulierten Leistungsspektrums; schwarze Kurve: Eingangspuls; grüne Kurve: durch SPM verbreitertes Spektrum nach Propagation im Medium.

Im Gegensatz zur Dispersion verändert die SPM aber nicht die zeitliche Einhüllende des Pulses, sondern nur die zeitliche Verteilung der Spektralanteile unter der Einhüllenden. Bei ausreichender Intensität und Materiallänge werden hierbei die Frequenzen spektral verschoben und neue Spektralkomponenten generiert (Abb.2.6). Die Momentanfrequenz folgt der Bedingung:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0 n_2 l_m}{c} \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (2.23)$$

Unter der Einhüllenden befinden sich die Rotanteile des Spektrums in der Pulsfront und die Blauanteile befinden sich im Pulsrücken. Schließlich kann ein SPM-Koeffizient γ definiert werden (A_{eff} : effektiver, transversaler Modendurchmesser):

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (2.24)$$

mit dem in Kombination mit der Materiallänge l_m und der Pulsspitzenleistung \hat{P} eine nichtlineare Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{\text{NL}}$ im Medium berechnet werden kann:

$$\Delta\Phi_{\text{NL}} = \gamma_m l_m \hat{P}. \quad (2.25)$$

Betrachtet man nun die globale Phasenverschiebung im gesamten Resonator erhält man ($[\Delta\Phi_{\text{NL,ges}}] = \text{rad}$):

$$\Delta\Phi_{\text{NL,ges}} = \sum_i \Delta\Phi_{\text{NL},i} = \sum_i \gamma_i l_i \hat{P}. \quad (2.26)$$

In der Literatur findet man häufig auch den Ausdruck *B*-Integral für die akkumulierte Phase pro Resonatorumlauf (für den Umlauf muss l_m jeweils verdoppelt werden).

Auch die SPM führt zu einem Chirp. Im Gegensatz zur Dispersion behält der Puls zwar seine ursprüngliche Pulsdauer und Form, verfügt jedoch durch die Spektralerweiterung über ein neues Fourier-Limit. Wie bei einem Chirp, der durch normale Dispersion verursacht wurde, bietet sich in der Regel die Möglichkeit den durch SPM induzierten Chirp mit anomaler GDD zu kompensieren.

2.4 Solitäre Modenkopplung bei negativer Dispersion

Die solitäre Modenkopplung stellt eine der Lösungen der Mastergleichung dar. Die ersten Systeme basierten auf Ti:Saphir und wurden mittels APM durch eine rückgekoppelte Kavität mit nichtlinearer Faserpropagation realisiert [Mol84]. Mittlerweile werden alle möglichen Formen von sättigbaren Absorbern verwendet. Die solitäre Modenkopplung besitzt den Vorteil, dass die Pulse selbsterhaltende Eigenschaften aufweisen. Das heißt, dass der solitonartige

Puls danach „strebt“ seine Form zu erhalten. Bis zu einem bestimmten Grad gelingt es dem Soliton, bei einer Störung Energie an das Kontinuum abzustreifen und sich dadurch an die neuen Gegebenheiten anzupassen. Ein Beispiel hierfür ist das Durchlaufen des Absorbers, bei dem die Rekombinationszeit kaum eine Rolle spielt, solange diese länger als die Pulsdauer ist. Verliert das Soliton dabei an spektraler Bandbreite, nimmt die Pulsdauer aufgrund der Formverhaltung zu. Man kann ebenfalls Solitonordnungen definieren, die beschreiben, wie sehr der Puls dem theoretischen Soliton ähnelt. Weiterhin besitzt der solitäre Puls unter Umständen die Eigenschaft zu „atmen“. Dies kann z.B. in Fasern beobachtet werden: der Einzelpuls spaltet sich ab einer charakteristischen Länge in zwei oder mehr Pulse auf, vereinigt sich aber nach der gleichen Länge wieder zu einem. Durch die SPM sind Blauanteile im Pulsrücken und Rotanteile in der Pulsflanke. In der Praxis werden die Frequenzkomponenten der SPM mit negativer GDD wieder zusammen geschoben. Diese anomale Dispersion kann z.B. resonatorintern durch Gitter- oder Prismenkompressoren, aber auch durch negativ dispersive Spiegel (gechirpte Spiegel) appliziert werden. Die resultierende Gesamtdispersion ist negativ:

$$\sum_i \text{GDD}_i < 0 . \quad (2.27)$$

Diese Art der Modenkopplung hat den Charme, dass keine zusätzliche Pulskomprimierung erfolgen muss und die Pulse direkt in Fourier-limitierter Form für die Anwendung bereit stehen. Die theoretische Beschreibung dieser Pulsform ist gut verstanden und umfangreich in der Literatur beschrieben (z.B. [Kär96]). So sollen an dieser Stelle die relevanten Zusammenhänge aufgezeigt werden. Die zeitliche Einhüllende ist von der Form:

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}} \right) . \quad (2.28)$$

Dabei ist $\tau_{\text{sech}} = \tau / 1,7627^1$ mit der Pulsdauer τ (FWHM) und A_0 die Spitzenamplitude. Durch das so genannte Flächentheorem kann unter Berücksichtigung der Pulsenergie W , der angestrebten Pulsdauer, der abgeschätzten SPM ($\Delta\Phi_{\text{NL,ges}}$) und dem zweifachen sech-Formfaktor die benötigte negative Dispersion $\Delta\Phi_{\text{D}}$ bestimmt werden:

$$\Delta\Phi_{\text{D}} = \frac{\Delta\Phi_{\text{NL,ges}} W \tau}{3,53} . \quad (2.29)$$

Das Zeit-Bandbreite-Produkt für den solitären Puls ergibt durch die sech-Form: $\Delta\nu\tau = 0,3148$. Bei der solitären Skalierung der Spitzenleistung können bei Energien $\geq 10 \mu\text{J}$ allerdings Probleme entstehen. In der Realität zeigt sich, dass mit steigenden Nichtlinearitäten, die mit hohen resonatorinternen Spitzenleistungen einhergehen, die evaluierbare Pulsdauer ansteigt

1 sech-Formfaktor: 1,7627

und die vom Material bereitgestellte Bandbreite nicht mehr bedient werden kann [Bra91b]. Hierbei existieren verschiedene Erklärungsansätze.

Zum einen erfährt der solitäre Puls bei konstanten Materiallängen und bei höheren Energien eine stärkere SPM. Zwischen dem Durchlaufen verschiedener Medien können hohe Dispersions sprünge entstehen, bei denen das Soliton um die solitäre Form zu erhalten, mehr Energie an das Kontinuum abspalten muss. Die Energie geht auf Kosten der spektralen Bandbreite verloren, was längere Pulsdauern zur Folge hat. So führen hohe Auskoppelgrade solcher Systeme zur erheblichen Störung des Solitons.

In der Praxis erfordert das Dispersionsmanagement für hohe Nichtlinearitäten zudem eine große Anzahl von negativ gechirpten Spiegeln, was eine zusätzliche Komplexität des Resonators zur Folge hat [Süd08]. Ein Lösungsansatz sind dabei die sogenannten chirped-pulse Oszillatoren (CPO), deren Funktionsweise im folgenden Abschnitt adressiert wird. Diese verfügen bei gleichen Energien über geringere SPM-Beiträge und Spitzenleistungen. Es ist derzeit noch nicht klar, ob auch diese Systeme eine Bandbreitenbegrenzung mit steigender Pulsenergie aufweisen. Ein zweiter Lösungsansatz sieht vor, die SPM-Medien in kleinere Abschnitte aufzuteilen und nach jedem SPM-Abschnitt direkt dispersiv zu komprimieren. Damit würde eine geringere Formänderung des Solitons einhergehen. Für letzteren Lösungsansatz ist die Kombination aus Scheibenlaser und aktiver, dispersiver Multipasszelle, wie in [Neu08] vorgestellt, gut geeignet.

Ein weiterer Erklärungsansatz beruht auf dem Einfluss der Zwei-Photonenabsorption (TPA im SESAM) auf die Grenze des Doppelpulsbetriebs. Geht man davon aus, dass die höheren Energien und Intensitäten der kürzeren Einzelpulse bei einem bestimmten Betriebsregime eine TPA induzieren, liegt die Reflektivität des SESAM durch die zusätzliche Absorption unter der maximalen, gesättigten Reflektivität. Für die längeren Doppelpulse kann mit ihren geringeren Intensitäten und Energien somit unter Umständen eine höhere Reflektivität vorliegen als für die Einzelpulse. Da der Oszillator den Zustand der geringsten Verluste anstrebt, stellt sich in diesem Fall der Doppelpulsbetrieb ein. Es ist jedoch derzeit nicht geklärt wie stark der Einfluss dieses Effektes wirklich ist. So müsste bei gleichbleibender Pulsdauer und Energie eine Vergrößerung der Spotgröße auf dem SESAM zu einer Absenkung der Energiedichte und damit zur Verringerung der TPA führen. Experimentell ist der Oszillator in der Regel jedoch nur bei sehr geringen Veränderungen der Spotgröße stabil. Werden außerdem für den angenommenen Energiebereich kürzere Pulsdauern angestrebt, folgt eine höhere Intensität, die wiederum zur verstärkten TPA führen kann. Diese komplexen Zusammenhänge machen eine Abschätzung des realen Einflusses insbesondere bei geringen Modulationstiefen schwer. Als Lösungsansatz sind alternative Absorber wie Kohlenstoffnanoröhrchen zu nennen, die auf HR-Spiegeln aufgebracht werden können und zu deutlich geringeren Absorptionen führen. Diese Elemente haben jedoch den Zustand der Marktreife noch nicht erreicht. Einen Einblick in dieses Feld bietet z.B. [Sch08].

2.5 Modenkopplung mit gechirpten Pulsen im positiven Dispersionsregime

Ist eine Reduktion der Nichtlinearitäten bei hohen Spitzenleistungen erwünscht, wird insbesondere für Verstärkersysteme auf gechirpte Pulse zurückgegriffen. Dasselbe Prinzip kann auch auf Oszillatoren angewendet werden. Hier erfährt der umlaufende Puls eine positive Netto-GDD:

$$\sum_i \text{GDD}_i > 0 . \quad (2.30)$$

Auch bei diesem Konzept wird die GDD durch die Materialdispersion und gechirpte Spiegel eingestellt. Die Spitzenleistungen sind im Gegensatz zum solitären Oszillator bei gleicher Pulsenergie um ein vielfaches geringer, womit die dispersiven Phasenbeiträge in den meisten Fällen überwiegen. Folglich werden wesentlich weniger negativ dispersive Spiegel benötigt. In Abb.2.7 ist ein typisches rechteckiges Spektrum eines CPO Systems dargestellt. Beim gechirpten Oszillator wirkt der SESAM nicht nur als Pulsstabilisator, sondern auch als Pulsformer. Die SESAM-Rekombinationszeit τ_{Abs} repräsentiert den Zeitpunkt, bei dem sich das Verlustfenster wieder schließt und den Puls abschneidet bzw. zeitlich begrenzt. Somit fungiert der SESAM ebenfalls als spektrales Filter, welches im Zusammenspiel mit der eingestellten GDD und dem Verstärkungsfiler für die spektrale Bandbreite verantwortlich ist. Das Verstärkungsspektrum sorgt dafür, dass spektrale Randbereiche, die mit zunehmenden Umläufen dispersiv auseinander laufen würden, wieder angehoben werden und dem Spektrum wieder zur Verfügung stehen. Die gechirpte Pulsdauer liegt im Bereich von wenigen Pikosekunden ähnlich τ_{Abs} . Die

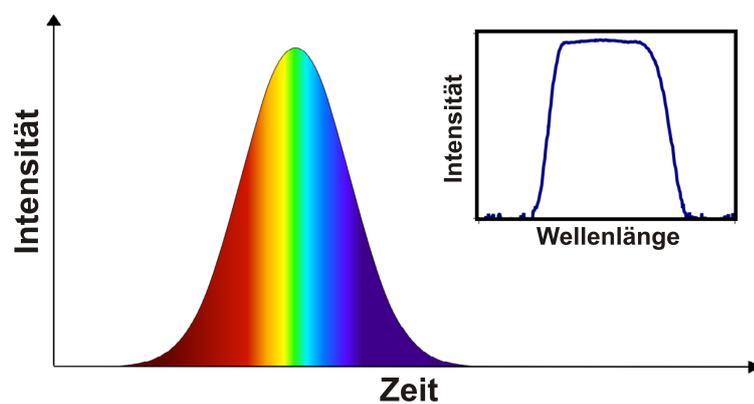


Abbildung 2.7: Schematische, zeitliche Darstellung eines positiv gechirpten Pulses mit Rotanteilen in der Pulsfront und Blauanteilen im Pulsrücken; Innengrafik: typisches Rechteckspektrum eines CPO-Pulses.

FWHM-Bandbreite kann sogar größer als im vergleichbaren solitären Fall sein, wobei das Fourierlimit allerdings durch die Rechteckform angehoben wird und dem solitären Limit ähnelt. Häufig kann die Autokorrelation durch einen Gaussfit beschrieben werden. Dabei ist das Zeit-Bandbreite-Produkt $\Delta\nu\tau = 0,441$. Weicht die Fitkurve von der gemessenen Pulsform zu sehr ab, bietet sich die Möglichkeit einen genaueren Formfaktor über Fourier-Transformation des Spektrums zu erhalten.

Im Falle der Modenkopplung mit positiv gechirpten Pulsen wird eine höhere Modulationstiefe des SESAM notwendig, um Doppelpulse und andere Instabilitäten zu unterdrücken, die im solitären Fall durch die selbsterhaltenden Eigenschaften gedämpft werden. Eine höhere Modulationstiefe bedeutet jedoch auch höhere Verluste, was eine Leistungsreduktion bei gleicher Kleinsignalverstärkung zur Folge hat.

Experimentell ergibt sich für Yb-Festkörperoszillatoren ein CPO Laserbetrieb in GDD Bereichen von etwa 200 fs^2 bis 3000 fs^2 , wobei der stabile Bereich sehr von den Lasereigenschaften abhängen kann. Für den Ti:Saphir-Oszillator ist der stabile GDD-Bereich durch die große Bandbreite vergleichsweise kleiner.

Der wesentliche Nachteil des CPO im Vergleich zum solitären Laser, ist die externe Kompression, die erforderlich wird, wenn mit Pulsen am Fourierlimit (Femtosekunden) gearbeitet werden soll. Die Kompression beinhaltet trotz verbesserter Methoden¹ eine Zunahme an Verlusten und Komplexität.

2.6 Grundlagen zur numerischen Simulation

Gemäß Gl.(2.15) kann der modengekoppelte Betrieb des Oszillators numerisch simuliert werden. Dabei wird die Veränderung des Laserpulses durch die einzelnen Resonatortermine in Form der jeweiligen Amplitudenmodulation im Zeit- und Frequenzbereich gegeben. Der Puls selber ist in einem Zeit- und Frequenzfenster zentriert, das mit dem Puls propagiert und eine Auflösung von N -Diskretisierungspunkten aufweist. Die Anordnung bzw. Folge der Resonatortermine ist in der Simulation ebenso von Bedeutung wie im realen Laser. Auch die Aufteilung z.B. des SPM- und/oder des Verstärkungsmediums in möglichst viele einzelne Scheiben führt zu einer hohen Auflösung bzw. genaueren Ergebnissen, hat jedoch eine bedeutende Zunahme der Rechenzeit zur Folge. In unserem Fall wird auf ein in C++ geschriebenes Programm zurückgegriffen. Die berücksichtigten Resonatortermine sind wie folgt:

- Verstärkung,
- spektrales Filter,
- Dispersion (GDD),
- Nichtlinearität (SPM),

¹ Herkömmlich: Goldgitter- oder Prismenkompressor mit Verlusten $> 20 \%$; neuere Verfahren: Transmissionsgitter, gechirpte Volume-Bragg-Gitter $< 20 \%$ [Cla03].

- Verluste,
- Absorber,

und folgen dem Ablauf, wie in Abb.2.8 illustriert. Zur Reduktion des Rechenaufwandes (geringere Anzahl von Fourier-Transformationen) wird die gesamte SPM, sowie die gesamte Dispersion in einem Schritt, also an derselben Stelle im Resonator bzw. in der Simulation berechnet. Gerade die SPM kann bei μJ -Energien jedoch an verschiedenen Stellen des Resonators generiert werden. Dennoch stellt die angewandte Methode eine gute Näherung der realen Bedingungen dar und führt zu guten Übereinstimmungen zwischen Theorie und Praxis.

Ein etabliertes Verfahren zur Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung ist der Split-Step Fourieralgorithmus [Agr01], bei dem lineare Operatoren im Frequenz- und nichtlineare Operatoren im Zeitbereich angewandt werden. Dieses Verfahren basiert auf der schnellen Fourier-Transformation, deren Geschwindigkeit maßgeblich von der Anzahl der Diskretisierungspunkte abhängt. Eine detailliertere Beschreibung ist in [Kil05a] gegeben.

Das Simulationsprogramm ermöglicht es Dispersion höherer Ordnung einzubauen. Die Wahl der Parameter basiert in der Regel auf gemessenen Werten, Herstellerangaben und Näherungen. Letztere ist zum Beispiel bei der spektralen Form des Gewinns gegeben, bei der eine Lorentzform angenommen wird. Diskrepanzen zwischen realem- und theoretischem Wert kann es z.B. auch bei der Größe der Strahldurchmesser, den Resonatorverlusten aber auch bei den Herstellerangaben des SESAM geben, deren Modulationstiefe bei Werten im sub-Prozentbereich schwer messbar ist. Die Pulsenergie kann über die Kleinsignalverstär-

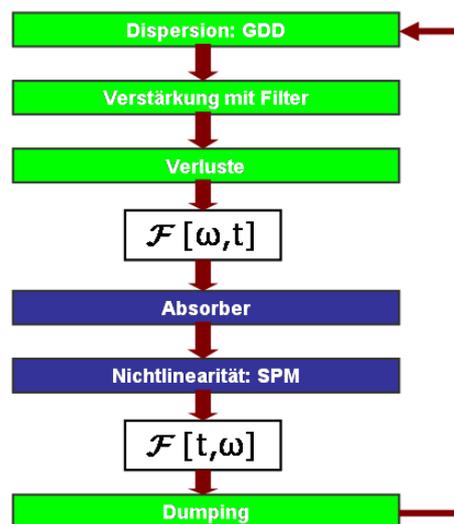


Abbildung 2.8: Blockschema des Simulationsdurchgangs eines Resonatorumlaufs mit Split-Step Fourier-Algorithmus.

kung eingestellt werden, die möglichst nah an den gemessenen Werten liegen sollte. Um eine Aussage über die Stabilität eines Betriebsregimes zu treffen, muss sich der Oszillator eingeschwungen haben.

2.7 Laserkomponenten

2.7.1 Sättigbarer Absorberspiegel

Der sättigbare Absorberspiegel beinhaltet verschiedene Funktionseigenschaften. Als langsamer Absorber mit $\tau_{\text{Abs}} > \tau_{\text{Puls}}$ stabilisiert er bei der Modenkopplung vor allem gegen den cw-Betrieb, Doppelpulse, Q-switching und das dispersive Kontinuum. Weiterhin trägt er durch die Rekombination ($\tau_{\text{Abs}} \approx \tau_{\text{Puls}}$) maßgeblich zur Pulsformung im CPO-Betrieb bei und wirkt folglich als spektrales Filter. Wie in Abb.2.9a zu erkennen ist, steigt die Reflektivität des Absorbers mit steigender Energie pro Fläche (Fluenz Φ). Dadurch sind die Verluste für Pulse, die während des kurzen Zeitintervalls der Anregung bzw. Transparenz auf den Absorber treffen, geringer, als für den kontinuierlichen Betrieb. Es existieren verschiedene Arten von SESAM-Strukturen [Kel96]. Generell wird die Absorberschicht auf eine HR-Braggstruktur aufgebracht, die die Reflektion der Strahlung bewirkt. Die absorbierende Schicht des SESAM (**S**emiconductor **S**aturable **A**bsorber **M**irror) basiert für den Nahinfrarotbereich zumeist auf einer speziell dotierten InGaAs-Schicht um mit der Bandlücke die Laserwellenlänge zu treffen.

Die vier Parameter Φ_{Sat} , ΔR , R_{ns} und τ_{Abs} dienen der Charakterisierung des SESAM. Die Modulationstiefe ΔR repräsentiert die Verlustdiskrepanz zwischen dem gesättigten Zustand und dem ungesättigten Zustand. Die nichtsättigbaren Verluste kennzeichnen die Totalverluste des SESAM und reduzieren die maximal erreichbare Reflektivität auf R_{ns} . Im ungesättigten Fall (z.B. cw-Betrieb) liegt die Reflektivität bei R_{lin} . Die Sättigungsfluenz (engl. saturation fluence) Φ_{Sat} definiert die Energie pro Fläche, die notwendig ist, den SESAM zu sättigen, bzw. wird als 1/e-Wert der Modulationstiefe definiert. Die Rekombinationszeit kann in der Regel aus zwei Exponentialkurven, einer schnellen und einer langsamen, beschrieben werden. Die schnelle (Subpikosekundenregime) resultiert aus den thermischen Intradbandrelaxationen, die

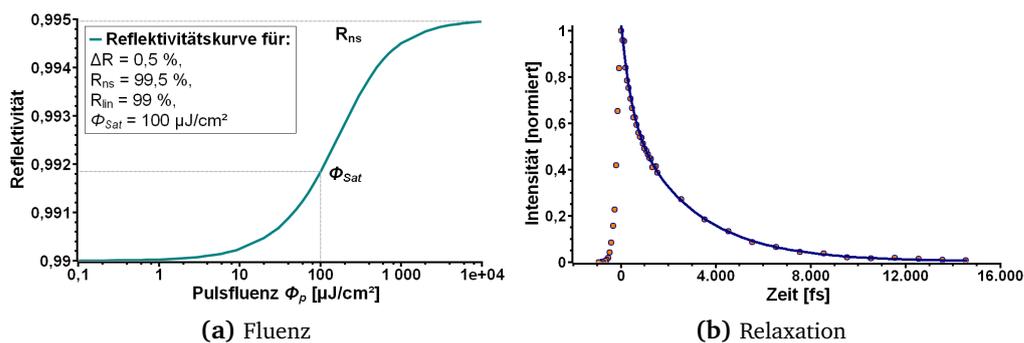


Abbildung 2.9: (a) Berechneter Reflektivitätsverlauf des SESAM als Funktion der eingestrahnten Pulsfluenz; (b) gemessene, zeitliche Relaxationskurve mit $\tau_{\text{fast}} \approx 415$ fs und $\tau_{\text{slow}} \approx 2,78$ ps (beide Beispiele: SESAM für Scheibenzillator).

langsame (Pikosekunden) folgt aus der Rekombination der Elektronen mit den Löchern im Valenzband. Der Sättigungsfaktor S ist das Verhältnis aus eingestrahelter Pulsfluenz Φ_p und Φ_{Sat} . Die Rekombinationszeit ist am Beispiel eines der verwendeten SESAMs in Abb. 2.9b dargestellt, der im Rahmen einer Diplomarbeit mit Hilfe des Pump-Abfrageverfahrens vermessen wurde [Sch07].

Bei hohen Energiedichten kann es in der Braggstruktur zu Zweiphotonenabsorption (TPA) kommen, wodurch die Reflektivität wieder sinkt. In diesem Fall muss entweder der effektive Modendurchmesser auf dem SESAM oder die eingestrahlte Pulsenergie reduziert werden. Zur Stabilisierung des Pulsbetriebs gegen Q-switching Instabilitäten sollte die Wahl der Parameter folgender Bedingung genügen [Hön99]:

$$W_p^2 > W_{\text{Sat,A}} W_{\text{Sat,L}} \Delta R, \quad (2.31)$$

wobei W_p die Pulsenergie, $W_{\text{Sat,A}}$ die Sättigungsenergie des Absorbers und $W_{\text{Sat,L}}$ die Sättigungsenergie des Gewinnmediums sind. Im Allgemeinen gibt es Abschätzungen, dass der Sättigungsfaktor für idealen Betrieb ca. bei 3 liegen sollte. In der Realität erfordert eine stabile Modenkopplung jedoch häufig wesentlich größere Faktoren mit Werten bis $S \leq 30$. Bei hohen mittleren Leistungen, wie sie bei den untersuchten Systemen vorkommen, wird eine aktive Kühlung des SESAM (z.B. Wasser- oder Peltierkühlung der Bauteile) unumgänglich, um thermische Zerstörungen und thermische Linsen zu vermeiden.

Alternativ zum sättigbaren Halbleiterspiegel hat die Forschung neue Absorbermaterialien hervorgebracht, wie Kohlenstoffnanoröhrchen oder Quantenpunktstrukturen, die zum derzeitigen Zeitpunkt leider noch Gegenstand der Forschung und am kommerziellen Markt nicht erhältlich sind. Ihr Einsatz in Yb-Festkörperoszillatoren ist aufgrund der erforderlichen geringen Verluste allerdings anspruchsvoll. Dennoch konnten bereits einige Forschungsgruppen Erfolge verzeichnen [Raf04, Sch08].

2.7.2 Dispersive Spiegel

Gechirpte Spiegel werden zur Dispersionskompensation in Ultrakurzpulslasern eingesetzt. Im Gegensatz zu Gitter- oder Prismenkompressoren zeichnen sie sich durch ihre Kompaktheit, ihre mechanische und thermische Stabilität und ihre sehr geringen Verluste aus, womit sie ideal für den resonatorinternen Einsatz geeignet sind. Aufgrund der Tatsache, dass sie neben dem Dispersionsbeitrag (bez. auf GDD) wie ein ganz normaler HR-Spiegel wirken, werden sie als Faltungsspiegel eingebaut. Im Vergleich zum Gitter- und zum Prismenkompressor induzieren sie allerdings eine wesentlich geringere GDD, so dass für hohe GDD Beiträge ebenfalls eine große Anzahl von Spiegeln bzw. eine hohe Anzahl von Reflektionen erforderlich wird.

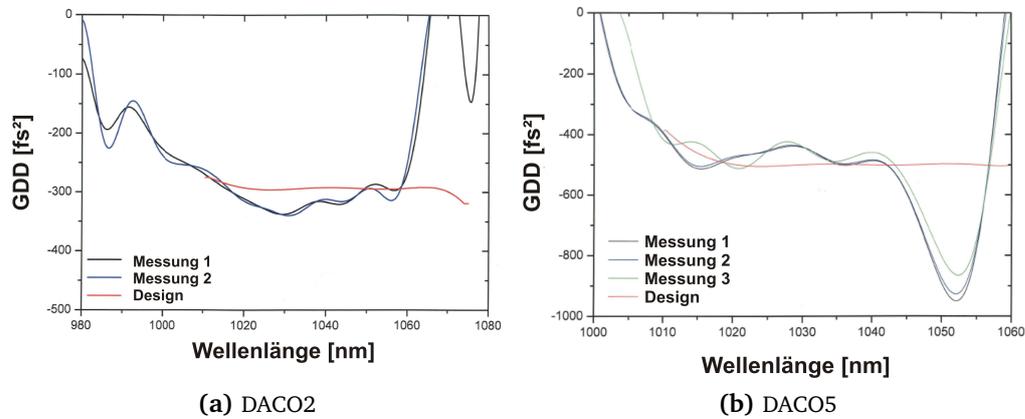


Abbildung 2.10: Designkurve und durch Weißlichtinterferometer gemessener Dispersionsverlauf 2. Ordnung der eingesetzten GTI's (Projekt: DACO) mit GDD: -300 fs^2 und -500 fs^2 .

Es sind vor allem zwei verschiedene Typen von dispersiven Spiegeln gebräuchlich. Zum einen gibt es die Kategorie der „double-chirped-mirrors“ (DCM), die in allen möglichen Designarten vor allem in sehr breitbandigen Oszillatoren, wie den Ti:Saphir-Lasern vorkommen. Die andere Gruppe sind die Gires-Tournouis-Interferometer-Spiegel (GTI, [Trä07]).

Letztere beruhen auf interferometrisch induzierter GDD, die durch in die Beschichtung eingebaute Fabry-Perot-Strukturen mit Resonatorlängen im Mikrometerbereich entsteht. Diese Form der Beschichtung ermöglicht höhere Dispersionswerte auf Kosten von schmalere spektralen Bandbreiten im Vergleich zu den DCMs.

Für diese Arbeit wurden zum einen eigens entworfene GTI-Spiegel mit GDD-Werten von -300 fs^2 und -500 fs^2 (DACO), und zum anderen kommerzielle GTIs¹ mit Werten von -250 fs^2 , -900 fs^2 und -1300 fs^2 verwendet. Für die DACO-Spiegel ist der GDD-Verlauf in Abb.2.10 gezeigt.

2.7.3 Dünnschichtpolarisator und doppelbrechendes Filter

Für den Yb:Wolframatkristall ist eine Einstellung der Laserpolarisation parallel zu den optischen Hauptachsen sinnvoll. Man kann dadurch gezielt die verschiedenen Querschnitte ansprechen und deren Eigenschaften ausnutzen. Ohne zusätzlichen Aufwand stellt sich die Polarisation beim Yb:Wolframat ein, deren Verluste am geringsten bzw. deren Verstärkung am höchsten ist. So kann es aufgrund von Reabsorption z.B. dazu kommen, dass der Laser² bei niedrigen Pumpleistungen auf der N_p -Richtung startet, aber ab einer speziellen, höheren Pumpleistung auf die N_m -Polarisation umspringt. Der übliche Weg zur kontrollierten

¹ Fa. Layertec

² Mit Schnitt || zu N_m und N_p .

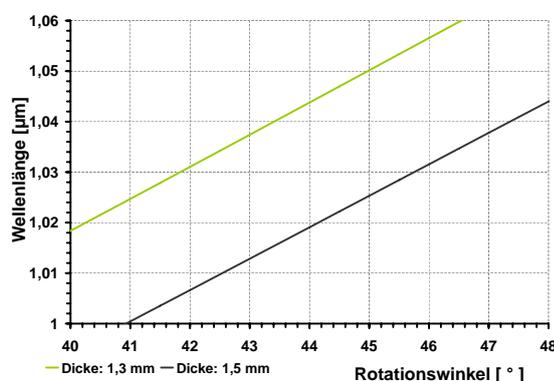


Abbildung 2.11: Durchstimmkurve für kristallines Quarz bei zwei verschiedenen Dicken; grün: $m = 11$, grau: $m = 13$.

Polarisation geht über beschichtete oder unbeschichtete verlustarme Substratplatten, die man im Brewsterwinkel θ_B relativ zur optischen Achse und Kristallrichtung ausrichtet. Die polarisierende Wirkung resultiert aus dem Aspekt, dass s-polarisierte Strahlung während eines Resonatorumlaufs viermal Reflektionsverluste am Plättchen erfährt. Die Gesamtverluste addieren sich im unbeschichteten Fall somit auf $L_S > 40\%$ und unterdrücken das Anschwingen dieser Laserpolarisation vollständig.

Im Rahmen dieser Arbeit kommt der Dünnschichtpolarisator (im Folgenden: TFP, Thin-Film-Polarizer) und das doppelbrechende Filter BRF (Birefringent Filter) zur Verwendung. Das TFP ist ein für die s-Polarisation HR-beschichtetes BK7- oder SiO_2 -Plättchen weniger Millimeter Dicke (gegebenenfalls auch AR für p-Polarisation). Die Beschichtung maximiert den Polarisationskontrast gegenüber dem unbeschichteten Fall. Zusätzlich dient das TFP der Auskopplung beim Cavity-Dumping.

Das doppelbrechende Filter fungiert als spektrales Filter. Dabei wird die Transmissionsbandbreite mit steigender Filterdicke schmaler. Die Funktionsweise ist analog zum Lyotfilter. Dadurch, dass die optische Achse in der Oberfläche und im 45° -Winkel α zur eingestrahlten Polarisation liegt, spaltet sich die Polarisation im BRF in den ordentlichen (o) und außerordentlichen (eo) Strahl auf. Folglich dreht die resultierende Polarisation bei der Propagation durch das BRF, bis die gegenüberliegende Endfläche nach der Dicke d erreicht wird. Ist an der Endfläche eine komplette Drehung abgeschlossen, wirkt die Brewsterbedingung, und der Strahl erfährt keine Verluste. Ist dies nicht der Fall wird ein Teil der Strahlung je nach Polarisationsverhältnis an der Endfläche reflektiert und geht für den Laserprozess verloren. Die Anzahl der abgeschlossenen Drehungen wird mit m bezeichnet. Durch den wellenlängenabhängigen Brechungsindex ist die Lyotbedingung immer nur für eine Wellenlänge λ erfüllt und je weiter die Entfernung zu dieser Zentralwellenlänge ist, desto stärker sind die Verluste. Durch das alternierende Verhalten kann bei breiten Spektren und sehr dünnem BRF aber auch

Betrieb auf mehreren Linien beobachtet werden. Die Transmission ist maximal bei $\alpha = 45^\circ$. Bei der Drehung des BRF um diesen Wert kann λ bis zu einem bestimmten Grad eingestellt werden. Die folgende Gleichung beschreibt die winkelabhängige Durchstimmkurve für λ mit dem ganzzahligen m^1 [Zhu90, Li90]:

$$\lambda(\alpha) = \frac{d \cdot \Delta n}{m \cdot \sin(\theta_B)} \left[1 - (\cos(\alpha) \cdot \cos(\theta_B))^2 \right]. \quad (2.32)$$

Hierbei bezeichnet Δn die Differenz zwischen dem o- und eo-Brechungsindex. In Abb.2.11 ist diese Kurve für zwei verwendete kristalline Quarzplättchen vorgestellt.

2.7.4 Herriottzelle

Um für die vorhandenen Systeme den Strahlverlauf und somit den Laseraufbau kompakter zu gestalten, werden Herriottzellen eingesetzt. Wie in der Spektroskopie wird hierbei ein langer Strahlweg durch Mehrfachreflektionen an wenigen Spiegeln auf einen geometrisch reduzierten Raum verteilt (Abb.2.12). Die Herriottzelle bietet den wesentlichen Vorteil, dass der Strahl mit denselben Eigenschaften aus der Zelle austritt, mit denen er eingefallen ist. Für das angestrebte Oszillatordesign hat dies zur Folge, dass die Zelle nahezu überall im Resonator platziert werden kann, was ihren Einsatz flexibel macht. Die Gesamtlänge des Resonators ergibt sich somit aus der Propagationstrecke in der Herriottzelle und der restlichen Resonatorlänge.

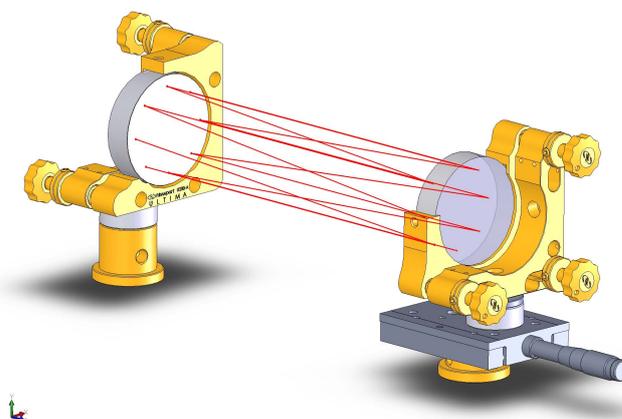


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Strahlverlaufs in einer Herriottzelle (Ein- und Auskopplung wurden ausgelassen).

1 Kann für den 45° -Winkel bei vorgegebener Dicke durch Umstellen berechnet werden.

Tabelle 2.3: Details für die verwendeten Herriottkonfigurationen mit $\bar{R} = 45$ mm.

R_1 [m]	R_2 [m]	θ_{HC} [°]	β	φ	L_{HC} [mm]	L_{Ges} [m]
1	2	77	7	3	286,5	4,09
1	2	135	4	3	763,2	6,14
0,75	2	77	7	3	231,5	3,33
0,75	2	108	5	3	421,6	4,28

Sind die Spiegel mit einer dispersiven HR-Beschichtung ausgestattet, kann die Zelle zudem für das Phasenmanagement bei modengekoppelten Oszillatoren genutzt werden. Eine detaillierte Einführung, sowie eine Übersicht liefern z.B. [Her64, Kow06]. Die Spiegel der Zelle sind gekrümmt, und in unserem Fall verfügen die Hohlspiegel über unterschiedliche Krümmungsradien R_i . Die Strahleigenschaften werden dann erhalten, wenn verschiedene diskrete Abstände zwischen den Spiegeln eingestellt werden. Dabei wird die Anzahl der Drehungen φ und die Anzahl der Reflektionen pro Spiegel β definiert. Die diskreten Herriottzellenlängen L_{HC} sind Lösungen der Gleichung:

$$L_{\text{HC}} = \frac{R_1 + R_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2 \cos\left(\frac{\varphi\pi}{\beta}\right)}. \quad (2.33)$$

Für eine in der Praxis realisierbare Lösung nimmt φ nur ganzzahlige, ungerade Werte an. Damit die gefalteten Strahlen nach Drehung nicht überlagert werden, dürfen φ und β keinen gemeinsamen Primfaktor haben. Der Winkel θ_{HC} beschreibt die Drehung des Strahls zwischen einem und dem anderen Spiegel relativ zum Spiegelzentrum ($\theta_{\text{HC}} = \pi\varphi/\beta$). In Tab.2.3 sind einige verwendete Konfigurationen aufgeführt. Die Gesamtlänge der Herriottzelle, als Vielfaches des Spiegelabstandes, weicht aufgrund des Strahlversatzes von der realen Propagationslänge ab. Unter Berücksichtigung des transversalen Versatzes kann eine korrigierte Propagationslänge L_{korrr} zwischen den Spiegeln eingeführt werden, die zur Bestimmung der Gesamtlänge L_{Ges} über die Anzahl der Reflektionen addiert werden muss. Der mittlere Radius des Strahls zum Spiegelzentrum wird mit \bar{R} angegeben.

$$L_{\text{korrr}} \approx 2\sqrt{\bar{R}^2 \sin^2(\theta_{\text{HC}}) + \frac{L_{\text{HC}}^2}{4}}. \quad (2.34)$$

Die korrekte Propagationslänge ist vor allem dann von Interesse, wenn die Repetitionsrate exakt abgestimmt werden muss.

2.7.5 Cavity-Dumping

Zur Erzeugung von hochenergetischen Pulsen mit Oszillatoren wird neben dem „langen Resonator“ [Fer04, Dew06], auch das Verfahren des Cavity-Dumping angewandt. Beide Konzepte

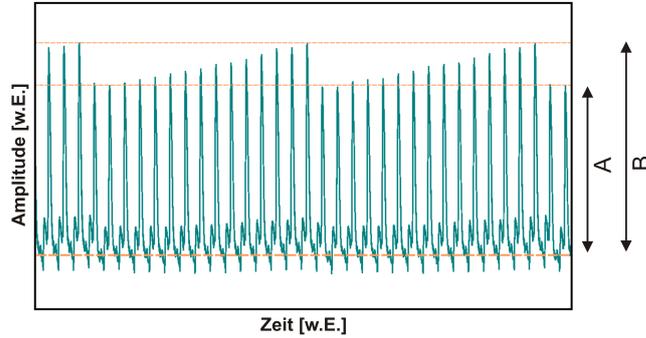


Abbildung 2.13: Verlauf der Pulsenergie im Resonator mit typischem Sägezahnverlauf, wenn nach 15 Umläufen ausgekoppelt wird; Dämpfungtiefe: $\eta_{\text{dump}} = (B-A)/B$.

basieren auf einer effektiven Verringerung der Auskoppelwiederholrate. Mit Cavity-Dumping wird in der Regel im Gegensatz zum langen Resonator eine höhere und steuerbare Auskoppelung der Einzelpulse realisiert. Das Dumping findet mit Hilfe von elektro-optischen (EOM, Pockelzelle) oder akusto-optischen Modulatoren (AOM, Braggzelle) statt, die in einer HR-Kavität für die Auskopplung zuständig sind. Nach einer festen Umlaufanzahl des Pulses im Resonator wird ein Puls zu einem möglichst maximalen Anteil vom Modulator herausgeleitet und steht der Anwendung zur Verfügung. Die Quasi-Reduzierung der Auskoppelrate (Dumpingfrequenz f_{dump}) beinhaltet somit eine Störung des resonatorinternen Pulses, der sich unter stabilen Bedingungen erneut aufbaut. Beim EOM wird durch Anlegen einer Hochspannung für den Zeitpunkt, in dem der Puls durch die Zelle propagiert, die Laserpolarisation gemäß der angelegten Spannung gedreht und kann am Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt werden.

Die Dumpingfrequenz ist so zu wählen, dass sie nicht mit charakteristischen Frequenzen wie der Relaxationsfrequenz f_{relax} und im solitären Fall der Phasenwiederholrate f_{phase} zusammenfällt [Kil04, Kil05a]. Hierbei resultiert f_{phase} aus:

$$f_{\text{phase}} = \frac{f_{\text{Rep}} \Phi_B}{4\pi}, \quad (2.35)$$

mit dem B-Integral $\Phi_B = \Delta\Phi_{\text{NL,ges}} \hat{P}$ (Abschnitt 2.3.4). Mit der stimulierten Lebensdauer τ_{Stim} und der Lebensdauer eines Photons im Resonator τ_{Res} ¹, folgt f_{relax} aus:

$$f_{\text{relax}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\tau_{\text{Stim}} \tau_{\text{Res}}}}. \quad (2.36)$$

¹ $\tau_{\text{Res}} = -\frac{2L_{\text{Res}}}{c \ln[\Gamma R(1-T_i)^2]}$.

Ist $f_{\text{dump}} > f_{\text{relax}}, f_{\text{phase}}$, bietet sich in der Regel die Möglichkeit f_{dump} und damit die Pulsenergie W zu variieren. Für die Pulsenergie ergibt sich im Resonator ein temporaler Verlauf wie in Abb.2.13 illustriert. Die Dumpingtiefe η_{dump} bzw. Dumpingeffizienz hängt von der am Modulator angelegten Amplitude ab. Wird die Störung des Pulses also η_{dump} zu groß, wird der Oszillator instabil und fällt z.B. in den Doppelpulsbetrieb.

Mittlerweile können $f_{\text{dump}} > 1$ MHz sowohl mit AOM und EOM erreicht werden. Im AOM entstehen durch die starke Fokussierung jedoch hohe Nichtlinearitäten bei μJ -Pulsen was die Beugung und damit die Dumpingeffizienz begrenzt. In dieser Arbeit kommen aus β -Barium-Borat (BBO) bestehende Pockelszellen zum Einsatz. Eine detailliertere Beschreibung des verwendeten Systems wird in Kap.3.3 gegeben.

2.7.6 Scheibenlaser

Insbesondere zur Realisierung von immer höheren Leistungen von mehreren kW hat der Scheibenlaser gerade bei Ytterbium-Festkörpermaterialien, einen entscheidenden Teil beigebracht [Gie07, Ste00]. Der Unterschied der Laserscheibe zum herkömmlichen Kristall liegt bei einer zylindrischen bzw. stabförmigen Geometrie im Verhältnis zwischen Durchmesser und Kristalllänge. Bei der Scheibe ist der Durchmesser D sehr viel größer (einige mm) als die Kristalllänge l , die in der Regel zwischen $50 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$ beträgt. In Abb.2.14 wird das Funktionsprinzip vorgestellt. Die Kristallscheibe ist an der Vorderseite AR- und an ihrer Rückseite mit einer HR-Beschichtung für die Pump- und die Laserwellenlänge ausgestattet und ermöglicht den Laserbetrieb in Reflektion analog zum Faltungsspiegel. Der Kristall wird auf einen wasserdurchströmten Kühlfinger aufgeklebt oder gelötet. Im Kühlfinger wird durch ein

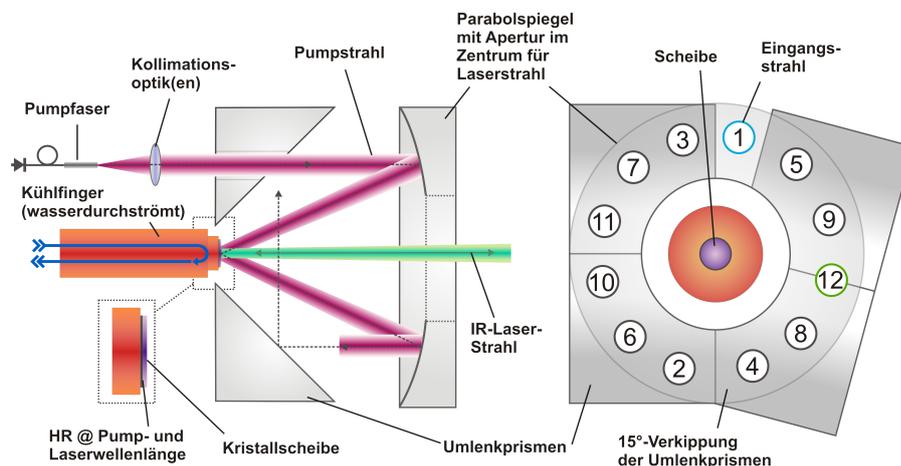


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des Scheibenlaserkonzepts mit einer Seitenansicht (links) und einer Vorderansicht in die Pumpkammer (rechts). Abgebildet ist außerdem die Reihenfolge der Reflexionen am Parabolspiegel der Pumpkammer.

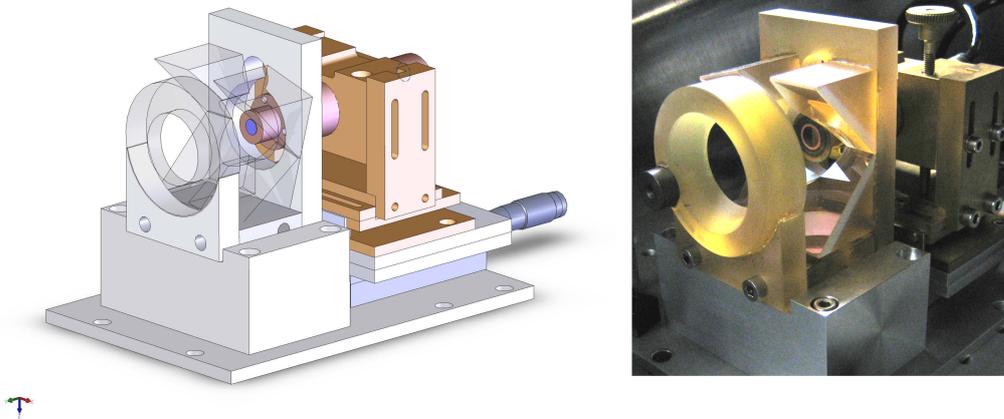


Abbildung 2.15: Konstruktionsskizze unseres Scheibenmoduls (links) und Foto eines aufgebauten Moduls mit Yb:YAG-Scheibe (rechts).

Düsen­system an der Konvek­tions­fläche eine turbulente Strömung induziert, was eine effiziente Wärmeabfuhr gewährt. Der entscheidende Vorteil der Scheibengeometrie ist die kurze Materiallänge. Durch die kurze Wärmeleitstrecke wird die eingebrachte Energie sehr schnell und effizient an den Kühlfinger abgegeben und führt zu einem nahezu eindimensionalen und homogenen Wärme­fluss. In Verbindung mit großen Strahl­querschnitten können dadurch sehr hohe Pumpleistungen bei vergleichsweise geringen thermischen Linsen appliziert werden. Bei den kurzen Kristall­längen ist die erforderliche Besetzungsinversion für den Laserbetrieb nur über multiple Durchläufe der Pumpstrahlung durch das Medium oder sehr hohe Dotierungsgrade beim Einzeldurchlauf realisierbar. Für den Mehrfachdurchgang der Pumpe hat sich eine spezielle Pumpkammer etabliert, in der ein Parabolspiegel den kollimierten Pumpstrahl auf die Scheibe fokussiert, von der er wieder reflektiert wird und zurück auf den Paraboloiden fällt. Dieser schickt den Strahl auf Retro­prismen, die ihn umlenken und erneut über den Parabolspiegel auf die Scheibe senden. Nach der sechsten Reflektion an der Scheibe trifft der Strahl auf die Grenzfläche zweier Prismen und wird in sich zurückreflektiert (Abb.2.14: Kreis 12 mit grünem Rand). Dadurch wird in unserem Fall (Yb-Wolframat) nahezu die gesamte Pumpstrahlung die nach den Reflektions- und Streuverlusten der teilnehmenden Optiken zur Verfügung steht, absorbiert. Die Geometrie bzw. Art der Retroreflektoren kann je nach Pumpkammerkonzept variieren. Bei den eingesetzten Modulen werden die Prismen, sowie der Paraboloid der Pumpkammer konvektiv gekühlt.

In Zusammenarbeit mit dem Laserzentrum Hannover (LZH) konnte ein eigenes Scheibenmodul für Nachfolgeprojekte entworfen werden, mit dem es im Gegensatz zu den wenigen kommerziellen Modulen möglich ist, die Scheibe in allen drei Translations- und Rotationsrichtungen zu justieren. Zudem verfügt der Paraboloid über eine breitbandige HR-Beschichtung, um außer bei 980 nm auch bei 940 nm pumpen zu können. Damit wird unter anderem auch

der Einbau und Betrieb von Yb:YAG-Kristallen möglich. Eine größere Apertur im Parabolspiegel sorgt für eine höhere mögliche Anzahl von Durchläufen des IR¹-Resonatorstrahls. All diese Aspekte stehen für einen flexibleren Einsatz, als die bisher verwendeten kommerziellen Module, deren Preis außerdem um das Dreifache höher ist. Zur Illustration sind in Abb.5.1 eine Konstruktionskizze und ein Foto des Moduls eingefügt.

1 Infrarot

3 Chirped-Pulse Yb:KYW Oszillator mit Cavity-Dumping

In einer vorausgegangenen Arbeit konnte ein auf Yb:KYW basierender solitärer Oszillator mit Cavity-Dumping realisiert werden, der bei einer Dumpingfrequenz von 1 MHz eine Pulsenergie von ca. 1,3 μJ und 350 fs kurze Pulse bereitstellt [Kil05b]. Die Skalierung der Pulsenergie ist bei diesen Oszillatoren mit Standardkristallen (bulk) im solitären Betriebsregime vor allem durch die hohen SPM-Beiträge limitiert die mit den hohen Spitzenleistungen einhergehen, da hier eine sehr hohe Anzahl von negativ dispersiven Spiegeln zur Phasenkompensation erforderlich wird. Im direkten Vergleich zur solitären Modenkopplung bei negativer GDD wird beim chirped-pulse Oszillator (CPO) gemäß Kap.2.5 der Laser im positiven Dispersionsregime mit deutlich geringeren Spitzenleistungen betrieben. Dadurch wird das Dispersionsmanagement im Wesentlichen von der Materialdispersion (GDD) bestimmt. Werden Limitationen, die z.B. opto-thermischer Natur sind vernachlässigt, lässt sich diese Betriebsart der Modenkopplung prinzipiell einfach skalieren. Von Nachteil ist die externe Kompression der Pulse vom Piko- in den Femtosekundenbereich, die das System störungsanfälliger macht und weitere Verluste induziert. Nach der erfolgreichen Demonstration des CPO-Betriebs für den Faserlaser, sowie für den Ti:Saphir Laser [Pro93, Fer04, Dew06, Rue06] wird in diesem Teil der Arbeit das CPO-Konzept nun auch erfolgreich auf einen Yb:KYW Laser mit Cavity-Dumping übertragen [Pal07a]. Nach eigenem Kenntnisstand ist dies neben [Reu04] (APM-Laser) die erste Arbeit, die sich bewusst mit der Realisierung und Untersuchung eines Yb-basierenden CPO als Festkörperlaser befasst. Im Vergleich zum solitären System ist die komprimierte Pulsdauer zwar etwas länger, die erreichbare Pulsenergie überschreitet jedoch die 2 μJ -Grenze. Weiterhin konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erzielt werden.

3.1 Grundlegender experimenteller Aufbau

Pumpsystem

Zum Pumpen des Yb:KYW-Kristalls steht eine Laserdiode der Firma Limo mit einer maximalen Ausgangsleistung von ca. 30 W zur Verfügung. Der Emitter wird konvektiv über einen mit Brauchwasser gekühlten Kupferblock temperiert. Bei einer Ausgangsleistung von 30 W und einer Wassertemperatur von 22°C liegt die Zentralwellenlänge des Pumplasers bei $\lambda_{p,0} = 980 \text{ nm}$ mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 2,4 \text{ nm}$. Die Polarisation der Diode ist

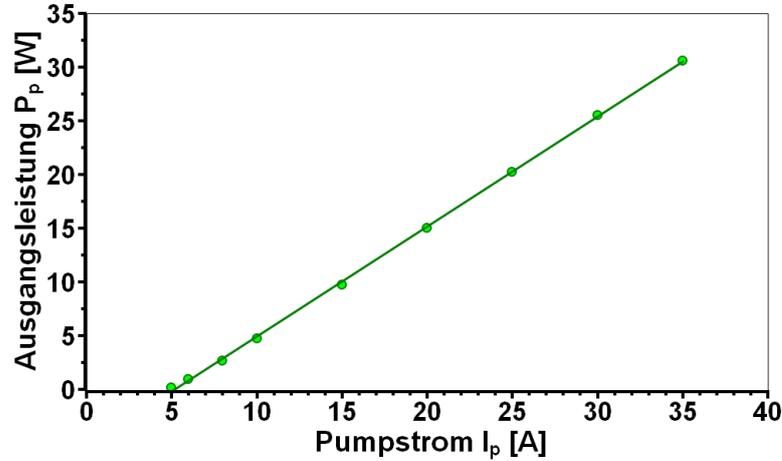


Abbildung 3.1: Diodenkennlinie des Pumpasers für den Yb:KYW-Kristall bei einer Kühlwassertemperatur von 22°C.

vertikal ausgerichtet und liegt bei einem Kontrastverhältnis von $> 100:1$. In Abb.3.1 ist die Kennlinie der Laserdiode dargestellt. Die Kurve ergibt eine Regression gemäß:

$$P_p [\text{W}] = 1,024 [\text{W/A}] \cdot I_p [\text{A}] - 5,36 [\text{W}], \quad (3.1)$$

mit einem Schwellstrom von $I_{\text{th}} = 5,23$ A. Die Pumpstrahlung wird intrinsisch kollimiert, wobei sich die rechteckige Strahlgeometrie in vertikaler und horizontaler Richtung mit einem Verhältnis von 2,27:1 (9,1 mm : 4,1 mm) unterscheidet. Zur Fokussierung des Freistrahlemitters kam eine AR-beschichtete asphärische Linse mit einer Brennweite von $f = 25$ mm zum Einsatz. Mit den Herstellerangaben für die Divergenz θ , den Austrittsstrahlradius w_0 und der Pumpwellenlänge λ_p lässt sich ein M^2 -Wert abschätzen:

$$M^2 = \frac{\theta w_0 \pi}{\lambda_p}. \quad (3.2)$$

Für die horizontale Propagation liegt das M_{hori}^2 damit im Bereich von 198, während die Abschätzung in der Vertikalen zu einem M_{vert}^2 von 52 führt. Mit dem Strahlpropagationsprogramm WinLase kann mit Hilfe dieser Daten der Strahlverlauf nachvollzogen werden. Mit der gewählten Abbildung entsteht ein Fokus mit Modenradien von $w_{\text{vert}} \approx 145 \mu\text{m}$ und $w_{\text{hori}} \approx 290 \mu\text{m}$ im Yb:KYW Kristall. Trotz der eher ungünstigen Strahlgröße der horizontalen Richtung konnte im Laserbetrieb keine Verschlechterung der Leistungseigenschaften¹ bzw. parasitäre Transversalmoden beobachtet werden.

¹ Im Vergleich zu Systemen mit besserer Abbildungsoptik basierend auf Zylinderlinsen.

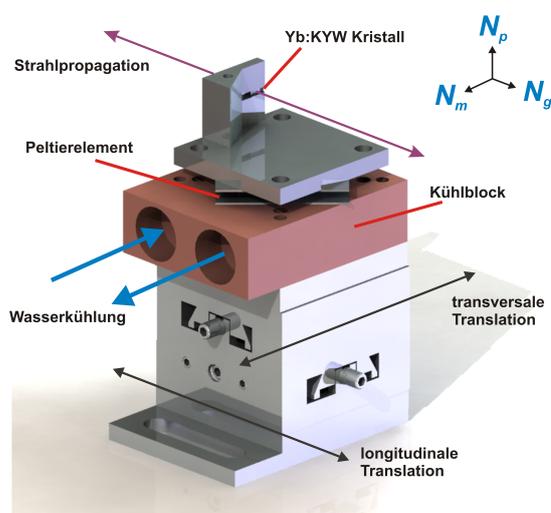


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Kristallhalters mit Kühl- und Translationselementen.

Yb:KYW-Kristall

Um die Versuchsbedingungen möglichst denen des solitären Oszillators anzugleichen, wurde dieselbe Kristallgeometrie auch für diesen Laser gewählt. Dabei ist der Yb:KYW-Kristall¹ mit 2° gekeilt, um Fabry-Perot-Effekte zu vermeiden und auf beiden Endflächen jeweils mit einer AR-Beschichtung für die Pump- und die Laserwellenlänge ausgestattet. Die Ytterbium Dotierung beträgt 5 at.%. Der Kristall ist entlang der N_m -, N_p -Ebene geschnitten mit der Propagation in N_g -Richtung. Die Kristallmaße sind in analoger Reihenfolge: 4 mm x 1,5 mm x 1 mm. Da der Kristall jeweils unten und oben am Halter gelagert ist, entsteht ein Wärmefluss hauptsächlich entlang der N_p -Hauptachse, bzw. der kristallographischen b -Achse. Die Abb.3.2 zeigt den Kristallhalter mit seinen Translationsrichtungen. Der Halter wird mit Hilfe eines Peltierelementes gekühlt, das seine Wärme wiederum an einen mit Brauchwasser durchströmten Kupferblock abgibt. Die Kristalltemperatur wird auf ca. $17,5^\circ\text{C}$ gehalten. Um die Absorption im Kristall homogener über die Kristalllänge zu verteilen und aufgrund der wesentlich einfacheren Bauform erfolgt die Absorption der Pumpstrahlung parallel zur N_p -Achse (vertikal). Die gemessene mittlere Absorption liegt damit bei ca. 32 %. Bei einer Pumpleistung von über 30 W resultiert somit eine absorbierte Pumpleistung P_{abs} von etwa 10 W. Das Lasermedium wird longitudinal gepumpt, wobei sich in Bezug auf die Position zum restlichen Resonator eine endgepumpte Konfiguration ergibt. Die Resonatoren sind so ausgelegt, dass sich der Modenradius des Laserstrahls in beiden Transversalrichtungen im

¹ Hersteller: Fa. Eksma

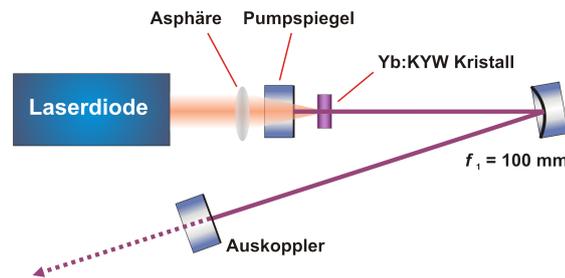


Abbildung 3.3: Aufbau des V-Resonators zur cw-Charakterisierung.

Bereich von $w_L \approx 120 \mu\text{m}$ befindet. Der Pumpspiegel, der für die Pumpwellenlänge eine AR- und für die Laserwellenlänge eine HR-Beschichtung aufweist, dient somit auch als Endspiegel.

3.2 Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung

Um bei möglichst geringen Verlusten die Leistungs- und Verstärkungsperformance des aufgebauten Systems zu untersuchen, kam der in Abb.3.3 illustrierte kurze V-Resonator zum Einsatz. Es wurde bis zu einer Leistung von etwa 10 W gepumpt. Der höchste zur Verfügung stehende Auskoppelgrad betrug 2,4 % (Abb.3.4(a)). Bei dieser Einstellung emittiert der Laser eine Leistung von über 1,1 W mit einem differentiellen Wirkungsgrad η_{diff} von 58 % und einer Schwelppumpleistung von 1,27 W. Mit den aus dieser Messung gewonnenen Daten folgte eine Abschätzung der Kleinsignalverstärkung $g_0 l$ gemäß Kap.2.2, die anhand von Abb.3.4b demonstriert wird. Der mittlere Wert für L belief sich hierbei auf etwa 0,88 und für den Faktor K ergab sich $3,08 \text{ W}^{-1}$. Der Laserbetrieb startete aufgrund der stärkeren Reabsorption der N_m -Richtung im Kristall zunächst mit der Polarisation parallel zur N_p -Achse, sprang dann ab

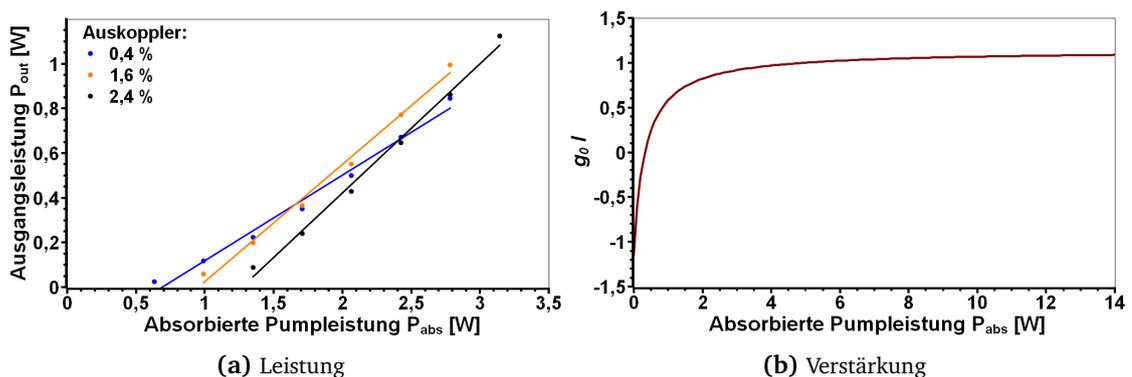


Abbildung 3.4: (a) Kennlinien des V-Resonators bei verschiedenen Auskoppelgraden, (b) berechneter Verlauf der Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung.

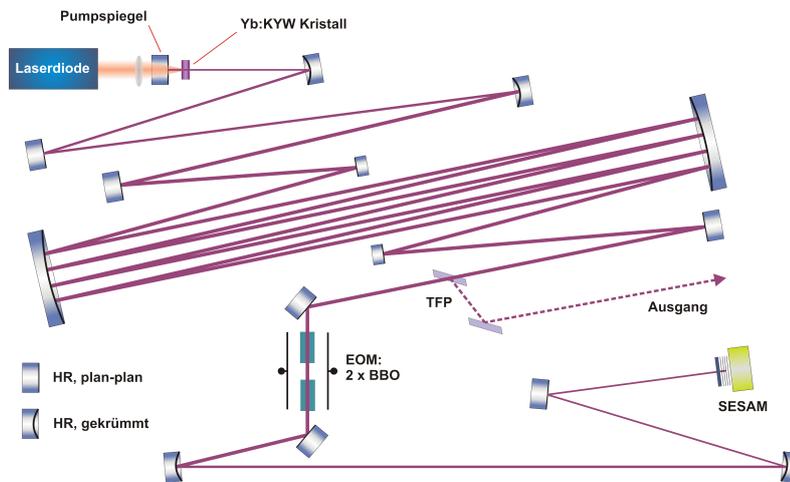


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Resonators für die Modenkopplung.

einer diskreten Pumpschwelle aber auf die N_m -Polarisation, was auch einen leichten Anstieg der Ausgangsleistung zur Folge hatte. Die observierten Spektren der N_m -Polarisation liegen allerdings eher im langwelligeren Bereich bei 1031 nm, anstelle des Maximums bei 1025 nm. Dieser Effekt wird bei den moderaten Besetzungsinversionen ebenfalls auf die Reabsorption zurück geführt.

3.3 Aufbau des modengekoppelten Oszillators

Der V-Resonator für die cw-Charakterisierung bildete den Ausgangspunkt für die Verlängerung des Resonators auf 8,64 m, bei dem eine Repetitionsrate von 17,35 MHz resultiert. Der Aufbau ist in Abb.3.5 und das WinLase-Design in Abb.3.6 dargestellt. Um den Laser kompakter zu gestalten kam eine Herriottzelle zum Einsatz, die zwischen den beiden zentralen Hohlspiegeln von 1 m Radius platziert wurde. Im WinLase-Design wird der Resonator mit einer Länge von etwa 2,5 m ohne Herriottzelle simuliert. Das Design bietet die Möglichkeit anisotrope, thermische Linsen im Laserkristall zu simulieren (Zylinderlinsen). Die gewählte Multipasszelle entspricht der Variante 2 in Tab.2.3 mit einem Spiegelabstand von 763 mm und einer gesamten Propagationslänge von 6,14 m. Der Resonator steht auf einem 50 mm hohen Breadboard mit einem Querschnitt von 0,8 m x 0,5 m und wird durch eine Alubox mit Plexiglasdeckel abgeriegelt. Die Laserbox ist mit gefilterter Trockenluft geflutet, um insbesondere die hygroskopischen BBO Kristalle des EOM vor Degradation zu schützen und um Staub und andere Kontaminationen zu vermeiden. Die Wasserkühlung gewährleistet die Wärmeabfuhr für die Laserdiode, den Laserkristall, die Elektronik der Pockelszelle und den Kühlblock auf dem der SESAM aufgelötet ist. Dabei richtet sich die Einstellung der Wassertemperatur von $T = 22^\circ\text{C}$ im Wesentlichen nach der Laserdiode (aufgrund der Wellenlänge). Für den Dumpingprozess

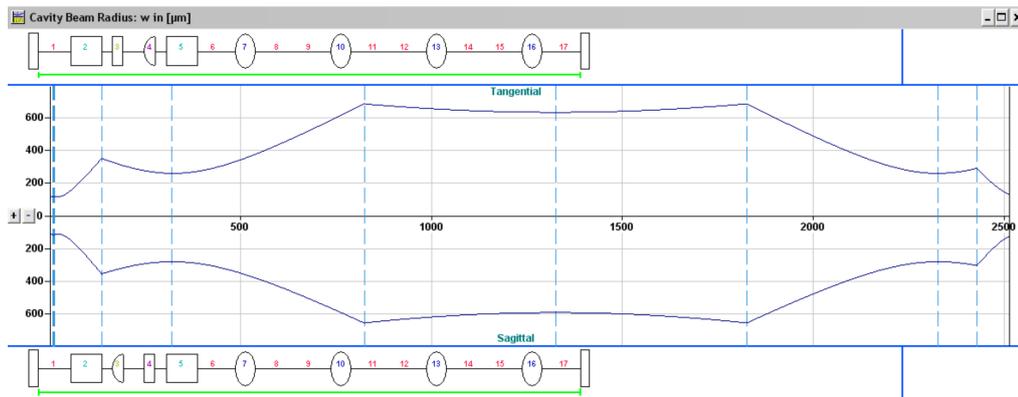


Abbildung 3.6: Design des langen Resonators ohne Herriottzelle mit der Software WinLase. Strahlausdehnung (in μm) für die beiden Transversalrichtungen in Abhängigkeit der Resonatorposition (in mm).

kommt eine kommerzielle Pockelszellenelektronik¹ und ein EOM-Modul² bestehend aus zwei 18 mm langen β -Barium-Borat Kristallen zum Einsatz. Eine Fotodiode nimmt das Resonatorsignal auf (Transmission am HR-Faltungsspiegel), das anschließend in einer Vorstufe in ein Sinussignal konvertiert und auf einige Volt (Spitze zu Spitze) verstärkt wird. Der Sinus liefert der Schaltelektronik das notwendige Triggersignal. Mit Hilfe der PC-Karte können beliebige Schaltfenster und Dumpingfrequenzen von maximal 1,1 MHz eingestellt werden. Die erzeugten TTL-Schaltzeiten werden schließlich an die Dumpingelektronik weitergeleitet, die mit Hilfe eines HV-Verstärkers die benötigten Spannungsamplituden von mehreren kV an den EOM-Kristallen erzeugt. Durch die induzierte Doppelbrechung wird schließlich je nach Spannungsamplitude die Polarisation des E-Feldes des Pulses gedreht und am 2 mm dicken TFP ausgekoppelt.

Für den CPO-Betrieb wurden SESAM mit verschiedenen Modulationstiefen getestet. Im Gegensatz zum solitären Betrieb lag die erforderliche Modulation für stabilen Einzelpulsbetrieb bei über 1,5 %. Bei geringeren Werten traten Doppel- oder Mehrfachpulse auf. Die Sättigungsfluenz ist mit einem Wert von $\Phi_{\text{Sat}} = 50 - 60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ angegeben. Dagegen ist über die nichtsättigbaren Verluste wenig bekannt. Die Abklingzeiten wurden mit einem im Rahmen einer Diplomarbeit realisierten Pump-Abfrage-Aufbau gemessen und liegen bei: $\tau_{\text{fast}} = 261 \text{ fs}$ und $\tau_{\text{slow}} = 4311 \text{ fs}$ [Sch07].

1 Fa. Bergmann Messelektronik, BME

2 Fa. Cleveland Crystals, Lightgate 3

3.4 Ergebnisse der Modenkopplung

Die Einstellung der Fokussierung auf dem SESAM erfolgte durch den letzten Hohlspiegel (Element 16, Abb.3.6). Dabei führten zwei verschiedene Radien zu den besten Ergebnissen. Mit einem Radius von 200 mm ergaben sich die breitesten Spektren bei der höchsten Ausgangsleistung. Im Gegensatz zur zweiten Variante mit einem Radius von 300 mm konnten jedoch mit dem kleineren Radius auf Zeitskalen von mehreren Wochen bei den hohen internen Energien immer wieder durch Fremdpartikel induzierte Einbrände an der SESAM Oberfläche beobachtet werden. Die folgenden Ergebnisse basieren auf der ersten Variante mit kleinerem Radius.

Leistungseigenschaften und Cavity-Dumping

Im modengekoppelten Zustand ohne Cavity-Dumping generierte der Oszillator eine interne Pulsenergie von etwa $3,5 \mu\text{J}$, wobei die absorbierte Pumpleistung $5,3 \text{ W}$ betrug. Es zeigte sich, dass mit steigender Dumpingtiefe die Pumpleistung ebenfalls erhöht werden musste, um die Dumping- bzw. Auskopplungsverluste zu kompensieren. Die maximale Pumpleistung lag im Bereich von über 25 W (8 W absorbiert) bei der eine interne Pulsenergie von maximal¹ bis zu $4,7 \mu\text{J}$ erzeugt werden konnte. Allerdings degradierte der SESAM mit zunehmender Zeit. Bei einer absorbierten Pumpleistung von über 7 W ($P_p = 22 \text{ W}$) und einer maximalen Pulsenergie von ca. $4,4 \mu\text{J}$ trat keine Degradierung auf. Mit einer Dumpingtiefe von $\eta_{\text{dump}} \approx 45 \%$ lag die ausgekoppelte Pulsenergie bei $2 \mu\text{J}$ und die Ausgangsleistung betrug etwas über 2 W ($f_{\text{dump}} = 1 \text{ MHz}$). Im Vergleich zum solitären System konnte die Energie somit um einen Faktor von über $1,4$ verbessert werden [Kil05b]. Die maximale solitäre Dumpingtiefe von über 70% konnte allerdings nicht erreicht werden. Mit $\eta_{\text{dump}} > 45 \%$ traten Interferenzen im Spektrum im Zusammenhang mit Doppelpulsen auf, die den Laser destabilisierten, was teilweise auch zur Zerstörung von SESAM-Arealen führte.

Dispersionseinstellung

Da beim CPO die Materialdispersion der Elemente im Laser entscheidend ist, wurde eine Abschätzung für die GDD-Beiträge der jeweiligen Resonatorkomponenten vorgenommen. Das Ergebnis zeigt Tab.3.1. Zusätzlich wurde der Beitrag der Nichtlinearitäten aufgelistet, der in Form der durch die SPM induzierten Phasenverschiebungen Φ_{SPM} vorliegt. Hiermit konnte eine Materialdispersion von etwa 3780 fs^2 ermittelt werden. Dieser Wert ist jedoch gerade wegen der Angabe für den Laserkristall fehlerbehaftet. Experimentell konnte durch den Einsatz der negativ dispersiven Spiegel (siehe Abb.2.10) die GDD über einen großen Bereich durchgestimmt werden.

1 Letzter Umlauf vor Auskopplung.

Tabelle 3.1: Berechnete Materialdispersion der einzelnen Resonatorelemente (KYW: aus $dn^2/d\lambda^2$, 2.20, [Puj02]), sowie der durch SPM ausgelösten Phasenverschiebung Φ_{SPM} ($W_p = 4,4 \mu\text{J}$).

Medium	BBO	Yb:KYW	TFP	Luft	Summe
β_2 [fs^2/mm]	45,6	143,5	18,9	0,0157	-
Länge / Umlauf [mm]	72	2	4	8562	-
$\sum GDD_{Mat}$ [fs^2]	3283	287	76	134	3780
Φ_{SPM} , ($\tau_p = 2,3 \text{ ps}$) [rad]	0,0288	0,1053	0,0012	0,0098	0,1452
Φ_{SPM} , ($\tau_p = 5,1 \text{ ps}$) [rad]	0,0128	0,0473	0,0005	0,0044	0,0650

Experimentell war bei einer Spiegeldispersion von -4000 fs^2 keine stabile Modenkopplung mehr möglich. Im Folgenden wird der Nullpunkt der Dispersion bei 3750 fs^2 definiert. Die Angabe der GDD repräsentiert damit die Gesamtsumme aller Beiträge (ebenfalls die der GTI-Spiegel). Es wurden die folgenden GDD-Werte eingestellt: 250 fs^2 , 750 fs^2 , 1250 fs^2 und 2250 fs^2 . Erstaunlicherweise führte die Variation kaum zur Veränderung der Leistungseigenschaften. So lieferte das System über den kompletten stabilen GDD Bereich eine Ausgangspulsenenergie von etwa $2 \mu\text{J}$. In Abb.3.7(a) sind die Spektren für die vier Dispersionbereiche dargestellt. Die Form des Spektrums ist rechteck-artig, was für den CPO-Betrieb typisch ist (siehe Abb.2.7). Es ist deutlich zu erkennen, dass mit steigender GDD auch die spektrale Bandbreite abnimmt und damit das Fourier-Limit (FL) der Pulsdauer zunimmt. Erklären lässt sich dieser Effekt dadurch, dass bei geringeren Gesamtdispersionen die Spektralanteile zeitlich näher beieinander liegen und damit mehr Frequenzen ins Schaltfenster des SESAM passen. Im Gegensatz zum solitären Laser ($\Delta\lambda \approx 3,4 \text{ nm}$) ergaben sich Halbwertsbreiten von $\Delta\lambda \approx 8 \text{ nm}$. Durch die rechteckige spektrale Form ergibt sich jedoch ein FL im selben Pulsdauerbereich wie für das solitäre System ($\tau_{FL/CPO} \approx 360 \text{ fs}$).

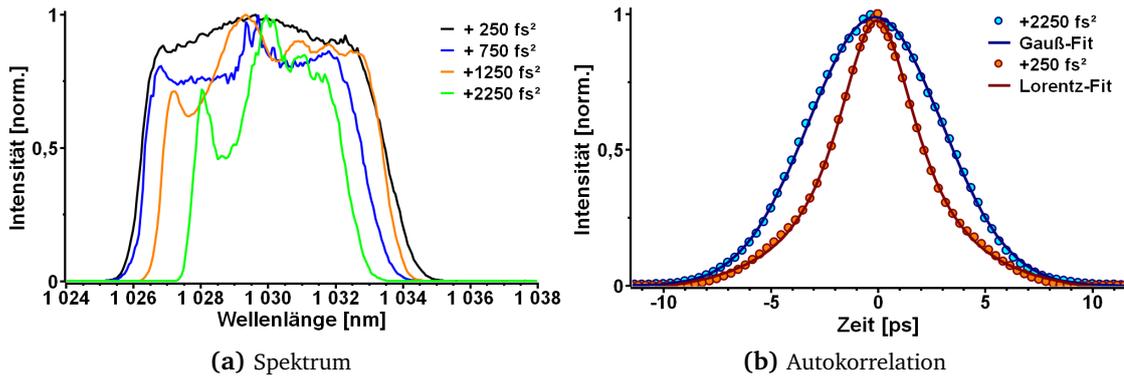


Abbildung 3.7: (a) Lineare Leistungsspektren, (b) gemessene Intensitätsautokorrelation (Punkte) für 250 fs^2 und 2250 fs^2 und Fit-Kurven (geschlossen).

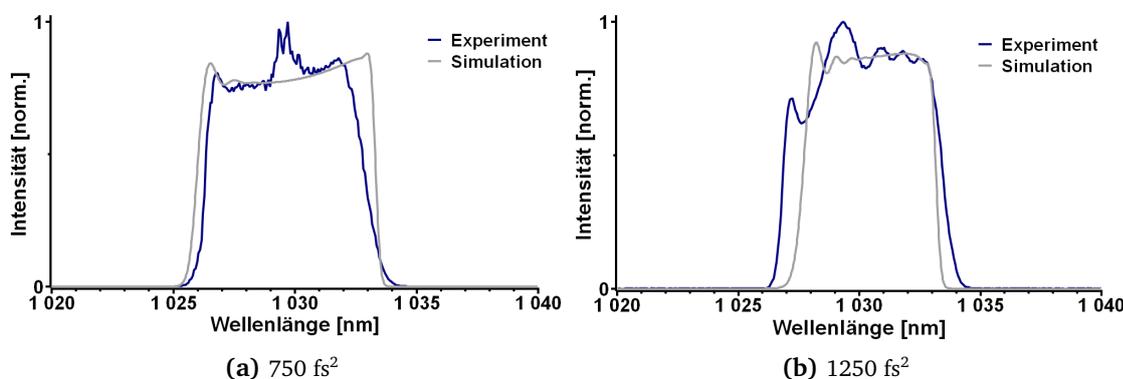


Abbildung 3.8: Vergleich der Spektren für zwei verschiedene Dispersionbereiche [Sie08].

Auch die Intensitätsautokorrelation (AK) in Abb.3.7(b) gibt das GDD abhängige Verhalten für die zwei Grenzeinstellungen von 250 fs^2 und 2250 fs^2 wieder. Die AK wurde mit einem manuellem Korrelator aufgenommen, der auf nichtkollinear Verdopplung mit Typ-I Phasen Anpassung beruht. Für den kürzesten Puls bei 250 fs^2 beläuft sich die Pulsdauer unter Annahme eines Lorentz-Fit (FWHM: $\tau_{\text{AK}} = 4,6 \text{ ps}$, Formfaktor: 0,5) auf ca. $\tau_p = 2,3 \text{ ps}$. Die GDD von 2250 fs^2 ergab ein τ_{AK} von $7,25 \text{ ps}$. Hier konnte die Pulsform deutlich besser mit einem Gauß-Fit bei einer Pulsdauer von $\tau_p = 5,12 \text{ ps}$ reproduziert werden (Formfaktor: 0,7071). Um eine zusätzliche Angabe für den Formfaktor zu erhalten, kann die Autokorrelation für das Fourier-Limit des Spektrums berechnet werden. Diese Ausgangskorrelation kann schließlich durch zusätzliche GDD (bzw. TOD) an die gemessene AK angepasst werden, womit sich ein genauer Formfaktor ergibt (siehe Kap.5.9). Wie erwartet, hat die TOD durch die vergleichsweise schmalen Spektren einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Chirp.

Auch die numerische Simulation zeigte eine den Toleranzen entsprechend gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Um in der Simulation die gleiche Pulsenergie erreichen zu können, wurde eine Kleinsignalverstärkung von etwas über 1 eingestellt, die mit der gemessenen bei $7,5 \text{ W}$ absorbiertes Pumplleistung sehr gut übereinstimmt. Die Abb.3.8 demonstriert das experimentelle Leistungsspektrum im Vergleich zum simulierten für die Dispersionseinstellungen von 750 fs^2 und 1250 fs^2 . Im gemessenen Spektrum sind im Zentrum für 750 fs^2 Spitzen erkennbar, die analog zum Ti:Saphir Oszillator dem Bereich der Wellenbrechung (engl. wavebreaking) vorausgehen [Kal05, Kal07]. Dabei geht bei steigender Energie vom Zentrum eine Modulation aus, die zur Destabilisierung und damit zum Aufbrechen der Modenkopplung führt. Bei höheren Pulsenergien konnte bei dieser experimentellen Einstellung ein ähnliches Verhalten beobachtet werden. Der asymmetrische Anstieg resultiert aus der TOD. Im kurzwelligen Bereich weisen die experimentellen Spektren im Allgemeinen eine Art Einschwingung auf. Diese Modulation konnte in der Simulation teilweise durch die Variation der Rekombinationszeit des Absorbers erzeugt werden.

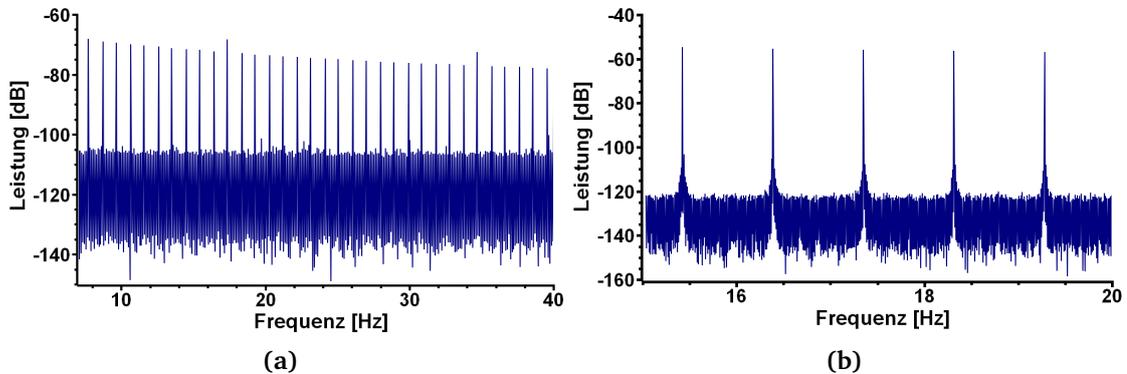


Abbildung 3.9: RF-Leistungsspektren; (a) Ausschnitt aus Detektorbandbreite (insg. $\approx 2,5$ GHz): ohne Doppelpulsmodulation, höhere Spitzen bei f_{rep} als bei f_{dump} ; (b) höhere Auflösung.

Allgemeine Lasereigenschaften

Im Vergleich zum solitären Oszillator ($SNR \leq 1\%$) lag der gemessene SNR-Wert¹ der Puls-zu-Puls Schwankung bei ca. 3%. Die Stabilität der mittleren Leistung war bei konstanter Labortemperatur $< 2\%$. Der Kontrast zwischen dem ausgekoppelten und den nichtausgekoppelten Pulsen im Resonator am TFP ist besser als 500:1. Die Strahlqualität, die schon beim baugleichen solitären System bei einem Wert von $M^2 \leq 1,1$ liegt, wurde mit Hilfe eines Hartmann-Shack-Sensors aufgenommen, dessen Funktionsweise auf der Vermessung der Wellenfronten basiert. Hier ergab sich ebenfalls ein M^2 von $< 1,1$. Um bei den einzelnen Einstellungen (Variation SESAM oder GDD) den Einzelpulsbetrieb nachzuweisen, kam neben dem manuellen Autokorrelator, der Nebenpulse im Bereich von 330 ps auflösen kann, auch eine schnelle Photodiode (Bandbreite ca. 750 ps) mit einem RF-Spektrumanalysator zum Einsatz. In Abb.3.9 ist das aufgenommene Signal dargestellt. Bei einem gut eingestellten Kontrastverhältnis am TFP konnten bei stabilem Betrieb weder Subharmonische der Frequenzen f_{dump} und f_{rep} , noch eine langsam Einhüllende bzw. Modulationen des Signals über den Bereich der Detektorbandbreite beobachtet werden. Die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung (2 mm BBO, Typ1 Phasenanpassung) lag zwischen $\eta_{SHG} = 20\%$ bis 30%.

¹ Verhältnis von Signal zu Rauschen

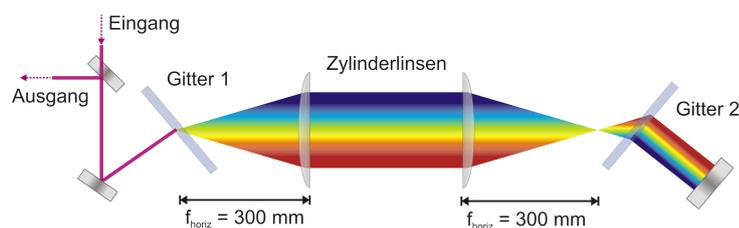


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Kompressoraufbaus mit Transmissionsgittern und Zylinderlinsen.

3.5 Pulskomprimierung

Um mit der Pulsdauer in den Bereich des FL zu kommen, mussten die Pulse extern komprimiert werden. Die Konfiguration mit 250 fs^2 lieferte das breiteste Spektrum und wurde daher für die Kompression verwendet. Hierbei wurden zwei SiO_2 -Transmissionsgitter mit einer Linienzahl von jeweils 1250 pro Millimeter eingesetzt [Cla03]. Die Abschätzung der notwendigen GDD durch die berechnete Autokorrelation lieferte Werte von einigen Zehntausend fs^2 . Mit den Justiereinheiten der Gitter konnte der notwendige Apexabstand von etwa 30 mm jedoch nicht eingestellt werden. Deswegen wurde eine antiparallele Konfiguration gewählt, die durch zwei Zylinderlinsen mit einer Brennweite von 300 mm ergänzt wurde (Abb.3.10). Damit war es möglich, durch den beliebigen Abstand der Linsen, die Gitterhalter räumlich voneinander zu trennen. Der Kompressor wird durch den Hin- und Rückweg insgesamt zwei Mal durchlaufen. Durch einen leichten Höhenversatz wird der Ausgangs- vom Eingangsstrahl getrennt und zum Autokorrelator geführt. Es wurde bei einer mittleren Ausgangsleistung von 1 W gearbeitet, wobei für die Autokorrelation nach dem Kompressor noch eine Leistung von 500 mW bereit stand. Die hohen Verluste sind zum einen auf die unbeschichteten Linsen zurückzuführen die Reflektionsverlusten von 30 % induzieren. Die Verluste der Transmissionsgitter belaufen sich auf etwa 20 %. Die Kompression stellt in diesem Fall einen „proof of principle“ dar, bei

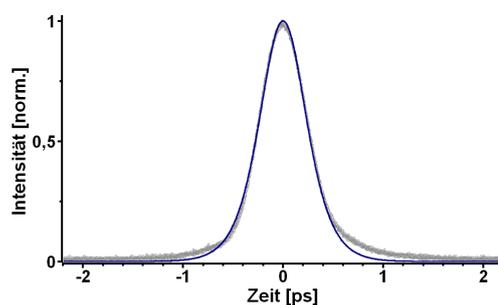


Abbildung 3.11: Intensitätsautokorrelation der komprimierten Pulse (graue Punkte) und sech^2 -Fit bei $\tau_{\text{AK}} = 570 \text{ fs}$ (blaue Kurve).

dem die Effizienz zweitrangig ist. Die kürzeste gemessene Autokorrelation zeigt Abb.3.11 mit $\tau_{AK} = 570$ fs. Das Spektrum weist ein FL von $\tau_{FL} = 360$ fs auf. Wird ein sech^2 -Fit an die Messpunkte angelegt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Diese Annahme liefert eine Pulsdauer bei $\tau_p = 370$ fs. Damit sind die Pulse nahezu Fourier limitiert.

3.6 Limitationen und Ausblick

Hinsichtlich der internen Leistung ist der Oszillator im Wesentlichen durch opto-thermische Effekte, wie thermische Linse im Laserkristall begrenzt, die bei steigenden Pumpleistungen zunehmend bemerkbar war. Auch eine Zerstörung des Kristalls kann bei höheren Pumpleistungen nicht ausgeschlossen werden. Die Zerstörung des SESAM bei hohen mittleren Leistungen und Pulsenergien ist ein weiterer limitierender Aspekt. Das aktuelle System ist in Abb.3.12 abschließend dargestellt.

Derzeit wird an einem neuen System gearbeitet, das über zwei getrennt gepumpte Kristalle verfügt, womit die mittlere Leistung verdoppelt werden soll. Dieser Laser ist bis auf die Anzahl der Yb:KYW Kristalle baugleich mit dem hier gezeigten. Im Vergleich zum Scheibenlaser, der ebenfalls höhere Leistungen bereitstellt, lässt sich dieses Konzept mit der Anzahl der Kristalle kostengünstig erweitern. Außerdem soll untersucht werden, ob es möglich ist, einen der Kristalle parallel zur N_m -Richtung und den anderen gleichzeitig (durch Polarisationsdrehung zwischen den Elementen) parallel zur N_p -Richtung zu betreiben. Gelingt dieses Unterfangen, wären erheblich breitere Spektren die Folge, mit denen noch kürzere Pulse generiert werden können. Um die Kleinsignalverstärkung der verschiedenen Emissionsrichtungen anzugleichen (Emissionsquerschnitte sind verschieden, Abb.2.3) muss sich die Pumpleistung für die beiden

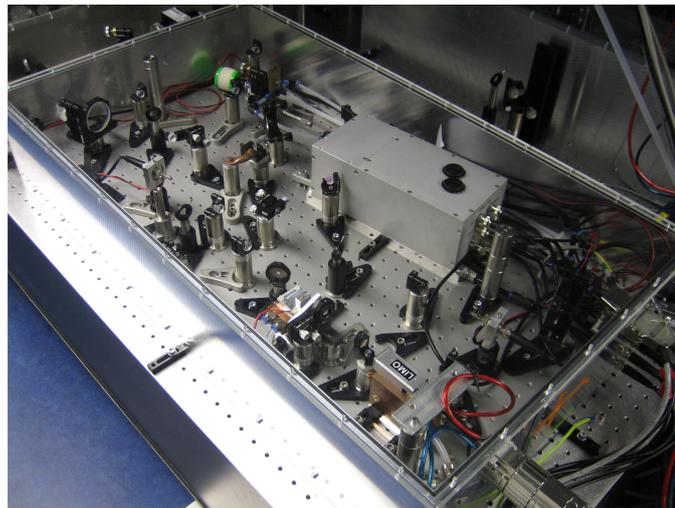


Abbildung 3.12: Foto des aufgebauten Set-up in abgedichteter Laserbox.

Kristalle im richtigen Verhältnis unterscheiden. Erste Untersuchungen wurden bereits an einem System durchgeführt, das über zwei 30 W Laserdioden gepumpt wird und in der N_m -Richtung ausgerichtet ist. Zwar konnten im Rahmen einer Dauerstrichcharakterisierung mit einem kurzen Resonator Ausgangsleistungen von über 12 W bei einem Auskoppelgrad von über 10 % erzeugt werden, doch ergab sich durch den größeren Strahlquerschnitt im Kristall (im Vergleich zum hier vorgestellten) eine signifikant geringere Kleinsignalverstärkung [Lin09]. So ergeben aktuelle Ergebnisse im CPO-Betrieb des Lasers eine maximale Dumpingtiefe von $\eta_{\text{dump}} = 25\%$. Die Verkleinerung der Modengröße im Kristall ist Gegenstand einer derzeitigen Optimierung.

4 Solitärer Yb:KYW-Scheibenoszillator mit Cavity-Dumping

In diesem Kapitel geht es um den Aufbau und die Charakterisierung des solitär modengekoppelten Yb:KYW-Scheibenoszillators mit Cavity-Dumping. Zum Zeitpunkt des Projektstarts konnten mit solitären Scheibenoszillatoren Pulsenergien unter $2 \mu\text{J}$, ausschließlich durch die Verwendung von langen Resonatoren realisiert werden [Bru02, Inn03]. Zwar wurde durchaus eine hohe mittlere Leistung erreicht, die Skalierung der Pulsenergie durch noch längere Resonatoren gestaltete sich aufgrund der SPM, die in der Luft des Resonators generiert wird, jedoch als schwierig [Mar06]. Auf der anderen Seite gelang es, durch den Einsatz von Standardkristallen mit bulk-Geometrie durch Cavity-Dumping in den gleichen Energiebereich vorzustoßen und bei wesentlich geringeren mittleren Leistungen dennoch höhere Spitzenleistungen zu demonstrieren [Kil05b]. Die Yb:KYW Standardkristalle sind, wie in Kap.3 beschrieben, im Bezug auf höhere Energien und Leistungen bei der solitären Modenkopplung allerdings durch die hohen SPM-Beiträge und die thermischen Effekte im Lasermedium limitiert.

Die Kombination aus Scheibenlaser und dem Verfahren des Cavity-Dumping konnte mit dieser Arbeit zum ersten Mal demonstriert werden. Bis zum heutigen Tage stellt das System den Femtosekunden Oszillator mit Cavity-Dumping dar, bei dem die höchste erreichte Pulsenergie realisiert werden konnte [Pal07b]. Im Weiteren soll neben den experimentellen Ergebnissen auch auf die Limitationen des untersuchten Systems eingegangen werden, die auch in den durchgeführten numerischen Simulationen verifiziert werden konnten [Sie07].

4.1 Grundlegender experimenteller Aufbau

Pumpsystem

Das für diesen Laser verwendete kommerzielle Scheibenmodul¹ wird mit einem fasergekoppelten 50 W Diodenlaser der Firma Jenoptik gepumpt. Die Laserdiode wird konvektiv mit Brauchwasser gekühlt und weist bei einem Pumpstrom I_p von 40 A auf eine Zentralwellenlänge von 980,5 nm bei einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_p \approx 5,3$ nm. Die Pumpfaser ist ca. 180 mm lang und besitzt neben einer NA von 0,22 einen Kerndurchmesser von 600 μm . Die Kombination der Kollimationslinse am Scheibenmodul und dem Paraboloiden (wie in Abb.2.14 dargestellt)

¹ Fa.: Technologie Gesellschaft für Strahlwerkzeuge, TGSW.

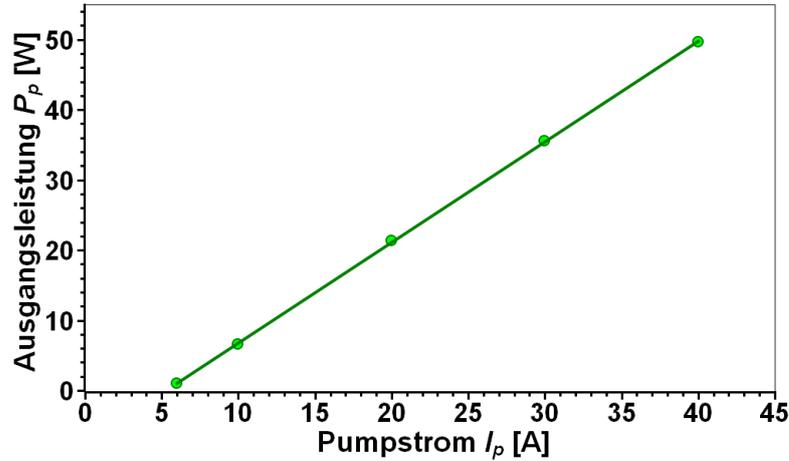


Abbildung 4.1: Diodenkennlinie des Pumpasers für den Yb:KYW-Scheibenlaser bei einer Kühlwassertemperatur von 23°C.

führt auf der Yb:KYW Scheibe zu einem Modenradius von ca. $600 \mu\text{m}$ ($1/e^2$). Die Pumpkammer liefert gemäß dem bereits vorgestellten Konzept 24 Pumpdurchgänge durch das aktive Medium. In Abb.4.1 ist die Kennlinie der verwendeten Diode dargestellt. Die Regression der optischen Leistung ergibt:

$$P_p [\text{W}] = 1,43 [\text{W/A}] \cdot I_p [\text{A}] - 7,62 [\text{W}]. \quad (4.1)$$

Yb:KYW Scheibe

Die verwendete Wolframatscheibe¹ ist zu 10 at.% Yb dotiert und verfügt über einen Durchmesser von etwa 5 mm. Sie ist in der N_m -, N_p -Ebene geschnitten, so dass die Propagation in etwa parallel zur N_g -Hauptachse verläuft. Laut Hersteller liegt die Scheibendicke bei ca. $115 \mu\text{m}$. Die konvexe Krümmung der Scheibe, die auf den Kühlfinger aufgelötet ist, führt in vertikaler Richtung zu einer Brennweite von ($|N_p$) $f_{vert} = 190 \text{ mm}$ und in horizontaler Richtung ($|N_m$) $f_{hor} = 250 \text{ mm}$. Die Scheibe ist mit einem Winkel von $0,1^\circ$ gekeilt. Dennoch sind im Laserbetrieb starke Etalon- und räumliche Lochbrenneffekte präsent. Die Etalonneffekte, die für Scheiben typisch sind, machen sich als Modulationen im Spektrum bemerkbar und basieren auf der dünnen Scheibendicke (Abb.4.8(b)). Sie sind vergleichbar mit der kammförmigen Modulation eines Fabry-Perot-Interferometers (FPI, [Pas01]). Trotz AR-Beschichtung der Endfläche ($T > 99 \%$) und gekeilter Form der Scheibe treten diese Effekte auf. Mit der Resonanzgleichung für das FPI kann auch mit Hilfe der gemessenen, longitudinalen Modenabstände $\Delta\nu_{Et}$ aus dem cw-Laserspektrum die Scheibendicke l_{TD} bestimmt werden. Das $\Delta\nu_{Et}$

¹ Ebenfalls TGSW.

liegt bei dem vorhandenen Kristall bei durchschnittlich 342 GHz (ca. 1,2 nm), womit sich die Scheibendicke wie folgt berechnen lässt:

$$l_{\text{TD}} = \frac{c}{4 \cdot \Delta\nu_{Et} \cdot n_{\text{Yb:KYW}}}. \quad (4.2)$$

Hierbei resultiert der Faktor 4 aus dem Hin- und Rückweg des Strahls durch die Scheibe und $n_{\text{Yb:KYW}}$ steht für den Brechungsindex des aktiven Materials. Die Gleichung liefert eine Scheibendicke von $D_{\text{TD}} \approx 113 \mu\text{m}$ und liegt damit nahe an der Herstellerangabe.

Mit Polarisationskontrolle wurde der Laserbetrieb mit dem E -Feld parallel zur N_m -Achse (horizontal) eingestellt, um den höheren Emissionsquerschnitt auszunutzen. Ohne Polarisationskontrolle schwingt der Laser ebenfalls auf der N_m -Achse an. Generell wurde der Yb:KYW Kristall in Faltung betrieben, was zu V-förmigen Resonatorgeometrien führt. Beim Resonatordesign wurde die starke Krümmung der Scheibe als Linsenfunktion berücksichtigt. Der Einsatz von Verschiebetischen liefert zusätzlich die Möglichkeit thermische Linsen durch Veränderung der Strahlwege bis zu einem gewissen Grad auszugleichen. Um einen höhere Kleinsignalverstärkung zu erreichen bietet sich ein Aufbau mit Mehrfachdurchgang (im weiteren: Multipass) an, bei dem der Strahl mehr als zweimal pro Umlauf durch die Scheibe läuft. In Abb.4.2 wird der Aufbau für die cw-Charakterisierung in Multipasskonfiguration vorgestellt.

4.2 Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung

Um für den modengekoppelten Betrieb die Leistungs- und Verstärkungseigenschaften des Laser aufzunehmen, wurden zwei kurze Kavitäten für transversalen Singlemode-Betrieb aufgebaut, die sich in der Anzahl der Durchgänge durchs Medium unterscheiden.

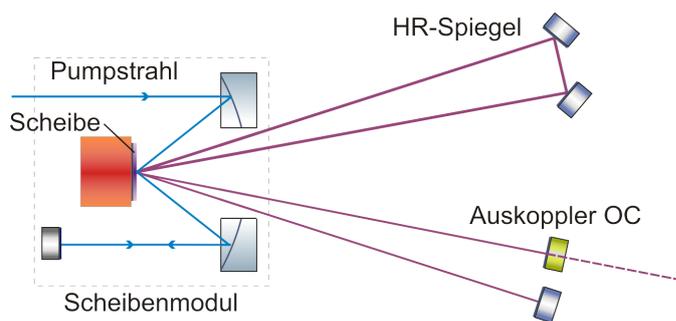


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des V-Resonators mit 4-fachem Durchgang für die cw-Charakterisierung.

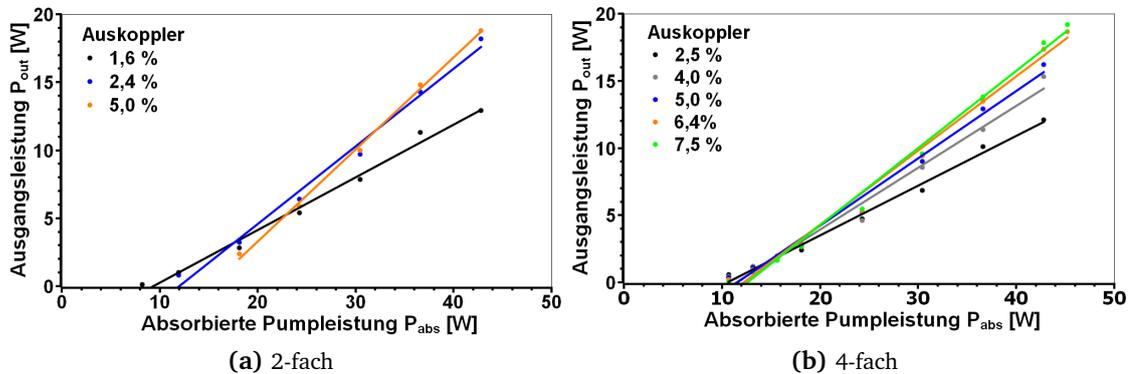


Abbildung 4.3: Laserkennlinien im cw-Betrieb bei verschiedenen Auskopplern.

Mit steigender Anzahl der Durchgänge wird die Kleinsignalverstärkung angehoben, was neben der geringeren Laserschwelle auch zu einer Verbesserung der Dynamik beim Cavity-Dumping und höheren maximalen Auskoppelgraden führt. Für den 2-fach-Durchlauf diente ein Standard V-Resonator, während für den 4-fach-Durchgang die Doppel-V-Konfiguration aus Abb.4.2 zum Einsatz kam. Die Abb.4.3 gibt einen Überblick der Ausgangsleistungen und Laserschwellen, die mit verschiedenen Auskoppelgraden bei einem Lasermodenradius von $450 \mu\text{m}$ erreicht wurden. Unter Berücksichtigung aller bekannten Verluste für den Pumpprozess wurde für die Yb:KYW-Scheibe eine Absorptionseffizienz von 86 % der aus der Faser emittierten Leistung angenommen. Für die 4-fach-Variante konnte bei einer Auskopplung von 7,5 % ein differentieller Wirkungsgrad von $\eta_{\text{diff}} = 57,7 \%$ und eine Laserschwelle von $P_{\text{abs,th}} = 12,6 \text{ W}$ erzielt werden. Gerade die Laserschwelle war im 2-fach Durchgang vergleichsweise höher. Bei einer absorbierten Pumpleistung von 45 W liegt die maximale Ausgangsleistung bei 19,2 W, was unter Berücksichtigung der gesamten Pumpleistung zu einem totalen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{tot}} = 36,5 \%$ führt. Mit Hilfe dieser Messung konnte ein Vergleich des Verstärkungsverlau-

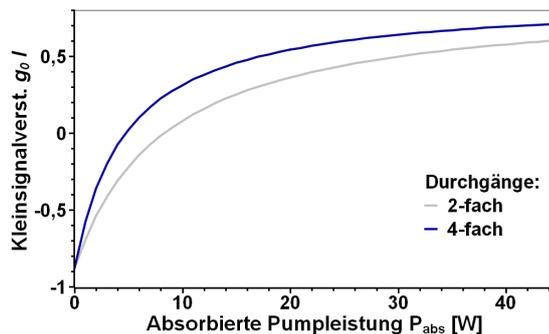


Abbildung 4.4: Abgeschätzte Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für beide Konfigurationen: 4-fach in blau, 2-fach in grau.

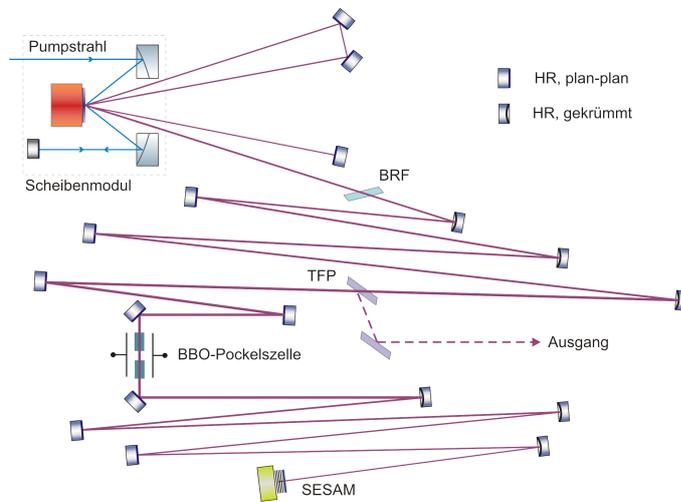


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des langen Resonators mit 4-fach Durchgang für die Modenkopplung.

fes zwischen 2-fach und 4-fach Durchgang in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung aufgestellt werden. Gemäß Kap.2.2 ergab sich für die 2-fach-Konfiguration ein K -Faktor von $0,12 \text{ W}^{-1}$ und für den 4-fach-Aufbau war $K = 0,21 \text{ W}^{-1}$. Die in Abb.4.4 gezeigten Verstärkungen machen deutlich, dass die Realisierung von Multipasskonfigurationen zu einer deutlich höheren Kleinsignalverstärkung führt.

4.3 Aufbau des modengekoppelten Oszillators

Für die Modenkopplung wurde der 4-fach-Resonator mit sechs Hohlspiegeln auf etwa 9,4 m Länge erweitert ($f_{\text{Rep}} \approx 16 \text{ MHz}$). In Abb.4.5 ist der Aufbau schematisch vorgestellt. Das Resonatordesign erfolgte mit Hilfe der in Kap.3.3 bereits vorgestellten Software WinLase, die auf Lösung der ABCD-Matrizen für gaußsche Strahlen basiert¹. Den Strahlverlauf der gewählten Konfiguration zeigt Abb.4.6. Die Vorkrümmung der Scheibe konnte durch zwei zylindrische Linsen im Kristallblock (Elemente 3,4,9,10 in Abb.4.6) simuliert werden, mit denen ebenfalls thermische Linsen in getrennter Richtung eingestellt werden konnten. Durch die hohe Anzahl von Resonatorkomponenten konnten der EOM, das BRF, sowie das TFP aufgrund der Programmkapazität nicht berücksichtigt werden. Vereinfachte Versionen des Designs mit diesen Elementen zeigten jedoch, dass der aktive Einfluss dieser Komponenten vernachlässigbar ist. Beim Erstellen des Designs wurde darauf geachtet, dass der Strahldurchmesser in der Pockelszelle möglichst groß ist, um die SPM in den beiden 18 mm langen

¹ $M^2 = 1$ bzw. TEM_{00}

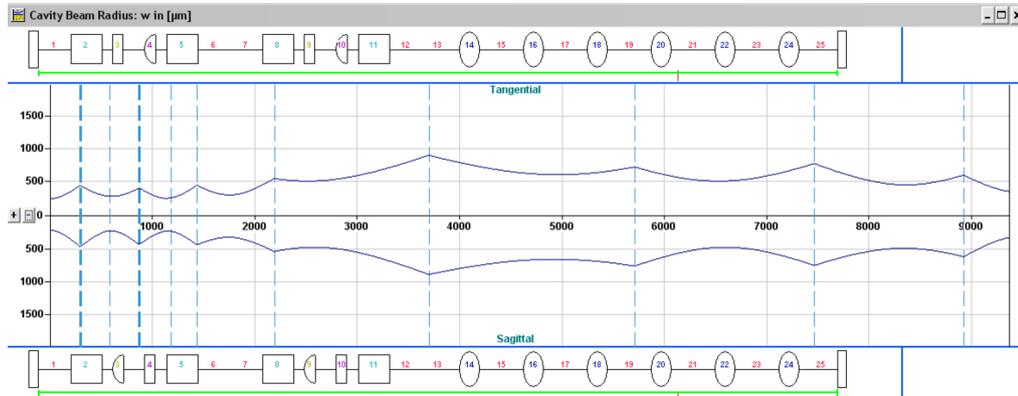


Abbildung 4.6: Verlängerter Resonator für die Modenkopplung mit sagittaler (horizontaler) und tangentialer (vertikaler) Ausbreitung. Brennweiten [mm]: $f_{14} = 250$, $f_{16} = 500$, $f_{18} = 1500$, $f_{20} = 750$, $f_{22} = 1000$, $f_{24} = 500$.

β -Barium-Boratkristallen (BBO) so klein wie möglich zu halten (in Abb.4.6, Strecke 19, ca. bei 4000 mm). Der Überlapp der Strahlquerschnitte von Pumpe und Laser im Kristall beträgt in etwa 82 %. Der Austausch des letzten Hohlspiegels ermöglicht die Realisierung verschiedener Fokussierungen bzw. Strahlquerschnitte auf dem SESAM, der sich am Ende der Kavität (nach Strecke 25) befindet. Im experimentellen Aufbau wird der Kühlkörper, auf den der SESAM gelötet ist, aufgrund der hohen Durchschnittsleistungen mit Brauchwasser gekühlt. Auch die Dumpingelektronik des EOM erfordert eine Wasserkühlung. Die Temperatur des Kühlwassers von Scheibe, SESAM und Pockelszellenelektronik beträgt in etwa 20°C, die der Laserdiode liegt bei 23°C. Der gesamte Laser ist auf einem 0,9 m x 0,5 m großen optischen Breadboard aufgebaut und wird zusätzlich durch eine abgeschlossene Box geschützt. Um den hygroskopischen BBO gegen Degradierungen durch Feuchtigkeit zu schützen kann die Box mit gefilterter Trockenluft oder auch mit Gasen gespült werden. Die Abb.4.7 zeigt ei-

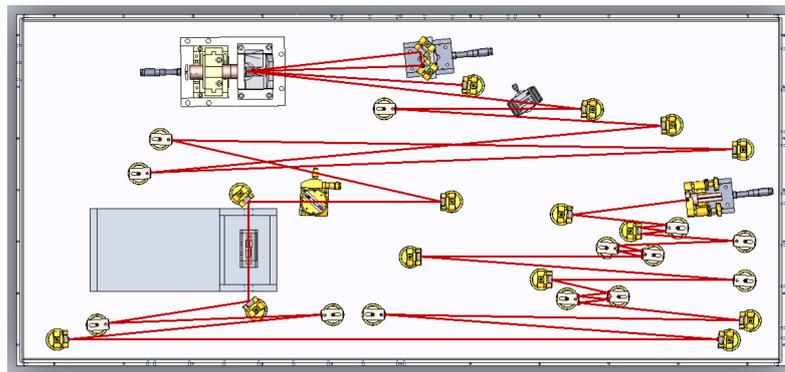


Abbildung 4.7: Konstruktionszeichnung des Yb:KYW Scheibenlasers.

ne Konstruktionszeichnung des Lasersystems mit dem realen Strahlengang in der Box. Sie demonstriert die hohe Anzahl von dispersiven Faltungsspiegeln, die zum einen notwendig waren, um die erforderliche GDD bereit zu stellen (Abschnitt 4.1) und zum anderen, um die angestrebte Resonatorlänge auf dem verwendeten Breadboard zu erreichen. Für beide Aspekte wäre eine dispersive Herriottzelle optimal gewesen, die jedoch nicht zur Verfügung stand. Die Funktionsweise der Pockelszelle wurde in Kap.3.3 bereits erläutert.

4.4 Ergebnisse der Modenkopplung

Mit der Resonatorlänge von 9,4 m ergibt sich eine Repetitionsrate von ca. 16 MHz. Diese wurde angestrebt, um die Schaltflanken des verwendeten EOM von ca. 6 ns nicht zu treffen und um in den internen Pulsenergiebereich bis etwa 14 μJ zu gelangen. Für die Modenkopplung war die Auswahl des richtigen SESAM von entscheidender Bedeutung, da es nur einen kleinen Parameterbereich des Absorbers gibt, bei dem sich Singlepulsbetrieb einstellt. Der stabilste Pulsbetrieb konnte mit einem SESAM der Fa. Batop erreicht werden. Dieser verfügt über eine Modulationstiefe¹ von $\Delta R \approx 0,5\%$, eine Sättigungsfluenz von ca. $\Phi_{\text{sat}} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, einer schnellen Abklingzeit von $\tau_{\text{Abs}} = 500 \text{ fs}$ und nichtsättigbaren Verlusten R_{ns} von ebenfalls 0,5 %. Einige Angaben, wie z.B. die Modulationstiefe können allerdings von den vom Hersteller angegebenen Daten abweichen, da die Messung von derartig kleinen Modulationen nicht trivial ist. Dennoch stimmen die Werte auch mit den Simulationsdaten gut überein. Der effektive Strahlradius auf dem Absorber liegt in etwa bei 370 μm . Dieser Wert resultiert zum einen aus dem Resonatordesign und zum anderen aus Messungen, in denen der SESAM durch einen HR-Spiegel ausgetauscht und die Größe des transmittierten Spots hinter diesem Spiegel gemessen wurde. Ein größerer Fokus führte zu Q-switching-Instabilitäten, ein kleinerer zur Zerstörung des Absorbers.

4.4.1 Etaloneffekte und räumliches Lochbrennen

Beim Versuch die Modenkopplung zu erreichen stellte sich heraus, dass die bereits erwähnten Etalon- und Lochbrenneffekte im Spektrum einen kontinuierlichen Einzelpulsbetrieb verhinderten. Gerade die Dynamik der konkurrierenden Moden des räumlichen Lochbrennens führte häufig zu Instabilitäten, die durch ihre Rieserpulse eine Zerstörung der SESAM-Oberfläche bewirkten. Es konnte aber auch relativ stabiler Doppelpulsbetrieb beobachtet werden. Für einen solitären Einzelpuls war die Modulation jedoch zu stark. Für Pulsdauern zwischen 300 fs und 600 fs ist die korrelierende Bandbreite etwas größer als der Modenabstand des Etalons der Scheibe, wodurch ohne äußeres Einwirken der Laser auf den Etalonmoden anschwingt und das solitäre Pulsen verhindert.

¹ Getestet wurde von $\Delta R = 0,4\%$ bis $2,0\%$.

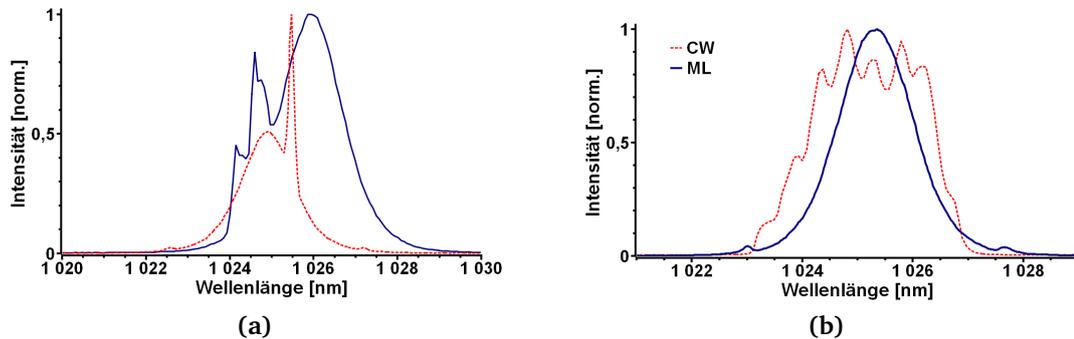


Abbildung 4.8: (a) Doppelpulsspektrum (blau) und Pulsbetrieb mit cw-Nadel bei zu dünnem BRF von 1,3 mm Dicke (rot); (b) Spektrum im cw-Fall für 4-fach-Durchgang und im modengekoppelten Fall (ML).

Zunächst konnte durch den 4-fach Durchgang eine bessere Verteilung der Spektralanteile und eine Reduktion der Modulation erzielt werden. Die Ursache hierfür sind die verschiedenen Einfallswinkel der Strahlen auf der Scheibe, die dadurch unterschiedliche Propagationslängen und somit andere Etalonlängen und Modenabstände hervorrufen. Weil der 4-fach-Durchgang jedoch das räumliche Lochbrennen eher verstärkt, kamen doppelbrechende Quarzfilter (BRF) zum Einsatz (Kap.2.7). Dieser Lyotfilter fungiert wie ein Bandpassfilter und unterdrückt mit der richtigen Filterbandbreite das Lochbrennen, bzw. die Energieabgabe in die Seitenbänder des Etalons. Dadurch wird die Verstärkung im spektralen Bereich zwischen den Etalonmoden angehoben und insgesamt homogenisiert. Dieser Effekt war deutlich zu erkennen, wenn man von dünnen Filtern mit großer Bandbreite zu dickeren Filtern mit kleinerer Bandbreite wechselte. Die Spektren in Abb.4.8 illustrieren dieses Verhalten. Sobald die Filterbandbreite schmal genug wird die Seiten zu dämpfen, kann stabile Modenkopplung beobachtet werden. Mit zunehmender Filterdicke wird der Betrieb also stabiler. Ist die Bandbreite noch zu groß, kann das Laserspektrum cw-Nadeln aufweisen. In unserem Fall lieferte der Oszillator mit einer BRF-Filterdicke von 1,5 mm das breiteste solitäre Spektrum mit den kürzesten Pulsen. Ein weiterer positiver Aspekt des BRF war die Möglichkeit, die Wellenlänge über einen Bereich von etwa 6 nm durchstimmen zu können. Da der Oszillator auf der N_m -Achse am leistungsstärksten läuft, resultiert eine Zentralwellenlänge von etwa $\lambda = 1025$ nm.

4.4.2 Dispersionsmanagement und minimale Pulsdauer

Zu Beginn dieses Projektes gab es bei modengekoppelten Scheibenoszillatoren allgemein das Problem immer längere Resonatoren mit höheren Energien und wenigen MHz Repetitionsrate zu realisieren [Inn03]. Es war über einen gewissen Zeitraum nicht klar, warum wesentlich höhere negative GDD Werte im Resonator bereitgestellt werden müssen, als es die Solitontheorie voraussagt. Gerade das Scheibenmedium weist mit der kurzen Wechselwirkungslänge und den vergleichsweise großen Strahlradien einen sehr geringen SPM-Phasenbeitrag auf.

Tabelle 4.1: Berechneter negativer GDD-Beitrag [fs^2], zur Kompensation der SPM und Materialdispersion der jeweiligen Resonatorkomponenten für solitäre Modenkopplung (Gl.2.30). Zum einen berechnet für die Pulsbedingungen für He-Spülung (680 fs, 13 μJ), zum anderen für Luftatmosphäre (700 fs, 10 μJ).

Medium	BBO	Gas/Luft	Yb:KYW	TFP	BRF	Summe
Luft	23801	8553	3398	1070	2815	39637
Helium	30044	208	4408	1374	3662	39696

Es wurde dann jedoch festgestellt, dass die SPM, die in der Luft über die Resonatorlänge generiert wird, den größten Beitrag leistet [Mar06]. Bis zu dem Zeitpunkt gab es im IR-Bereich lediglich Laser mit niedrigeren Energien, bei denen die durch Luft induzierte SPM vernachlässigt werden konnte. Einzige Ausnahme waren Ti:Saphir-Oszillatoren deren Herriottzellen z.B. wegen Dispersion höherer Ordnung komplett evakuiert wurden [Dew06].

Ein weiterer Punkt ist die minimal erreichbare Pulsdauer. In der Literatur findet sich der Trend, dass mit zunehmender SPM ebenfalls die minimal erreichbare Pulsdauer ansteigt. Somit kann bei hohen Energien oder langen Resonatorlängen nicht mehr die durch das Material bereitgestellte spektrale Verstärkungsbandbreite bedient werden. Beschrieben wurde dieses Phänomen das erste Mal durch [Bra91b, Bra91a] für Ti:Saphir-Laser. Am IQ¹ wurden kürzlich Untersuchungen an einem solitärem Yb:KYW-Laser im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt, die genau diesen Effekt bestätigen. Im Detail tritt die Grenze zu Doppelpulsen mit zunehmender SPM bezüglich der spektralen Bandbreite früher auf. Die Pulsenergie kann zwar trotzdem erhöht werden, die Pulse werden andererseits aber auch länger.

Beide Aspekte waren auch für diesen Laser von Bedeutung. Zum Einen war ohne die Berücksichtigung der Luft die eingestellte GDD zu gering um die Energien oder überhaupt die Modenkopplung zu erreichen. Zum Anderen stellte sich heraus, dass es unter Berücksichtigung eben dieses SPM-Anteils nicht möglich war Pulsdauern unter 650 fs zu realisieren. So wurde für BRF-Filter unterschiedlichster Dicke die GDD von -20000 fs^2 bis -45000 fs^2 variiert. Im Dumpingbetrieb (bei $f_{\text{dump}} = 1,06 \text{ MHz}$) beträgt die kürzeste erreichbare Pulsdauer um 700 fs bei -40000 fs^2 , wenn der Laser eine Energie von 2,3 μJ auskoppelt und unter Einfluss der Umgebungsluft betrieben wird. Bei einer spektralen Bandbreite von 1,58 nm ergibt sich hiermit ein Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,315, womit die Pulse praktisch Fourier limitiert sind. Zur Dispersionseinstellung kamen die in Kap.2.7 beschriebenen GTI-Spiegel zum Einsatz. In Tab.4.1 wird die berechnete GDD aufgelistet, die zur Kompensation der SPM benötigt wird, die in den angeführten verschiedenen Medien generiert wird.

1 Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover.

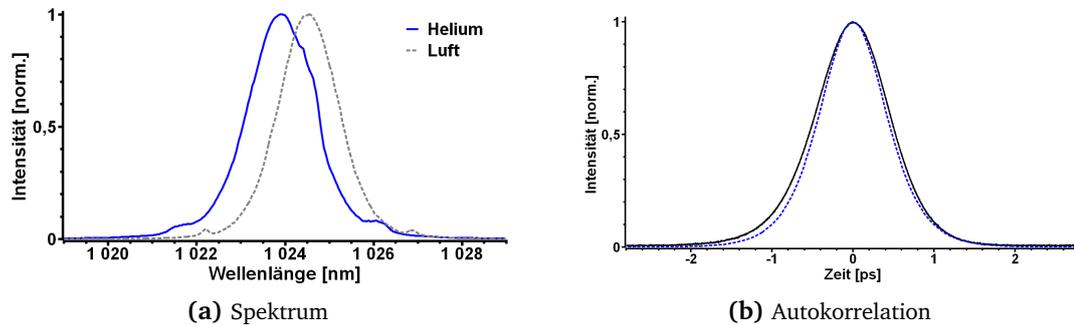


Abbildung 4.9: (a) Solitäre Spektren für Luft- ($\Delta\lambda = 1,58$ nm) und He-Umgebung ($\Delta\lambda = 1,76$ nm); (b) Intensitätsautokorrelation für den kürzesten erreichten Puls bei He-Flutung in durchgezogener Linie und zugehöriges Fourier Limit als gestrichelte Kurve (SHG: 1 mm langer BBO, Typ-I Anpassung).

Den größten Beitrag stellen die beiden BBO-Kristalle der Pockelszelle, der zweitgrößte Teil resultiert aus der Propagation durch die Luft. Um untersuchen zu können, ob kürzere Pulse bzw. höhere Energien ohne den Beitrag der Luft realisierbar sind, wurde die Laserbox mit Helium geflutet, dessen nichtlinearer Brechungsindex n_2 deutlich geringer ist als der von Luft [Ben00, Nib97]. Hierbei wurde die eingebrachte GDD konstant bei -40000 fs² gehalten. Dies führte zu einer signifikanten Pulsenergiesteigerung von 10 μ J auf etwa 13 μ J intern und einer Herabsenkung der Pulsdauer auf 680 fs. In Abb.4.9 sind die zugehörige Intensitätsautokorrelation, sowie die Spektren für beide Umgebungen dargestellt. Hierbei sei angemerkt, dass die Diskrepanz der Zentralwellenlänge an der Einstellung des BRF liegt. In Bezug auf das Zeit-Bandbreite-Produkt ergab sich für die He-Messung ein Wert von $0,341$ für eine spektrale Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 1,76$ nm. Der doch vergleichsweise geringe Unterschied der Pulsdauern in beiden Atmosphären hingegen stützt die These, dass die SPM maßgeblich für die erreichbare Pulsdauer verantwortlich ist. Interessant wäre ein Betrieb des Lasers bei -31000 fs² in Helium-Atmosphäre. Dabei müsste ein zur Luftatmosphäre vergleichbarer Leistungs- / Energiebereich erreicht werden, der jedoch kürzere Pulse aufweist. Diese Untersuchung könnte Teil einer zukünftigen Optimierung sein.

Der Einzelpulsbetrieb wurde zum einen durch die Kombination aus einer schnellen Fotodiode und einem RF-Spektrometer, sowie durch Frequenzverdopplung nachgewiesen. Letztere wurde mit einem 1 mm langen BBO unter Typ-I-Phasenanpassung durchgeführt und führte zu Konversionseffizienzen von 63 % (Kap.8.1).

4.4.3 Variation und Limitationen des Dumpings und der Pulsenergie

Wie im vorherigen Teil bereits beschrieben, wurden im Resonator Pulsenergien von 10 bis 13 μ J erzielt. Diese korrelieren bei einer Dumpingtiefe η_{dump} von etwa 24 % und einer Dumpingfrequenz von $f_{\text{dump}} = 1,06$ MHz mit einer Ausgangsleistung von $2,48$ W ($2,34$ μ J) und für He-Flutung mit $3,21$ W ($3,03$ μ J). Dabei ergeben sich hohe Sättigungsfaktoren für

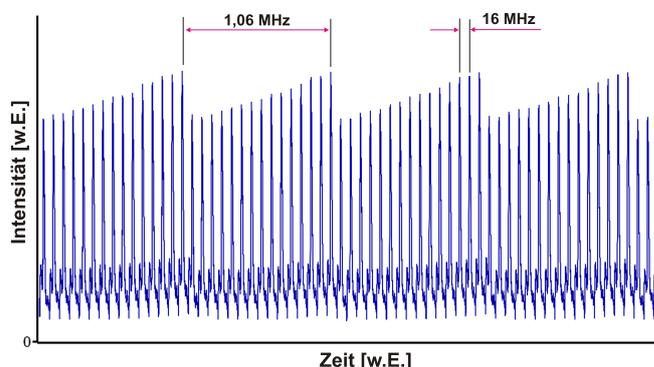


Abbildung 4.10: Pulsverlauf beim Cavity-Dumping im Resonator mit charakteristischem Sägezahnprofil; Messung bei ca. $\eta_{\text{dump}} = 23\%$; durch Fotodiode aufgenommene Transmission hinter einem Faltungsspiegel.

den SESAM von $S = 25 - 33$. Dennoch konnten keine Zerstörungen des Absorbers festgestellt werden. Die interne Leistung bzw. Pulsenergie wurde hauptsächlich durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung begrenzt.

Die wohl entscheidende Limitation des Systems ist die Dumpingtiefe η_{dump} (Abb.4.10). Konnten bei Standardkristallen (Kap.3) Pulse mit über 45 % Effizienz ausgekoppelt werden, lag die maximale Dumpingtiefe für den Scheibenoszillator bei $\eta_{\text{dump}} = 24\%$. Bei einer weiteren Steigerung der Auskopplung wurde der Laser instabil. Im Gegensatz zu den erreichten 24 % wären bei $\eta_{\text{dump}} = 50\%$ Ausgangsenergien von $5\ \mu\text{J} - 6,5\ \mu\text{J}$ möglich gewesen. Diese entscheidende Limitation wurde durch die numerischen Simulationen bestätigt und analysiert [Sie07]. Die Ursache für die Limitation kann am Beispiel von Gl.(2.31) erörtert werden. Im Falle des Scheibenlasers ist der Laserspot auf der Scheibe vergleichsweise groß, was zu einer Herabsenkung der Kleinsignalverstärkung und zu einer Steigerung des Wertes für die Sättigungsenergie des Lasermediums führt. Dabei geht der Radius des Strahls jeweils quadratisch ein. Erreicht die Pulsenergie nach dem Dumpingzyklus ihren geringsten Wert, liegt Gl.(2.31) beim Scheibenlaser im Falle einer Störung im Bereich der Q-switching-Schwelle. Dieses Phänomen tritt beim bulk-Oszillator aufgrund der wesentlich kleineren Strahlquerschnitte im aktiven Medium erst bei erheblich größeren Dumpingtiefen auf. Folglich wurde numerisch untersucht, wie die Dumpingtiefe vom Modenradius auf der Scheibe abhängt. Das Ergebnis zeigt die Abb.4.11. Alle anderen Parameter wurden dabei konstant gehalten. Im Modell bleibt ebenfalls die Kleinsignalverstärkung konstant. Durch den maximalen Pumpleistungsquerschnitt¹ auf der Scheibe von etwa $4\ \text{kW}/\text{cm}^2$ ergibt sich ein experimentelles Limit (horizontale, gestrichelte Linie in Abb.4.11). Nebenbei wurde auch der Einfluss der Modulationstiefe des SESAM auf die Dumpingtiefe ergründet. Die experimentelle Modulationstiefe von 0,5 % des SESAM (vertikale,

¹ Über diesen Wert hinaus ist eine Zerstörung der Scheibe nicht auszuschließen.

gestrichelte Linie in Abb.4.11) zeigt den derzeitigen Arbeitsbereich. Würde man den jetzigen Strahlradius von 450 auf 350 μm auf der Scheibe verringern, prognostiziert die Simulation eine max. Dumpingtiefe zwischen 50 % und 70 %, mit ausgekoppelten Energien von 5 μJ bis 7 μJ . Im Experiment ließe sich der kleinere Strahlradius im Zuge einer Optimierung mit Hilfe einer größeren Brennweite der Kollimationslinse hinter der Pumpfaser realisieren. Zusätzlich müsste das Resonatordesign auf den neuen Modenradius angepasst werden. Wie bereits erwähnt, wurde auch der Einfluss der Modulationstiefe des SESAM und der Modengröße auf demselben numerisch analysiert. Es zeigte sich, dass kleinere Modulationstiefen auch bei größeren Modenradien auf der Scheibe noch zu größeren Dumpingtiefen führten. Bei kleineren Radien auf dem SESAM¹ konnten ebenfalls größere Dumpingtiefen erzielt werden. Diese Ergebnisse lassen sich jedoch nur sehr bedingt auf das experimentelle System übertragen, da schon geringe Abweichungen der SESAM-Parameter von den realisierten, zu Instabilitäten oder Zerstörungen im Betrieb führten. Bezüglich der Dumpingzeiten resultiert neben der Abschätzung von f_{phase} ein Wert von ca. 37 kHz für die Relaxationsfrequenz². Für die Bestimmung der solitären Phasenwiederholfrequenz (2.35) wurde das B-Integral mit einem Wert von 0,256 rad abgeschätzt (für He-Spülung: 0,237 rad), womit f_{phase} in etwa 326 kHz beträgt. Somit ergibt sich ein stabiler Dumpingbereich bei Frequenzen von $f_{\text{dump}} > 340$ kHz. Bei den gegebenen Einstellungen ließ sich f_{dump} wie vorausgesagt, zwischen etwa 350 kHz und 1,15 MHz variieren. Beim unteren Limit wurde der Oszillator zu nah an f_{phase} betrieben und dadurch destabilisiert. Die obere Frequenz repräsentiert die maximale EOM-Frequenz. Für den gesamten Dumpingbereich blieb die Ausgangsenergie von ca. 2 μJ erhalten,

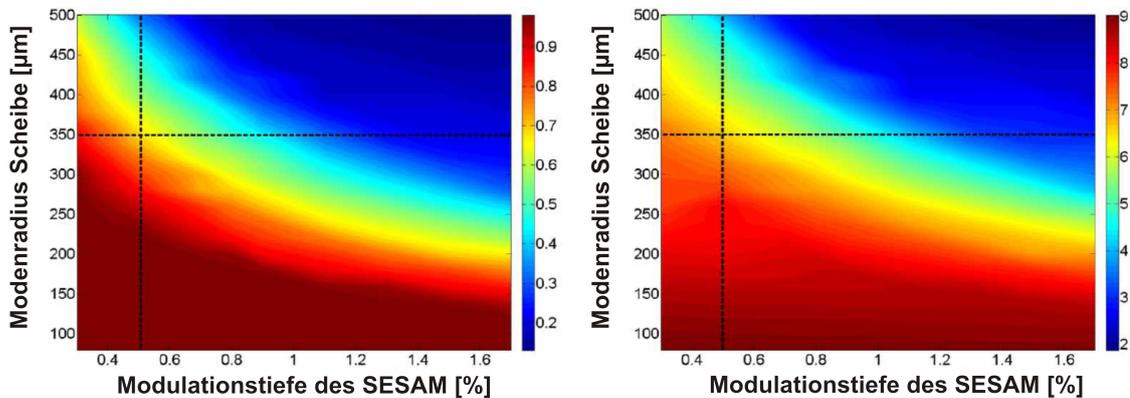


Abbildung 4.11: Ergebnisse der numerischen Simulation. Stabiler Bereich der Modenkopplung für den Modenradius auf der Scheibe als Funktion der SESAM Modulationstiefe. Links: Dumpingtiefe (Farbskala rechts neben Grafik); rechts: extrahierte Pulsenergie in μJ (Farbskala re.).

1 Variation zwischen 200 μm und 500 μm .

2 $\prod R = 0,998$; $T_i = 0,02$; (2.36)

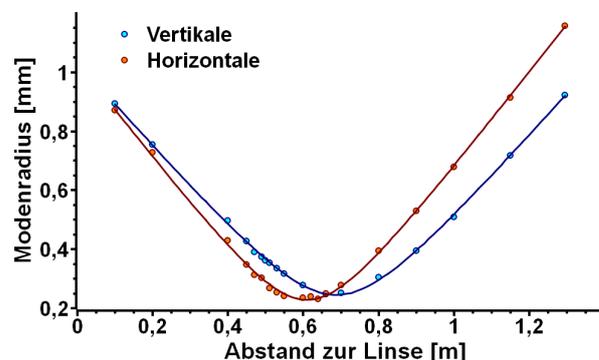


Abbildung 4.12: M^2 -Messung am ausgekoppelten Strahl.

die Ausgangsleistung stieg wie erwartet dagegen mit zunehmender Dumpingfrequenz analog zur Energie an. Bei einer ausgekoppelten Energie von $2,34 \mu\text{J}$ wurden weitere Eigenschaften des Oszillators untersucht. So konnte ein Dumpingkontrast (Verhältnis von ausgekoppelten Pulsen zu Resonatorverlusten am TFP) von $> 600:1$ observiert werden. Das Laserrauschen der Ausgangspulse ist mit einem rms-Wert unter einem Prozent sehr gering. Auch das Langzeitrauschen liegt in etwa bei einem Prozent SNR. Bei relativ konstanter Labortemperatur kann das System über Tage bei etwa der gleichen Ausgangsleistung operieren. Obwohl durch die Scheibengeometrie ein leichter Astigmatismus induziert wird, verfügt der Oszillator über ein gutes Strahlprofil mit einem gemessenem M^2 von etwa 1,1. Die Abb.4.12 zeigt das Ergebnis der M^2 -Messung die mit einer Brennweite von $f = 500 \text{ mm}$ durchgeführt wurden. Für die horizontale Ausdehnung beträgt das $M_{\text{hori}}^2 = 1,09$, während ein $M_{\text{vert}}^2 = 1,14$ für die vertikale Richtung resultierte. Abschließend zeigt Abb.4.13 ein Foto des Lasersystems.

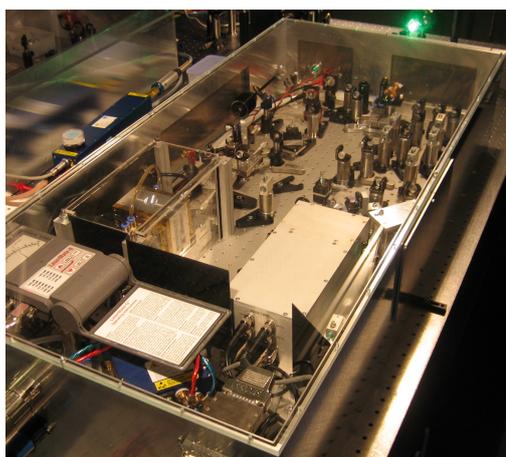


Abbildung 4.13: Foto des Yb:KYW Scheibenlasers im Betrieb.

5 Yb:KLuW-Scheibenoszillator im solitären und im chirped-pulse Betrieb

Die Untersuchungen der bisher vorgestellten Systeme zeigen verschiedene Aspekte der Energieskalierung für Yb-dotierte Wolframoszillatoren mit Cavity-Dumping auf. Zum einen ist es generell möglich Femtosekunden Pulse mit Mikrojoule Energien aus Oszillatoren mit gechirpten Pulsen zu generieren, zum anderen ist jedoch nicht bekannt, ob, und wenn ja, wodurch diese Skalierung bezüglich der Mechanismen der Modenkopplung begrenzt ist. Zwar deuten die numerischen Simulationen darauf hin, dass die Steigerung der Pulsenergie für den CPO hauptsächlich durch die Pumpleistung begrenzt ist [Sie08], experimentelle Arbeiten existieren hierzu allerdings nicht. Auch lässt sich das Konzept des Cavity-Dumping erfolgreich auf den modengekoppelten, solitären Scheibenoszillator übertragen, der bezüglich seiner Leistungseigenschaften noch lange nicht begrenzt ist. Die durch das Cavity-Dumping erzeugten hohen Nichtlinearitäten begrenzen jedoch die minimal erreichbare Pulsdauer im solitären Fall. Des Weiteren sorgt beim Scheibenlaser die eher geringe Kleinsignalverstärkung trotz hoher mittlerer Leistung für eine Limitation der Dumpingtiefe und damit zur Begrenzung der maximal extrahierbaren Pulsenergie. In einem ersten Schritt wurde im Folgenden die Reduktion der SPM und die weitere Skalierung des CPO-Konzepts angestrebt. Dafür konnte hier erstmalig ein Scheibenoszillator mit CPO-Betrieb im positiven Dispersionregime demonstriert werden [Pal08]. Um die Betriebsparameter direkt mit dem solitären Betrieb zu vergleichen, wurde mit demselben Oszillator ebenfalls im solitären Bereich mit negativer Dispersion operiert. Um die Untersuchung so flexibel und einfach wie möglich zu halten, wurde an dieser Stelle auf das Cavity-Dumping verzichtet. Außerdem gelang es ebenfalls zum ersten Mal einen modengekoppelten Scheibenlaser zu realisieren, der auf dem Wolframatkristall Yb:KLuW ($\text{Yb:KLu(WO}_4)_2$) basiert. Dieses Lasermaterial eignet sich im Vergleich zum gängigen Yb:KYW vor allem zur Realisierung hoher Dotierungsgrade [Riv08]. Viele Eigenschaften des in Kap.2.1 bereits vorgestellten Wolframates sind vergleichbar mit denen des Yb-dotierten KYW. Neben den Resultaten für die Modenkopplung gelang es unter anderem auch im cw-Betrieb eine Rekordausgangsleistungen von über 50 W für das Material zu erzielen. Die Brücke zum Cavity-Dumping schließt Abschnitt 6, in dem auf die weitere Energieskalierung dieses Lasersystems mit Hilfe einer Überhöhungskavität eingegangen wird.

5.1 Grundlegender experimenteller Aufbau

Pumpsystem

Als Pumplaser kam eine Laserdiode der Firma Jenoptik mit 140 W zum Einsatz, die über eine aktive Kühlung verfügt. Hierbei wird mit deionisiertem Wasser durch Mikrokanäle direkt an den Emittern des Diodenmoduls gekühlt, was eine sehr effiziente Wärmeabfuhr gewährleistet. Dabei wird die angestrebte Leistung durch vergleichsweise hohe Spannungen bei moderaten Pumpströmen erreicht. Die Laserkennlinie aus Abb.5.1 demonstriert den Arbeitsbereich des fasergekoppelten Diodenmoduls. Die Regressionsgerade folgt der Gleichung:

$$P_p [\text{W}] = 4,16 [\text{W/A}] \cdot I_p [\text{A}] - 24,4 [\text{W}], \quad (5.1)$$

mit einer Laserschwelle von $I_{\text{th}} = 5,85 \text{ A}$. Bei der vollen Ausgangsleistung liegt die Laserwellenlänge bei $\lambda = 980 \text{ nm}$ mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 3,5 \text{ nm}$. Die Pumpfaser verfügt über eine NA von 0,22 und über einen Kernradius von $600 \mu\text{m}$. Sie ist etwa 1,5 m lang und weist einen maximalen Biegungsradius von 180 mm auf. Durch die Abbildungsoptiken der Pumpkammer wurde ein Pumpradius von $820 \mu\text{m}$ auf der Scheibe erzeugt. Dabei wird im Gegensatz zum vorherigen Scheibenlaser die Pumpabbildung durch ein zusätzliches Teleskop erweitert, das einen größeren Abstand zwischen Faser und Kammer ermöglicht. Die Pumpkammer ermöglicht 24 Durchläufe durch den Laserkristall.

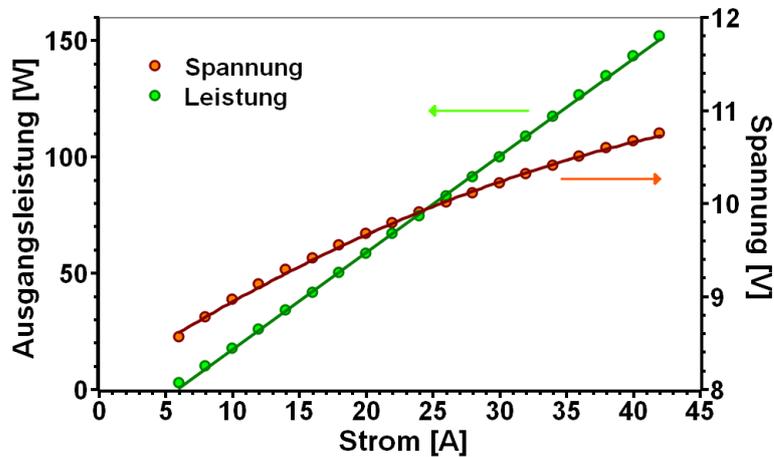


Abbildung 5.1: Arbeitsgerade des Pumplasers bei einer Temperatur von $22 \text{ }^\circ\text{C}$ (aufgenommen hinter der Faser).

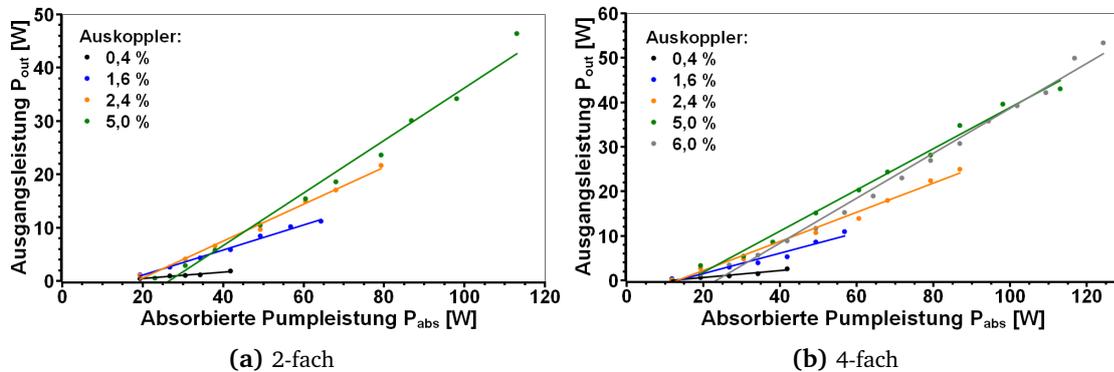


Abbildung 5.2: Gemessene Laserkennlinien im cw-Betrieb bei verschiedenen Auskopplern.

Yb:KLuW Scheibe

Der um $0,1^\circ$ gekeilte Scheibenkristall ist bei einer Dicke von $l_{\text{TD}} = 116 \mu\text{m}$, sowie einem Durchmesser von etwa 7 mm zu 10 at.% dotiert und parallel zur N_g -, N_m -Ebene geschnitten. Das Scheibenmaterial wurde bei der ehemaligen Firma VCT GmbH hergestellt und beim TGSW beschichtet, gelötet und geprüft. Die konvexe Krümmung des Kristalls resultiert in effektiven Brennweiten von $f_{\text{vert}} = 1530 \text{ mm}$ und $f_{\text{hori}} = 1850 \text{ mm}$. Für alle realisierten Resonatoren wurde ein Modenradius von $670 \mu\text{m}$ eingestellt. Unter Berücksichtigung der Verluste des Pumpsystems wird eine Absorption von 90 % der aus der Faser emittierten Strahlung angenommen. Weil bei geringen Pumpleistungen die Pumpwellenlänge noch unterhalb der idealen 981 nm liegt, stellt diese Abschätzung jedoch nur eine Näherung dar.

5.2 Kontinuierlicher Betrieb und Verstärkungscharakterisierung

Wie bei den vorausgegangenen Systemen wurde zunächst die Kleinsignalverstärkung durch eine cw-Charakterisierung abgeschätzt. Analog zum Scheibenlaser mit Cavity-Dumping erfolgte die Aufnahme der Leistungskennlinien für verschiedene Auskoppelgrade für den Fall eines 2-fach, sowie eines 4-fach Durchgangs durch den Scheibenkristall (Abb.5.2). Im Gegensatz zu Kap.4.2 unterscheiden sich die Resonatoren für den cw- und den modengekoppelten Betrieb nicht. In Abb.5.4 ist der schematische Aufbau für den 4-fach Durchgang gezeigt. Im Fall des 2-fachen Durchlaufs wurde lediglich auf die zweite Faltung über die Scheibe verzichtet. Dabei ist das Resonatordesign auf transversalen Grundmode ausgelegt (TEM_{00}). Auf das Resonatordesign soll jedoch in Kap.5.3 näher eingegangen werden. Die Auskoppler wurden als Endspiegel eingesetzt und ein HR-Spiegel befand sich an der Stelle des SESAM aus der Aufbauskitze (Abb.5.4). Die Polarisation verläuft hier und im Folgenden parallel zur N_m -Hauptachse mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 \approx 1032 \text{ nm}$. Der Laser operierte

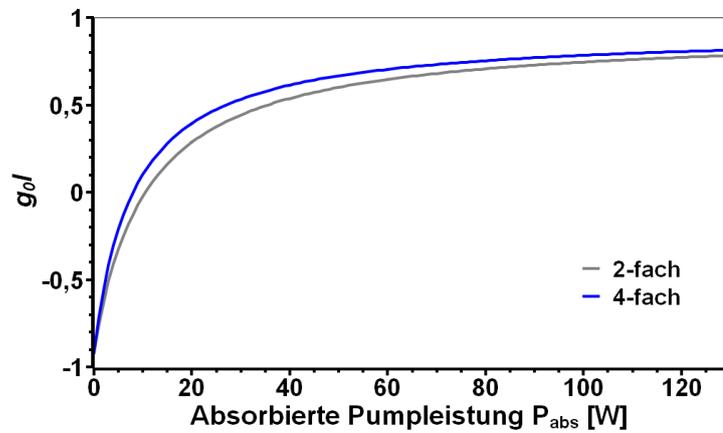


Abbildung 5.3: Berechnete Kleinsignalverstärkung des Yb:KLuW Scheibenlasers.

bis zur maximalen Ausgangsleistung von 53,3 W im transversalen Einzelmode. Bis zum jetzigen Zeitpunkt repräsentiert dieses Ergebnis die höchste mit Yb:KLuW je erreichte Ausgangsleistung [Liu07]. Beim maximalen Auskoppelgrad von 6 % liegt die Laserschwelle für die 4-fach Konfiguration bei einer absorbierten Pumpleistung von $P_{abs} = 22,3$ W mit einem differentiellen Wirkungsgrad von $\eta_{diff} = 50$ %. Der totale Wirkungsgrad η_{tot} , der sich auf die volle Pumpleistung bezieht, liegt bei etwa 38,6 %. Auch bei dieser Untersuchung wird die Steigerung der Kleinsignalverstärkung durch Mehrfachdurchläufe deutlich. Für den K -Faktor ergibt sich im Fall des 2-fach Aufbau $K_{2f} = 0,095$ W⁻¹ und beim 4-fach-Durchlauf beträgt $K_{4f} = 0,125$ W⁻¹.

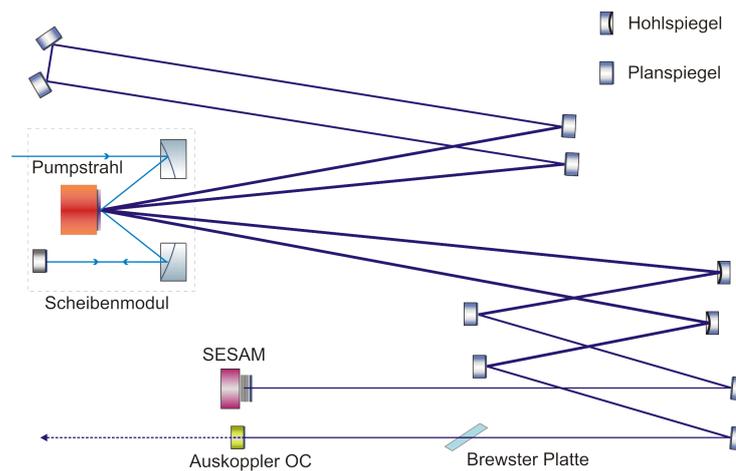


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des experimentellen Resonatoraufbaus für die Modenkopplung.

5.3 Aufbau des modengekoppelten Oszillators

Für die Modenkopplung wurde eine Repetitionsrate von 34,7 MHz eingestellt ($L_{\text{Res}} = 3,42 \text{ m}$). Dieser Wert führt bei internen Energien bis zu $13 \mu\text{J}$ im direkten Vergleich zum System mit Cavity-Dumping zu geringeren SPM-Beiträgen der Luft. Es wurde ein Auskoppelgrad von 6 % gewählt, um möglichst viel Leistung zu extrahieren. Das angewandte Resonatordesign in Abb.5.5 wird durch den prinzipiellen experimentellen Aufbau aus Abb.5.4 ergänzt. Der reale Strahlengang weicht durch zusätzliche Faltungen vom gezeigten ab. Der Laserstrahl wird innerhalb des Resonators maßgeblich durch die beiden konkaven Hohlspiegel mit einem Radius von $R = 1500 \text{ mm}$ fokussiert. Neben den Krümmungsradien der Scheibe wird auch die Brewsterplatte im Design integriert. Der Überlapp zwischen Pumpspot und Laserspot liegt bei etwa 82 %. Weiterhin ist die Symmetrie erkennbar, bei der die Scheibe jeweils im gleichen Abstand vom Resonatorzentrum durchlaufen wird. Genau wie beim vorherigen Scheibenlasersystem wird der Strahlquerschnitt durch die Faltung zwischen den Durchläufen an der vertikalen Achse gespiegelt. Dies hat vor allem beim Entstehen von astigmatischen, thermischen Linsen den Vorteil, dass die gepumpte Fläche homogener abgeräumt wird und weniger Strahlverzerrungen oder Nebenmoden entstehen. Der Mehrfachdurchlauf führt auch hier zu einer Abschwächung der Etalonneffekte im Leistungsspektrum. Mit dem gewählten Design ergibt sich ein Modenradius von $w_{\text{SESAM}} \approx 390 \mu\text{m}$ auf dem SESAM. Dieser ist auf einem gold-beschichteten Kupferzylinder aufgelötet. Letzterer gibt seine Wärme an einen weiteren Kupferblock ab, der mit Hilfe eines Peltierelementes temperiert wird. Das letzte Glied der SESAM-Kühlung bildet ein wasserdurchströmter Kupferblock, der die vom Peltierelement generierte Wärme an den Brauchwasserkreislauf des Scheibenmoduls weiterleitet. Die Wassertemperatur für diesen Kühlkreislauf liegt bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Der Laser ist auf einem $50 \text{ mm} \times 900 \text{ mm}$

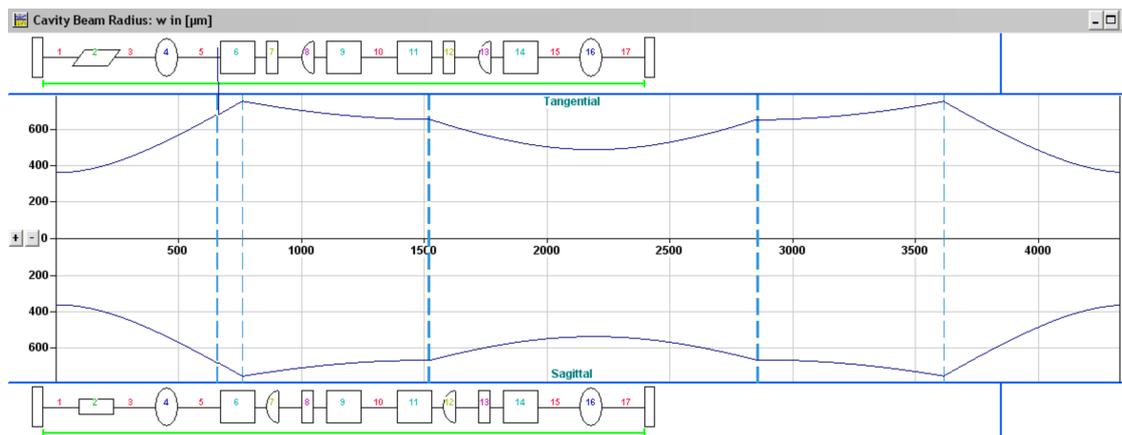


Abbildung 5.5: Resonatordesign des Yb:KLuW Scheibenlasers (erstellt mit WinLase), transversale Strahl- ausdehnung (in μm) in vertikaler (tang.) und horizontaler (sagit.) Richtung (in mm).

x 500 mm großen optischen Breadboard aufgebaut, das wie die anderen Systeme dieser Arbeit durch eine Box mit Plexiglasdeckel abgedeckt ist und mit gefilterter Trockenluft geflutet wird.

5.4 Ergebnisse der Modenkopplung

5.4.1 Solitärer Laserbetrieb

Für solitären Betrieb wurde die Dispersion im Bereich von -3600 fs^2 bis -9000 fs^2 mit den bereits vorgestellten GTI Spiegeln variiert. Zur Polarisierungseinstellung wurde ein 15 mm x 15 mm großes Brewsterplättchen in Form eines Quarz-BRF eingebaut. Wie in Kap.4.4.1 sorgt es zudem für die Unterdrückung von störenden Seitenbändern im Spektrum. So wurde festgestellt, dass mit einfachen, isotropen BK7-Plättchen ohne Seitenbandunterdrückung der Laser transversal und longitudinal instabil lief. Dabei traten die Modensprünge jeweils zeitgleich auf. Die besten Betriebseigenschaften unterstützte ein BRF mit 1,3 mm Dicke. Durch die Wahl der Position des Elementes im Resonator ergab sich die Möglichkeit den Strahldurchmesser im BRF zu variieren und damit die Nichtlinearitäten für einen Arbeitsbereich (konstante Pumpleistung) an die Dispersion anzupassen. Der verwendete SESAM¹ verfügt mit einer Modulationstiefe von $\Delta R = 0,5 \%$ und nichtsättigbaren Verlusten von ebenfalls $R_{\text{ns}} = 0,5 \%$ über eine Sättigungsfluenz von $\Phi_{\text{Sat}} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ bei einer schnellen Rekombinationszeit von $\tau_{\text{fast}} \approx 500 \text{ fs}$. Bei einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 21,3 \text{ W}$ konnte bei einer Gesamtdispersion von -5500 fs^2 eine minimale Pulsdauer von $\tau_p = 440 \text{ fs}$ mit einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda = 2,8 \text{ nm}$ erzielt werden. Aus diesen Ergebnissen resultiert ein Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,35 und eine Pulsenergie von $0,61 \mu\text{J}$.

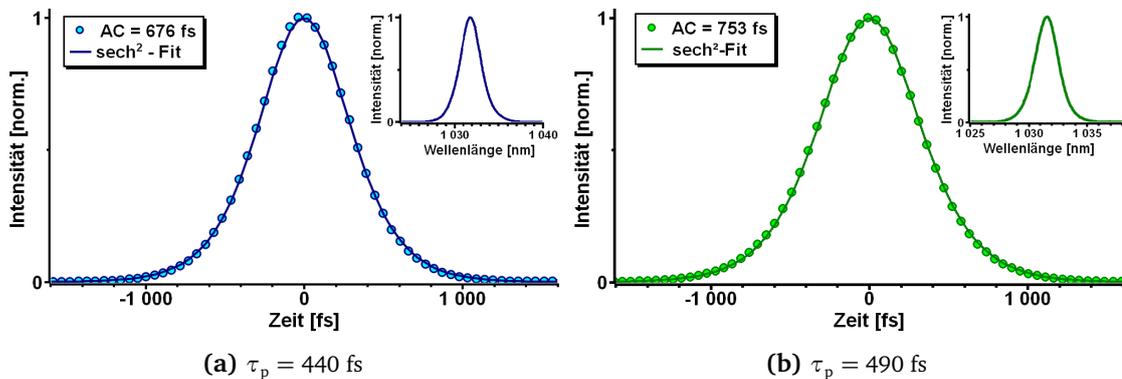


Abbildung 5.6: Intensitätsautokorrelationen (Punkte) mit sech²-Fit (Linie) und zugehörige Leistungsspektren (Innengrafik).

1 Fa. Batop.

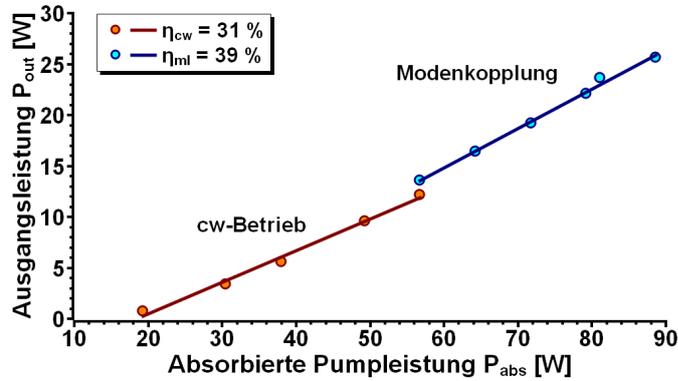


Abbildung 5.7: Leistungscharakteristik des solitären Oszillators bei einer Gesamtdispersion von -5900 fs^2 .

Bei höheren Pumpleistungen sprang der Oszillator in den Doppelpulsbetrieb um. Um eine höhere Leistung zu erreichen, wurde die Gesamtdispersion auf -5900 fs^2 erhöht (GTI-Spiegel: -6200 fs^2). Mit dieser Einstellung ließ sich die Ausgangsleistung auf über $25,6 \text{ W}$ und die Pulsenergie auf knapp $0,74 \mu\text{J}$ steigern. Zum Vergleich zeigt Tab.5.1 die berechnete Spiegeldispersion für denselben Betriebsbereich. Die minimale Pulsdauer betrug $\tau_p = 490 \text{ fs}$ bei einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda = 2,4 \text{ nm}$ mit einem Zeit-Bandbreite-Produkt von $0,33$. Die Abb.5.6 zeigt die jeweilige Autokorrelation, sowie das Leistungsspektrum beider Konfigurationen. Weiterhin ist in Abb.5.7 eine Leistungskennlinie dargestellt, die den Start der Modenkopplung ab einer absorbierten Pumpleistung von etwa 56 W wiedergibt. Zum Anspringen bedurfte es jedoch einer leichten Störung die durch Anwackeln des Endspiegels oder Klopfen an der Laserbox induziert wurde. Bei Pumpleistungen knapp über der Modenkopplungsschwelle konnten, passend zur Solitontheorie, Pulsdauern über 1 ps observiert werden. Mit zunehmender interner Energie nahm die Pulsdauer wie erwartet ab, bis zur Grenze von 490 fs . Diese Werte entsprechen den numerischen Simulationen die zu den Experimenten begleitend durchgeführt wurden (Tab.5.1). Bei der Veränderung der SPM durch Verschieben des BRF (Spotgröße) war die minimal erreichbare Pulsdauer durch das Einsetzen von Doppelpulsen begrenzt. Ab einer absorbierten Pumpleistung von über 90 W setzte eine thermische Linse des SESAM ein, die transversale Nebenmoden induzierte und den Modenkopplungsbetrieb

Tabelle 5.1: Berechneter negativer Dispersionsbeitrag GDD_{SPM} zur Kompensation der SPM im solitären Fall ($\tau_p = 490 \text{ fs}$, $W_{\text{Res}} = 12,3 \mu\text{J}$) und Materialdispersion GDD_{Mat} der jeweiligen Resonatorkomponenten.

Medium	Luft	Yb:KLuW	BRF	Summe
$\text{GDD}_{\text{SPM}} [\text{fs}^2]$	2744	1365	1783	5892
$\text{GDD}_{\text{Mat}} [\text{fs}^2]$	136	90	55	281

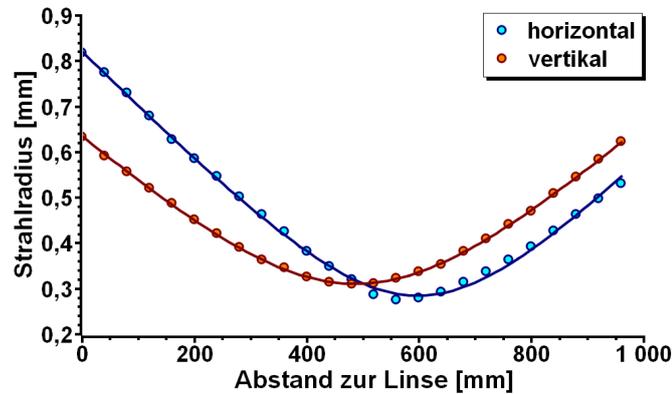


Abbildung 5.8: Messung des Strahlprofils; $M_{\text{vert}}^2 = 1,077$; $M_{\text{hori}}^2 = 1,117$.

unterbrach. Im Gegensatz zum cw-Betrieb mit HR-Spiegel verursachte die thermische Linse mit steigender Pumpleistung das Anwachsen der Spotgröße im SESAM-Arm (relativ zur Resonatormitte). Durch die Resonatorsimulation mit der WinLase-Software gelang es dieses Verhalten mit Hilfe einer zunehmenden konvexen Krümmung des SESAM zu reproduzieren. Experimentell führten weder eine Verringerung des Abstandes zwischen SESAM und Hohlspiegel, noch eine stärkere SESAM-Kühlung zu einer deutlichen Verbesserung.

Um Doppelpulse experimentell auszuschließen, kam auch hier eine schnelle Photodiode mit RF-Spektrometer bzw. Oszilloskop (Auflösung 350 ps) und ein Autokorrelator mit langem Bereich (600 ps) zum Einsatz. Darüber hinaus konnte mit Frequenzverdopplung in BBO (2 mm lang, Typ I kritische Phasen Anpassung) eine Konversionseffizienz von über 50 % erreicht werden, was ein eindeutiges Indiz für Einzelpulse ist.

Für diese Konfiguration konnte ein rms-Rauschen unter einem Prozent und ein durchschnittliches M^2 von 1,09 gemessen werden. In Abb.5.8 ist die Messung, die mit Hilfe einer Linse von 500 mm Brennweite erstellt wurde dargestellt. Der leichte Astigmatismus wird auf die unterschiedlichen Krümmungsradien der Scheibe zurückgeführt.

5.4.2 Chirped-Pulse Oszillator

Für den CPO-Betrieb wurden die dispersiven GTI-Spiegel gegen HR-Spiegel ausgetauscht. Damit ergeben sich die in Tab.5.2 aufgelisteten GDD-Beiträge der jeweiligen Resonatorelemente. Mit demselben SESAM wie zur solitären Einstellung wurden in allen Leistungsbereichen Doppel- oder Mehrfachpulse generiert. Der Austausch des SESAM gegen einen mit einer Modulationstiefe von etwa 0,8 % schaffte Abhilfe. Dieser SESAM verfügt des Weiteren über eine Sättigungsfluenz von $\Phi_{\text{Sat}} = 70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, einer schnellen Rekombinationszeit von $\tau_{\text{fast}} \approx 1,5 \text{ ps}$ und die nichtsättigbaren Verluste werden mit $R_{\text{ns}} = 0,7 \%$ angegeben. Zwar konnten mit diesem Absorber die Doppelpulse unterdrückt werden, der Austausch hatte durch die zusätzlichen

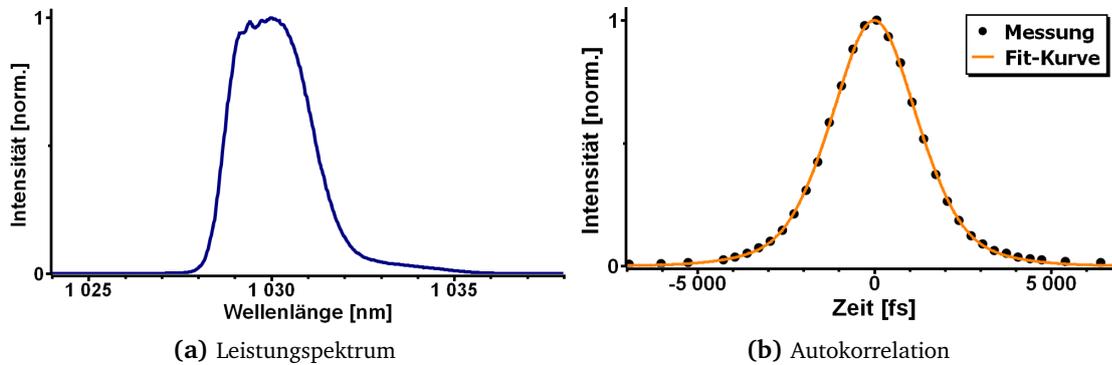


Abbildung 5.9: (a) Gemessenes Leistungsspektrum und (b) aufgenommene, sowie berechnete Intensitätsautokorrelation für den chirped-pulse Oszillator.

Verluste aber auch eine deutliche Reduktion der Ausgangsleistung zur Folge.

Um in den Dispersionsbereich zu gelangen, der in den numerischen Simulationen einen stabilen Pulsbetrieb ergab ($GDD > 450 \text{ fs}^2$), mussten dickere Brewsterplättchen eingebaut werden. Experimentell kamen BK7-Plättchen mit Dicken von 2, 3, 4 und 5 mm zum Einsatz. Im Gegensatz zur solitären Version war ein spektrales Filter (BRF) nicht notwendig, da der Laser keine longitudinalen Instabilitäten zeigte. Mit einem Plättchen von 4 mm Dicke konnte der beste Betriebszustand erreicht werden. Mit einem $\beta_{2,1030 \text{ nm}}$ von $27,6 \text{ fs}^2/\text{mm}$ des BK7-Plättchens wurde die Gesamtdispersion auf $+450 \text{ fs}^2$ pro Umlauf abgeschätzt. Zwar ist dieser Wert in den Simulationen eher noch zu gering für einen optimalen Betrieb, das dickere Plättchen mit 5 mm induzierte jedoch zuviel Verluste, so dass der angestrebte Leistungsbereich der Modenkopplung kaum erreicht werden konnte. Ein Grund für die Verluste könnte eine schlechte Politur des Plättchens sein. Mit weniger BK7 ($< 4 \text{ mm}$) waren Simulation und realer Laser instabil. Bei der gewählten Konfiguration konnte eine maximale Ausgangsleistung von 9,5 W bzw. eine Pulsenergie von 274 nJ bei einer absorbierten Pumpleistung von etwa 65 W realisiert werden. Im Resonator wird somit eine Pulsenergie von $W_{\text{Res}} = 4,56 \mu\text{J}$ generiert. Die Autokorrelation ist in Abb.5.9 zusammen mit dem Leistungsspektrum dargestellt. Sie basiert auf dem gleichen Autokorrelator, wie die solitäre. Die Autokorrelationsdauer beträgt $\tau_{\text{AC}} = 2,88 \text{ ps}$. Das Spektrum liefert eine Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 2,54 \text{ nm}$. Weder in der Autokorrelation (600 ps Auflösung) noch im Fotodiodensignal des Oszilloskops (350 ps Auflösung), bzw. im RF-Spektrum (Abb.5.10) konnten Doppelpulse beobachtet werden.

Tabelle 5.2: Materialdispersion GDD_{Mat} der CPO-Konfiguration.

Medium	Luft	Yb:KLuW	TFP	Summe
$GDD_{\text{Mat}} [\text{fs}^2]$	136	90	221	447

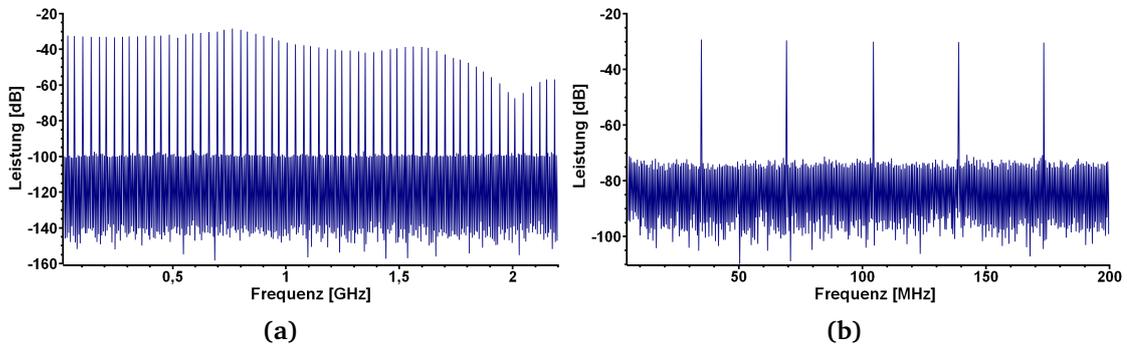


Abbildung 5.10: Aufgenommenes RF-Spektrum für den CPO: (a) Bereich der Detektorbandbreite ohne Mehrfachpulsmodulation, (b) Bereich der Repetitionsrate bei 34,7 MHz.

Aus dem Leistungsspektrum wurden Pulsform, sowie Autokorrelation berechnet (Annahme einer flachen Phase), die ein Transformlimit von 451 fs aufweist. Mit einem Chirp von 300000 fs^2 auf dem gemessenen Spektrum konnte die aufgenommene Autokorrelation reproduziert werden (Linie in Abb.5.9). Daraus resultierte eine Pulsdauer von $\tau_p = 1,7 \text{ ps}$ mit einem Formfaktor von 0,58. Bei dieser Abschätzung konnten die TOD und höhere Terme der Dispersion in sehr guter Näherung aufgrund des schmalen Spektrums vernachlässigt werden.

Genau wie der solitäre Aufbau war die CPO-Konfiguration durch die thermische Linse des SESAM begrenzt, die zu transversalen Nebenmoden und Störungen des Modenkoppelbetriebs führte. Diese Grenze trat bei einer absorbierten Pumpleistung von 70 W auf. Unter diesem Limit konnte ein rms-Rauschen von $< 3 \%$ bestimmt werden.

5.4.3 Vergleich der Betriebsregime

Erstaunlicherweise waren beide Betriebsregime hinsichtlich der Energie- und Leistungskalierung maßgeblich durch thermo-optische Wechselwirkungen des SESAM limitiert, die im Falle des CPOs bei geringeren internen Leistungen einsetzten. Auch die höhere Modulationstiefe und die höheren nichtsättigbaren Verluste des SESAMs für die Untersuchung im positiven Dispersionsregime hatten eine signifikante Senkung der Ausgangsleistung zur Folge. Diese beiden Aspekte führten zu einer 2,7-fach höheren Ausgangsleistung des solitären Betriebszustandes. Berücksichtigt man zusätzlich eine externe Kompression mit Verlusten von etwa 20 % (Transmissionsgitter), die zum Erreichen des Femtosekundenregimes beim CPO-Aufbau erforderlich wird, ist die solitär realisierbare Leistung mindestens um das 3,3-fache höher. Aus diesem Grund wurde auch auf die Kompression der gechirpten Pulse verzichtet. Das FL beider Regime liegt in etwa im selben Bereich zwischen 400 fs und 500 fs.

Bezüglich der realisierbaren Leistung könnten verbesserte SESAM Abhilfe schaffen, die geringere nichtsättigbare Verluste aufweisen und somit den Wärmeeintrag reduzieren würden. Geht man davon aus, dass die Zwei-Photonen-Absorption in den (GaAs)-Strukturen des

Halbleiterchips einen Einfluss auf die Doppelpulsschwelle und damit die minimal erreichbare Pulsdauer hat, wäre ein Einsatz von alternativen, auf Kohlenstoffnanoröhrchen basierenden Absorbern vielversprechend [Sch08]. Dabei könnten diese Nanostrukturen auf normale HR-Spiegel aufgebracht werden, die eine vernachlässigbare Zwei-Photonen-Absorption aufweisen.

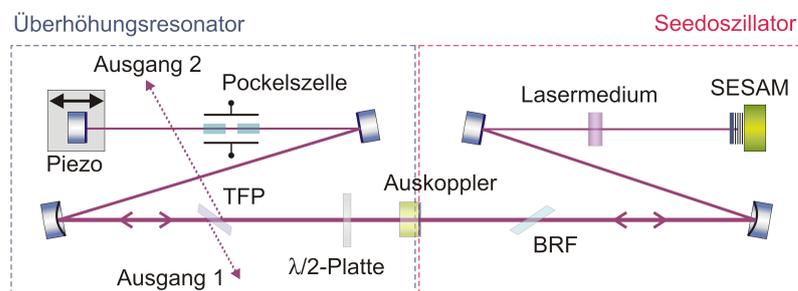
Auch das Dispersionmanagement beim CPO bedarf der Optimierung. Durch die Substratplättchen wurden im Experiment trotz der Ausrichtung im Brewsterwinkel ebenfalls zu hohe Verluste induziert, was sich gerade beim Einsatz des 5 mm dicken Plättchens deutlich bemerkbar machte. So konnte der CPO im gewünschten Dispersionsbereich von $GDD > +500 \text{ fs}^2$ nicht ausreichend stabil betrieben werden. Gerade dieser Wert repräsentiert jedoch den Beginn des stabilen Regimes bei den numerischen Simulationen. Eine sinnvolle Alternative wäre die Verwendung von positiv dispersiven Spiegeln auf GTI-Basis. Hiermit wären sehr geringe Verluste und hohe Dispersionswerte gewährleistet. Das theoretische Potential für die Energie- und Leistungskalierung des chirped-pulse Scheibenzillators zeigt [Sie08] auf. Demnach soll bei einer Repetitionsrate von 10 MHz mit einer Auskopplung von 5 % eine ausgekoppelte Energie von über 20 μJ bei einer Dispersion von $GDD = 4700 \text{ fs}^2$ erreichbar sein.

6 Energieskalierung mit Überhöhungskavität

Dieser Abschnitt behandelt ein neues Konzept der Energieskalierung mit Cavity-Dumping. Bislang war eines der größten Probleme die erreichbare Dumpingtiefe in Kombination mit den hohen SPM Werten, die durch den EOM im Resonator generiert wurden. So konnte in Kap.4 z.B. eine Dumpingtiefe von lediglich $\eta_{\text{dump}} = 25\%$ erzielt werden. Um den Prozess des Cavity-Dumping von der eigentlichen Pulsgenerierung zu entkoppeln bietet sich der Einsatz einer Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping an [Jon02]. Hierbei werden die aus dem Seedoszillator ausgekoppelten Pulse in einem zweiten, passiven Resonator durch kohärente Addition bzw. konstruktive Überlagerung gespeichert und nach einer festen Umlaufzeit durch die Pockelszelle zu 100 % ausgekoppelt. Genau wie beim Oszillator mit Cavity-Dumping wird die Auskoppelfrequenz verringert und damit die Pulsenergie erhöht. Dieses Konzept ist gerade im Bezug auf die modengekoppelten Scheibenoszillatoren vielversprechend, da für diese Systeme die Reduktion der Repetitionsrate und Steigerung der Pulsenergie mit langen Resonatoren zu einem hohen experimentellen Aufwand führen [Süd08].

Die Abklingzeit des Resonators (Lebensdauer des Photons in der Kavität) ist direkt proportional zur Finesse des Resonators. Somit steigt im Idealfall die Pulsenergie im 2. Resonator von Umlauf zu Umlauf an, bis sie in Sättigung läuft. Entscheidend für die erfolgreiche Überlagerung und Einkopplung der Pulse ist die genaue Anpassung der Repetitionsraten und Feldeinhüllenden beider Kavitäten. Neben einer aktiven Regelung der Resonatorphase wird ebenfalls die Anpassung bezüglich der Materialdispersion und der SPM erforderlich. Auch ein guter Überlapp der Strahlgeometrie ist von Bedeutung für eine erfolgreiche Überlagerung. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden zwei verschiedene Konzepte mit numerischen Simulationen verfolgt. Zum einen die direkte Kopplung der beiden Resonatoren (Seed- und Überhöhungsresonator) und zum anderen eine externe, entkoppelte Konfiguration. In Abb.6.1 ist jeweils der prinzipielle Aufbau schematisch dargestellt. Die angestrebte Pulsenergie im Überhöhungsresonator liegt bei über $5\ \mu\text{J}$ mit Pulsdauern unter 700 fs. In bereits realisierten Überhöhungskavitäten, für die ein Ti:Saphir Oszillator den Seedlaser darstellt, sorgen bislang Braggzellen (Akusto-Optische-Modulatoren) für das Cavity-Dumping [Jon04, Vid03]. Dabei ist eine Dumpingtiefe von 100 % nicht erreichbar, so dass immer eine Restenergie in der Kavität zurück bleibt. In unserem Fall bietet sich aufgrund der geringeren spektralen Bandbreite (Yb:KLuW-Seedoszillator) und dem damit einhergehenden geringeren Einfluss der Dispersion der Einsatz eines EOM an, der in der Lage ist die volle Energie auszukoppeln.

1) gekoppelte Variante



2) externe Variante

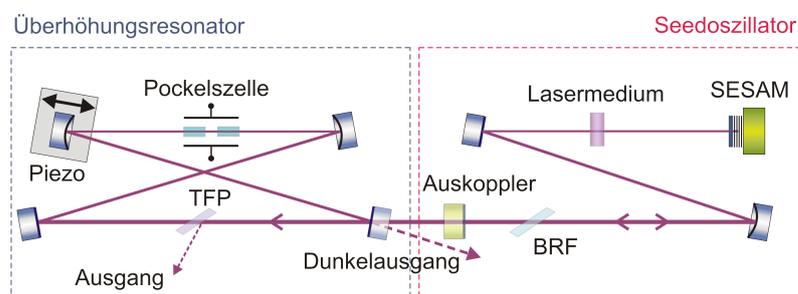


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des prinzipiellen Aufbaus der untersuchten Überhöhungskavitäten.

6.1 Gekoppelte Überhöhungskavität

Zunächst wurde mit den Simulationen geprüft, ob eine direkte Kopplung der beiden Resonatoren, analog zum Prinzip der additiven Modenkopplung [Mor97b], zu einer ausreichenden internen Energie mit stabilem Betrieb führen würde. Bezüglich des Laseraufbaus fungiert in diesem Fall der Auskoppler des Oszillators als Strahlteiler zwischen Überhöhungsresonator und pulserzeugendem Resonator (Abb.6.1,1). Hierbei wäre der Seedoszillator durch den solitären Laser aus Abschnitt 5.4.1 gegeben. Am Ende der linearen Überhöhungskavität befindet sich ein Piezo-gesteuerter HR-Spiegel der über eine Regelung für die Anpassung der Resonatorphase verantwortlich ist. Mit Hilfe der eingebauten $\lambda/2$ -Platte ist die Güte dieses Resonators einstellbar (Ausgang 2).

In die numerischen Simulationen wurde der Betriebszustand des Seedoszillators mit der Ausgangsleistung von 25,6 W und der Pulsdauer von 490 fs implementiert. Die Simulation der Überhöhungskavität entspricht vom Algorithmus der des Laseroszillators, wie sie in Kap.2.6 erläutert wird. Der Puls wird durch seine komplexe Feldamplitude beschrieben, wobei die Operatoren für die GDD und die Verluste (auch das Cavity-Dumping) im Frequenzbereich und der für die SPM im Zeitbereich angewandt werden (Split-Step-Fourieralgorithmus).

Im passiven Resonator entsteht SPM vor allem in der Pockelszelle. Die GDD kann in Form von GTI-Spiegeln variiert werden. Da der Resonator passiv ist, fallen der Absorber und das Gainmedium weg. In der Simulation läuft somit ein Puls im Seedoszillator und gleichzeitig einer im Überhöhungsresonator um, die sich bei der gekoppelten Variante nach dem Umlauf am Auskoppler bzw. Strahlteiler überlagern. Für diese Überlagerung der Feldamplituden aus den beiden Resonatoren a_1 und a_2 kann die folgende Beziehung gemäß der Funktion eines Strahlteilers formuliert werden [Mor97a]:

$$b_1 = ra_1 + ta_2, \quad (6.1)$$

$$b_2 = ta_1 - ra_2. \quad (6.2)$$

Dabei fließt die Reflektivität des Auskopplers durch $r = \sqrt{R}$, bzw. die Transmission gemäß $t = \sqrt{1 - R}$ ein. Die einlaufenden Pulse mit den komplexen Feldamplituden a_1 und a_2 werden somit durch die Wechselwirkung in die komplexen Feldamplituden b_1 und b_2 überführt. Das Minuszeichen resultiert aus dem Phasensprung, der durch die Reflektion am dichteren Medium entsteht. Für den nächsten Umlauf des Pulses durch den Laser bietet sich die Überführung der neuen Feldamplitude in die alte Form an ($a_i = b_i$).

Im Gegensatz zu den bislang realisierten Systemen verfügt diese Pockelszelle über drei 18 mm lange BBO-Kristalle und einer Dumpingelektronik, die in der Lage ist bei Schaltfrequenzen von über 2 MHz zu arbeiten. Um die Stabilitätsbereiche des Systems zu finden wurden die folgenden Parameter des passiven Resonators variiert:

- die Dispersion 2. Ordnung (GDD),
- die Rückkopplung (RK, Einstellung der $\lambda/2$ -Platte),
- der Auskoppelgrad des Seedlasers bzw. Kopplungsgrad (OC),
- die Phase ϕ des Pulses im 2. Resonator,
- die Längendifferenz der beiden Resonatoren (LV),
- die Kleinsignalverstärkung des Seedlasers (KSV).

Mit Hilfe der daraus gewonnen Erkenntnisse konnte eine Einstellung zur optimalen Überlagerung der elektrischen Felder gefunden werden. Durch den Phasensprung (2. Kopplungsterm) wurde für konstruktive Interferenz der Pulse eine Phase von $\varphi = \pi$ erforderlich. Im Weiteren wurden die Resonatorlängen und die Kleinsignalverstärkung konstant gehalten. Die Rückkopplung bzw. Einkopplung in die externe Kavität wurde generell erst nach ca. 9000 Umläufen des Seedlasers eingestellt, um nicht in den Zeitbereich der Relaxationsschwingungen zu gelangen.

Für den gekoppelten Resonator führten die numerischen Simulationen letztendlich zu dem Ergebnis, dass durch die hohe interferometrische Rückkopplung (Auskoppler: 6 %) in den Seedoszillator die fundamentale Modenkopplung bei den gewünschten Betriebsparametern so stark gestört wurde, dass ein stabiler Betrieb nicht mehr möglich war. Erstaunlicherweise hatte die GDD so gut wie gar keinen Einfluss auf dieses Verhalten. Außerdem konnte die Entstehung von Rieserpulsen simuliert werden, deren Intensitäten ausreichen, um Elemente

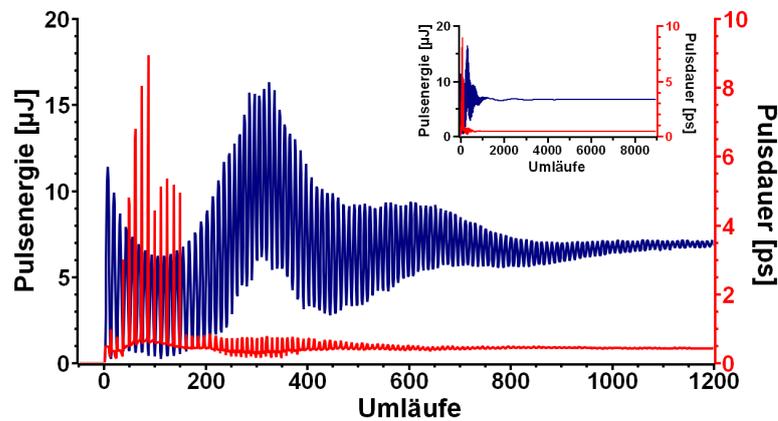


Abbildung 6.2: Verlauf der Pulsenergie (blau) und Pulsdauer (rot) im Überhöhungsresonator im Kurz- und Langzeitbereich (Innengrafik).

des Seedoszillators (insbesondere den SESAM) zu zerstören. Erst ab einer zusätzlichen Auskopplung im Seedoszillator von 6 % bzw. einer deutlichen Änderung des Betriebsregimes des Seedlasers konnten die störenden Oszillationen gedämpft werden. Unter dieser Voraussetzung gelang es Pulsenergien im 2. Resonator von etwa $W_{\text{Res2}} = 6,6 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer von $\tau_p = 445 \text{ fs}$ zu simulieren. In Abb.6.2 ist die Relaxation von Pulsenergie und Pulsdauer für den 2. Resonator dargestellt. Sobald das Dumping eingeschaltet wurde, ging das Oszillatorsystem jedoch komplett aus. Aus diesen Gründen wurde dieses Konzept nicht weiter verfolgt.

6.2 Externe überhöhungskavität

Im Gegensatz zum gekoppelten System schützt die externe überhöhungskavität (im Folgenden ÜK) in Form eines Ringresonators den Seedoszillator vor jeglichen Wechsel- bzw. Rückwirkungen und macht auch den Einbau eines Isolators nicht mehr erforderlich. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb.6.1,2 dargestellt. Das Konzept der kohärenten Addition von Pulsen in einem externen Überhöhungsresonator mit Cavity-Dumping wurde erstmalig von Jones und Ye [Jon02] propagiert und führte auch in anderen Forschungsgruppen im Bereich der Ti:Saphir-Laser zu experimentellen Resultaten [Vid03, Pot03]. Die Anpassung von Repetitionsrate und Phase ist gerade bei dieser Variante von entscheidender Bedeutung für die Einkopplung in den externen Resonator. Für die Simulation der Wechselwirkung am Einkoppler wurden die folgenden Beziehungen implementiert:

$$b_1 = a_1 \sqrt{T_{\text{Res}1}}, \quad (6.3)$$

$$b_2 = t b_1 - r a_2, \quad (6.4)$$

$$b_3 = r b_1 + t a_2, \quad (6.5)$$

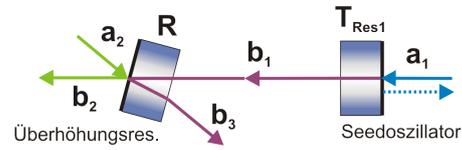


Abbildung 6.3: Strahlverlauf.

Der erste Term repräsentiert die Auskopplung aus dem Seedoszillator mit der internen, einlaufenden komplexen Feldamplitude a_1 und dem Auskoppelgrad des Seedoszillators $T_{\text{Res}1}$. Der ausgekoppelte Anteil b_1 trifft am Einkoppler mit dem elektrischen Feld des Pulses aus der Überhöhungskavität (a_2) zusammen. Der komplexe Reflektionskoeffizient r des Einkopplers resultiert ebenso aus der Reflektivität R ($r = \sqrt{R}$), wie der Transmissionskoeffizient t ($t = \sqrt{1 - R} = \sqrt{T}$). Dabei entsteht am „Dunkelarm“ des Interferometers die neue Feldamplitude b_3 und in der passiven Kavität das neue verstärkte Feld b_2 . Analog zur Simulation der gekoppelten Resonatoren wird hier bei der Überführung der neuen internen komplexen Amplitude b_2 in die alte a_2 , die Phase φ hinzugefügt:

$$a_2 = b_2 e^{i\varphi}. \quad (6.6)$$

Vom Ablauf des Algorithmus und den eingesetzten Operatoren gibt es zur vorherigen, gekoppelten Variante keine Veränderungen. Es wurden die gleichen Parameter wie in Abschnitt 6.1 variiert. Die Rückkopplung startet nach 6000 Umläufen (N_{Seed}) des Pulses im Seedoszillator nach dem Relaxationsvorgang. Die Phase lag bei $\varphi = \pi$. Für den ausgekoppelten Seedpuls wurde mit einer Pulsenergie von $W_{\text{Seed}} = 0,71 \mu\text{J}$ und einer Pulsdauer von $\tau_{\text{Seed}} = 490 \text{ fs}$ gerechnet. Zunächst erfolgte die Untersuchung des optimalen Dispersionsbereichs für einen Kopplungsgrad von $R = 0,918$, der in Form eines Auskopplers auch experimentell zur Verfügung stand. Die Abbildungen 6.4, 6.5 und 6.6 stellen die GDD-Abhängigkeit der Pulsenergie

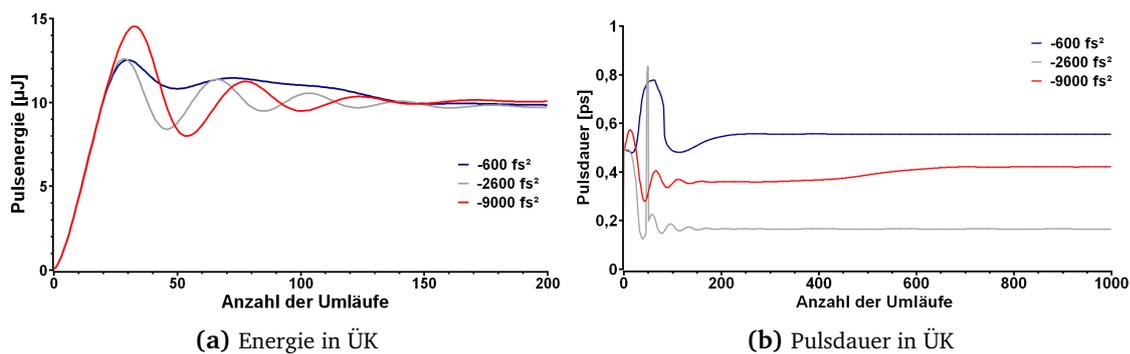


Abbildung 6.4: Ergebnisse für Pulsenergie und Dauer bei drei verschiedenen GDD Werten im Zeitbereich direkt nach dem Einschalten der Rückkopplung, bzw. bei $N_{\text{Seed}} = 6000$.

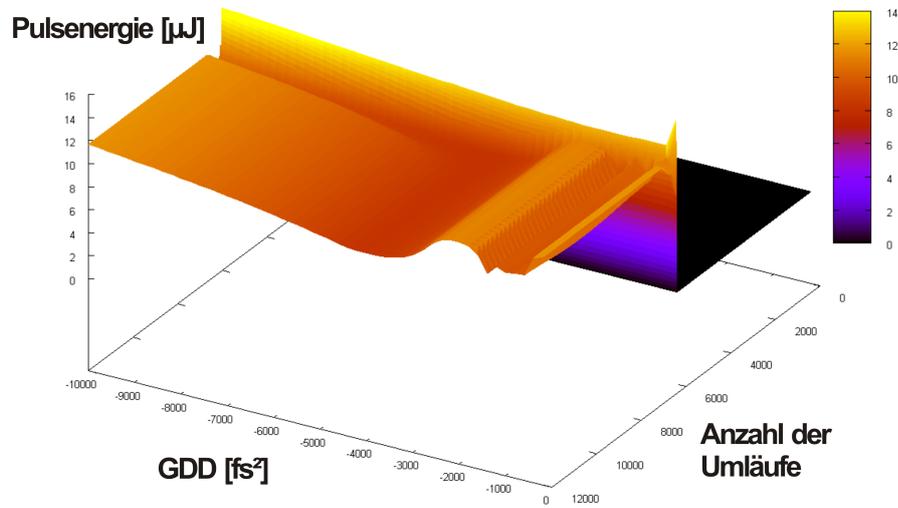


Abbildung 6.5: Pulsenergieevolution in der ÜK nach dem Start der Rückkopplung in Abhängigkeit von der GDD.

und Dauer in einem Bereich von 0 fs^2 bis -10000 fs^2 dar. Die Untersuchung zeigt, dass zwischen dem Langzeit- und dem Einschwingbereich ein deutlicher Unterschied besteht. Während in der Einschwingphase negative Dispersionen $\leq -7000 \text{ fs}^2$ zu Pulsenergien über $13 \mu\text{J}$ führen, existiert im Langzeitbereich ein stabiles Pulsenergieplateau mit Energien um $12 \mu\text{J}$ von etwa -2000 fs^2 bis -3000 fs^2 . Bezüglich der Pulsdauer resultiert aus der Simulation

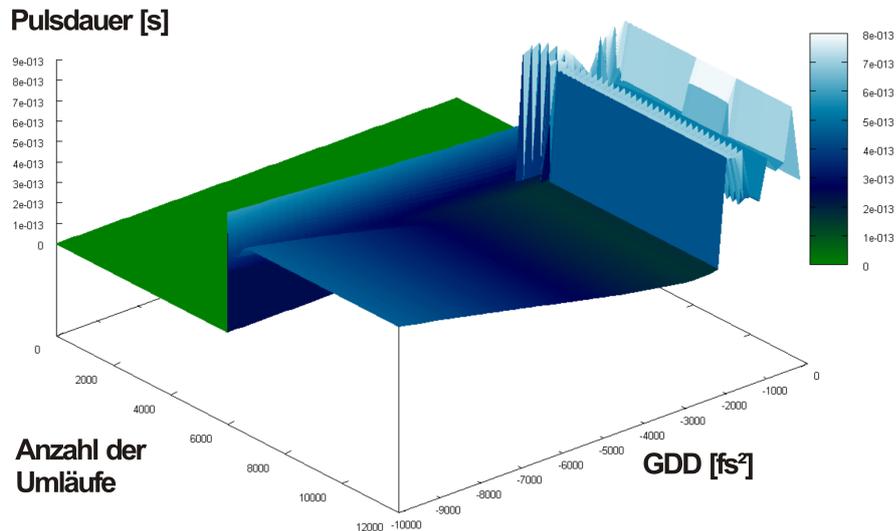


Abbildung 6.6: Pulsdauerentwicklung als Funktion der GDD (Start ab $N_{\text{Seed}} = 6000$).

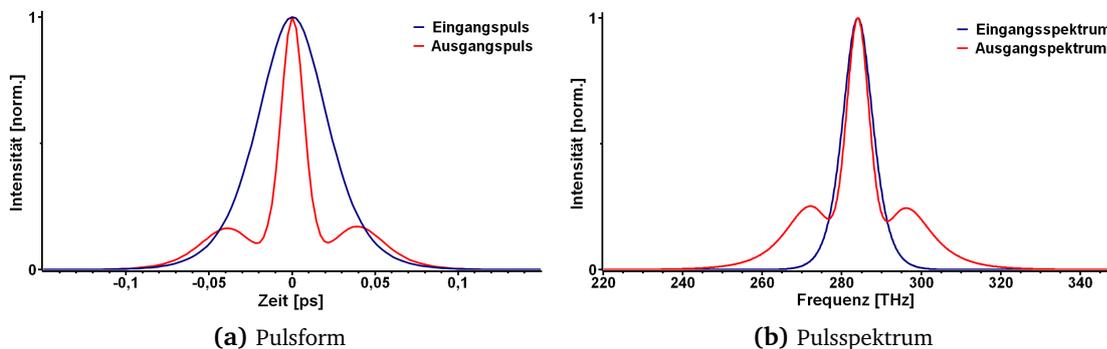


Abbildung 6.7: Zeitlicher Puls (a) und Pulsspektrum (b) nach Start der Überhöhung (blau) und nach etwa 4000 Umläufen bei einer GDD von -2600 fs^2 .

in diesem GDD-Regime ein FWHM-Wert von $\tau_{\min} \approx 170 \text{ fs}$. Der Puls ist in diesem Bereich im Zeit- und Spektralbereich jedoch schon durch SPM moduliert, wodurch sich jeweils ein Vor- und Nachmaxima von 24,6 % im Spektrum und 16,9 % im Zeitbereich bei einer GDD von -2600 fs^2 ergibt (Abb.6.7). Die Modulation geht zwischen den Maxima jedoch nicht auf Null zurück. Somit spiegelt die angegebene Pulsdauer in diesem Bereich den FWHM-Wert der Hauptspitze dar. Mit abnehmender (negativer) GDD nähert sich die Pulsform durch die Kompensierung der SPM immer mehr dem Soliton, welches ab einer GDD von etwa -11800 fs^2 erreicht wird (Zeit-Bandbreite-Produkt, ZBP: 0,315). Bei Dispersionen mit $\text{GDD} < -2000 \text{ fs}^2$ sind deutliche Modulationen bzw. Instabilitäten der Pulsdauer zu erkennen. In einem nächsten Schritt wurde bei einer konstanten GDD von -2600 fs^2 der Koppelgrad R variiert. Das Ergebnis ist in Abb.6.8 dargestellt. Hierbei lag der Fokus auf dem Zeitbereich des Einschwingens, da bei der Implementierung des Dumpings eine Anzahl von 30 Umläufen nicht überschritten werden soll, um die gewünschten Repetitionsraten bei 1-2 MHz zu erreichen. Die Energie baut

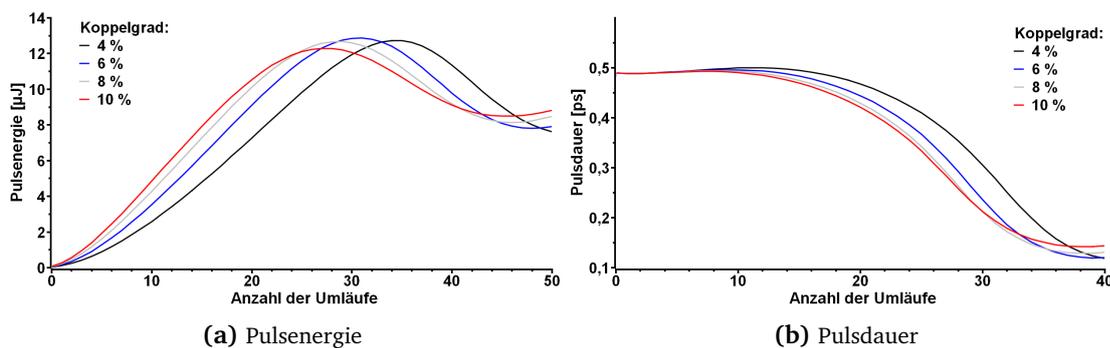


Abbildung 6.8: Evolution der Pulsenergie (a) und Pulsdauer (b) nach Start der Überhöhung für verschiedene Koppelgrade.

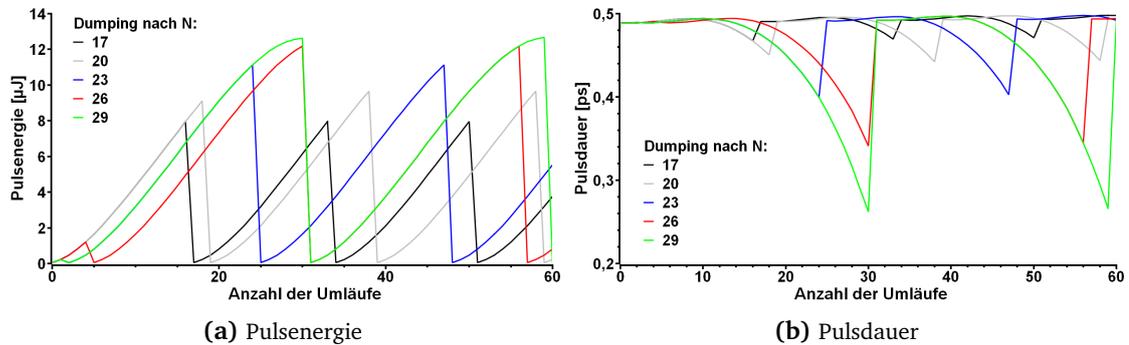


Abbildung 6.9: Ergebnisse für eine verschiedene Anzahl von Umläufen N zwischen den Dumpingereignissen bei einer GDD von -2600 fs^2 .

sich dabei mit höheren Auskoppelgraden zwar schneller auf, erreicht aber nicht den gleichen Maximalwert wie bei geringeren Koppelgraden. Auf die Darstellung der Phasenabhängigkeit soll an dieser Stelle verzichtet werden, da wie erwartet die Überhöhung ab $\varphi \approx 2$ beginnt und bei π ihren Maximalwert erreicht.

Als nächster Schritt erfolgte die Implementierung des Cavity-Dumpings. Mit der Repetitionsrate des Oszillators $f_{\text{Rep}} = 34,7 \text{ MHz}$ und der Anzahl der Umläufe zwischen der Auskoppelung N ergibt sich die Dumpingfrequenz durch $f_{\text{dump}} = f_{\text{Rep}}/N$. In der Simulation wurde f_{dump} von $1,15 \text{ MHz}$ ($N = 30$) bis $2,04 \text{ MHz}$ ($N = 17$) durchgestimmt.

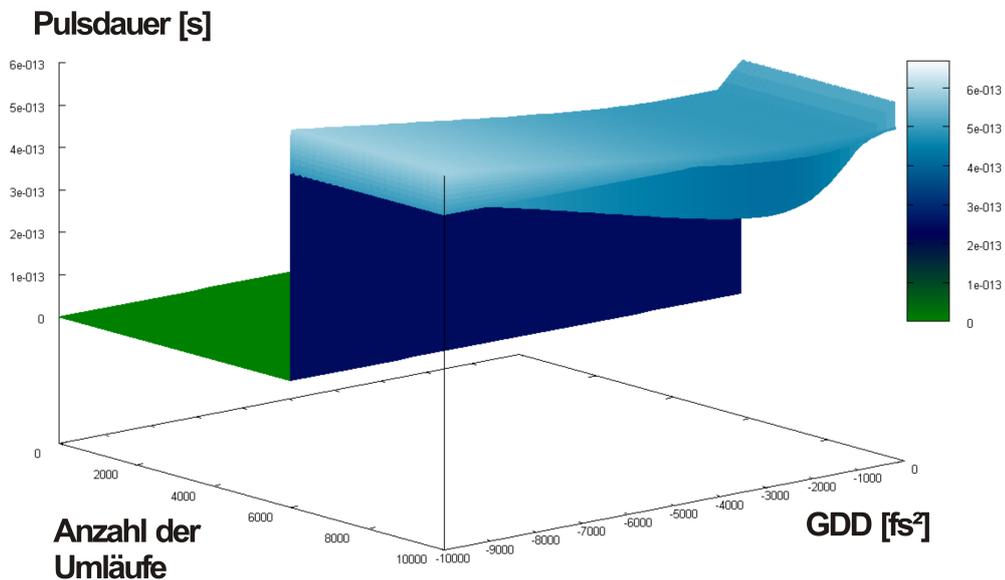


Abbildung 6.10: Abhängigkeit der Pulsdauer von der GDD bei $N = 26$ in einem Bereich von 0 bis -10000 fs^2 (Start der Rückkopplung bei $N_{\text{Seed}} = 6000$).

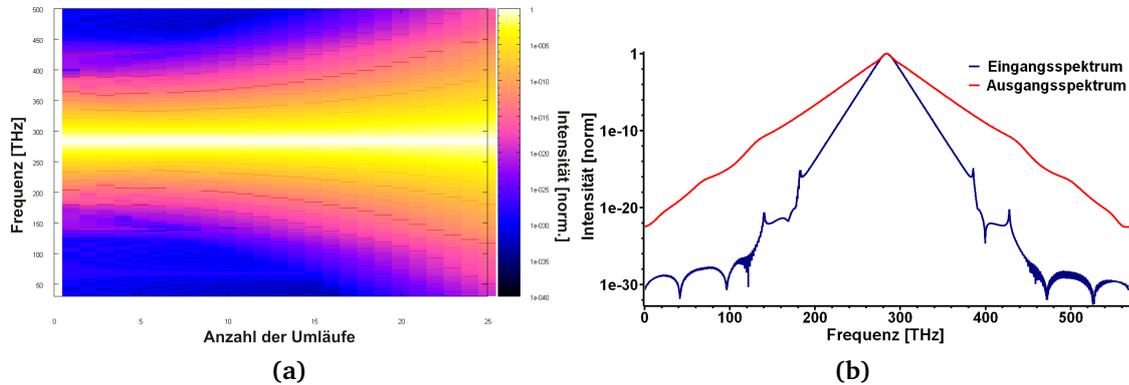


Abbildung 6.11: (a) Evolution des Pulsspektrums während des Dumpingzyklus (logarithmisch), (b) Pulsspektrum für den ersten Puls nach der Auskopplung (blau) und vor der Auskopplung (rot) in logarithmischer Darstellung.

Wie aus der Abb.6.9 ersichtlich ist, führt eine höhere Anzahl der Durchläufe bzw. eine niedrigere Dumpingschaltrate zu höheren Energien und kürzeren Pulsen. Bezüglich der Pulsenergie ist bei $N = 29$ bereits das Maximum der Einschwingphase zu erkennen. Bei einer höheren Umlaufzahl ist die Pulsenergie vor dem Auskoppeln wieder niedriger.

Mit Hilfe dieser Erkenntnisse wurde als nächstes der optimale GDD-Bereich für die Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping bei einer Umlaufzeit von $N = 26$ gesucht. Die maximale Energie liegt dabei für eine GDD von -2600 fs^2 bei $12 \mu\text{J}$ und für -10000 fs^2 bei $12,6 \mu\text{J}$. Für die Pulsdauer ist die Abhängigkeit von der GDD in Abb.6.10 illustriert. Dabei weist die GDD-Umgebung von etwa -2000 fs^2 bis -3000 fs^2 die kürzesten Pulse vor der Auskopplung auf (Minima der Verteilung). Im Gegensatz zum Betrieb ohne Dumping weist das Spektrum keine offensichtliche SPM-Modulation auf. Es verändert sich jedoch die Form von Puls und Spektrum während der Pulsevolution, wie in Abb.6.11,a veranschaulicht wird. Nach der Auskopplung durch das Cavity-Dumping liegt beim Neuaufbau der Energie ein sech²-förmiger Puls mit einem ZBP von 0,315 vor, der dem Seedlaserspektrum mit Kelly-Seitenbändern gleicht (Abb.6.11,b). Durch die Einwirkungen von GDD und SPM in der Verstärkungsphase sinkt das ZBP auf einen Wert von 0,226 vor der Auskopplung, was zu einer Pulsdauer von $\tau_p = 345 \text{ fs}$ führt. Dieser Dispersionsbereich (-2000 fs^2 bis -3000 fs^2) führt somit in der numerischen Simulation zur Pulsverkürzung, was auch experimentell, neben der Verstärkung der Pulsenergie einen äußerst attraktiven Effekt darstellt.

6.3 Ausblick und experimentelle Realisierung

Mit Hilfe der numerischen Ergebnisse soll es nun möglich sein, die Überhöhungskavität nach den optimalen Kriterien zu realisieren. Hierfür wird zum Beispiel eine GDD von -2600 fs^2 durch GTI-Spiegel im passiven Resonator angestrebt. Eine Untersuchung der Betriebsparameter bei

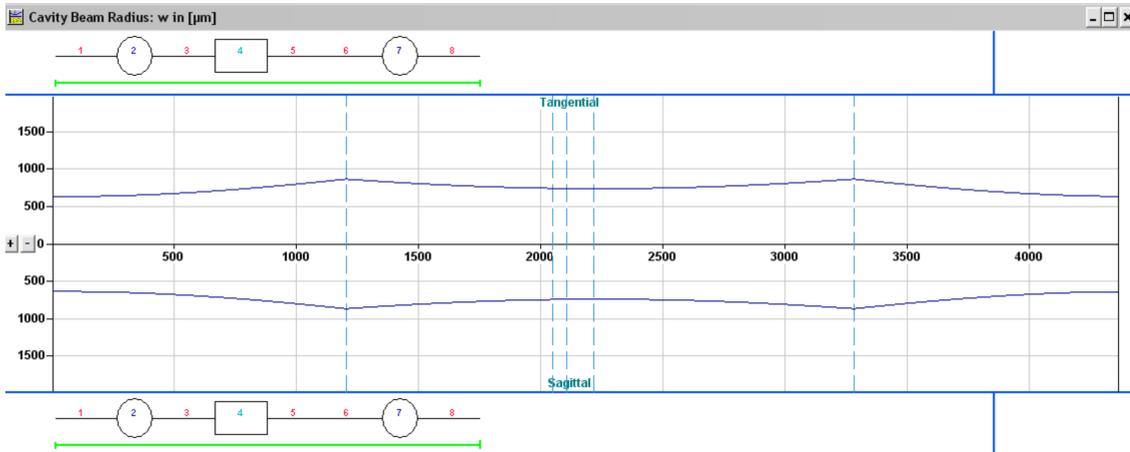


Abbildung 6.12: Abhängigkeit der Pulsdauer von der GDD bei $N = 26$ in einem Bereich von 0 bis -10000 fs^2 .

verschiedenen Dumpingfrequenzen ermöglicht einen direkten Vergleich zu den Simulationen.

Eine der größten experimentellen Herausforderungen ist dabei die Regelung der Phase mittels Piezoaktuator und die mechanische und thermische Stabilisierung des Systems. Während sich das thermische Rauschen über einen vergleichsweise langen Zeitbereich auswirkt, können die Auswirkungen von mechanischen und akustischen Störungen bis in den unteren kHz-Bereich reichen. Hierfür muss die Regelung schnell genug sein. Es sind verschiedene Verfahren für eine solche Regelung bekannt, wie z.B. die Pound-Drever-Hall- [Dre83] oder die Polarisationsstabilisierung [Hän80]. Aber auch eine intensitätsabhängige Regelung wie beim APM-Laser ist denkbar [Mit86].

In unserem Fall wird sich der Oszillator auf demselben Breadboard wie die Überhöhungskavität befinden. Diese Grundplatte ist mechanisch gedämpft und wird über den Kühlkreislauf der Scheibe temperiert. Als Koppelspiegel wird ein Auskoppler mit einem Transmissionsgrad von $R = 0,918$ eingesetzt, für den auch die numerischen Simulationen durchgeführt wurden. Um eine transversale Modenanpassung der beiden Resonatoren zu erreichen wird die aus dem Seedoszillator ausgekoppelte Strahlung durch einen Hohlspiegel mit $1,5 \text{ m}$ Radius in einem Abstand von etwa $5,8 \text{ m}$ vom Seed-Auskoppler refokussiert. Eine $\lambda/2$ -Platte sorgt für die Anpassung der Polarisation zwischen den Resonatoren.

Der Strahllaufbau des Ringresonators ist in Abb.6.13 schematisch veranschaulicht. Er verfügt über eine gefaltete Herriottzelle mit Hohlspiegeln von $0,75 \text{ m}$ und 2 m Radius. Mit einem Spiegelabstand von $4,21 \text{ m}$ beträgt die Gesamtlänge der Zelle ca. $4,28 \text{ m}$. Diese Konfiguration gleicht der 4. Variante aus Tab.2.3. Das in Abb.6.12 gezeigte WinLase Design berücksichtigt die restliche erforderliche Resonatorlänge von $L_{\text{Res}} = 4,36 \text{ m}$ ohne Multipasszelle. Zwei Hohlspiegel mit 3 m Radius werden zur Strahlführung innerhalb des Ringesonators verwendet.

Zurzeit ist der Aufbau der ÜK zum größten Teil abgeschlossen, so dass in einem nächsten

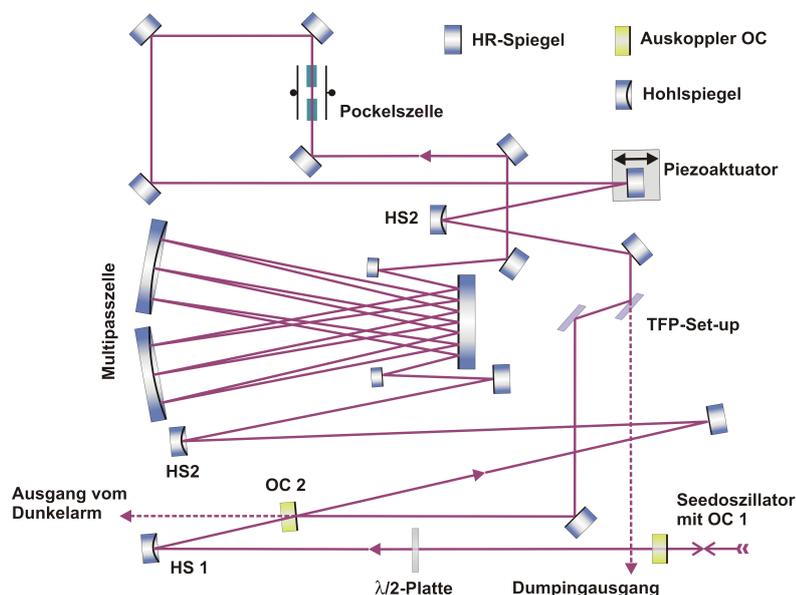


Abbildung 6.13: Schematische Skizze des aktuellen Aufbaus der Überhöhungskavität: $R_{HS1} = 1,5 \text{ m}$, $R_{HS2} = 3 \text{ m}$.

Schritt die Längenanpassung des zweiten Resonators ansteht. Dazu gehört die experimentelle Realisierung der Piezoregelung, die zunächst mit Hilfe des intensitätsabhängigen Verfahrens durchgeführt werden soll.

Gelingt dieses experimentelle Unterfangen und werden die simulierten Werte erreicht, eröffnet dieses Verfahren ein neues Feld der Skalierung von modengekoppelten Scheibenlasern. Der große Vorteil der externen ÜK ist die vom Seedlaser entkoppelte Verstärkung der Pulse ohne weiteres aktives Medium. So hat z.B. die Kleinsignalverstärkung überhaupt keinen Einfluss auf die erreichbare Dämpfungtiefe, die für die ÜK immer bei maximal 100 % liegt. Auch die SPM der Pockelszelle hat keinen Einfluss auf die Seedpulsdauer. Gemäß den Simulationsergebnissen könnte durch die SPM in der ÜK sogar eine spektrale Verbreiterung stattfinden, die bei der richtigen negativen GDD für eine Verkürzung der Seedpulse sorgen könnte. Bezüglich einer weiteren Skalierung ist sicherlich die zunehmende SPM der Pockelszelle und der Luft im Resonator ein wichtiger Aspekt. Mit steigenden internen Pulsenergien wird die erforderliche, negative GDD ebenfalls ansteigen. Da bei diesem Konzept im solitären Fall eine dispersive Herriottzelle zur Kompensation der SPM möglich wäre, aber auch mit gechirpten Pulsen bei geringeren Spitzenleistungen gearbeitet werden kann, gibt es viele denkbare Ansätze zur Skalierung.

Die Erzeugung von Pulsen bei hohen mittleren Leistungen bzw. Repetitionsraten von 30 - 100 MHz (Pulsenergien im Mikrojoule regime) und Pulsen im 400 bis 500 fs-Bereich konnte mit Scheibenlasern mehrfach demonstriert werden [Bru02, Mar07, Pal08]. Man hat

es bisher nicht geschafft mit einem modengekoppelten Scheibenoszillator bei der gleichen mittleren Leistung und Pulsauern unter 500 fs, Pulsenergien von über 10 μJ zu erzeugen. Das Konzept der externen Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping repräsentiert hier eine Erweiterung der realisierten Scheibenoszillatoren, wobei ohne eine Veränderung des Lasers die Pulsenergie gesteigert werden könnte. Für viele Anwendungen (wie z.B. im Bereich der Hochenergiephysik) ist dabei häufig die Pulsdauer das entscheidende Kriterium. Allein für Konversionsprozesse (z.B. in den NUV-Bereich) oder zur Weißlichterzeugung wäre ein solches System daher von hohem Nutzen.

Ein wesentlicher Nachteil der Überhöhungskavität gegenüber dem Oszillator mit Cavity-Dumping ist der Verlust von Leistung und Energie durch die höhere Anzahl von Resonatorelementen. Auch die Verluste die bei der Einkopplung z.B. durch eine Phasenfehlانpassung entstehen können, wirken sich auf diese Bilanz aus. Ein weiterer Punkt ist die hohe Komplexität des Systems, bei dem vom Dumping bis zur Phasenregelung mittels Piezo ein hoher Regelaufwand notwendig wird. Auch äußere Einflüsse wie z.B. die Labortemperatur werden die Langzeitstabilität voraussichtlich beeinflussen.

7 Diskussion

Um die erreichten Ergebnisse der Lasersysteme zu vergleichen und zu diskutieren, wurde in Tab.7.1 eine Übersicht der erzielten Laserspezifikationen erstellt. Im Bereich der Laseroszillatoren mit Cavity-Dumping (CD) konnten dabei mit dem Yb:KYW-Scheibenlaser bisherige Energiegrenzen mehr als verdoppelt werden [Kil05b]. Im Folgenden sollen derzeitige Limitationen der Systeme angesprochen und Lösungswege aufgezeigt werden.

Die Untersuchungen machen deutlich, dass der Kleinsignalgewinn für die Effizienz des Cavity-Dumping eine entscheidende Rolle spielt. Dieser Aspekt ist gerade im Bezug auf den Einsatz von Scheibenlasern interessant, die sich zur Steigerung der Pump- und Ausgangsleistung sehr gut eignen. Bei den Scheibenlasern werden in der Regel zwar hohe Ausgangsleistungen erzielt, allerdings ist der Kleinsignalgewinn durch den großen Pumpstrahldurchmesser auf der Scheibe zu klein für einen effizienten Dumpingprozess. So lässt sich bei dem in Kap.4 demonstrierten Scheibenlaser eine Dumpingtiefe von maximal 25 % einstellen, wobei im Resonator eine Pulsenergie von ca. 13 μJ generiert wird. Für eine Steigerung der Kleinsignalverstärkung durch eine Verkleinerung des Pumpmodes auf dem Scheibenkristall prognostizieren numerische Simulationen eine Dumpingtiefe von über 50 %. Dies hätte den Vorteil, dass der Oszillator bei einer vergleichsweise geringen Änderung des Betriebsregimes doppelt so hohe Pulsenergien zwischen 6 und 7 μJ emittieren würde.

Im direkten Vergleich zum Scheibenoszillator gelingt es mit Standardkristallen, bei denen der Pumpmode um ein Vielfaches kleiner und die Kleinsignalverstärkung höher ist, in Bereiche der Dumpingtiefe von über 60 % vorzudringen [Kil05b]. Dagegen ist für diese Laser die

Tabelle 7.1: Übersicht der Spezifikationen der Laseroszillatoren (*komprimiert). Yb:KYW 1: Standardkristall mit CD, Yb:KYW 2: Scheibenlaser mit CD, Yb:KLuW-Laser ohne CD.

Lasertyp	Yb:KYW 1	Yb:KYW 2 (He/Luft)	Yb:KLuW (solitär/CPO)
Pulsenergie [μJ]	2	3/2,3	0,7/0,3
Pulsdauer [fs]	370*	680/700	440/1700
Ausgangsleistung [W]	2,0	2,5/3,2	25,6/9,5
Repetitionsrate [MHz]	1,00	1,06	34,7
Dumpingtiefe [%]	45	25	-
Spitzenleistung [MW]	0,9	4,4/3,3	1,4/0,2
Wellenlänge [nm]	1030	1025	1030

Steigerung der Pumpleistung nicht möglich, da durch den kleinen Pumpmode auch die Pumpleistungsdichte zur Zerstörung des Kristalls führen kann. Dieses Beispiel zeigt, wie sinnvoll eine Abwägung zwischen Zerstörschwelle und erforderlicher Kleinsignalverstärkung bei der Auslegung der Strahlgrößen im Laserkristall für Oszillatoren mit Cavity-Dumping ist. Bezüglich der Standardkristalle kann alternativ die Skalierung der mittleren Leistung durch mehrere, einzeln gepumpte Laserkristalle in einem Laser erfolgen [Cal08]. Dieses Konzept wird zurzeit experimentell evaluiert.

Ein weiterer problematischer Aspekt ist die hohe Selbstphasenmodulation bei hohen Pulsenergien und Femtosekunden-Pulsen innerhalb des Resonators. Für die solitäre Modenkopplung ist dieser Effekt aufgrund der hohen Spitzenleistungen vergleichsweise stark. Allein die Luft im Resonator hatte beim Yb:KYW-Scheibenlaser (4) den zweitgrößten Anteil an der gesamten SPM. Zweifelsohne sind die Kristalle der Pockelszelle jedoch für den größten SPM-Beitrag verantwortlich. Die Folge ist ein großer negativer GDD-Betrag, der zur Kompensation der SPM erforderlich wird und in Form von einer hohen Anzahl von Reflektionen an GTI-Spiegeln aufgebracht werden muss. Jede Reflektion ist mit zusätzlichen Leistungsverlusten verknüpft. Somit führt die Pockelszelle mit steigenden Pulsenergien bei solitärem Betrieb zu Problemen, die einen Einsatz des Cavity-Dumpings zur weiteren Pulsenergieskalierung fragwürdig macht. Im Bereich der Yb:YAG-Oszillatoren mit langen Resonatoren und hohen Auskoppelgraden, die eine Alternative zum Cavity-Dumping darstellen, entsteht die SPM hauptsächlich in der Luft des Resonators. Der solitäre Betrieb kann auch hier nur durch extrem hohe negative Dispersion [Neu08] oder durch eine Flutung des Oszillators mit Helium [Mar08] gewährleistet werden. In der Literatur ist der Trend wiederzufinden, dass mit steigender SPM auch ein Anwachsen der minimal erreichbaren Pulsdauer einhergeht. Dabei ist ein Anwachsen der minimalen Pulsdauer mit zunehmender Resonatorlänge bzw. Pulsenergie zu erkennen, wobei die durch das Lasermaterial bereitgestellte spektrale Bandbreite nicht ausgenutzt werden kann. Mit kurzen Resonatoren und geringeren Leistungen lassen sich dagegen deutlich kürzere Pulse und breitere Spektren generieren. Führen die aktuell durchgeführten Studien zu dem Ergebnis, dass die SPM tatsächlich diesen Effekt verursacht, ist dies ein weiteres Argument für eine Reduktion der Nichtlinearitäten.

Aus diesen Gründen wurde untersucht, in wie fern sich die alternative Art der Modenkopplung des CPO-Betriebs für Yb-Oszillatoren mit Cavity-Dumping eignet. Aufgrund der gechirpten Pulse resultiert eine Reduzierung der Spitzenleistung und damit die Verringerung der Nichtlinearitäten im Oszillator. Mit Hilfe des in Kap.3 beschriebenen Yb:KYW-Oszillators mit Cavity-Dumping konnte eine erfolgreiche Realisierung gezeigt werden. Im Vergleich zu einem baugleichen System, das auf solitärer Modenkopplung basiert [Kil05b], wurde die Pulsenergie um einen Faktor 1,4 gesteigert. Die Pulsdauer lag mit 370 fs nach der Kompression ebenfalls im Bereich des solitären Systems. Einziger Nachteil ist bei diesem Konzept die Notwendigkeit der externen Kompression, die in der Regel mit zusätzlichen Verlusten einhergeht. Zur weiteren Leistungs- und Energieskalierung ist das bereits vorgestellte Konzept mit mehreren Laserkristallen in der Untersuchungsphase.

In einem nächsten Schritt sollte geprüft werden, ob das CPO-Konzept generell auch auf den modengekoppelten Scheibenoszillator übertragbar ist, der von einer Reduktion der SPM im Fall des Cavity-Dumping profitieren würde. Aus diesem Grund wurden beim Yb:KLuW-Scheibenlaser aus Kap.5.1 das solitäre und positiv gechirpte (CPO) Betriebsregime als „proof of principle“ ohne Cavity-Dumping miteinander verglichen. Es stellte sich allerdings heraus, dass in beiden Fällen der SESAM das limitierende Element darstellt. Hierbei wurden durch opto-thermische Wechselwirkungen im Halbleiterchip Linsen erzeugt, die den Laserstrahl transversal destabilisierten und damit die Modenkopplung unterbrachen. Da beim CPO-Betrieb mit einem stärker absorbierenden SESAM gearbeitet wurde, stellte sich dieser limitierende Effekt schon bei deutlich geringeren Laserleistungen ein. Somit war die mittlere Leistung des solitären Betriebsregimes und damit auch die Energie um einen Faktor 2,7 höher als beim CPO. Da zwar durch die hohe Pumpleistung (bis 140 W) eine hohe Ausgangsleistung (> 25 W) erzeugt wird, aber durch den großen Pumpmode auf der Scheibe die Kleinsignalverstärkung vergleichsweise gering ist, wäre für dieses System eine Implementierung vom Cavity-Dumping aufgrund einer zu geringen Dumpingtiefe für eine Steigerung der Pulsenergie nicht ratsam.

Bei der kürzeren Resonatorlänge des Yb:KLuW-Oszillators von etwa 4,3 m wurden im Vergleich zum solitären Yb:KYW-Scheibenlaser mit Cavity-Dumping (Länge: 9,4 m, $\tau_p = 700$ fs, $GDD_{\text{Spiegel}} = -40000$ fs²) tatsächlich kürzere Pulse von $\tau_p = 490$ fs Dauer bei einer GDD_{Spiegel} von -6200 fs² erreicht. Die Pulsenergien lagen für beide Oszillatoren etwa bei 10 bis 13 μ J. Dieses Ergebnis bestätigt den Trend aus der Literatur, dass mit höheren SPM-Werten längere Pulse erzeugt werden.

Zur Skalierung der Pulsenergie mit dem Yb:KLuW-Scheibenlaser wurde ein anderer Weg verfolgt. Wie in Kap.6 erörtert, sieht dieses Konzept vor, diesen Oszillator als Seedlaser für eine Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping, einzusetzen. Vergleicht man die Kombination aus Seedlaser und Überhöhungskavität mit einem Oszillator mit Cavity-Dumping sind die Vorteile dieser Methode vielseitig. So wird der Seedlaser durch den fehlenden EOM in seinem Betrieb nicht gestört und erzeugt durch die geringere SPM kürzere Pulse. Ein weiterer Vorteil ist die Tatsache, dass die Dumpingtiefe völlig von der Kleinsignalverstärkung des Seedlasers entkoppelt wird und immer zu 100 % ausgekoppelt werden kann. Die Simulationen zeigen zum einen, dass eine komplette Entkopplung des Verstärkungsresonators vom Seedlaser sinnvoll ist, da die Wechselwirkungen, die bei einer Kopplung der Resonatoren auftreten, den Seedoszillator zu stark stören. Werden Seed- und Überhöhungsresonator entkoppelt, hängt die durch die Überlagerung erzielbare Pulsenergie stark von der Auslegung und Stabilisierung der Überhöhungskavität ab. Im Resonator nimmt die in der Pockelszelle generierte SPM in Abhängigkeit von der eingesetzten negativen GDD am meisten Einfluss auf den umlaufenden Puls. Bei einer GDD im Bereich von -2500 fs² prognostiziert die Simulation sogar eine Verkürzung der Pulsdauer auf 350 fs, wobei die zusätzlich erforderliche Bandbreite aus einer spektralen Verbreiterung durch SPM im EOM resultiert. Bei dieser Einstellung ergibt die Simulation bei einer Dumpingfrequenz von 1,3 MHz bzw. einer Resonatorumlaufzahl des Pulses von 26 eine maximal erreichbare Pulsenergie von ca. 12 μ J. Dieses Ergebnis wäre ein

Durchbruch bezüglich der Pulsenergie und Pulsdauer und würde zu Spitzenleistungen von etwa 30 MW führen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Laser liegen im direkten Vergleich in einem Bereich um 4 MW. Gerade bezüglich der Pulsdauer würde sich dieses System von den wenigen vergleichbaren Scheibenlasern (auf Yb:YAG-Basis) abgrenzen, die zurzeit bekannt sind [Mar08, Neu08] und eine Pulsdauer von 800 fs praktisch nicht unterschreiten können. Als Herausforderung ist die exakte Regelung der Resonatorlänge der Überhöhungskavität an die des Seedoszillators zu nennen. Bei einer Fehlanpassung im 100 nm-Bereich sinkt die Pulsenergie im passiven Resonator bereits drastisch. Weiterhin wird die Langzeitstabilität auch von äußeren Umständen, wie z.B. der Labortemperatur abhängen, durch die eine Veränderung der Resonatorlänge außerhalb des vom Piezo regelbaren Bereichs entstehen kann.

8 Anwendungen

Die realisierten Lasersysteme finden in verschiedenen Bereichen Anwendung. Durch die Kombination aus hohen Pulsenergien, hohen Repetitionsraten und kurzen Pulsdauern eignen sich die Laser z.B. zur effizienten Frequenzkonversion oder für die Materialbearbeitung. Für bestimmte spektroskopische Anwendungen oder für optische Bildgebungsverfahren ist es von Interesse, Pulse im sichtbaren oder im NUV-Spektralbereich zur Verfügung zu haben. Hinsichtlich der Frequenzkonversion wird im Folgenden als Beispiel die Frequenzverdreifachung der Pulse des Yb:KYW Scheibenlasers mit Cavity-Dumping in Abschnitt 8.1 demonstriert.

Weiterhin bieten sich die realisierten Oszillatoren als Seedlaser für die Verstärkung der Pulse mit Rod-type Fasern an. Da die Verstärkung in den Fasern ohne eine weitere Reduktion der MHz-Repetitionsraten auskommt, können mit einstufigen Verstärkern bereits Energien von über 10 μJ erreicht werden. Dieses Verfahren wird in 8.2 vorgestellt.

Das Hauptanwendungsfeld der realisierten Lasersysteme in der Arbeitsgruppe bildet das Schreiben von Lichtwellenleiterstrukturen in Glassubstraten. Dabei werden verschiedene Konzepte für diese Art der Materialbearbeitung untersucht. Eine Einführung in diesen Themenbereich wird in Sektion 8.3 gegeben.

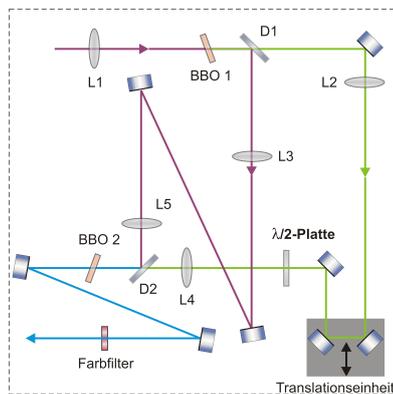
8.1 Frequenzkonversion

Für die Frequenzverdreifachung (Third-Harmonic-Generation, THG) kam der Yb:KYW Scheibenlasers mit Cavity-Dumping zum Einsatz, der mit 3 μJ über die höchste Pulsenergie aller vorgestellten Laser verfügt. Hierbei galt es, eine Verdopplungseffizienz von $\eta_{\text{SHG}} > 50\%$, sowie eine Verdreifachungseffizienz von $\eta_{\text{THG}} > 20\%$ zu realisieren. Generell wird bei der Konversion in der ersten Stufe aus der Fundamentalen bei 1025 nm die 2. Harmonische bei 512 nm generiert (Second-Harmonic-Generation, SHG). Im zweiten Schritt werden die Fundamentale und die Frequenzverdoppelte im nichtlinearen Medium überlagert, um die 3. Harmonische durch eine Summenfrequenzmischung bei 341 nm zu generieren.

Um die komplexe Handhabung des Oszillators in He-Umgebung zu vermeiden, wurde der Laser unter Luftatmosphäre mit einer Ausgangsenergie von $W_{\text{IR}} = 1,5 - 2 \mu\text{J}$ betrieben. Der Gesamtaufbau der Verdreifachungseinheit, die auf einem 300 x 300 mm großen Breadboard aufgebaut wurde, ist in Abb.8.1 veranschaulicht. Die Verdopplung wurde mit einem BBO-Kristall von 0,6 mm Länge bei Typ-I kritischer Phasenanpassung durchgeführt, bei dem die Fundamentale in unserem Fall mit linearer Polarisation in horizontaler Richtung eingestrahlt

wurde. Im BBO sind IR und SHG für einen Winkel¹ von $\theta = 23^\circ$ phasenangepasst. Der einlaufende Strahl vom Laser wurde mit einer AR-beschichteten Linse mit einer Brennweite von $f_{L1} = 150$ mm in den Kristall fokussiert (L1). Die Trennung von Fundamentaler und 2. Harmonischer gewährleistete ein dichroitischer Strahlteiler (D1). Dabei konnte mit einer IR-Leistung von $P_{IR} = 2,05$ W eine maximale Verdopplungseffizienz von $\eta_{SHG} = 59,5$ % erzielt werden (mit He-Flutung liegt η_{SHG} bei 63 %).

Für die effizienteste Verdreifachung musste η_{SHG} auf 55 % reduziert werden, um die Anzahl der Photonen beider Wellenlängen für die Energieerhaltung anzugleichen. Nach der Trennung von IR- und SHG-Strahl wurde jeweils eine AR-beschichtete Linse mit einer 150 mm Brennweite zur Kollimation eingebaut (L2, L3). Eine $\lambda/2$ -Platte sorgte im grünen Strahlarm für die Anpassung der Polarisation, die aufgrund der Typ-I kritischen Phasenanpassung im BBO für die THG gleich sein sollte. Auch die Anpassung der Strahlwege bzw. der Propagationszeiten erfolgte im grünen Strahlarm durch eine Translationseinheit. Für die kollineare THG-Konfiguration wurden IR- und SHG-Strahl mit einem dichroitischen Strahlteiler (D2) rekombiniert. Die Untersuchung der IR- und SHG-Strahltaillen im Fokus mit verschiedenen Linsen ergab eine erforderliche Brennweite von 80 mm (L4, L5) zum Erreichen einer ausreichend hohen Konversionseffizienz des Verdreifachungsprozesses. Vor dem 2 mm langen BBO-Kristall, der für die THG verwendet wurde, lag die Infrarotleistung bei $P_{IR} = 725$ mW und die SHG-Leistung bei $P_{SHG} = 885$ mW. Die Leistungsdifferenz zur Eingangsleistung resultiert aus den Verlusten, die durch alle teilnehmenden Optiken induziert wurden. Zum Messen der Leistung der 3. Harmonischen kamen HR-Spiegel für 341 nm zum Einsatz, die durch NUV-Filter (2 x GG 475 Filter) ergänzt wurden, um die beiden anderen Wellenlängen



(a) Set-up



(b) Foto

Abbildung 8.1: Schematische Aufbauskitze der THG-Einheit (a) und Foto des realisierten Set-ups (b).

1 Winkel den Oberfläche zur Vertikalebene der Wellenfronten im Fokus bildet.

ausreichend zu unterdrücken. Mit einer NUV-Leistung von $P_{\text{SHG}} = 470 \text{ mW}$ konnte eine Verdreifachungseffizienz von $\eta_{\text{THG}} = 29,2 \%$ erzielt werden. Durch eine Senkung der Verluste des Aufbaus und der Applikation von höheren Eingangsleistungen (z.B. mit He-Flutung des Oszillators) sollten Konversionseffizienzen von $\eta_{\text{THG}} > 30 \%$ problemlos erreichbar sein.

8.2 Pulsenergieverstärkung mit rod-type-Faser

Mit Hilfe des in Kap.3 vorgestellten Yb:KYW CPO-Systems gelang es einen einstufigen Verstärker auf Basis einer Ytterbium dotierten „rod-type Faser“ zu realisieren [Ste08]. Der Verstärker basiert auf dem CPA-Konzept¹ bei dem die Spitzenleistung der Pulse durch eine dispersive Streckung zunächst reduziert wird. Dadurch wird eine zerstörungsfreie Verstärkung gewährleistet, die durch die anschließende Rekompensation der Pulse zu einer Steigerung der Spitzenleistung führt [Str85]. Im Gegensatz zum solitären Seedlaser sind die Pulse durch den CPO-Betrieb bereits vorgestreckt.

Das Set-up des Verstärkersystems ist in Abb.8.2 gezeigt. Der Seedlaser liefert eine Pulsenergie von $1,5 \mu\text{J}$ mit einer Repetitionsrate von 1 MHz [Ste08]. Die gechirpten Pulse verfügen bei einer Zentralwellenlänge von $1,03 \mu\text{m}$ und einer FWHM-Bandbreite von $\Delta\lambda = 6,1 \text{ nm}$ über ein Fourier-Limit von 390 fs . Nach einem Isolator und einer Polarisationskontrolle folgt

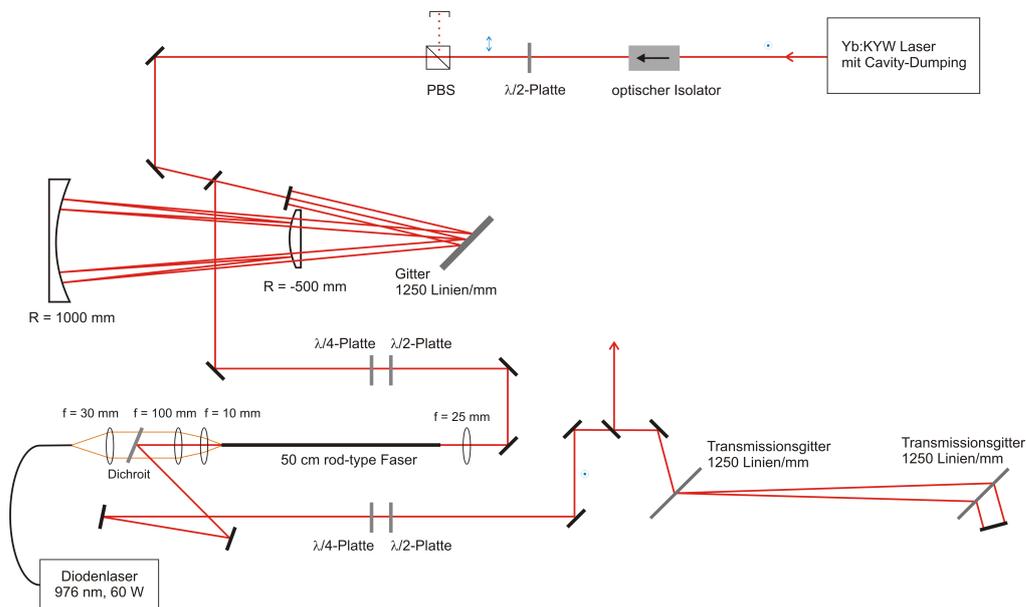


Abbildung 8.2: Experimenteller Aufbau des Faserverstärkers [Ste08].

1 Chirped-Pulse-Amplifier.

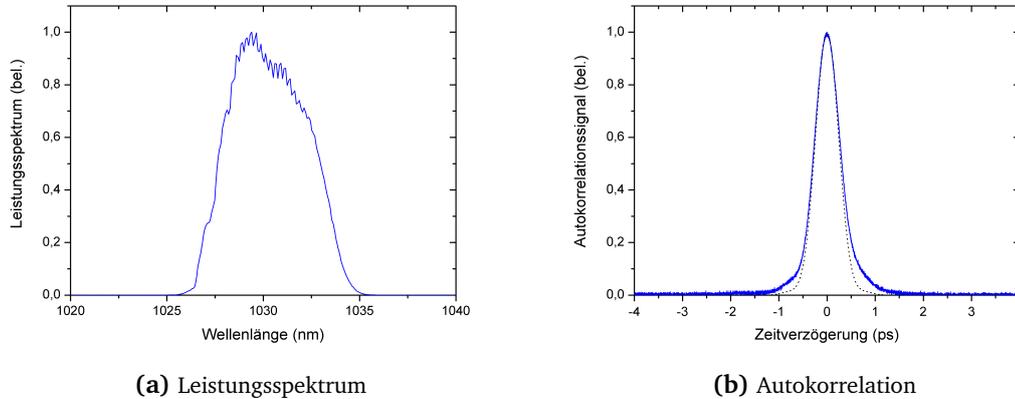


Abbildung 8.3: Ergebnisse für die Verstärkung und die Pulskompression, FWHM-Wert der Autokorrelation: 600 fs [Ste08].

ein Offner-Strecker [Du95], bei dem das Gitter eine Strichzahl von 1250 Linien/mm aufweist. Hiermit wird eine Pulsdauer von etwa 50 ps erreicht.

Die 0,5 m lange Rod-type-Faser besitzt eine Mikrostrukturierung mit einem aktiven Kerndurchmesser von $D_{\text{eff}} = 33 \mu\text{m}$ bei einer NA von 0,6 [Lim05]. Die Absorption der 976 nm Pumpstrahlung liegt im Bereich von 30 dB/m. Die geschützten Faserenden sind zur Unterdrückung von parasitärem Laserbetrieb unter einem Winkel von 5° poliert. Zum Pumpen wird eine fasergekoppelte 75 W Laserdiode verwendet, bei der mit einem Regler über ein Peltierelement die Temperatur und somit die Wellenlänge stabilisiert wird. Dabei erfolgt das Pumpen in Gegenrichtung zur Verstärkung, um die Reabsorption gering und damit die Verstärkung möglichst hoch zu halten.

Die Kompression der Pulse erfolgt anschließend mit den in Kap.3.5 bereits vorgestellten Transmissionsgittern (1250 Linien/mm) die im Doppeldurchgang durchlaufen werden. Der Abstand zwischen den Gittern beträgt in etwa 0,7 m.

Bei einer Kompressoreffizienz von ca. 70 % liegt der Verstärkungsfaktor hinter dem Kompressor bei etwas über 11,25. Dieser Wert bezieht sich bei einer Pumpleistung von 60 W auf eine Seedleistung von $P_{\text{Seed}} = 0,8 \text{ W}$ mit einer Ausgangsleistung nach den Gittern von $P_{\text{out}} = 9 \text{ W}$. Das Leistungsspektrum und die Intensitätsautokorrelation sind in Abb.8.3 dargestellt. Aus dem Spektrum ergibt sich ein Fourier-Limit von 400 fs ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 5,4 \text{ nm}$). Durch den Entfaltungsfaktor von 0,71, der sich aus der Pulsform ergibt, resultiert aus der Autokorrelation eine Pulsdauer von 420 fs.

8.3 Laserinduziertes Wellenleiterschreiben

In experimentellen Arbeiten wie z.B. [Ose04] konnte bereits die gute Eignung der Yb:KYW Oszillatoren mit Cavity-Dumping für das Schreiben von Lichtwellenleitern (LWL) demonstriert werden. Dabei gewährleisten die hohen Repetitionsraten schnelle Schreibgeschwindigkeiten und die geringen Rauscheigenschaften und guten Strahlprofile homogene Strukturen. Im Vergleich zum klassischen Verfahren, bei dem mit Maskenlithographie und Ionendotierung gearbeitet wird, bietet sich mit Femtosekundenpulsen die Möglichkeit des dreidimensionalen Schreibens. Generell basieren die LWL auf einer laserinduzierten Modifikation des Brechungsindex im Bereich des Laserfokus. Im Fokusbereich tritt durch die hohen Intensitäten der Femtosekundenpulse eine Multiphotonenabsorption auf, die zu weiteren nichtlinearen Prozessen führt, wobei sich nach der ultrakurzen Wechselwirkungszeit eine permanente Indexmodifikation ergibt. Das strukturierte Volumen verfügt über einen höheren Brechungsindex als die Umgebung, wodurch die Lichtwellenleitung gewährleistet werden kann.

Die Bestrebungen gehen in diesem Anwendungsfeld dahin, komplexe, integrierte Strukturen wie Koppler, Strahlteiler oder Interferometer zu realisieren. Mit Hilfe der in dieser Arbeit vorgestellten Systeme war es nun möglich simultan geschriebene Strukturen zu demonstrieren [Pos09]. Dabei kam der Yb:KYW-Scheibenoszillator aus Abschnitt 4, sowie der Yb:KYW-CPO (Kap.3) in Verbindung mit dem Faserverstärker (Sektion 8.2) zum Einsatz. Die hohen Energien der Laser bieten hier die Möglichkeit mehrere Strukturen auf einmal zu schreiben.

Schlüsselement hierfür ist ein Computer gestützter räumlicher Lichtmodulator (**Spatial-Light-Modulator**, SLM, Fa. Hamamatsu PPM, X8267-15). Der einlaufende Laserstrahl transmittiert durch das Display und wird am Ende durch eine HR-Schicht zurückreflektiert. Das Flüssigkristalldisplay verfügt über eine Pixelanzahl von 768 x 768 die durch Anlegen von Phasenmasken Einfluss auf die Wellenfronten des Laserstrahls nehmen. Die Abb.8.4 veranschaulicht den experimentellen Aufbau des Materialbearbeitungssystems. Durch das Anlegen

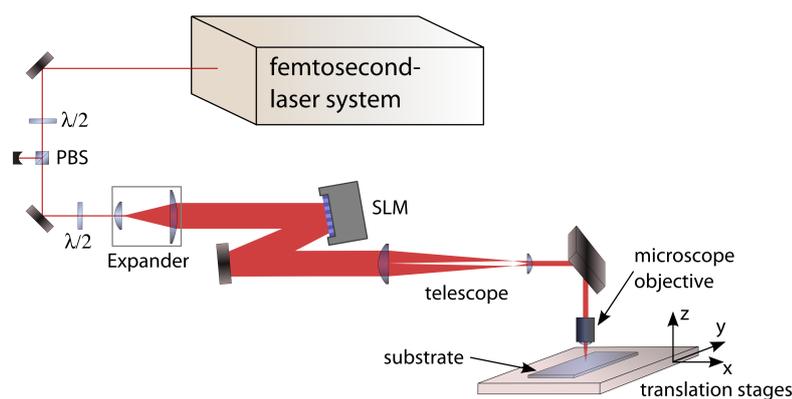


Abbildung 8.4: Schematische Skizze der Einheit zum Wellenleiterschreiben [Pos09].

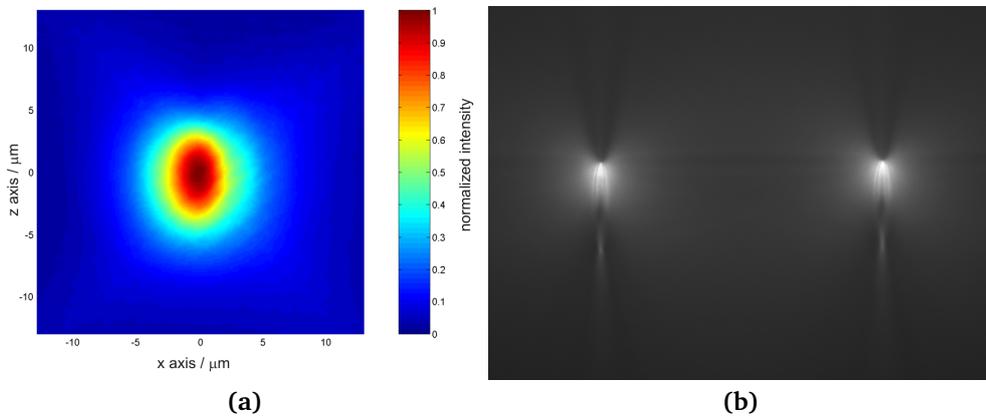


Abbildung 8.5: (a) Nahfeldaufnahme des geführten Teststrahls nach Wellenleiter im Nahfeld bei 1550 nm, (b) Mikroskopaufnahme der Frontfläche eines Substrates, das Streulicht der Mikroskoplampe macht Querschnitt zweier geschriebener Strukturen sichtbar [Pos09].

eines Phasengitters am Modulator kann der Laserstrahl somit aufgeteilt werden, und durch die zeitliche Veränderung der Phase und die Translation des Probenhalters können die unterschiedlichen Strahlen unabhängig voneinander durch das Material geführt werden. Somit lassen sich z.B. die in Abb.8.6 gezeigten Strahlkoppler realisieren.

Zunächst wurden zwei Wellenleiter simultan mit einem konstanten Gitter bei einer Pulsenergie von jeweils 500 nJ geschrieben. Die damit generierten, parallelen Wellenleiter sind Singlemode-Strukturen für eine Wellenlänge von 1550 nm (Abb.8.5). Die Analyse der Wellenleiter lieferte sehr geringe Propagationsverluste von 1,2 dB/cm bei einer Strukturlänge von 1,9 cm. Der Fokus der Pulse lag in einer Materialtiefe von etwa 150 μm .

In einem nächsten Schritt erfolgte das simultane Schreiben von Strahlkopplern. Für nah

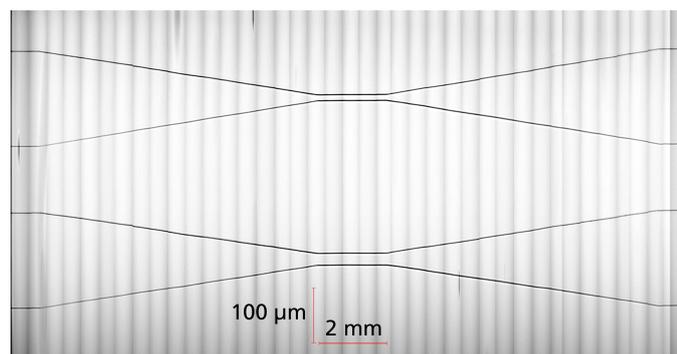


Abbildung 8.6: Mikroskopaufnahmen von zwei geschriebenen Kopplern mit 20-facher Vergrößerung, Einzelbilder wurden zur Gesamtdarstellung aneinander gereiht [Pos09].

aneinander liegende Wellenleiter koppelt unter bestimmten Voraussetzungen der geführte Mode eines Leiters über das evaneszente Feld in den Nachbarleiter. Dabei sind die Kopplungsbedingungen vor allem geometrischer Natur (z.B. Abstand der Leiter und Kopplungslänge). Zur Realisierung dieser Strukturen wurde ein sich zeitlich veränderndes Phasengitter erforderlich. Die Schreibgeschwindigkeit (hier: $100 \mu\text{m/s}$) wurde hierfür an die Schaltzeiten (20 Hz) des Modulators angepasst. In diesem Fall konnten etwa 200 verschiedenen Phasenmasken über eine Länge von 1 mm Substrat appliziert werden. Die Abb.8.6 zeigt Koppler mit einem äußeren Abstand von $175 \mu\text{m}$ und Zentralabständen von $11 \mu\text{m}$ bzw. $22 \mu\text{m}$. Die Analyse des Wellenleiters mit $11 \mu\text{m}$ Separationsabstand ergab eine Kreuzkoppeleffizienz von 45 %. Die höchsten Koppeleffizienzen von 95,2 % wurden bei einem Separationsabstand der Strukturen von $8 \mu\text{m}$ erzielt. Dieses Ergebnis wird in Abb.8.7 veranschaulicht.

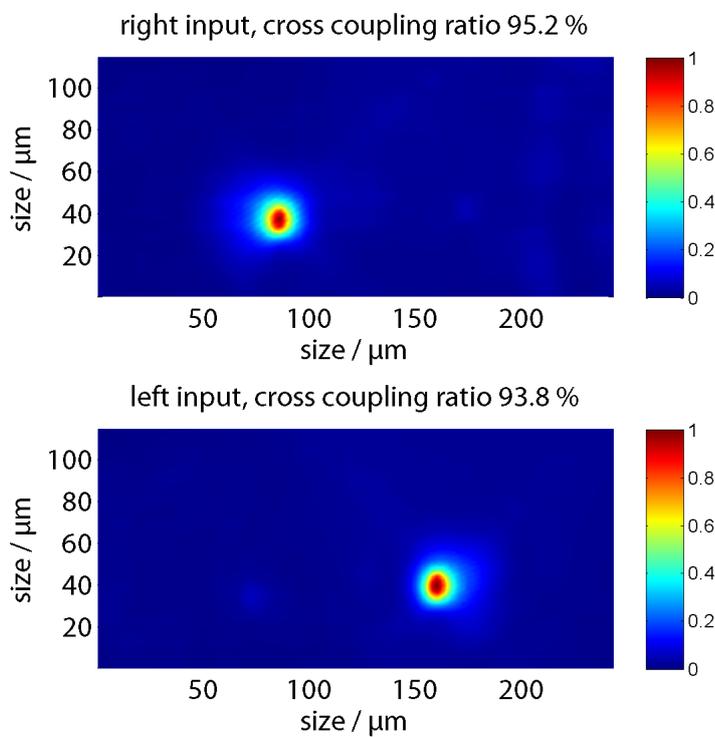


Abbildung 8.7: Aufnahme des Nahfeldes des geführten Teststrahls bei 1550 nm hinter Wellenleiterkoppler, oben: Einkopplung rechts, unten: Einkopplung links [Pos09].

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit geht es im Wesentlichen um die Realisierung, Untersuchung und Skalierung von passiv modengekoppelten Ytterbium-Festkörperlasern mit Cavity-Dumping. Dabei wurden kompakte, direkt diodengepumpte und rauscharme Laseroszillatoren mit guten Strahleigenschaften vorgestellt, die hohe Pulsenergien und Femtosekundenpulse bei Repetitionsraten von über 1 MHz bereit stellen. Es wurde untersucht welche Laserkonzepte zur Skalierung der Pulsenergie bei Oszillatoren am meisten beitragen können.

Im ersten experimentellen Teil wird ein Yb:KYW-Oszillator mit Cavity-Dumping präsentiert, der erstmalig im positiven Dispersionsbereich mit geschirpten Pulsen betrieben wird. Der Laser emittiert eine maximale Leistung von 2 W bei einer Wellenlänge von ca. 1030 nm. Bei einer Dumpingrate von 1 MHz und einer maximalen Dumpingtiefe von 45 % beträgt die Pulsenergie etwa 2 μJ . Die Dispersion im Resonator bestimmte die spektrale Bandbreite. Bei einer Dispersion von 250 fs^2 wurde das kürzeste Fourier-Limit von 360 fs erreicht. Die Kompression der Pulse mit Transmissionsgittern führte zu einer Pulsdauer von 370 fs.

Um die Pulsenergie weiter zu erhöhen wurde ein Yb:KYW-Scheibenlaser mit Cavity-Dumping aufgebaut. Hierbei stellt die Pulsenergie von 3 μJ die höchste Energie dar, die bislang durch einen Oszillator mit Cavity-Dumping erreicht werden konnte. Bei internen Energien von über 10 μJ führte die Selbstphasenmodulation in der Luft, sowie im BBO zu einer erforderlichen Spiegeldispersion von -40000 fs^2 . In Luftatmosphäre betrug die maximal erreichbare Pulsenergie 2,3 μJ . Bei gleicher Spiegeldispersion wurde der Oszillator mit Helium geflutet, um die Nichtlinearitäten durch den geringeren nichtlinearen Brechungsindex des Heliums zu reduzieren. Unter diesen Betriebsbedingungen konnte eine Pulsenergie von 3 μJ bei 680 fs kurzen Pulsen demonstriert werden. In beiden Atmosphären wurde die erzielbare Pulsenergie durch die maximale Dumpingtiefe von etwa 25 % begrenzt. Mit numerischen Simulationen konnte eine zu geringe Kleinsignalverstärkung als Ursache für diese Limitation ausgemacht werden.

Das dritte Lasersystem, das in dieser Arbeit vorgestellt wird, ist ein Yb:KLuW-Scheibenlaser, der zum einen solitär mit negativer Dispersion und zum anderen mit positiv geschirpten Pulsen betrieben wurde. Im Gegensatz zu den beiden anderen Lasern dieser Arbeit verfügt dieses System über einen 6 % Auskoppler und einer Repetitionsrate von 34,7 MHz. Für dieses Lasermaterial konnte im Zusammenhang mit einer Dauerstrichcharakterisierung eine Rekordleistung von 50 W demonstriert werden. Mit solitärer Modenkopplung ergab sich eine

maximale Ausgangsleistung von 25,6 W mit einer Pulsenergie von 0,74 μJ und 490 fs kurzen Pulsen.

Für das zuletzt präsentierte Lasersystem wurde mit Hilfe von numerischen Simulationen das Konzept einer Überhöhungskavität mit Cavity-Dumping erörtert. Dabei werden die Pulse des solitären Yb:KLuW-Scheibenlasers in einem passiven Resonator kohärent überlagert und nach einer festen Umlaufzeit zu 100 % ausgekoppelt. Die Simulation prognostiziert eine erreichbare Pulsenergie von über 12 μJ bei einer Dumpingfrequenz zwischen 1 MHz und 2 MHz. Weiterhin konnte durch den Einfluss der SPM eine Verbreiterung des Spektrums und eine Verkürzung der Eingangspulsdauer von 490 auf 350 fs vorhergesagt werden. Abschließend wurde die experimentelle Realisierung diskutiert.

Diese Dissertation schließt mit der Vorstellung einiger Anwendungen der Laseroszillatoren. Dabei wird die Realisierung der Verdreifachungseinheit für den Yb:KYW Scheibenlaser gezeigt mit dem eine Frequenzverdopplungseffizienz (512 nm) von über 60 %, sowie eine Verdreifachungseffizienz (341 nm) von etwa 30 % erzielt werden konnte. Im Weiteren folgt die Verstärkung der gechirpten Pulse des Yb:KYW-Lasers aus dem ersten Abschnitt von 2 μJ auf über 9 μJ mit Hilfe eines einstufigen rod-type-Faserverstärkers. Das dritte Anwendungsbeispiel befasst sich mit dem simultanen Schreiben von Lichtwellenleitern in Glassubstraten. Dabei ermöglichen die Lasersysteme das simultane Schreiben von parallelen Strukturen und Kopplern.

Trotz der guten Eigenschaften bezüglich Kompaktheit, Strahlprofil oder auch Stabilität lässt sich für den Scheibenlaser mit Cavity-Dumping abschließend resümieren, dass sich durch die geringe Dumpingtiefe und die hohe SPM bei der solitären Modenkopplung, zu viele Nachteile bezüglich einer weiteren Energieskalierung ergeben. Auch für den Standardkristall ist eine weitere Steigerung der Leistung nur im CPO-Betrieb vielversprechend, da im solitären Bereich eine zu hohe SPM im Laserkristall entsteht. Somit kann der Weg der weiteren Skalierung über gechirpte Oszillatoren mit Cavity-Dumping und mehreren gepumpten Kristallen im Resonator führen. Gelingt die experimentelle Realisierung der Überhöhungskavität und die Reproduktion der numerischen Resultate, ist auch dieses Konzept ein Wegweiser für die zukünftige Energiesteigerung. Gerade Anwendungen wie die Weißlichterzeugung oder parametrische Prozesse bzw. parametrische Verstärker würden von der vergleichsweise kurzen Pulsdauer profitieren.

Literaturverzeichnis

- [Agr01] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001).
(Zitiert auf Seite [25](#))
- [Ben00] S. J. Bentley, R. W. Boyd, W. E. Butler, A. C. Melissinos, *Measurement of the thermal contribution to nonlinear refractive index of air at 1064 nm*, *OL* **25**, 1192–1195 (2000).
(Zitiert auf Seite [60](#))
- [Ber08] J. A. Berger, M. J. Greco, , W. A. Schroeder, *High-power, femtosecond, thermal-lens-shaped Yb:KGW oscillator*, *OEX* **16**, 8629–8640 (2008).
(Zitiert auf Seite [10](#))
- [Bra91a] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, *Limits of pulse shortening in solitary lasers*, *Opt. Lett.* **17**, 748–750 (1991).
(Zitiert auf Seite [59](#))
- [Bra91b] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, *Mode locking in solitary laser*, *Opt. Lett.* **16**, 1961–1963 (1991).
(Zitiert auf Seiten [22](#) and [59](#))
- [Bru02] F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, U. Keller, *240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser*, *Opt. Lett.* **27**, 1162–1164 (2002).
(Zitiert auf Seiten [51](#) and [87](#))
- [Cal08] A.-L. Calendron, K. S. Wentsch, M. J. Lederer, *High power cw and mode-locked oscillators based on Yb:KYW multi-crystal resonators*, *Opt. Exp.* **16**, 18838–18843 (2008).
(Zitiert auf Seiten [9](#) and [90](#))
- [Cla03] T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, D. Ristau, *Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped-pulse amplification systems*, *Appl. Opt.* **42**, 6934–6938 (2003).
(Zitiert auf Seiten [24](#) and [47](#))
- [Dew06] S. Dewald, T. Lang, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Siegel, U. Morgner, *Ionization of noble gases with pulses directly from a laser oscillator*, *Opt. Lett.* **31**, 2072–2074 (2006).

- (Zitiert auf Seiten [32](#), [37](#), and [59](#))
- [Dre83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, AP B **31**, 97–105 (1983).
(Zitiert auf Seite [86](#))
- [Du95] D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, G. Mourou, C. Bogusch, C. T. Cotton, *Terawatt Ti:sapphire laser with a spherical reflective-optic pulse expander*, Opt. Lett. **20**, 2114–2116 (1995).
(Zitiert auf Seite [96](#))
- [Ell03] R. Ell, *Sub-two cycle Ti:sapphire laser and phase sensitive nonlinear optics*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (2003).
(Zitiert auf Seite [17](#))
- [Fel91] J. Feldmann, J. Sacher, E. Gobel, *Mode locking using a type II multiple-quantum-well structure as a fast saturable absorber*, Opt. Lett. **16**, 241–243 (1991).
(Zitiert auf Seite [1](#))
- [Fer04] A. Fernandez, T. Fuji, A. Poppe, A. Fürbach, F. Krausz, A. Apolonski, *Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification*, Opt. Lett. **29**, 1366–1368 (2004).
(Zitiert auf Seiten [32](#) and [37](#))
- [Gie07] A. Giesen, J. Speiser, *Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **13**, 598–609 (2007).
(Zitiert auf Seite [34](#))
- [Hän80] T. W. Hänsch, B. Couillaud, *Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reference Cavity*, OC **35**, 441–444 (1980).
(Zitiert auf Seite [86](#))
- [Hau92] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking*, IQE **28**, 2086–2096 (1992).
(Zitiert auf Seite [15](#))
- [Hel06] J. E. Hellström, S. Bjurshagen, V. Pasiskevicius, *Laser performance and thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW with athermal orientation*, AP B **83**, 55–59 (2006).
(Zitiert auf Seite [10](#))
- [Her64] D. Herriott, H. Kogelnik, R. Kompfner, *Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers*, Appl. Opt. **3**, 523–526 (1964).
(Zitiert auf Seite [32](#))
- [Hil06] M. Hildebrandt, U. Bunting, U. Kosch, D. Haussmann, *Diode-pumped Yb:KYW*

- thin-disk operation with wavelength tuning to small quantum effects*, Opt. Commun. **259**, 796–798 (2006).
(Zitiert auf Seite 9)
- [Hön99] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*, JOSA B **16**, 46–56 (1999).
(Zitiert auf Seite 28)
- [Inn03] E. Innerhofer, T. Südmeyer, F. Brunner, R. Häring, A. Aschwanden, R. Paschotta, C. Hönninger, M. Kumkar, U. Keller, *60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser*, Opt. Lett. **28**, 367–369 (2003).
(Zitiert auf Seiten 51 and 58)
- [Jon02] R. J. Jones, J. Ye, *Femtosecond pulse amplification by coherent addition in a passive optical cavity*, OL **27**, 1848–1850 (2002).
(Zitiert auf Seiten 77 and 80)
- [Jon04] R. J. Jones, J. Ye, *High-repetition-rate coherent femtosecond pulse amplification with an external passive optical cavity*, OL **29**, 2812–2815 (2004).
(Zitiert auf Seite 77)
- [Kal05] V. L. Kalashnikov, E. Podivilov, A. Chernykh, S. Naumov, A. Fernandez, R. Graf, A. Apolonski, *Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators: theory and comparison with experiment*, New J. Phys. **7**, 217 (2005).
(Zitiert auf Seite 45)
- [Kal07] V. L. Kalashnikov, A. Chernykh, *Spectral anomalies and stability of chirped-pulse oscillators*, PR A **75**, 033820/1–5 (2007).
(Zitiert auf Seite 45)
- [Kal08] V. L. Kalashnikov, A. Fernández, A. Apolonski, *High-order dispersion in chirped-pulse oscillators*, OEX **16**, 4206–4216 (2008).
(Zitiert auf Seite 17)
- [Kär96] F. X. Kärtner, I. D. Jung, U. Keller, *Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 540–556 (1996).
(Zitiert auf Seite 21)
- [Kär98] F. X. Kärtner, J. Aus der Au, U. Keller, *Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers - What's the Difference?*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **4**, 159–168 (1998).
(Zitiert auf Seiten 15 and 16)
- [Kel92] U. Keller, W. Knox, G. tHooft, *Ultrafast solid-state modelocked lasers using resonant nonlinearities*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **28**, 2123–2133 (1992).

- (Zitiert auf Seite 1)
- [Kel96] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 435–543 (1996).
(Zitiert auf Seiten 15 and 27)
- [Kil04] A. Killi, U. Morgner, *Solitary pulse shaping dynamics in cavity-dumped laser oscillators*, Opt. Exp. **12**, 3397–3407 (2004).
(Zitiert auf Seite 33)
- [Kil05a] A. Killi, *Cavity-Dumping in solitär modengekoppelten Femtosekunden-Laserszillatoren*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (2005).
(Zitiert auf Seiten 25 and 33)
- [Kil05b] A. Killi, A. Steinmann, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, C. Fallnich, *High-peak-power pulses from a cavity-dumped Yb:KY(WO₄)₂ oscillator*, Opt. Lett. **30**, 1891–1893 (2005).
(Zitiert auf Seiten 37, 43, 51, 89, and 90)
- [Koe06] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2006).
(Zitiert auf Seiten 5, 11, and 12)
- [Kow06] A. M. Kowalevicz, A. Sennaroglu, A. T. Zare, J. Fujimoto, *Design principles of q-preserving multipass-cavity femtosecond lasers*, JOSA B **23**, 760–770 (2006).
(Zitiert auf Seite 32)
- [Li90] G. Li, Y. Li, *Tuning sensitivity of dye laser birefringent filters*, Technical notes, AO **29**, 3462–3463 (1990).
(Zitiert auf Seite 31)
- [Lim05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobsen, *High-power rod-type photonic crystal fiber laser*, Opt. Exp. **13**, 1055–1058 (2005).
(Zitiert auf Seite 96)
- [Lin09] A. L. Lindemann, *Modengekoppelter Zwei-Kristall-Laserszillator mit Cavity-Dumping*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2009).
(Zitiert auf Seite 49)
- [Liu01] H. Liu, J. Nees, G. Mourou, *Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser*, Opt. Lett. **26**, 1723–1725 (2001).
(Zitiert auf Seiten 5 and 8)

- [Liu07] J. Liu, V. Petrov, X. Mateos, H. Zhang, J. Wang, *Efficient high power-laser operation of Yb:KLu(WO₄)₂ crystals cut along the principal optical axis*, *OL* **32**, 2016–2018 (2007).
(Zitiert auf Seite [68](#))
- [Mar06] S. V. Marchese, T. Südmeyer, M. Golling, R. Grange, U. Keller, *Pulse energy scaling to 5 μJ from a femtosecond thin disk laser*, *Opt. Lett.* **31**, 2728–2730 (2006).
(Zitiert auf Seiten [51](#) and [59](#))
- [Mar07] S. V. Marchese, C. R. E. Baer, R. Peters, C. Kränkel, A. G. Engqvist, M. Golling, D. J. H. C. Maas, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, U. Keller, *Efficient femtosecond high power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser*, *Opt. Exp.* **15**, 16966–16971 (2007).
(Zitiert auf Seiten [6](#) and [87](#))
- [Mar08] S. V. Marchese, C. R. E. Baer, A. G. Engqvist, S. Hashimoto, D. J. H. C. Maas, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, *Femtosecond thin disk laser oscillator with pulse energy beyond the 10-microjoule level*, *Opt. Exp.* **16**, 6397–6407 (2008).
(Zitiert auf Seiten [90](#) and [92](#))
- [Mét99] G. Métrat, M. Boudeulle, N. Muhlstein, A. Brenier, G. Boulon, *Nucleation, morphology and spectroscopic properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ crystals grown by the top nucleated floating crystal method*, *J. Crystal Growth* **197**, 883–888 (1999).
(Zitiert auf Seite [7](#))
- [Mit86] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, *Stabilizing the Soliton Laser*, *IQE* **22**, 2242–2250 (1986).
(Zitiert auf Seite [86](#))
- [Mol84] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, *The soliton laser*, *Opt. Lett.* **9**, 13–15 (1984).
(Zitiert auf Seiten [1](#) and [20](#))
- [Mor97a] U. Morgner, *Die Nichtlineare Dynamik der Modenkopplung kontinuierlicher Laser durch gekoppelte Resonatoren*, Doktorarbeit, Wilhelms-Universität Münster (1997).
(Zitiert auf Seite [79](#))
- [Mor97b] U. Morgner, F. Mitschke, *Nonlinear dynamics of additive-pulse mode-locked lasers in four cavity topologies*, *PR A* **55**, 3124–3132 (1997).
(Zitiert auf Seiten [15](#) and [78](#))
- [Neu08] J. Neuhaus, D. Bauer, J. Zhang, A. Killi, J. Kleinbauer, M. Kumkar, S. Weiler, M. Guina, D. H. Sutter, T. Dekorsy, *Subpicosecond thin-disk laser oscillator with pulse energies of up to 25.9 microjoules by use of an active multipass geometry*, *Opt. Exp.* **16**, 20530–20539 (2008).

- (Zitiert auf Seiten [22](#), [90](#), and [92](#))
- [Nib97] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, A. Mysyrowicz, *Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂ and O₂ by the use of unfocused high intensity femtosecond laser pulses*, *JOSA B* **14**, 650–660 (1997).
(Zitiert auf Seite [60](#))
- [Ose04] R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator*, *Opt. Lett.* **29**, 1900–1902 (2004).
(Zitiert auf Seite [97](#))
- [Pal07a] G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze, M. Lederer, U. Morgner, *Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KY(WO₄)₂ oscillator with positive dispersion*, *Opt. Exp.* **15**, 16017–16021 (2007).
(Zitiert auf Seite [37](#))
- [Pal07b] G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann, U. Morgner, *Microjoule pulses from a passively mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ thin-disk oscillator with cavity dumping*, *Opt. Lett.* **32**, 1593–1595 (2007).
(Zitiert auf Seite [51](#))
- [Pal08] G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, U. Bünting, U. Morgner, *Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ thin-disk oscillator operated in the positive and negative dispersion regime*, *Opt. Lett.* **33**, 1608–1610 (2008).
(Zitiert auf Seiten [65](#) and [87](#))
- [Pas01] R. Paschotta, J. A. der Au, G. J. Spühler, S. Erhard, A. Giesen, U. Keller, *Passive mode locking of thin-disk lasers: effects of spatial holeburning*, *AP B* **72**, 267–278 (2001).
(Zitiert auf Seite [52](#))
- [Pet05] K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J. J. Romero, S. Ktovi, J. Speiser, A. Giesen, *Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers*, *J. Crys. Gro.* **275**, 135–140 (2005).
(Zitiert auf Seite [5](#))
- [Pet07] V. Petrov, M. C. Pujol, X. Mateos, O. Silvestre, S. Rivier, M. Aguiló, R. M. Solé, J. Liu, U. Griebner, F. Díaz, *Growth and properties of KLu(WO₄)₂, and novel ytterbium and thulium lasers based on this monoclinic crystalline host*, *Laser & Photon Rev.* **1**, 179–212 (2007).
(Zitiert auf Seiten [8](#), [10](#), and [113](#))
- [Pos09] M. Pospiech, M. Emons, A. Steinmann, G. Palmer, R. Osellame, N. Bellini, G. Ce-

- ullo, U. Morgner, *Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing*, *Opt. Exp.* **17**, 3555–3563 (2009).
(Zitiert auf Seiten [97](#), [98](#), [99](#), [116](#), and [117](#))
- [Pot03] E. O. Potma, C. Evans, X. S. Xie, R. J. Jones, J. Ye, *Picosecond-pulse amplification with an external passive optical cavity*, *OL* **28**, 1835–1838 (2003).
(Zitiert auf Seite [80](#))
- [Pro93] B. Proctor, E. Westwig, F. Wise, *Characterization of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with positive group-velocity dispersion*, *OL* **18**, 1654–1656 (1993).
(Zitiert auf Seite [37](#))
- [Puj02] M. C. Pujol, M. A. Bursukova, F. Güell, X. Mateos, V. Petrov, R. M. Solé, J. Gavaldà, M. Aguiló, J. Massons, F. Díaz, P. Klopp, U. Griebner, V. Petrov, *Growth, optical characterization, and laser operation of stoichiometric crystal KYb(WO₄)₂*, *Phys. Rev. B* **65**, 165121/1–11 (2002).
(Zitiert auf Seiten [8](#), [9](#), [44](#), [113](#), and [119](#))
- [Raf04] E. U. Rafailov, S. J. White, A. A. Lagatsky, A. Miller, W. Sibbett, D. A. Livshits, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, *Fast Quantum-Dot Saturable Absorber for Passive Mode-Locking of Solid-State Lasers*, *IPTL* **16**, 2439–2441 (2004).
(Zitiert auf Seite [28](#))
- [Rau08] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, J. Kim, R. Ell, F. X. Kärtner, U. Morgner, *Controlled waveforms on the single-cycle scale from a femtosecond oscillator*, *Opt. Exp.* **16**, 9739–9745 (2008).
(Zitiert auf Seite [14](#))
- [Reu04] S. Reuter, *Numerische Modellierung und experimentelle Charakterisierung der physikalischen Eigenschaften von modengekoppelten Femtosekunden-Yb:YAG und Yb:KGW Lasern*, Doktorarbeit, Technische Universität Kaiserslautern (2004).
(Zitiert auf Seite [37](#))
- [Riv08] S. Rivier, X. Mateos, O. Silvestre, V. Petrov, U. Griebner, M. C. Pujol, M. Aguiló, F. Díaz, S. Vernay, D. Rytz, *Thin-disk Yb:KLu(WO₄)₂ laser with single-pass pumping*, *Opt. Lett.* **33**, 735–737 (2008).
(Zitiert auf Seiten [6](#), [10](#), and [65](#))
- [Rue06] A. Ruehl, O. Prochnow, D. Wandt, D. Kracht, B. Burgoyne, N. Godbout, S. Lacroix, *Dynamics of parabolic pulses in an ultrafast fiber laser*, *Opt. Lett.* **31**, 2734–2736 (2006).
(Zitiert auf Seite [37](#))
- [Rüh08] A. Rühl, *The normal dispersion regime in passively mode-locked fiber oscillators*, Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover (2008).

- (Zitiert auf Seite 17)
- [Sch07] M. Schultze, *Pump-Abfrage-Experimente an Halbleiterstrukturen im nahen Infraroten*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
(Zitiert auf Seiten 28 and 42)
- [Sch08] A. Schmidt, S. Rivier, G. Steinmeyer, J. H. Yim, W. B. Cho, S. Lee, F. Rotermund, M. C. Pujol, X. Mateos, M. Aguiló, F. Diaz, V. Petrov, U. Griebner, *Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber*, *Opt. Lett.* **33**, 729–731 (2008).
(Zitiert auf Seiten 22, 28, and 75)
- [Sel06] A. G. Selivanov, I. A. Denisov, N. V. Kuleshov, *Nonlinear refractive properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and YVO₄ laser crystals*, *AP B* **83**, 61–65 (2006).
(Zitiert auf Seiten 10 and 19)
- [Sie07] M. Siegel, G. Palmer, A. Steinmann, M. Pospiech, U. Morgner, *Theoretical and experimental limits of cavity-dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators*, *Opt. Exp.* **15**, 16860–16869 (2007).
(Zitiert auf Seiten 51 and 61)
- [Sie08] M. Siegel, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Rühl, U. Morgner, *Pulsing dynamics in Ytterbium based chirped-pulse oscillators*, *Opt. Exp.* **16**, 14314–14320 (2008).
(Zitiert auf Seiten 45, 65, 75, and 114)
- [Ste00] C. Stewen, K. Contag, M. Larionov, A. Giesen, H. Hügel, *A 1-kW CW Thin Disc Laser*, *IST* **6**, 650–657 (2000).
(Zitiert auf Seite 34)
- [Ste08] A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, U. Morgner, *Generation of 9-μJ 420-fs Pulses by Fiber-Based Amplification of a Cavity-Dumped Yb:KYW Laser Oscillator*, *Laser Phys.* **18**, 527–529 (2008).
(Zitiert auf Seiten 95, 96, and 116)
- [Str85] D. Strickland, G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
(Zitiert auf Seite 95)
- [Süd08] T. Südmeyer, S. V. Marchese, S. Hashimoto, C. R. E. Baer, G. Gingras, B. Witzel, U. Keller, *Femtosecond laser oscillators for high-field science*, *Nature Photonics* **2**, 599–604 (2008).
(Zitiert auf Seiten 2, 22, and 77)
- [Trä07] F. Träger (Hg.), *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer, 2007).
(Zitiert auf Seite 29)

-
- [Vid03] Y. Vidne, M. Rosenbluh, T. W. Hänsch, *Pulse picking by phase-coherent additive pulse generation in an external cavity*, *OL* **23**, 2396–2399 (2003).
(Zitiert auf Seiten [77](#) and [80](#))
- [Zhu90] S. Zhu, *Birefringent filter with tilted optic axis for tuning dye lasers: theory and design*, *AO* **29**, 410–415 (1990).
(Zitiert auf Seite [31](#))

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieskalierung	2
2.1	Termschema eines Quasi-3-Niveau-Systems am Beispiel von Yb:KLuW.	6
2.2	Indexellipsoid eines Wolframatkristalls in der a -, c -Ebene.	7
2.3	Absorptions- und Emissionsquerschnitte bei Raumtemperatur für stöchiometrisches KYb(WO ₄) ₂ mit 100 at.% [Puj02] (a) und Yb:KLu(WO ₄) ₂ mit 5 at.% Dotierung (b) unter Polarisation parallel zu den Hauptachsen [Pet07].	8
2.4	Brechungsindexverlauf von undotiertem KLuW bei Raumtemperatur.	10
2.5	Dargestellt ist die Kleinsignalverstärkung eines 3-Niveau- und eines 4-Niveau-Systems als Funktion der eingebrachten, absorbierten Pumpleistung. Dabei ist $K = 0,09 \text{ W}^{-1}$, $\alpha_0 = 15 \text{ cm}^{-1}$ und $l = 0,2 \text{ cm}$	13
2.6	Schematische Darstellung eines durch SPM modulierten Leistungsspektrums; schwarze Kurve: Eingangspuls; grüne Kurve: durch SPM verbreitertes Spektrum nach Propagation im Medium.	19
2.7	Schematische, zeitliche Darstellung eines positiv gechirpten Pulses mit Rotanteilen in der Pulsfront und Blauanteilen im Pulsrücken; Innengrafik: typisches Rechteckspektrum eines CPO-Pulses.	23
2.8	Blockschema des Simulationsdurchgangs eines Resonatorumlafs mit Split-Step Fourier-Algorithmus.	25
2.9	(a) Berechneter Reflektivitätsverlauf des SESAM als Funktion der eingestrahlten Pulsfluenz; (b) gemessene, zeitliche Relaxationskurve mit $\tau_{\text{fast}} \approx 415 \text{ fs}$ und $\tau_{\text{slow}} \approx 2,78 \text{ ps}$ (beide Beispiele: SESAM für Scheibenoszillator).	27
2.10	Designkurve und durch Weißlichtinterferometer gemessener Dispersionsverlauf 2.Ordnung der eingesetzten GTI's (Projekt: DACO) mit GDD: -300 fs^2 und -500 fs^2	29
2.11	Durchstimmkurve für kristallines Quarz bei zwei verschiedenen Dicken; grün: $m = 11$, grau: $m = 13$	30
2.12	Schematische Darstellung des Strahlverlaufs in einer Herriottzelle (Ein- und Auskopplung wurden ausgelassen).	31
2.13	Verlauf der Pulsenergie im Resonator mit typischem Sägezahnverlauf, wenn nach 15 Umläufen ausgekoppelt wird; Dumpingtiefe: $\eta_{\text{dump}} = (B-A)/B$	33

2.14	Schematische Darstellung des Scheibenlaserkonzept mit einer Seitenansicht (links) und einer Vorderansicht in die Pumpkammer (rechts). Abgebildet ist außerdem die Reihenfolge der Reflektionen am Parabolspiegel der Pumpkammer.	34
2.15	Konstruktionsskizze unseres Scheibenmoduls (links) und Foto eines aufgebauten Moduls mit Yb:YAG-Scheibe (rechts).	35
3.1	Diodenkennlinie des Pumplasers für den Yb:KYW-Kristall bei einer Kühlwassertemperatur von 22°C.	38
3.2	Schematische Darstellung des Kristallhalters mit Kühl- und Translationselementen.	39
3.3	Aufbau des V-Resonators zur cw-Charakterisierung.	40
3.4	(a) Kennlinien des V-Resonators bei verschiedenen Auskoppelgraden, (b) berechneter Verlauf der Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung.	40
3.5	Schematischer Aufbau des Resonators für die Modenkopplung.	41
3.6	Design des langen Resonators ohne Herriottzelle mit der Software WinLase. Strahlausdehnung (in μm) für die beiden Transversalrichtungen in Abhängigkeit der Resonatorposition (in mm).	42
3.7	(a) Lineare Leistungsspektren, (b) gemessene Intensitätsautokorrelation (Punkte) für 250 fs ² und 2250 fs ² und Fit-Kurven (geschlossen).	44
3.8	Vergleich der Spektren für zwei verschiedene Dispersionbereiche [Sie08].	45
3.9	RF-Leistungsspektren; (a) Ausschnitt aus Detektorbandbreite (insg. $\approx 2,5$ GHz): ohne Doppelpulsmodulation, höhere Spitzen bei f_{rep} als bei f_{dump} ; (b) höhere Auflösung.	46
3.10	Schematische Darstellung des Kompressoraufbaus mit Transmissionsgittern und Zylinderlinsen.	47
3.11	Intensitätsautokorrelation der komprimierten Pulse (graue Punkte) und sech ² -Fit bei $\tau_{\text{AK}} = 570$ fs (blaue Kurve).	47
3.12	Foto des aufgebauten Set-up in abgedichteter Laserbox.	48
4.1	Diodenkennlinie des Pumplasers für den Yb:KYW-Scheibenlaser bei einer Kühlwassertemperatur von 23°C.	52
4.2	Schematische Darstellung des V-Resonator mit 4-fach Durchgang für die cw-Charakterisierung.	53
4.3	Laserkennlinien im cw-Betrieb bei verschiedenen Auskopplern.	54
4.4	Abgeschätzte Kleinsignalverstärkung in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für beide Konfigurationen: 4-fach in blau, 2-fach in grau.	54
4.5	Schematische Darstellung des langen Resonators mit 4-fach Durchgang für die Modenkopplung.	55

4.6	Verlängerter Resonator für die Modenkopplung mit sagittaler (horizontaler) und tangentialer (vertikaler) Ausbreitung. Brennweiten [mm]: $f_{14} = 250$, $f_{16} = 500$, $f_{18} = 1500$, $f_{20} = 750$, $f_{22} = 1000$, $f_{24} = 500$	56
4.7	Konstruktionszeichnung des Yb:KYW Scheibenlasers.	56
4.8	(a) Doppelpulsspektrum (blau) und Pulsbetrieb mit cw-Nadel bei zu dünnem BRF von 1,3 mm Dicke (rot); (b) Spektrum im cw-Fall für 4-fach-Durchgang und im modengekoppelten Fall (ML).	58
4.9	(a) Solitäre Spektren für Luft- ($\Delta\lambda = 1,58$ nm) und He-Umgebung ($\Delta\lambda = 1,76$ nm); (b) Intensitätsautokorrelation für den kürzesten erreichten Puls bei He-Flutung in durchgezogener Linie und zugehöriges Fourier Limit als gestrichelte Kurve (SHG: 1 mm langer BBO, Typ-I Anpassung).	60
4.10	Pulsverlauf beim Cavity-Dumping im Resonator mit charakteristischem Sägezahnprofil; Messung bei ca. $\eta_{\text{dump}} = 23$ %; durch Fotodiode aufgenommene Transmission hinter einem Faltungsspiegel.	61
4.11	Ergebnisse der numerischen Simulation. Stabiler Bereich der Modenkopplung für den Modenradius auf der Scheibe als Funktion der SESAM Modulations-tiefe. Links: Dumpingtiefe (Farbskala rechts neben Grafik); rechts: extrahierte Pulsenergie in μJ (Farbskala re.).	62
4.12	M^2 -Messung am ausgekoppelten Strahl.	63
4.13	Foto des Yb:KYW Scheibenlasers im Betrieb.	63
5.1	Arbeitsgerade des Pumplasers bei einer Temperatur von 22 °C (aufgenommen hinter der Faser).	66
5.2	Gemessene Laserkennlinien im cw-Betrieb bei verschiedenen Auskopplern. . .	67
5.3	Berechnete Kleinsignalverstärkung des Yb:KLuW Scheibenlasers.	68
5.4	Schematische Darstellung des experimentellen Resonatoraufbaus für die Mo-denkopplung.	68
5.5	Resonatordesign des Yb:KLuW Scheibenlasers (erstellt mit WinLase), transverse Strahlausdehnung (in μm) in vertikaler (tang.) und horizontaler (sagit.) Richtung (in mm).	69
5.6	Intensitätsautokorrelationen (Punkte) mit sech^2 -Fit (Linie) und zugehörige Leistungsspektren (Innengrafik).	70
5.7	Leistungscharakteristik des solitären Oszillators bei einer Gesamtdispersion von -5900 fs^2	71
5.8	Messung des Strahlprofils; $M_{\text{vert}}^2 = 1,077$; $M_{\text{hori}}^2 = 1,117$	72
5.9	(a) Gemessenes Leistungsspektrum und (b) aufgenommene, sowie berechnete Intensitätsautokorrelation für den chirped-pulse Oszillator.	73
5.10	Aufgenommenes RF-Spektrum für den CPO: (a) Bereich der Detektorbandbreite ohne Mehrfachpulsmodulation, (b) Bereich der Repetitionsrate bei 34,7 MHz. .	74

6.1	Schematische Darstellung des prinzipiellen Aufbaus der untersuchten Überhöhungskavitäten.	78
6.2	Verlauf der Pulsenergie (blau) und Pulsdauer (rot) im Überhöhungsresonator im Kurz- und Langzeitbereich (Innengrafik).	80
6.4	Ergebnisse für Pulsenergie und Dauer bei drei verschiedenen GDD Werten im Zeitbereich direkt nach dem Einschalten der Rückkopplung, bzw. bei $N_{\text{Seed}} = 6000$	81
6.5	Pulsenergieevolution in der ÜK nach dem Start der Rückkopplung in Abhängigkeit von der GDD.	82
6.6	Pulsdauerentwicklung als Funktion der GDD (Start ab $N_{\text{Seed}} = 6000$).	82
6.7	Zeitlicher Puls (a) und Pulsspektrum (b) nach Start der Überhöhung (blau) und nach etwa 4000 Umläufen bei einer GDD von -2600 fs^2	83
6.8	Evolution der Pulsenergie (a) und Pulsdauer (b) nach Start der Überhöhung für verschiedene Koppelgrade.	83
6.9	Ergebnisse für eine verschiedene Anzahl von Umläufen N zwischen den Dumpingereignissen bei einer GDD von -2600 fs^2	84
6.10	Abhängigkeit der Pulsdauer von der GDD bei $N = 26$ in einem Bereich von 0 bis -10000 fs^2 (Start der Rückkopplung bei $N_{\text{Seed}} = 6000$).	84
6.11	(a) Evolution des Pulsspektrums während des Dumpingzyklus (logarithmisch), (b) Pulsspektrum für den ersten Puls nach der Auskopplung (blau) und vor der Auskopplung (rot) in logarithmischer Darstellung.	85
6.12	Abhängigkeit der Pulsdauer von der GDD bei $N = 26$ in einem Bereich von 0 bis -10000 fs^2	86
6.13	Schematische Skizze des aktuellen Aufbaus der Überhöhungskavität: $R_{\text{HS1}} = 1,5 \text{ m}$, $R_{\text{HS2}} = 3 \text{ m}$	87
8.1	Schematische Aufbauskizze der THG-Einheit (a) und Foto des realisierten Set-ups (b).	94
8.2	Experimenteller Aufbau des Faserverstärkers [Ste08].	95
8.3	Ergebnisse für die Verstärkung und die Pulskompression, FWHM-Wert der Autokorrelation: 600 fs [Ste08].	96
8.4	Schematische Skizze der Einheit zum Wellenleiterschreiben [Pos09].	97
8.5	(a) Nahfeldaufnahme des geführten Teststrahls nach Wellenleiter im Nahfeld bei 1550 nm , (b) Mikroskopaufnahme der Frontfläche eines Substrates, das Streulicht der Mikroskoplampe macht Querschnitt zweier geschriebener Strukturen sichtbar [Pos09].	98
8.6	Mikroskopaufnahmen von zwei geschriebenen Kopplern mit 20-facher Vergrößerung, Einzelbilder wurden zur Gesamtdarstellung aneinander gereiht [Pos09].	98

-
- 8.7 Aufnahme des Nahfeldes des geführten Teststrahls bei 1550 nm hinter Wellenleiterkoppler, oben: Einkopplung rechts, unten: Einkopplung links [[Pos09](#)]. . . 99

Tabellenverzeichnis

2.1	Sellmeierkoeffizienten und Brechungsindex n_i für KLuW bei Raumtemperatur	9
2.2	Auswahl an Materialparametern und Referenzen für Yb:KLuW, sowie Yb:KYW (RT)	10
2.3	Details für die verwendeten Herriottkonfigurationen mit $\bar{R} = 45$ mm.	32
3.1	Berechnete Materialdispersion der einzelnen Resonatorelemente (KYW: aus $dn^2/d\lambda^2$, 2.20, [Puj02]), sowie der durch SPM ausgelösten Phasenverschiebung Φ_{SPM} ($W_p = 4,4 \mu\text{J}$).	44
4.1	Berechneter negativer GDD-Beitrag [fs^2], zur Kompensation der SPM und Materialdispersion der jeweiligen Resonatorkomponenten für solitäre Modenkopplung (Gl.2.30). Zum einen berechnet für die Pulsbedingungen für He-Spülung (680 fs, 13 μJ), zum anderen für Luftatmosphäre (700 fs, 10 μJ).	59
5.1	Berechneter negativer Dispersionsbeitrag GDD_{SPM} zur Kompensation der SPM im solitären Fall ($\tau_p = 490$ fs, $W_{\text{Res}} = 12,3 \mu\text{J}$) und Materialdispersion GDD_{Mat} der jeweiligen Resonatorkomponenten.	71
5.2	Materialdispersion GDD_{Mat} der CPO-Konfiguration.	73
7.1	Übersicht der Spezifikationen der Laseroszillatoren (*komprimiert). Yb:KYW 1: Standardkristall mit CD, Yb:KYW 2: Scheibenlaser mit CD, Yb:KLuW-Laser ohne CD.	89
A.1	Ergebnis der Leistungsmessung	121

A Übersicht der cw-Messdaten

Im Folgenden sind die Daten der cw-Charakterisierung für die einzelnen Regressionsgeraden der Leistungsmessungen dargestellt.

Tabelle A.1: Ergebnis der Leistungsmessung

T_{oc} [%]	P_{th} [W]	η_{diff}	Y_{int} [W]
Yb:KYW-Bulkkristall			
0,4	0,68	0,383	-0,26
1,6	0,95	0,525	-0,50
2,4	1,26	0,579	-0,73
Yb:KYW-Scheibe, 2-fach Durchgang			
1,6	9,19	0,237	-2,18
2,4	10,40	0,359	-3,74
5,0	11,33	0,505	-5,72
Yb:KYW-Scheibe, 4-fach Durchgang			
2,5	10,56	0,37	-3,91
4,0	11,47	0,46	-5,28
5,0	11,62	0,502	-5,83
6,4	12,23	0,551	-6,74
7,5	12,62	0,574	-7,25
Yb:KLuW-Scheibe, 2-fach Durchgang			
0,4	12,75	0,062	-0,79
1,6	15,15	0,235	-3,56
2,4	18,37	0,346	-6,36
5,0	26,57	0,493	-13,10
Yb:KLuW-Scheibe, 4-fach Durchgang			
0,4	11,69	0,078	-0,91
1,6	13,39	0,229	-3,07
2,4	13,35	0,328	-4,38
5,0	16,23	0,463	-7,52
6,0	23,32	0,504	-11,75

Dabei sind die Messgrößen wie folgt:

- T_{OC} , der Transmissionsgrad des Auskopplers;
- P_{th} , die absorbierte Pumpleistung bei Laserschwelle;
- η_{diff} , der differentielle Wirkungsgrad;
- Y_{int} , der Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der y-Achse.

B Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben und so direkt oder indirekt zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt natürlich Uwe Morgner, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in diesem äußerst spannenden wissenschaftlichen Feld zu promovieren. Insbesondere die persönliche und freundschaftliche Atmosphäre, sowie das eigenständige und freie Arbeiten in unserer Arbeitsgruppe hat sicherlich zu meinem persönlichen Erfolg beigetragen. Dabei war der zwar kurze aber sehr schöne Aufenthalt in Heidelberg, genau wie die Zeit in Hannover auch privat eine echte Lebensbereicherung. Auch möchte ich mich bei Familie Morgner (Monika und den Kindern) für die Gastfreundschaft bedanken, die man bei allen möglichen privaten Ereignissen immer wieder erfahren hat.

Einen sehr großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit, haben insbesondere meine Frau Miriam und meine Eltern Feline und Wolf, denen ich diese Arbeit gewidmet habe. Ihnen, aber auch meinen klasse Schwiegereltern Johanna und Wolfgang möchte ich von ganzem Herzen für ihre stetige, mentale und finanzielle Unterstützung während der Promotion und des Studiums danken.

Ein ganz großer Dank gilt insbesondere dem IR-Team bestehend aus Marcel, Moritz, Martin (eigentlich nicht so IR) und Andy und den beiden Diplomanden Anna Lena und Florian. Genau so möchte ich mich auch bei allen anderen Kollegen bzw. Freunden und Kooperationspartnern ganz herzlich bedanken: Stefan, Thomas, Tino, Mat(t)hias, Michael, Heiko, Emilia, Daniel, Anne, Milu, Claudia, Fabian, Christoph, Julia, Nils, Tobi, Ludmila, den MPI-K'lern (Sebastian, Hartmut, Alex, Jochen, Konstantin, Kai-Uwe, Günter), Maic, Olli, Udo, Axel, Karsten, Michael und den Entwicklern aus dem LZH, Tim, Sascha und dem gesamten übrigen Team der AG-Ertmer mitsamt der Profs, Max und Daniel und Jürg und Anne-Laure von High-Q-Laser, Giulio Cerullo und Roberto Osellame aus Mailand, und den neuen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe, sowie Christoph, Armin, dem Elefanten und der Maus.

Weiterhin sei auch den Instituts Mitarbeitern im Sekretariat (Frau Hünitzsch und Frau Faber), der Buchhaltung (Frau Pfennig), der Werkstatt (Mathias, Herr Witzlau, Herr Dom, Herr Heidekrüger und den Azubis), der Administration (Herr Gaul und Herr Scholz) und in der Elektronik (Kai-Martin) ganz herzlich für die Unterstützung und Zusammenarbeit gedankt.

An letzter Stelle möchte ich mich auch bei Prof. Dr. Roman Schnabel, sowie PD Dr. Detlev Ristau bedanken, die sich dazu bereit erklärt haben, diese Arbeit als Korreferent und Prüfungsvorsitzender zu betreuen.

C Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Name: Guido Palmer
Geburtstag: 19. April 1977
Geburtsort: Mainz
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

1989 - 1996: Johannes-Althusius Gymnasium Emden
Juni 1996: Abitur

Zivildienst

1996 - 1997: Zivildienst beim RKsH Rettungsdienst in Emden

Ausbildung

1997 - 1999: Ausbildung zum Rettungsassistenten, LifeTime Rettungsschule in Norden

Berufstätigkeit

1999 - 2000: Rettungsassistent beim RKsH Rettungsdienst in Emden

Hochschulausbildung

2000 - 2005: Studium der Angewandten Lasertechnik an der Fachhochschule O/O/W in Emden
2003 - 2004: Auslandssemester an der University of Waikato in Hamilton / Neuseeland
2004: Diplomarbeit bei Fa. Coherent in Lübeck:
„Evaluierung eines diodengepumpten frequenzverdoppelten grün-gelben Nd:YAG Laser - 561 nm“
Januar 2005: Abschluss: Diplom-Ingenieur (FH)

Promotion

- April 2005 - Okt. 2005: Doktorand am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
- seit Okt. 2005: Doktorand am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover
- 2006 - 2007: 2 semestriges Nachstudium und Kenntnisprüfungen im Studiengang Technische Physik an der Leibniz Universität Hannover
- Juni 2009: Abschluss: Dr. rerum naturalium

Tätigkeiten

- seit Dez. 2005: Mitglied der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
- seit April 2007: Mitglied der „Optical Society of America“ und Reviewer für Opt. Lett. und Opt. Exp.

D Publikationen

Journal Publikationen

1. A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt und J. Kobelke
Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator
Optics Letters **31**, 125–127 (2006)
2. A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, T. Binhammer und U. Morgner
Generation of few-cycle pulses directly from a MHz-NOPA
Optics Express **14**, 10627–10630 (2006)
3. G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner
Microjoule pulses from a passively mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ thin-disk oscillator with cavity dumping
Optics Letters **32**, 1593–1595 (2007)
4. G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze, M. Lederer und U. Morgner
Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KY(WO₄)₂ oscillator with positive dispersion
Optics Express **15**, 16017–16021 (2007)
5. M. Siegel, G. Palmer, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner
Theoretical and experimental limits of cavity dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators
Optics Express **15**, 16860–16869 (2007)
6. A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, M. Siegel und U. Morgner
Generation of 9-μJ 420-fs pulses by fiber-based amplification of a cavity-dumped Yb:KYW laser oscillator
Laser Physics **18**, 527–529 (2008)
7. G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, U. Bunting und U. Morgner, *Passively mode-locked Yb:KLuW thin-disk oscillator operated in the positive and negative dispersion regime*
Optics Letters **33**, 1608–1610 (2008)

8. M. Siegel, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Ruehl und U. Morgner
Pulsing dynamics in Ytterbium based chirped-pulse oscillators
Optics Express 16, 14314–14320 (2008)
9. M. Pospiech, M. Emons, A. Steinmann, G. Palmer, R. Osellame, N. Bellini, G. Cerullo, und U. Morgner
Double waveguide couplers produced by Simultaneous femtosecond writing
Optics Express 17, 3555–3563 (2009)
10. M. Siegel, N. Pfullmann, G. Palmer, S. Rausch, T. Binhammer, M. Kovacev und U. Morgner
Microjoule pulse energy from a chirped-pulse Ti:Sapphire oscillator with cavity-dumping
Optics Letters 34, 740–741 (2009)

Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2006, Lake Tahoe, USA
Vortrag: *Tunable fs laser pulses from OPA with MHz repetition rate*
A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt und J. Kobelke
2. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2007, Baltimore, USA
Vortrag: *Generation of high repetition rate few-cycle pulses from a noncollinear optical parametric amplifier*
A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner
3. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2008, Nara, Japan
Vortrag: *High-energy laser pulses directly from the oscillator: from thin-disk to positive dispersion*
U. Morgner, G. Palmer, A. Steinmann, M. Emons, M. Pospiech, M. Schultze und M. Siegel
4. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA
Vortrag: *Passively mode-locked Yb:KW(WO₄)₂ thin disk oscillator with cavity-dumping*
G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze und U. Morgner
5. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA
Poster: *Theoretical and experimental limits of cavity-dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators*
M. Siegel, G. Palmer, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner
6. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA
Vortrag: *Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KW(WO₄)₂ oscillator with positive dispersion*
G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner

-
7. EPS-QEOD Europhoton Conference, September 2008, Paris, France
Vortrag: *Passively Mode-Locked and Cavity-Dumped Yb:KYW Oscillator with Positive Dispersion*
M. Emons, G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner
 8. EPS-QEOD Europhoton Conference, September 2008, Paris, France
Vortrag: *Passively Mode-Locked Yb:KLuW Thin-Disk Oscillator*
M. Schultze, G. Palmer und U. Morgner
 9. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2009, Denver, USA
Vortrag: *Chirped-Pulse and Solitary Mode-Locked Yb:KLuW Thin-Disk Laser Oscillator*
G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, A. Steinmann und U. Morgner
 10. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2009, Denver, USA
Vortrag: *Microjoule Pulse Energy from a Chirped-Pulse Ti:Sapphire Oscillator with Cavity-Dumping*
M. Siegel, N. Pfullmann, G. Palmer, S. Rausch, T. Binhammer und U. Morgner,
 11. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2009, Denver, USA
Poster: *Pulsing Dynamics in Ytterbium based Chirped-Pulse Oscillators*
M. Siegel, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Rühl und U. Morgner
 12. European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe), Juni 2009, München, Germany
Vortrag: *Yb:KLuW thin disk oscillator in solitary and chirped pulse operation*
G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner
 13. European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe), Juni 2009, München, Germany
Vortrag: *Microjoule pulse energy from a chirped-pulse Ti:sapphire oscillator with cavity-dumping*
M. Siegel, N. Pfullmann, G. Palmer, S. Rausch, T. Binhammer und U. Morgner
 14. European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe), Juni 2009, München, Germany
Vortrag: *Simultaneous production of multiple waveguides for photonic devices by femtosecond laser writing*
M. Pospiech, M. Emons, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, R. Osellame, N. Bellini, G. Cerullo

Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. DPG Frühjahrstagung, März 2006, Frankfurt, Germany
Vortrag: *Erzeugung durchstimmbarer fs Laserpulse mit einem MHz OPA*
A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer und U. Morgner
2. DPG-Frühjahrstagung, März 2007, Düsseldorf, Germany
Poster: *Microjoule pulses from a passively mode-locked Yb:KYW thin disk oscillator with cavity-dumping*
G. Palmer, M. Schultze und U. Morgner
3. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt, Germany
Vortrag: *Theoretische und experimentelle Limits von modengekoppelten Scheibenlasern mit Cavity-Dumping*
M. Siegel, G. Palmer, N. Pfullmann, A. Steinmann und U. Morgner
4. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt, Germany
Vortrag: *Passiv modengekoppelter Yb:KYW-Oszillator mit Cavity-Dumping im positiven Dispersionsregime*
G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner
5. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt, Germany
Vortrag: *Faser-basierte Nachverstärkung eines Yb:KYW Lasers mit Cavity-Dumping*
A. Steinmann, M. Emons, G. Palmer und U. Morgner
6. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt, Germany
Poster: *Erzeugung und Detektion von gepulster Terahertz Strahlung mit GaP-Kristallen*
M. Hoffmann, M. Pospiech, A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner
7. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt, Germany
Vortrag: *Zwei-Farben-Pump-Abfrage-Messungen von Quantenpunktstrukturen mit einem MHz-OPA*
M. Schultze, A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner
8. DPG-Frühjahrstagung, März 2009, Hamburg, Germany
Poster: *Femtosekunden Yb:KLuW Scheibenoszillator im solitären und positiven Dispersionsregime*
G. Palmer, M. Schultze, A. Steinmann, A. L. Lindemann, M. Siegel und U. Morgner
9. DPG-Frühjahrstagung, März 2009, Hamburg, Germany
Poster: *Simultaneous production of multiple waveguides for photonic devices by femto-second laser writing*
M. Emons, M. Pospiech, A. Steinmann, G. Palmer, R. Osellame, G. Cerullo und U. Morgner

10. DPG-Frühjahrstagung, März 2009, Hamburg, Germany
Vortrag: *Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing*
M. Pospiech, M. Emons, A. Steinmann, G. Palmer, R. Osellame, N. Bellini, G. Cerullo
und U. Morgner

11. DPG-Frühjahrstagung, März 2009, Hamburg, Germany
Poster: *Grenzen der Pulsdauer in solitären Festkörperlasern*
F. Lücking, M. Schultze, G. Palmer und U. Morgner