

Phasenstabiles OPCPA-System mit regenerativer Pumpquelle

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.-Phys. Marcel Schultze

geboren am 04.01.1982 in Bad Pyrmont

2012

Referent: Prof. Dr. Uwe Morgner
Korreferent: Prof. Dr. Piet O. Schmidt
Tag der Promotion: 03.07.2012

Kurzfassung

Marcel Schultze

Phasenstabiles OPCPA-System mit regenerativer Pumpquelle

Parametrische Verstärkerkonzepte bieten eine sehr effiziente Möglichkeit der breitbandigen Verstärkung und sind somit in idealer Weise zur Erzeugung von hochenergetischen, ultrakurzen Laserpulsen geeignet.

In dieser Doktorarbeit wird ein parametrischer Verstärker basierend auf einem Titan:Saphir-Oszillator als Seedquelle und einem regenerativen Yb:YAG-Scheibenverstärker als Pumpquelle entwickelt und experimentell untersucht. Auf Grund des breiten Ausgangsspektrums des Oszillators kann dabei eine optische Synchronisierung zwischen Oszillator und Verstärker ohne eine zusätzliche Frequenzverschiebung realisiert werden. Zudem kann bei hohen Wiederholraten auf eine zeitliche Streckung der Seedpulse verzichtet werden, was zusätzlich zur Kompaktheit und zur Stabilität des Aufbaus beiträgt. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten System können somit Pulsenergien von mehreren Mikrojoule bei Pulsdauern von weniger als 6 fs und variablen Wiederholraten zwischen 100 und 500 kHz generiert werden. Gleichzeitig wird die Träger-Einhüllenden-Phase der verstärkten Laserpulse stabilisiert. Somit stellt das System eine innovative und kompakte Strahlungsquelle zur Erzeugung von Laserpulsen mit Dauern von wenigen optischen Zyklen und Pulsenergien im Mikrojoule-Bereich dar, die für zahlreiche Anwendungen, z.B. in der Kurzzeitspektroskopie, nahezu einzigartige Eigenschaften aufweist.

Zudem werden in dieser Arbeit weitere Ansätze zur Skalierung der Pulsenergie und der Verstärkungsbandbreite verfolgt. Dazu wird eine alternative Pumplichterzeugung mit Hilfe des Rod-Type-Faserkonzeptes theoretisch und experimentell untersucht. Zusätzlich wird die Verstärkungsbandbreite durch die Verwendung von unterschiedlichen Pumpwellenlängen auf mehr als 1,5 optische Oktaven verbreitert und somit Pulsdauern im Bereich eines einzelnen optischen Zyklus ermöglicht.

Schlagnworte: Wenig-Zyklen-Pulse, OPCPA, regenerativer Verstärker, Faserverstärker

Abstract

Marcel Schultze

Phase-stable OPCPA-system based on a regenerative pump source

Optical parametric amplification concepts allow for an efficient ultra broadband amplification and are thereby ideally suited for the generation of high-energetic ultrashort laser pulses.

In this thesis, a parametric amplifier based on a Ti:sapphire seed oscillator and a Yb:YAG thin disk regenerative pump amplifier is developed and investigated experimentally. Due to the spectral overlap between the seed oscillator and the amplification band of the used Ytterbium amplifier, an optical synchronization between the Ti:sapphire seed pulses and the pump pulses from the regenerative amplifier is realized without any further frequency shifting. In addition, the regenerative amplification is managed without using conventional CPA-concepts, which is another benefit for the compactness and stability of the setup. The system developed in this thesis generates pulse energies of several microjoule with pulse durations of less than 6 fs and tunable repetition rates between 100 and 500 kHz. In combination with the stabilized carrier-envelope-phase (CEP) of the amplified pulses, the system offers nearly unique properties for numerous applications such as ultrafast laser spectroscopy experiments. With this, an innovative and compact light source for generating high energetic laser pulses with few-cycle pulse durations is demonstrated in this work.

Furthermore, different approaches for scaling the pulse energy and the bandwidth are investigated. For this, an alternative pump light generation concept based on the rod-type-fiber technology is carried out theoretically and experimentally. In addition, the amplification bandwidth is further increased to more than 1.5 optical octaves by applying different pump wavelengths, thus featuring pulse durations in the range of a single optical cycle.

Key words: few-cycle pulses, OPCPA, regenerative amplifier, fiber amplifier

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Verstärkerkonzepte	6
2.2	Der regenerative Pumpverstärker	11
2.2.1	Funktionsprinzip des regenerativen Verstärkers	11
2.2.2	Theoretische Beschreibung des Verstärkungsprozesses	13
2.2.3	Einfluss des Verstärkungsprozesses auf das Spektrum	20
2.3	Der parametrische Verstärker	24
2.3.1	Grundlagen der parametrischen Verstärkung	24
2.3.2	Phasenanpassungsbedingungen	27
2.3.3	Parametrische Verstärkung von Laserpulsen	28
2.3.4	Nichtkollineare Verstärkergeometrie	31
2.3.5	Die parametrische Phase	34
2.4	Konzeptionelle Überlegungen zum Aufbau eines OPCPA-Systems	36
2.4.1	Die Synchronisierung zwischen Pump- und Seedstrahlung	36
2.4.2	Die Träger-Einhüllenden-Phase	38
3	Experimentelle Realisierung eines OPCPA-Systems	43
3.1	Der Ti:Saphir-Oszillator	45

3.2	Der regenerative Verstärker	47
3.2.1	Experimenteller Aufbau und konzeptionelle Überlegungen . . .	47
3.2.2	Betriebsparameter des regenerativen Verstärkers	52
3.3	Einstufiges OPCPA-System	57
3.4	Zweistufiges OPCPA-System	64
3.4.1	Modifikation des Seed Oszillators	64
3.4.2	Skalierung der Pulsenergie	66
3.4.3	Spektrale und zeitliche Charakterisierung	68
3.4.4	Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase	70
3.4.5	Variation der Wiederholrate	74
3.4.6	Zusammenfassung	75
4	Möglichkeiten der Energie- und Bandbreitenskalierung	77
4.1	Leistungsskalierung mit einem Rod-Type-Faserverstärker	79
4.1.1	Theoretische Überlegungen	79
4.1.2	Experimentelle Realisierung	82
4.1.2.1	Faserverstärker mit 80 cm Länge	82
4.1.2.2	Faserverstärker mit 120 cm Länge	87
4.1.3	Zusammenfassung und Interpretion der Ergebnisse	90
4.2	Skalierung der Verstärkungsbandbreite	92
5	Zusammenfassung und Ausblick	97
 Anhang		
	Literaturverzeichnis	101
	Danksagung	113

Lebenslauf	115
Publikationen	117

Kapitel 1

Einleitung

Ultrakurze Laserpulse mit Pulsdauern im Bereich von wenigen Femtosekunden¹ haben in den vergangenen Jahren eine exponierte Stellung im Bereich der Laserphysik eingenommen. Sie eignen sich hervorragend z.B. zur Untersuchung von extrem schnellen chemischen Prozessen [Zew88], zur Erhöhung des optischen Auflösungsvermögens in der Mikroskopie [Pas03] oder auch zur Messung der Elektronendynamik in einem Festkörper [Psh04].

Die hierfür benötigten Laseroszillatoren sind bereits weit verbreitet. Sie generieren Pulse mit der Dauer von weniger als 5 fs und liefern typischerweise Pulsenergien von einigen Nanojoule [Kär04]. Neben der Pulsdauer ist für viele Anwendungen vor allem die Pulsspitzenleistung von Bedeutung. Aus diesem Grund wurden bereits in der Frühzeit des Lasers Verstärkungskonzepte entwickelt, um die Pulsenergie und damit die Spitzenleistung zu skalieren. Innerhalb einer Verstärkerkette können die daraus resultierenden hohen Spitzenintensitäten allerdings zu einer spektralen und zeitlichen Modifikation des Pulses, zu einer Degradierung des Strahlprofils oder auch zu einer Zerstörung des Verstärkermediums auf Grund von nichtlinearen Selbstfokussierungseffekten führen. Daher werden die Pulse in der Regel zunächst zeitlich gestreckt um die Spitzenleistungen im folgenden Verstärkungsprozess gering zu halten. Im Anschluss an die Verstärkung findet dann wieder eine zeitliche Kompression der verstärkten Pulse statt. Dieses Verfahren ist sehr gebräuchlich und wird in der Literatur als „Chirped-Pulse-Amplification“, oder kurz CPA, bezeichnet [Str85].

Typische auf Ti:Saphir basierende Verstärkersysteme können somit Pulsenergien

¹1 fs=1 · 10⁻¹⁵ s

von einigen Millijoule bis zu einigen Joule bei Wiederholraten im Bereich zwischen einem Hertz und mehreren Kilohertz routinemäßig erzeugen [Bac98]. Unter Verwendung dieser Laserquellen können nun fokussierte Spitzenintensitäten von mehr als 10^{18} W/cm^2 erreicht werden. Solche enormen Spitzenleistungen eröffnen weitere interessante Anwendungsfelder, die von der Erzeugung hoher harmonischer Strahlung (HHG²) und die darauf aufbauende Erzeugung von Pulsen auf Attosekunden³ Zeitskalen [Kie04] bis hin zur Elektronenbeschleunigung und zur Anregung von Plasmawellen [Puk02] reichen.

Gleichwohl haben diese Verstärkerkonzepte ihre Grenzen. Die Einzeldurchgangsverstärkung ist in der Regel relativ gering, so dass für gewünschte Verstärkungsfaktoren von einigen Größenordnungen relativ aufwendige Multipass- oder regenerative Verstärkungsprozesse realisiert werden müssen. Insbesondere für hohe Pumpleistungen muss der Wärmeeintrag in das Verstärkungsmedium abgeführt werden, und eine thermische Linsenbildung verursacht in zunehmendem Maße eine Verschlechterung des Strahlprofils und somit der Fokussierbarkeit. Zusätzlich sind die Pulsdauern durch die begrenzte Gewinnbandbreite des verwendeten Verstärkermediums limitiert. Gerade bei hohen Verstärkungsfaktoren führt dies zu einer weiteren Einschnürung des Spektrums und damit zu einer zeitlichen Verlängerung der verstärkten Pulse.

Zur Erzeugung von hochintensiven Laserpulsen mit der Dauer von wenigen optische Zyklen müssen die verstärkten Pulse daher wieder spektral verbreitert und anschließend rekomprimiert werden. Solche Pulscompressionsmechanismen können zwar über nichtlineare Prozesse, wie die Filamentation in einem Edelgas oder in einer gasgefüllten Faser, realisiert werden [DS04], sind aber in der Regel sehr komplex und sowohl in der nutzbaren Energie als auch in der Effizienz begrenzt. Für eine weitere Energieskalierung stellen zudem die verfügbaren Pumpquellen eine Hauptlimitation dar, da auf Grund der hier begrenzten mittleren Leistungen hohe Energie nur mit einer Reduzierung der Wiederholrate erreichbar sind.

Eine Alternative hierzu stellt der parametrische Verstärker (OPA⁴) dar [Cer03]. Die Verstärkung basiert hierbei auf einem Drei-Wellen Mischprozess zwischen einem intensiven Pumpstrahl, einem zu verstärkenden Signalstrahl und einem erzeugten Idlerstrahl in einem geeigneten nichtlinearen Medium. Der Prozess ermöglicht

²Aus dem Englischen: **H**igh **H**armonic **G**eneration

³1 as=1 · 10⁻¹⁸ s

⁴Aus dem Englischen: **O**ptical **P**arametric **A**mplifier

zum Einen Einzeldurchgangsverstärkungen von einigen Größenordnungen und zusätzlich Verstärkungsbandbreiten, welche die Erzeugung von fs-Pulsen unterstützen. Ein grundlegender Unterschied zum Laserverstärker besteht darin, dass keine Inversion im Medium erzeugt wird. Die Energie der Pumpwelle wird instantan auf die Signal- und auf die Idlerwelle übertragen. Dies hat einen nahezu vernachlässigbaren Wärmeeintrag zur Folge hat, womit das parametrische Verstärkerkonzept auch für hohe Pumpleistungen in idealerweise geeignet ist. Gleichzeitig bedeutet dies aber auch, dass sich Pump-, Signal- und Idlerpuls zeitlich im Kristall synchronisiert überlagern müssen.

Mit Hilfe dieses parametrischen Verstärkungskonzeptes konnten in der Vergangenheit bereits Pulse mit Dauern kleiner 4 fs [Bal02b] und Pulsenergien im Bereich von mehreren hundert Millijoule bzw. Pulsspitzenleistungen im Terawatt-Bereich⁵ generiert werden (z.B. [Her09, Ros00, Wit05]). Die Energieskalierung der parametrischen Verstärkung ist dabei lediglich durch die zur Verfügung stehende Pumpimpulsenergie und die Größe der erhältlichen Kristalle begrenzt. Gerade die Leistungsskalierung Ytterbium basierter Pumpquellen im Bereich der Faser- und Scheibenlaser eröffnet hier eine vielversprechende Möglichkeit, hohe Pulsenergien auch im Bereich hoher Wiederholraten zu erreichen.

Mittlerweile kann durch parametrische Verstärkerkristalle nahezu der gesamte Wellenlängenbereich zwischen ca. 300 nm und 10 μm abgedeckt werden. Der Fokus dieser Arbeit soll allerdings auf den Bereich von ca. 600 nm bis 1,1 μm , also bei der typischen Ti:Saphir Wellenlänge, gelegt werden. Hier wurden die OPA-Systeme in der Vergangenheit üblicherweise mit der frequenzverdoppelten Strahlung von Laserverstärkern auf Neodymbasis im grünen Spektralbereich um 520 nm gepumpt. Die typische Pumpimpulsdauer reichte dabei von einigen zehn Pikoskunden bis in den Nanosekundenbereich. Für eine effiziente Energiekonversion im parametrischen Verstärkungsprozess musste daher der Seedpuls ebenfalls zeitlich gestreckt und nach der Verstärkung wieder mit Hilfe von Gitter- bzw. Prismenanordnungen komprimiert werden. In Analogie zum CPA Konzept wurde diese Technik als OPCPA⁶ bezeichnet [But04, Dub06, Ros97, Wit12].

⁵1 TW=10¹² W

⁶Aus dem Englischen: **O**ptical **P**arametric **C**hirped **P**ulse **A**mplification

Ziel und Gliederung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines kompakten parametrischen Verstärkersystems, das bei hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz Pulsenergien im Mikrojoule-Bereich bei Pulsdauern von wenigen optischen Zyklen generiert. Gerade spektroskopische Anwendungen profitieren dabei neben den Spitzenleistungen von mehreren hundert Megawatt von den hohen Wiederholraten, die im Vergleich zu den bestehenden Kilohertz-Systemen höhere Photonenflüsse und damit kürzere Integrationszeiten ermöglichen. Bislang basierte die Mehrzahl der Systeme auf mehrstufigen Verstärkerketten mit Strecker und Kompressor zur Erzeugung der Pumpstrahlung. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit ein kompaktes, einstufiges regeneratives Verstärkerkonzept zur Erzeugung der Pumpstrahlung realisiert. Des Weiteren soll die Möglichkeit der Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase (CEP⁷) sowie weitere Ansätze zur Skalierung der Pulsenergie und zur Reduktion der Pulsdauer untersucht werden.

Die nachfolgenden Dissertation ist daher wie folgt gegliedert. In Kapitel 2 wird zunächst ein Überblick über die relevanten theoretischen Grundlagen gegeben. Anschließend werden der Aufbau des OPCPA-Systems und experimentelle Ergebnisse in Kapitel 3 vorgestellt und diskutiert. Besonders soll hier zum Einen auf den Pumpverstärker eingegangen und zum Anderen das realisierte parametrische Verstärkerkonzept präsentiert werden. Zudem werden Skalierungstechniken für Pulsenergie, -dauer und -wiederholrate aufgezeigt. Daran anschließend wird in Kapitel 4 die Modifikation des Systems zur Erzeugung von Pulsen mit der Dauer von nur einem optischen Zyklus vorgestellt. Des Weiteren werden grundlegende Untersuchungen einer alternativen Pumplichterzeugung auf Faserbasis durchgeführt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

⁷Aus dem Englischen: **C**arrier **E**nvelope **P**hase

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel soll eine Einführung in die relevanten theoretischen Aspekte dieser Arbeit gegeben werden. Die enormen Steigerungen der erzielten Pulsenergien von parametrischen Verstärkersystemen in den vergangenen Jahren lassen sich vor allem auf neue Skalierungsmöglichkeiten der Pumppulsenergien zurückführen. Aus diesem Grund soll zu Beginn eine kurze Einführung in die gebräuchlichsten Verstärkerkonzepte zur Erzeugung von hochenergetischen Laserpulsen bei einer Wellenlänge von ca. $1\ \mu\text{m}$ als Pumpquelle von parametrischen Verstärkern gegeben werden. Experimentell wurde in dieser Arbeit ein regenerativer Verstärker auf der Basis einer Yb:YAG-Laserscheibe aufgebaut und zum Pumpen eines parametrischen Verstärkers verwendet. Deshalb wird eingehend auf das Funktionsprinzip des regenerativen Verstärkers, die Verstärkerdynamik und die zu berücksichtigenden physikalischen Effekte eingegangen.

Das zweite Hauptthema dieser Arbeit ist die breitbandige parametrische Verstärkung von Laserpulsen mit der Dauer von wenigen Femtosekunden. Zum Verständnis sollen deshalb auch hier die relevanten physikalischen Aspekte vorgestellt werden. Neben der Phasenanpassung wird besonders auf die Möglichkeit der optischen Synchronisierung zwischen Pump- und Signalpuls und auf die Träger-Einhüllenden Phase der erzeugten Pulse eingegangen.

2.1 Verstärkerkonzepte

Wie bereits erwähnt, wurden in der Vergangenheit viele Arbeiten durchgeführt, um hochenergetische Pulse mit Pulsdauern im Pikosekundenbereich zu erzeugen, die sich als Pumpquelle von parametrischen Verstärkersystemen eignen. Unabhängig vom Verstärkerkonzept ist aber zunächst die Wahl des Verstärkungsmediums essentiell.

In der letzten Dekade hat sich dabei Ytterbium als Standardion zur Erzeugung und Verstärkung von schmalbandigen Laserpulsen etabliert [DeL93, Hoe99]. Die Gründe hierfür sind vielfältig. Zum Einen sind im Absorptionsbereich zwischen 940 und 980 nm Hochleistungspumpdioden mittlerweile weit verbreitet und kommerziell erhältlich. Zudem unterstützt das Emissionsspektrum Pulsdauern im Sub-Pikosekundenbereich und die vergleichsweise große Wärmeleitfähigkeit bei geringem Quantendefekt ermöglicht die Applikation von hohen Pumpleistungen. Den größten Wirkungsquerschnitt der Ytterbium-dotierten Laserkristalle weist dabei Ytterbium dotiertes Yttrium Aluminium Garnet (YAG) auf. Hier konnten im kontinuierlichen Betrieb bereits Ausgangsleistungen von mehreren Kilowatt generiert werden [Bru05]. Andere Wirtskristalle wie z.B. Wolframate oder auch Sesquioxide weisen zwar eine deutliche Verbreiterung der Emissionsbandbreite auf (d.h. sie ermöglichen die Erzeugung kürzerer Pulse), was jedoch mit einer Reduktion des Wirkungsquerschnittes einhergeht. In einigen Materialien kann durch den Betrieb bei kryogenen Temperaturen der Wirkungsquerschnitt deutlich vergrößert werden, was aber gleichzeitig die Bandbreite reduziert [Hon08].

Die Wärmeabfuhr der nicht in Strahlung umgesetzten Pumpleistung ist für die Skalierung der Pulsenergie von besonderer Bedeutung, um insbesondere bei hohen Pumpleistungen die Ausbildung einer thermischen Linse und weitergehend eine Zerstörung des Verstärkermediums zu verhindern. Zusätzlich kann durch die thermische Doppelbrechung eine Depolarisation und damit eine Degradierung des Strahlprofils induziert werden. Zur Minimierung der thermischen Einflüsse bei der Applikation von hohen Pumpleistungen wurden in der Vergangenheit daher unterschiedlichste Konzepte und Geometrien entwickelt. Im Folgenden sollen das Faser-, das Scheiben- und das Innoslabkonzept detaillierter beschrieben werden.

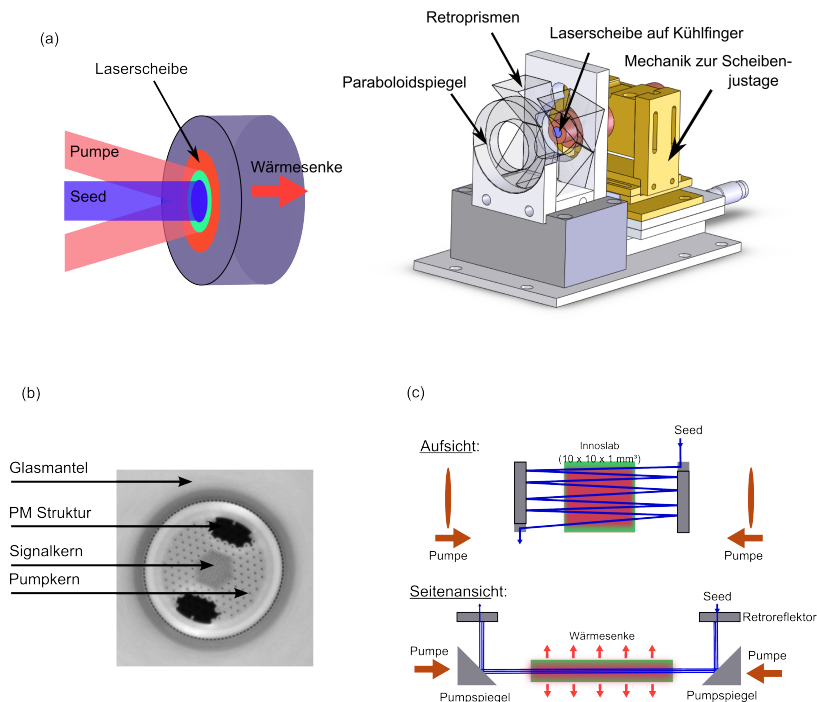


Abbildung 2.1: Darstellung der unterschiedlichen Verstärkerkonzepte: (a): Laserscheibe: Funktionsprinzip und schematischer Aufbau der in Kap. 3.2 aufgebauten Pumpkammer, (b): Kernstruktur einer Rod-Type Faser, (b): Schematischer Aufbau eines Innoslab Verstärkers

Das Faserkonzept

Das Faserkonzept beruht auf der großen Absorptionslänge im Verstärkermedium, welche durch ein großes Verhältnis von Oberfläche zu aktivem Faserkern eine exzellente Wärmeabfuhr garantiert. Durch die große Propagationslänge können Verstärkungsfaktoren von einigen dB im Einzeldurchgang ermöglicht werden. Auf Grund des langen Interaktionsbereiches in Addition mit den typischen Faserdurchmessern von wenigen Mikrometern müssen allerdings auch intensitätsabhängige, nichtlineare Effekte wie Selbstphasenmodulation, Vierwellenmischung und Selbstfokussierung sowie inelastische Streuprozesse wie Raman- oder Brillouinstreuung bei der Verstärkung in optischen Fasern berücksichtigt werden [Agr11]. Die hier erwähnten nichtlinearen Einflüsse skalieren dabei mit der Pulsspitzenintensität. Eine Verringerung der Spitzenleistung wird durch das CPA-Konzept ermöglicht [Str85], indem der Puls zunächst zeitlich gestreckt, anschließend verstärkt und schließlich zeitlich wieder rekomprimiert wird. Zusätzlich kann aber auch durch die Fasergeometrie die Modenfläche und damit ebenfalls die Intensität verringert werden. Für große

Pulsenergien ist hier vor allem das Rod-Type Faserkonzept zu erwähnen [Lim05, Lim11]. Die Faser (siehe Abb. 2.1 (b)) besteht dabei aus einem bis zu $85\ \mu\text{m}$ dicken Ytterbium dotierten Signalkern, welcher von einem ca. $280\ \mu\text{m}$ dicken Pumpkern umgeben ist. Der große Pumpkerndurchmesser ermöglicht zudem die Verwendung von kommerziell verfügbaren Hochleistungspumpdioden, die zumeist eine limitierte Fokussierbarkeit aufweisen. Die Wellenleitung im grundmodigen Signalkern wird durch eine photonische Kristallstruktur realisiert. Zusätzlich kann optional noch eine polarisationserhaltene Struktur in den Pumpkern eingebracht werden, so dass die Polarisation des verstärkten Signals erhalten bleibt. Umgeben ist der Pumpkern von einem starren, ca. $1,5\ \text{mm}$ dicken Glasmantel. Die Kombination des Rod-Type Faserverstärkerkonzeptes mit der CPA-Technologie hat in der Vergangenheit bereits Femtosekundenpulse mit Energien von mehr als einem Millijoule bei $100\ \text{kHz}$ Wiederholrate (d.h. mittlere Ausgangsleistungen von mehr als $100\ \text{W}$) ermöglicht [Roe07]. Bei hohen Wiederholraten von $78\ \text{MHz}$ konnte zudem mit einem modifizierten Stufenfaserkonzept und deutlich kleineren Signalkerndurchmessern eine mittlere Leistung von mehr als $800\ \text{W}$ generiert werden [Eid10]. Für eine weitere Skalierung der mittleren Leistung bei niedrigen Wiederholraten wurden jüngst alternative photonische Kristallfasern entwickelt. Diese „large pitch“-Fasern ermöglichen gleichzeitig hohe mittlere Leistungen und weisen zudem einen großen Signalkerndurchmesser von mehr als $50\ \mu\text{m}$ auf, womit die nichtlinearen Einflüsse auch bei hohen Pulsenergien gering gehalten werden können [Lim12].

Das Scheibenlaserkonzept

Im Gegensatz zur Faser basiert das Scheibenlaserkonzept (siehe Abb. 2.1(a)) auf einer extrem dünnen Laserscheibe mit einem großen Verhältnis zwischen Durchmesser ($\approx 7\ \text{mm}$) und Dicke ($\approx 150\ \mu\text{m}$). Die Scheibe ist dabei direkt auf einer Wärmesenke (üblicherweise Kupfer bzw. Wolframkupfer) kontaktiert, was eine nahezu eindimensionale Wärmeabfuhr und damit die Applikation von sehr hohen Pumpleistungen ermöglicht. Die Rückseite der Scheibe ist sowohl für die Pump- als auch für die Laserwellenlänge hochreflektiv beschichtet. Auf Grund der kurzen Wechselwirkungslänge in der Scheibe ist die Pumpabsorption im Einzeldurchgang sehr gering. Daher wird die Pumpstrahlung in der Regel über eine Retro-Prismenanordnung und einen Paraboloidspiegel bis zu 24-mal über die Scheibe gefaltet, um eine maximale Pumpabsorption zu gewährleisten. Gleichzeitig ist auch die Einzeldurchgangsverstärkung

sehr gering, so dass die Scheibentechnologie zumeist für Multipass- oder, wie in dieser Arbeit realisiert, regenerative Verstärkerkonzepte verwendet wird [Gie07]. Auf Grund der dünnen Laserscheibe sind die Nichtlinearitäten pro Verstärkerumlauf im Vergleich zur Faser sehr gering, so dass unter bestimmten Umständen bei hohen Wiederholraten und moderaten Pulsenergien auf eine zeitliche Streckung der zu verstärkenden Pulse verzichtet werden kann. Auf diese Weise konnten bereits ps-Laserpulse mit mehr als 60 W Ausgangsleistung bei Wiederholraten von 200 kHz erzeugt werden [Sto07].

Das Innoslabkonzept

Eine weitere Alternative stellt das Innoslab-Design dar [Man09, Rus10, Sch11] (siehe Abb. 2.1 (c)). Hier werden die Vorzüge der Faser- mit denen der Scheibentechnologie kombiniert. Ein ca. 1 mm dünnes laseraktives Medium mit einer Grundfläche von ca. 10 x 10 mm wird in longitudinaler Richtung gepumpt und ermöglicht deshalb auf Grund der Oberfläche die Applikation von hohen Pumpleistungen mit einer effektiven Wärmeabfuhr. Durch speziell entwickelte Pumpoptiken wird dabei ein Linienfokus im Verstärkungsmedium erzeugt. Der Seed propagiert in einer Multipassanordnung in jedem Durchgang jeweils räumlich versetzt entlang des Linienfokusses. Auf diese Weise können bereits mit wenigen Durchgängen Gesamtverstärkungen von mehr als 1000 realisiert werden können. Trotz der längeren Propagationsdistanz im Vergleich zum Scheibendesign sind die aufgesammelten nichtlinearen Phasenbeiträge im Vergleich zum Faserkonzept gering. So konnten bei hohen Wiederholraten von 76 MHz Ausgangsleistungen von mehr als 400 W und Pulsdauern von 680 fs ohne eine zeitliche Streckung der Pulse realisiert werden [Rus09].

Die Ausgangsleistung wird bei allen vorgestellten Konzepten auch in der Zukunft weiter skaliert werden können. Realisiert wird dies bei der Faser über eine weitere Vergrößerung des Modenkerndurchmesser, bzw. eine Verlängerung der Faser. Beim Scheibenkonzept wird die Pumpspotgröße skaliert und auch beim Innoslab-Design wird eine Skalierung der Pulsenergie über eine Vergrößerung der Länge bzw. Breite des Mediums angestrebt. Mittlerweile gibt es bereits Konzepte, die eine Kombination von Scheiben-, Faser- und Innoslabtechnologie verwenden und somit Pulsenergien im Millijoule-Bereich bei Wiederholraten von einigen Hertz bei Pulsdauern von 820 fs erzeugen [Sch12a].

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines kompakten parametrischen Verstär-

kersystems im Wiederholratenbereich zwischen 100 kHz und 500 kHz. Wie erwähnt bieten regenerative Scheibenverstärker hier die Möglichkeit, auf komplexe Strecker-Kompressor Einheiten zu verzichten. Da sie zudem sehr effizient auch mit geringen Seedenergien betrieben werden können, bietet sich dieser Verstärkertyp in idealer Weise als konzeptionell einfache und kompakte Pumpquelle für parametrische Verstärkerkonzepte an, und wird deshalb im Zuge dieser Arbeit realisiert.

2.2 Der regenerative Pumpverstärker

2.2.1 Funktionsprinzip des regenerativen Verstärkers

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung eines regenerativen Scheibenverstärkers als Pumpquelle für einen parametrischen Verstärker. Deshalb soll in diesem Kapitel gesondert auf dessen Funktionsweise eingegangen werden. Analog zum Multipassverstärker propagiert beim regenerativen Verstärker der zu verstärkenden Seedpuls mehrfach durch das Verstärkungsmedium. Allerdings kann beim regenerativen Verstärker die Anzahl der Durchläufe frei gewählt werden. Realisiert wird dies, indem das aktive Medium von einer optischen Kavität umgeben wird. Die zu verstärkenden Laserpulse werden dann in den Resonator eingekoppelt und nach der gewünschten Anzahl von Resonatorumläufen wieder ausgekoppelt. Experimentell wird diese Ein- und Auskopplung mit Hilfe einer Polarisationsdrehung durch eine Pockelszelle in Kombination mit einer Viertelwellenplatte und einem Dünnschichtpolarisator realisiert. Ein kompletter Verstärkungszyklus lässt sich dabei in zwei sich abwechselnde Phasen unterteilen (siehe Abb. 2.2).

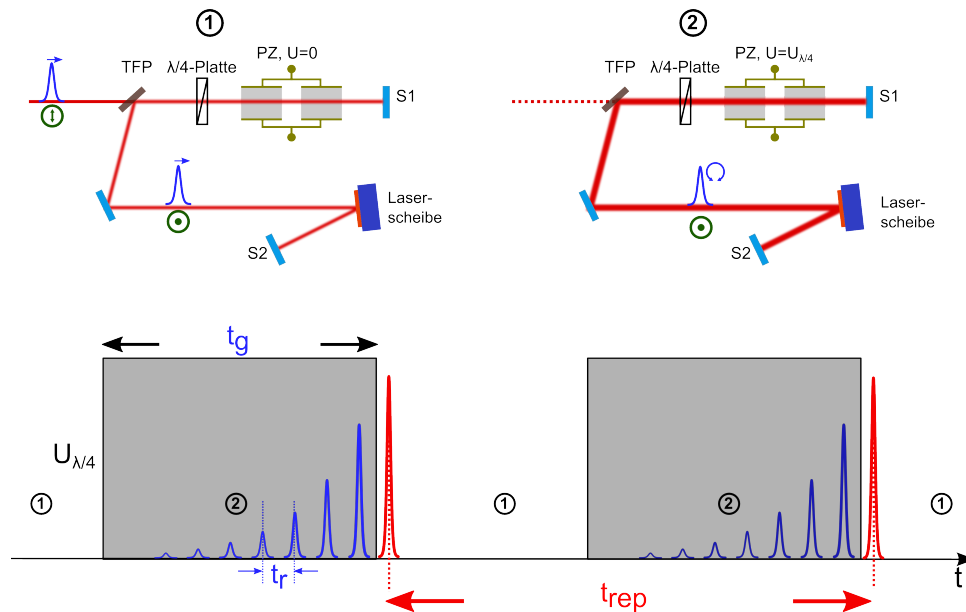


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines regenerativen Verstärkers. In der Pumpphase (Phase 1) wird im Verstärkermedium eine Inversion aufgebaut, die in der anschließenden Verstärkerphase (Phase 2) durch einen Seedpuls abgebaut wird. Zusätzlich sind die Polarisierungen dargestellt. Weitere Notationen: TFP: Dünnschichtpolarisator; PZ: Pockelszelle; S1,S2: Resonatorendspiegel.

Zu Beginn ist der Seedpuls p-polarisiert¹ und es liegt keine Spannung an der Pockelszelle an. Durch die Viertelwellenplatte weist der Resonator also eine geringe optische Güte auf. Im Folgenden wird diese Phase als Pumpphase bezeichnet, da sich in dieser Zeit keine Signalleistung aufbauen kann. Der Puls durchläuft zweimal die Viertelwellenplatte, so dass seine Polarisation anschließend um 90° gedreht ist. Aus diesem Grund wird er nun am Dünnschichtpolarisator reflektiert und durchläuft anschließend das Verstärkungsmedium. Wenn nun weiterhin keine Spannung an der Pockelszelle anliegt, so wird die Polarisation erneut durch die Viertelwellenplatte gedreht und der Puls verlässt nach dem Einzeldurchlauf den Resonator.

Legt man allerdings nach dem Einkoppeln eine Spannung an der Pockelszelle an, die im Doppeldurchgang eine Polarisationsdrehung um 90° bewirkt, so bleibt der Puls bis zum Abschalten der Hochspannung im Resonator erhalten. Dieser weist nun eine hohe optische Güte auf, und der umlaufende Puls wird bei jedem Durchlauf durch das Lasermedium verstärkt. Aus diesem Grund wird diese Phase als Verstärkerphase bezeichnet. Die nachfolgenden Seedpulse am Eingang, welche sich zum Schaltzeitpunkt nicht im Resonator befinden, erhalten durch Viertelwellenplatte und Pockelszelle eine Polarisationsdrehung von 180°, so dass sie den Resonator ohne Verstärkerdurchlauf wieder verlassen.

Um die Pulseinkopplung mit Hilfe der Pockelszelle im regenerativen Verstärker zu realisieren, müssen einige prinzipielle Anforderungen an die Umlaufzeit im Verstärker (t_r), an die Schaltzeit der Pockelszelle (t_{PZ}), an die Wiederholrate der Seedpulse (f_{seed}) und an die Position der Pockelszelle im Resonator gestellt werden [Mül05]. Zum einen muss es der Pockelszelle möglich sein, in der Zeit, in der sich der Puls zwischen Pockelszelle und Endspiegel S2 befindet, komplett von 0 V auf Viertelwellenspannung zu schalten. Daraus resultiert eine untere Grenze für die Resonatorumlaufzeit t_r aus der hervorgeht, dass die Laufzeit zwischen der Pockelszelle und dem Endspiegel S1 möglichst klein gehalten werden sollte.

$$t_r > 2 \cdot t_{PZ-S1} + t_{PZ} \quad (2.1)$$

Wird die Wiederholrate der Seedpulse vor dem Verstärker extern auf die gewünschte Verstärkerwiederholrate reduziert, so gibt es keine obere Grenze für die Umlaufzeit im regenerativen Verstärker. Unter bestimmten Umständen kann dies allerdings auch direkt mit Hilfe der Pockelszelle des regenerativen Verstärkers realisiert wer-

¹Die Bezeichnung p (parallel) und s (senkrecht) bezieht sich dabei auf die Ebene, in der der Strahl propagiert.

den. Dazu muss sichergestellt werden, dass sich zur Schaltzeit der Pockelszelle nur ein Puls im Resonator (d.h. zwischen Pockelszelle und Endspiegel S2) befindet. Der vorhergehende Puls muss also den Resonator schon wieder verlassen haben und der nachfolgende Puls darf sich noch nicht im Resonator befinden. Mit diesen Annahmen folgt:

$$t_r < \frac{2}{f_{\text{seed}}} - 2t_{\text{PZ-S1}} - t_{\text{PZ}} \quad (2.2)$$

In der experimentellen Realisierung kann die Laufzeit zwischen Pockelszelle und dem Endspiegel S2 auf weniger als 0,5 ns reduziert werden, und die Schaltzeit der Pockelszelle beträgt ca. 8 ns. Daraus folgt eine untere Grenze für die Resonatorumlaufzeit von ca. 9 ns, was einer Resonatorlänge von 1,35 m entspricht. Möchte man zusätzlich auf einen Pulspicker verzichten, so muss die Resonatorumlaufzeit bei einer Seedwiederholrate von 75 MHz weniger als 17,7 ns betragen. Daraus resultiert eine maximale Resonatorlänge von 2,65 m. Diese Randbedingungen sind folglich bei der Auslegung des Resonators zu berücksichtigen.

Ist der gewünschte Verstärkungsgrad erreicht, so kann der Puls durch Abschalten der Spannung wieder ausgekoppelt werden. Während der nun folgenden Pumpphase baut sich durch die kontinuierliche Pumpzufuhr erneut eine Inversion im Verstärkungsmedium auf, bevor ein neuer Verstärkerzyklus beginnt. Die Anzahl der Resonatorumläufe lässt sich dabei durch die Länge des Hochspannungszeitfensters t_g und der Resonatorumlaufzeit t_r zu $\frac{t_g}{t_r}$ bestimmen (siehe Abb. 2.2).

2.2.2 Theoretische Beschreibung des Verstärkungsprozesses

Nachdem im vorherigen Abschnitt bereits die prinzipielle Funktionsweise des regenerativen Verstärkers erläutert wurde, soll im Folgenden die Gewinndynamik für den Fall einer kontinuierlichen Energiezufuhr detaillierter untersucht werden, um eine genaue Vorhersage über die Verstärkungscharakteristik treffen zu können [Dör04, Gri07, Low80]. In der Pumpphase wird dem Lasermedium kontinuierlich Energie zugeführt und somit eine Inversion erzeugt. Der Kleinsignalgewinn g_0 skaliert dabei proportional mit der absorbierten Pumpleistung. Die zeitliche Entwicklung des Gewinns g hängt dabei lediglich vom Kleinsignalgewinn g_0 sowie von der Lebensdauer

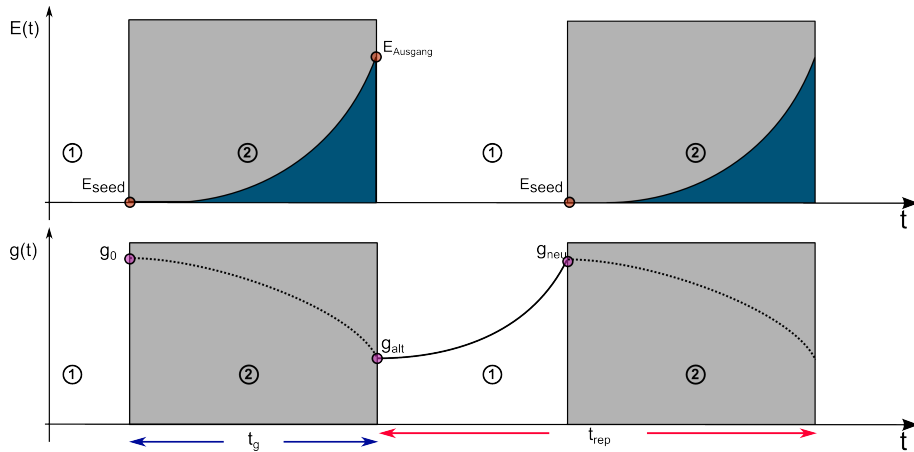


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Entwicklung des Gewinns g und der Pulsenergie E .

τ_1 des oberen Laserniveaus ab und genügt der Differentialgleichung:

$$\frac{dg}{dt} = \frac{g_0 - g}{\tau_1}. \quad (2.3)$$

Diese Gleichung lässt sich analytisch lösen. Die Dauer der Pumpphase entspricht genau der Differenz zwischen der Verstärkerwiederholzeit $t_{\text{rep}} = \frac{1}{f_{\text{rep}}}$ und der Dauer des Verstärkerzeitfensters t_g . Der Kleinsignalgewinn am Ende der Pumpphase entspricht nun

$$g_{\text{neu}} = g_0 + (g_{\text{alt}} - g_0) \cdot \exp\left(-\frac{t_{\text{rep}} - t_g}{\tau_1}\right), \quad (2.4)$$

wobei g_{alt} den Kleinsignalgewinn zu Beginn der Pumpphase, also nach der vorhergehenden Verstärkerphase, bezeichnet (siehe Abb. 2.3).

Daran anschließend folgt nun die eigentliche Verstärkungsphase, in der zwar weiterhin durch die kontinuierliche Pumpe Energie zugeführt, gleichzeitig durch den Seedpuls die Inversion aber auch abgebaut wird. Aus diesem Grund muss Gl. (2.3) um einen Term für die stimulierte Emission erweitert werden:

$$\frac{dg}{dt} = \frac{g_0 - g}{\tau_1} - \frac{g \cdot E}{F_{\text{sat}} \cdot A_{\text{eff}} \cdot t_r} \quad (2.5)$$

Gleichzeitig lässt sich die zeitliche Entwicklung der Pulsenergie beschreiben mit

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t_r} \cdot (g - l). \quad (2.6)$$

Zu erkennen ist dabei, dass Gewinn und Pulsenergie sowohl vom Verstärkungsmedium (Sättigungsfluenz: F_{sat} , Lebensdauer: τ_1), von der Geometrie des Verstärkerresonators (Resonatorumlaufzeit: t_r , Strahlgröße im Verstärkungsmedium: A_{eff} , Verluste pro Resonatorumlauf: l) und von der Dauer der Pump- bzw. Verstärkerphase abhängen. Ist der Gewinn zeitlich konstant (d.h. $\frac{dg}{dt} = 0$), so lässt sich Gl. (2.6) erneut analytisch lösen, und es folgt:

$$E(t) = E_0 \cdot \exp\left(\frac{g-l}{t_r} \cdot t\right). \quad (2.7)$$

Die Pulsenergie skaliert also pro Umlauf mit dem Umlaufgewinn $G = \exp(g-l)$, und für eine feste Anzahl von Resonatorumläufen κ folgt:

$$E(t_g = \kappa t_r) = \exp\left(\frac{g-l}{t_r} \cdot \kappa t_r\right) \cdot E_0 = G^\kappa \cdot E_0 \quad (2.8)$$

Ist der Sonderfall von zeitlich konstantem Gewinn allerdings nicht gegeben, so müssen die Gleichungen (2.5) und (2.6) numerisch gelöst werden, was im Folgenden mittels eines Runge-Kutta-Verfahrens realisiert wurde. Für eine qualitative Berechnung der Verstärkerdynamik wurden die Parameter auf den in Kap.3.2 beschriebenen experimentellen Aufbau mit einer Yb:YAG-Scheibe als Verstärkungsmedium angepasst. Dabei entspricht die Resonatorumlaufzeit t_r 15 ns und der Strahlradius auf der Scheibe 1,1 mm, woraus eine Sättigungsenergie E_{sat} von 330 mJ resultiert². Die Lebensdauer τ_1 des oberen Laserniveaus beträgt 1 ms und es wurde eine Seedenergie E_{Seed} von 50 pJ angenommen.

Dynamik bei niedrigen Wiederholraten (100 Hz)

Bei niedrigen Wiederholraten bis in den Bereich von einigen hundert Hertz ist die Dauer der Pumpphase von geringer Bedeutung. Während der Verstärkerphase wird der Puls zunächst pro Umlauf gemäß Gl. (2.8) verstärkt, bis die zunehmende Pulsenergie zu einem Abbau der Inversion und damit zu einer Reduzierung des Gewinns führt. In der anschließenden Pumpphase wird dann erneut eine Inversion aufgebaut. Da bei niedrigen Wiederholraten die Pumpphase in der Regel deutlich länger als die

²Die Parameter des Verstärkungsmediums Yb:YAG sind [Hoe99] entnommen.

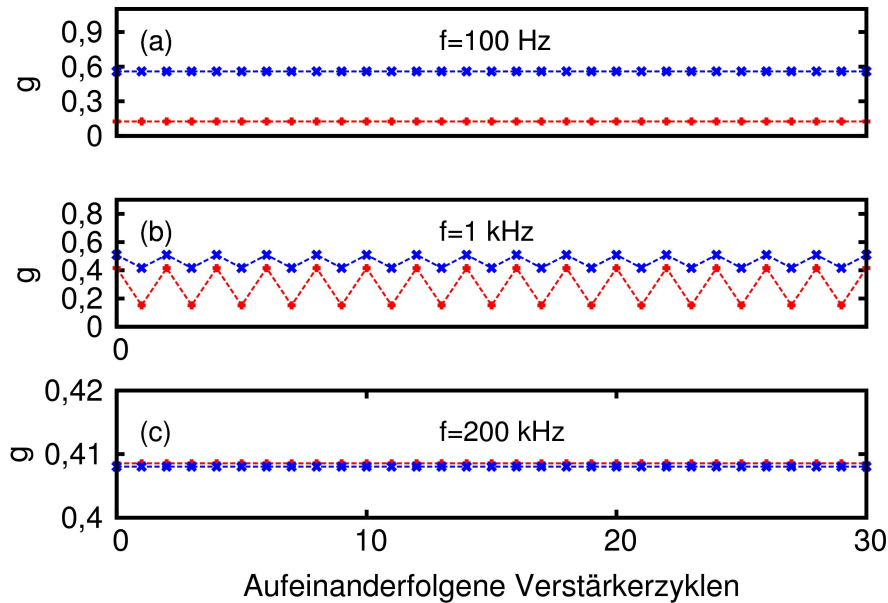


Abbildung 2.4: Theoretische Entwicklung des Kleinsignalgewinns für 30 aufeinanderfolgende Verstärkerzyklen für drei verschiedene Wiederholraten. (a): 100 Hz. (b): 1 kHz. (c): 200 kHz. Für die Simulationen wurden 500 aufeinanderfolgende Zyklen zum Einschwingen eines stationären Zustandes simuliert und der Kleinsignalgewinn g_0 betrug 0,5596. In Rot ist dabei der Kleinsignalgewinn am Ende der Verstärkerphase, in blau zu Beginn der Verstärkerphase, dargestellt.

Lebensdauer des oberen Laserniveaus ist, folgt aus Gl. (2.4):

$$g_{\text{neu}} = g_0 + (g_{\text{alt}} - g_0) \cdot \exp\left(-\frac{t_{\text{rep}} - t_g}{\tau_1}\right) = g_0. \quad (2.9)$$

Folglich wird die Inversion in der Pumpphase nahezu vollständig wieder aufgebaut (siehe Abb. 2.4(a)).

Dynamik bei Wiederholraten im Bereich der inversen Lebensdauer (1 kHz)

Die Situation verändert sich, wenn die Wiederholrate des regenerativen Verstärkers im Bereich der inversen Lebensdauer des Verstärkermediums, also bei ca. 1 kHz, liegt. Hier kann es sowohl zu einem Bifurkationsverhalten als auch zu einem komplett chaotischen Verlauf von Kleinsignalgewinn und Pulsenergie kommen [Dör04]. Die physikalische Entstehung lässt sich dabei wie folgt erklären:

In der Verstärkerphase wird der Puls verstärkt und die Inversion damit abgebaut.

Die anschließende Pumpphase reicht nun allerdings zeitlich nicht mehr aus, um die ursprüngliche Inversion wieder herzustellen, d.h. $g_{\text{neu}} < g_0$. In der folgenden Verstärkerphase erfährt der Puls folglich eine geringere Verstärkung, womit sich auch die Pulsenergie und der Inversionsabbau ändern. Damit ändert sich erneut der Kleinsignalgewinn zu Beginn der nächsten Verstärkungsphase. Dieser Prozess lässt sich beliebig fortführen. Der Verhalten von Inversion und Energie kann sich dabei nach einer bestimmten Anzahl von Pulsen reproduzieren (siehe Abb. 2.4(b)) oder aber auch chaotisch verlaufen. Das explizite physikalische Verhalten des Systems hängt dabei von den Betriebsparametern ab [Dör04]. In [Met09] wird z.B. das chaotische Verhalten eines regenerativen Yb:YAG-Scheibenverstärkers bei einer Wiederholrate von 6 kHz beschrieben. Mit zunehmender Pumpleistung (d.h. mit zunehmendem Kleinsignalgewinn) tritt dort ein Bifurkationsverhalten der Pulsenergie auf. Interessanterweise erwirkt eine weitere Erhöhung der Pumpleistung eine erneute Stabilisierung, allerdings bei der doppelten Periodendauer, d.h. der halben Wiederholrate.

Dynamik bei hohen Wiederholraten (200 kHz)

Ein weiteres stabiles Regime wird bei hohen Wiederholraten erreicht. Hier ist die Lebensdauer des oberen Laserniveaus deutlich größer als die Dauer der Pumpphase, womit aus Gl. (2.4) folgt, dass $g_{\text{neu}} \approx g_{\text{alt}}$. Die Inversion kann also in der Pumpphase kaum wieder aufgebaut werden. Aus diesem Grund stellt sich nach einigen Zyklen ein Gewinn ein, der deutlich geringer als der ursprüngliche Kleinsignalgewinn g_0 ist (siehe Abb. 2.4(c)). In diesem stationären Fall entspricht der Abbau der Inversion in der Verstärkerphase gerade dem Aufbau in der Pumpphase.

Limitierungen der Energieskalierung

Zusammenfassend ist die Ausgangsenergie bei niedrigen Pulsenergien also durch die Sättigungsenergie des Mediums begrenzt, bei hohen Wiederholraten ist die Reduzierung des Gewinns auf Grund der kurzen Pumpphase der limitierende Faktor. Im Rahmen dieser Arbeit soll dabei gerade ein regenerativer Verstärker bei hohen Wiederholraten realisiert werden. Um den Einfluss der Gewinnreduzierung abschätzen zu können, wird deshalb die Verstärkungscharakteristik bei unterschiedlicher Kleinsignalverstärkung für Wiederholraten von 100 Hz und 200 kHz berechnet und verglichen (siehe Abb. 2.5).

Bei 100 Hz Wiederholrate steigt die Pulsenergie exponentiell mit der Anzahl der Resonatorumläufe an, bis die Inversion vollständig abgebaut ist. Ab diesem Punkt erfährt der Puls pro Umlauf lediglich Verluste, womit sich die Pulsenergie mit zunehmender Umlaufzahl wieder reduziert. Die optimale Anzahl der Resonatorumläufe skaliert dabei invers mit dem Kleinsignalgewinn. Die maximal extrahierbare Pulsenergie skaliert sowohl mit dem Kleinsignalgewinn als auch mit den Verlusten und nach [Hoe99] folgt:

$$E_{\max} = E_{\text{sat}} \cdot \left(g_0 - l \left(1 + \ln \frac{g_0}{l} \right) \right) + E_{\text{seed}}. \quad (2.10)$$

Für die hier verwendeten Parameter folgt daraus eine maximale Pulsenergie von mehr als 20 mJ, was in den Simulationen verifiziert wird. Es muss an dieser Stelle erwähnt sein, dass für diese Simulationen lediglich die Gewinndynamik untersucht wurde. Sämtliche nichtlineare Einflüsse auf den Puls wurden nicht berücksichtigt.

Die Situation bei hohen Wiederholraten ist deutlich anders und die maximale Pulsenergie ist nicht mehr durch die Sättigungsenergie, sondern durch die dynamische Entwicklung des Gewinns begrenzt. Die Pulsenergie steigt zunächst ebenfalls exponentiell mit der Anzahl der Resonatorumläufe an. Mit zunehmender Länge der Verstärkerphase wird aber auch die Pumpphase verkürzt, so dass sich der stationäre Gewinn reduziert. Gewinne und Verluste gleichen sich pro Umlauf gerade in etwa aus, so dass die Pulsenergie mit zunehmender Umlaufzahl nahezu konstant bleibt. Für die verwendeten Simulationsparameter ergibt sich eine maximale Pulsenergie von ca. 90 μJ . Es kann also festgestellt werden, dass trotz der Gewinnreduzierung auch bei hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz eine effiziente Verstärkung möglich ist.

Skalierung der Wiederholrate

Für den in dieser Arbeit entwickelten parametrischen Verstärker werden variable Wiederholraten zwischen 100 kHz und 500 kHz anvisiert. Deshalb soll hier zusätzlich die Abhängigkeit der Verstärkung von der Wiederholrate theoretisch untersucht werden (siehe Abb. 2.6).

Während die Pulsenergien bei niedrigen Wiederholraten unabhängig von der Wiederholrate sind, kann im Bereich der inversen Lebensdauer des verwendeten Verstärkermediums, d.h. im Wiederholratenbereich um 1 kHz, ein deutliches Bifurkati-

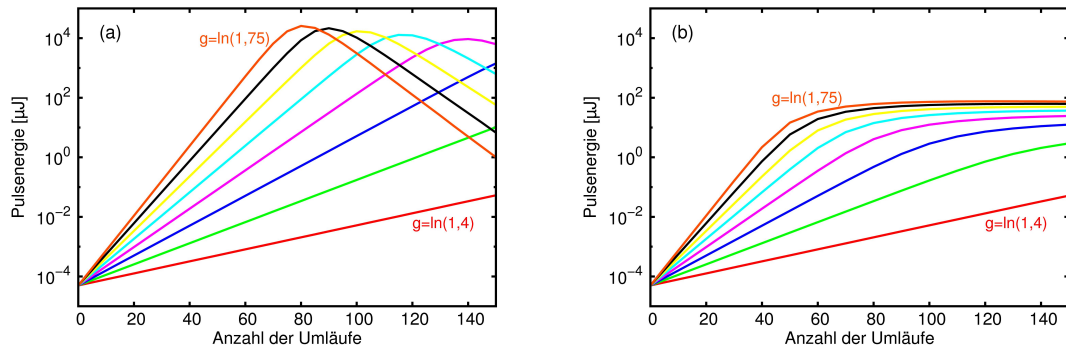


Abbildung 2.5: Vergleich der Verstärkungscharakteristik bei variierendem Kleinsignalgewinn ($g=\log(1,4..1,75)$) und zwei unterschiedlichen Wiederholraten. (a): 100Hz. (b): 200kHz. Alle anderen Simulationsparameter sind identisch. ($l = 0, 29, t_r = 15 \text{ ns}, E_{\text{seed}} = 50 \text{ pJ}$)

onsverhalten der Pulsenergie beobachtet werden. Bei hohen Wiederholraten skaliert die Pulsenergie nahezu invers mit der Repetitionsrate. Die mittlere Leistung variiert im Bereich zwischen 100 kHz und 500 kHz lediglich geringfügig um ca. 10 %, so dass eine Skalierung zu höheren Wiederholraten mit einer reduzierten Ausgangsenergie verknüpft ist. Ist die Ausgangsenergie z.B. auf Grund von nichtlinearen Einflüssen begrenzt, so kann die mittlere Leistung folglich bei höheren Wiederholraten weiter skaliert werden. Eine weitere Skalierung der Wiederholrate in den MHz-Bereich ist dabei durch die Pockelszellenelektronik limitiert. Zusätzlich gibt die durch die Anzahl der Resonatorumläufe festgelegte Dauer der Verstärkerphase eine Obergrenze vor.

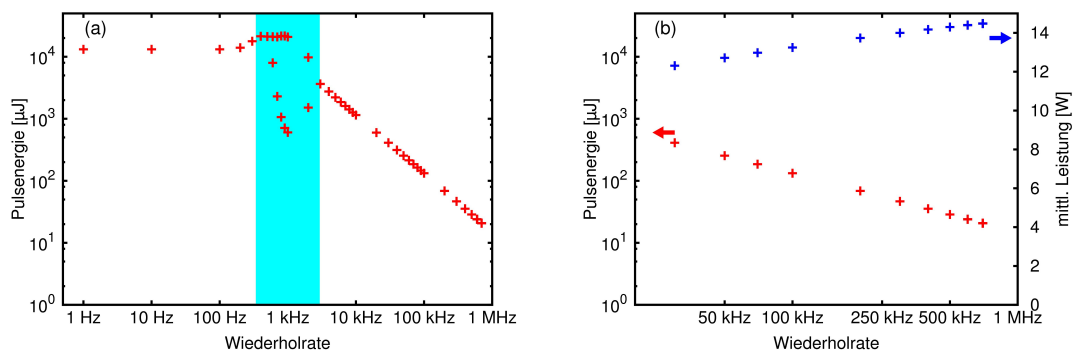


Abbildung 2.6: Entwicklung der Pulsenergie in Abhängigkeit der Verstärkerwiederholrate. Dargestellt ist die Pulsenergie von 50 aufeinanderfolgenden Verstärkerzyklen; (a): Im Bereich der inversen Lebensdauer ist ein Bifurkationsverhalten zu erkennen (blau unterlegt); (b): Bei Wiederholraten oberhalb von 50 kHz variiert die mittlere Ausgangsleistung lediglich geringfügig.

2.2.3 Einfluss des Verstärkungsprozesses auf das Spektrum

Die bisherige theoretische Beschreibung betrachtete lediglich die Dynamik des Verstärkungsprozesses auf Basis der Rategleichungen. Zusätzlich muss bei der Verstärkung von optischen Pulsen aber auch die Entwicklung des Spektrums berücksichtigt werden. Deshalb soll im Folgenden zum Einen auf eine spektrale Einschnürung des Seedpulses auf Grund der endlichen Verstärkungsbandbreite des Gewinnmediums und zum Anderen auf eine spektrale Verbreiterung auf Grund von nichtlinearen Prozessen eingegangen werden.

Spektrale Einschnürung

Die Dauer eines optischen Pulses ist über die Fourier-Transformation mathematisch direkt mit der spektralen Breite verknüpft. Aus diesem Grund ist die Bandbreite des Verstärkermediums ein direktes Maß für die mögliche minimale Pulsdauer des regenerativen Verstärkers. Die in dieser Arbeit verwendete Yb:YAG-Scheibe weist dabei bei einer Zentralwellenlänge von 1030 nm ein Verstärkerprofil mit einer Bandbreite von ca. 5 nm auf. Eine solche Bandbreite unterstützt unter der Annahme einer gaußschen Pulsform Pulsdauern von etwa 500 fs. Im regenerativen Verstärkungsprozess erfährt das Spektrum des Pulses auf Grund der spektralen Form des Verstärkerprofils in seinem Zentrum eine größere Verstärkung als in den Pulsflanken. Folglich reduziert sich die spektrale Breite, und die Fourier-limitierte Pulsdauer steigt an. Dieser Effekt wird in der Literatur als „Gain Narrowing“ beschrieben.

Im experimentellen Teil dieser Arbeit wird beschrieben, wie der regenerative Verstärker mit der kompletten Infrarotflanke eines Ti:Saphir-Oszillators geseedet wird. Dabei ist das ursprüngliche Seedspektrum deutlich breiter als die eigentliche Verstärkerbandbreite. Auf Grund der Gewinneinschnürung beträgt die volle Halbwertsbreite der verstärkten Pulse bei einer Gesamtverstärkung von ca. 60 dB in etwa 1,3 nm, was somit Pulsdauern von etwa 1,1 ps ermöglicht. Die endliche Verstärkerbandbreite wirkt zudem als zeitlicher Filter. Ist der Seedpuls z.B. spektral deutlich breiter als die Gewinnbandbreite und zusätzlich zeitlich dispersiv gestreckt, so reduziert sich sowohl die spektrale Breite als auch die Pulsdauer im regenerativen Verstärkungsprozess [Coe88]. Diese Erkenntnis ist besonders für den experimentellen Teil dieser Arbeit von Bedeutung, da der regenerative Verstärker sowohl mit einem Faserverstärker (d.h. zeitlich gestreckten Pulsen) als auch mit nahezu Fourier-limitierten Seedpulsen betrieben wurde.

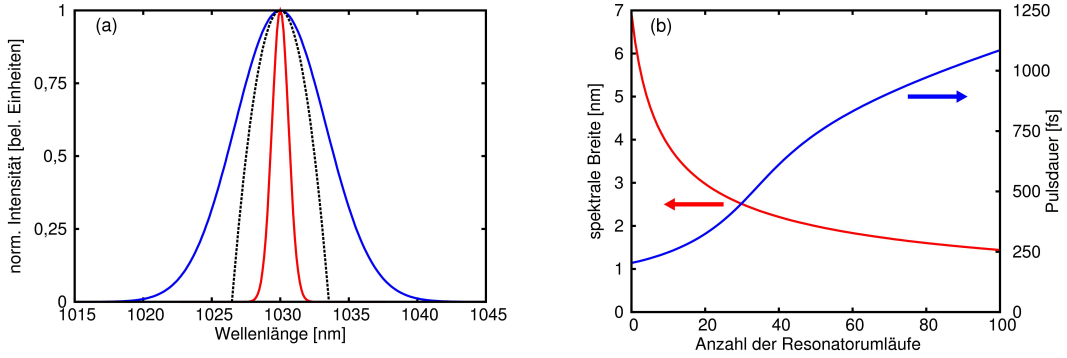


Abbildung 2.7: Spektrale Einschnürung des Verstärkerspektrums unter Vernachlässigung von Dispersion und nichtlinearen Effekten; (a): Einfluss eines parabolförmigen spektralen Verstärkerprofils ($\Delta\lambda = 5$ nm, schwarz gestrichelt) auf die Verstärkung eines 200 fs Pulses ($\Delta\lambda = 7,86$ nm) von 50 pJ auf 100 μ J bei 100 Resonatorumläufen. Das Ausgangsspektrum ist in rot dargestellt. Die spektrale Breite reduziert sich dabei auf ca. 1,5 nm, was einer Pulsdauer von ca. 1,1 ps entspricht. (b): Entwicklung der spektralen Breite und der Fourier-limitierten Pulsdauer aufgetragen über die Anzahl der Resonatorumläufe. Die Berechnungen wurden mit dem kommerziellen Programm „Fiberdesk“ durchgeführt.

Spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation (SPM)

Neben den Einflüssen des Verstärkermediums auf die spektrale Pulsform kann es im Zuge des regenerativen Verstärkungsprozesses zu einer weiteren spektralen Modifikation der erzeugten Pulse kommen. Bei der Propagation eines Lichtpulses durch ein optisches Medium sind nichtlineare Wechselwirkungen auf Grund der hohen Spitzenleistungen nicht mehr vernachlässigbar. Der Brechungsindex hängt dabei vom zeitlichen und räumlichen Pulsprofil ab, was als optischer Kerr Effekt bezeichnet wird:

$$n(r, t) = n_0 + n_2 \cdot I(r, t). \quad (2.11)$$

Durch diesen nichtlinearen Effekt bekommt ein Puls mit der Pulsspitzenleistung P_s und einer Zentralwellenlänge λ bei der Propagation durch ein Medium mit nichtlinearem Brechungsindex n_2 , der Propagationslänge L und einer effektiven Modenfläche A_{eff} eine zusätzliche Phasenverschiebung aufgeprägt, welche sich über die Propagationslänge aufsummiert. Zur Quantifizierung dieser Nichtlinearitäten dient das B-Integral, und unter der Annahme, dass weder die effektive Modenfläche noch der nichtlineare Brechungsindex von der Propagationsdistanz z abhängen, folgt:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L dz n_2 I(z) \approx \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \int_0^L dz P_s(z). \quad (2.12)$$

Das B-Integral gibt die Phasenverschiebung an, die der Puls auf Grund der nichtlinearen Wechselwirkung erfährt. Der Phasenbeitrag hat zwar keinen Einfluss auf das zeitliche Intensitätsprofil, er ändert aber das Spektrum des Pulses, was in der Literatur als Selbstphasenmodulation bezeichnet wird. Propagiert ein Fourier-limitierter Puls oder ein Puls mit positiver Gruppenlaufzeitverzögerung durch ein Medium mit positivem n_2 , so werden sowohl an der Pulsvorder- als auch an der Pulshinterflanke neue Spektralanteile gebildet; der Puls verbreitert sich folglich spektral.

Zusätzlich zu den spektralen Einflüssen der nichtlinearen Wechselwirkung wirkt auf den propagierenden Puls in seinem räumlichen Zentrum ein höherer Brechungsindex als an den Pulsflanken, was zu einer Selbstfokussierung und schlussendlich zu einem Strahlkollaps führen kann. Die Schwelle, bei der dieser Linseneffekt gerade die defokussierenden Effekte der Beugung ausgleicht, wird als kritische Leistung

$$P_{\text{krit}} = \frac{\lambda^2}{2\pi n n_2} \quad (2.13)$$

bezeichnet und die Stärke der induzierten Kerr-Linse lässt sich mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{4n_2 L}{\pi w^4} P_s \quad (2.14)$$

abschätzen. Die Brennweite der induzierten Kerr-Linse hängt also neben dem Materialparameter n_2 vom Strahlradius w und von der Propagationsdistanz L ab und skaliert zudem invers mit der Pulsspitzenleistung P_s . Durch die Selbstfokussierung wird der Strahlradius w weiter reduziert, was wiederum eine stärkere Fokussierung zur Folge hat. Gerade bei langen Propagationsdistanzen (z.B. in einer optischen Faser) kann dies zu einer Zerstörung durch eine katastrophale Selbstfokussierung führen. Bei kurzen Propagationslängen (z.B. eine Pockelszelle innerhalb eines regenerativen Verstärkers) ist dieser Effekt zwar weniger ausgeprägt, trotzdem müssen auch hier die nichtlinearen Effekte berücksichtigt werden, um eine Zerstörung des Pulses bzw. der optischen Komponenten zu verhindern.

Typischerweise wird die Pulsspitzenleistung und somit das B-Integral durch eine zeitliche Streckung der zu verstärkenden Pulse reduziert. Bei moderaten Pulsenergien und relativ kurzen Propagationslängen in optischen Medien, wie z.B. in einem regenerativen Scheibenverstärker, kann allerdings unter Umständen komplett auf eine Pulsstreckung verzichtet werden. Anstatt den Puls zeitlich zu verlängern, wird hier zum Beispiel der Strahldurchmesser in den entsprechenden Medien wie Pockelszelle oder Lasermedium vergrößert, und die nichtlinearen Einflüsse möglichst gering zu

halten.

In Kap. 3.2 wird die akkumulierte nichtlineare Phase, und die damit verbundene spektrale Verbreiterung für den regenerativen Verstärkungsprozess berechnet und experimentell untersucht. Somit kann eine Abschätzung für die maximal realisierbare Pulsenergie bei Verzicht auf ein CPA-Konzept unter Berücksichtigung der experimentellen Parameter vorgenommen werden.

2.3 Der parametrische Verstärker

Während der regenerative Verstärker auf der Absorption und der stimulierten Emission in einem Lasermedium beruht, wird beim parametrischen Verstärkungsprozess in einem nichtlinearen Medium Energie direkt von einem starken Pumpstrahl in einen schwachen Signalstrahl konvertiert. Da dieser Prozess instantan und ohne eine Speicherung von Energie im Medium vollzogen wird, kann er folglich auch nur stattfinden, wenn Pump- und Signalstrahl sowohl räumlich als auch zeitlich im Medium überlagert sind.

2.3.1 Grundlagen der parametrischen Verstärkung

Das Grundprinzip der parametrischen Verstärkung ist vergleichsweise einfach. Wird in einen geeigneten nichtlinearen Kristall ein starker Pump- und ein schwacher Signalstrahl eingestrahlt, so kann in einem Differenzfrequenzprozess zweiter Ordnung Energie von der Pumpe auf das Signal übertragen werden. Aus Energieerhaltungsgründen entsteht zusätzlich ein dritter Strahl, der sogenannte Idler. Die Notation ist dabei so gewählt, dass für die Frequenzen gilt: $\omega_p > \omega_s > \omega_i$. Die Energie muss während des gesamten Prozesses erhalten bleiben:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i. \quad (2.15)$$

Zusätzlich muss auch noch der Impuls erhalten bleiben, damit dieser Prozess effektiv ablaufen kann:

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (2.16)$$

Die Impulserhaltung wird auch Phasenanpassung genannt und später noch eingehend beschrieben.

Zur genaueren theoretischen Betrachtung kann die durch ein elektromagnetisches Feld \vec{E} in einem Medium induzierte Polarisation \vec{P} als Taylor-Reihe entwickelt werden [Cer03]:

$$\vec{P} \propto \chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (2.17)$$

Die Suszeptibilitäten höherer Ordnung ($\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$) sind dabei in der Regel mehr als zehn Größenordnungen kleiner als die lineare Suszeptibilität $\chi^{(1)}$, so dass sie erst bei hohen Intensitäten zu berücksichtigen sind. Es folgt dabei bereits aus den

Maxwellgleichungen, dass eine nichtlineare Polarisierung die Quelle sowohl einer Amplitudenänderung einer elektromagnetischen Welle als auch die Quelle von neuen Frequenzkomponenten sein kann. Nichtlineare Effekte zweiter Ordnung sind z.B. die Frequenzverdopplung und auch der Differenzfrequenzprozess; Effekte dritter Ordnung sind z.B. der in Kap. 2.2.3 beschriebene Kerr Effekt und die Selbstfokussierung.

Der Effekt der parametrischen Verstärkung ist ein Differenzfrequenzprozess und basiert folglich auf der Suszeptibilität zweiter Ordnung. Auf Grund von Kristallsymmetrien verschwindet die Suszeptibilität zweiter Ordnung in isotropen Medien, so dass die im Folgenden beschriebenen Effekte der parametrischen Verstärkung lediglich in anisotropen Medien stattfinden können. Werden drei miteinander wechselwirkende Wellen betrachtet, so resultiert ein System von drei gekoppelten Differentialgleichungen, welche die Amplitudenänderungen der beteiligten Wellen in einem Medium mit nicht verschwindender Suszeptibilität zweiter Ordnung beschreibt.

$$\frac{dA_i}{dz} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (2.18)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (2.19)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_i A_s \exp(i\Delta k z). \quad (2.20)$$

Dabei bezeichnet d_{eff} den effektiven nichtlinearen Koeffizienten; eine Materialkonstante, die sich aus dem Suszeptibilitätstensor zweiter Ordnung ergibt, und von der Propagationsrichtung, der jeweiligen Polarisierung der drei beteiligten Felder und ihrer Wellenlängen abhängt. Mit $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ wird die Phasenfehlanpassung der drei beteiligten Wellen bezeichnet. Unter der Annahme einer starken Pumpwelle (d.h. vernachlässigbarem Pumpabbau) lassen sich die Gleichungen analytisch lösen und man erhält bei Einstrahlung einer Signalwelle $I_s(0) = I_{s0}$ und keiner Idlerwelle $I_i(0) = 0$ folgende Lösungen für die Intensitäten $I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 c_0 n_j |A_j|^2$:

$$I_s(L) = I_{s0} \left(1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \right) \quad (2.21)$$

$$I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \quad (2.22)$$

Dabei ist $g = \sqrt{\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{2}}$ und $\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s \epsilon_0 c_0}$. Wie bereits erwähnt ist es ersichtlich, dass eine effektive Verstärkung von Signal- und Idlerwelle nur dann stattfinden kann, wenn die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ erfüllt ist. In diesem Fall, und

unter der Annahme einer großen Verstärkung (d.h. $\Gamma L \gg 1$), vereinfachen sich die Gleichungen und man erhält für Signal- und Idlerwelle einen exponentiellen Anstieg der Pulsintensitäten:

$$I_s(L) \approx \frac{1}{4} I_{s0} \exp(2\Gamma L) \quad (2.23)$$

$$I_i(L) \approx \frac{\omega_i}{4\omega_s} I_{s0} \exp(2\Gamma L) \quad (2.24)$$

Diese Gleichungen genügen der Manley-Rowe Beziehung $\frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = \frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz}$. Jedes Pumpphoton bei der Frequenz ω_p zerfällt in ein Signal- und ein Idlerphoton. Das Verhältnis der Intensitäten von Signal und Idler ist folglich so, dass die Anzahl der Photonen stets gleich ist.

Ebenfalls lässt sich ein Gewinnkoeffizient $G = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma L)$ definieren. Der parametrische Gewinn hängt also neben dem Kristallparameter d_{eff} , den verwendeten Wellenlängen und zugehörigen Brechungsindizes maßgeblich von der Kristalllänge L ($G \propto \exp(L)$) und der Pumpintensität I_p ($G \propto \exp(\sqrt{I_p})$) ab.

Berechnet man z.B. den Verstärkungsfaktor bei Benutzung eines BBO-Kristalles, welcher bei 515nm gepumpt wird ($d_{\text{eff}} = 2 \text{ pm/V}$), so ist zu erkennen, dass schon bei geringen Kristalllängen von weniger als 5mm, Verstärkungsfaktoren von mehreren 1000 im Einzeldurchgang realisierbar sind (siehe Abb. 2.8).

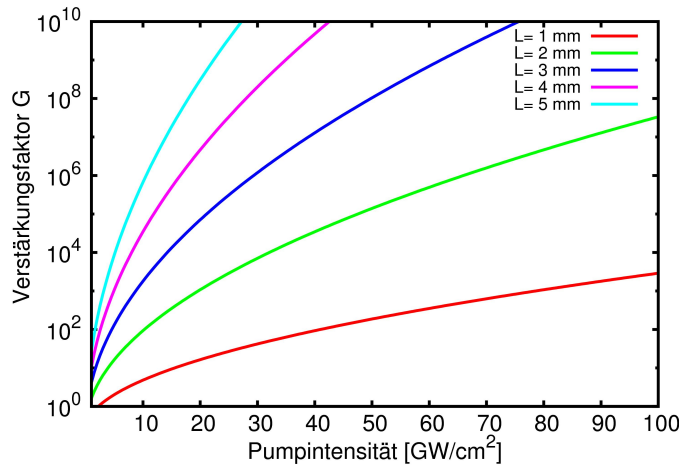


Abbildung 2.8: Darstellung der parametrischen Verstärkung als Funktion der Pumpintensität bei unterschiedlichen Kristalllängen berechnet für $d_{\text{eff}} = 2 \text{ pm/V}$ (BBO) und perfekte Phasenanpassung.

In dieser vereinfachten Betrachtung wurde allerdings bisher der Abbau der Pumpstrahlung nicht berücksichtigt. Im Falle der Phasenanpassung können die

einzelnen Signal-, Idler- und Pumpwellen zyklisch auf und wieder abgebaut werden. Im Differenzfrequenzprozess werden dabei zunächst das Signal und der Idler auf- und somit nach der Manley-Rowe-Beziehung die Pumpe abgebaut. Anschließend folgt der umgekehrte Prozess, d.h. die Signal- und Idlerwelle erzeugen in einem Summenfrequenzprozess erneut die Pumpwelle; es findet also eine Rückkonversion in die Pumpwelle statt.

2.3.2 Phasenanpassungsbedingungen

Wie bereits erwähnt gelten die dargestellten Lösungen des gekoppelten Differentialgleichungssystems (siehe Gl. (2.18)-(2.20)) nur für den Fall der perfekten Phasenanpassung, d.h. $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$. Mit $k = \frac{\omega n}{c_0}$ folgt damit für die Phasenanpassungsbedingung:

$$n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i. \quad (2.25)$$

Es ist ersichtlich, dass diese Bedingung in isotropen Materialien mit normaler Dispersion, also $n_i < n_s < n_p$ nicht erfüllt werden kann. Gleichwohl kann aber die Doppelbrechung geeigneter Kristalle zur Phasenanpassung ausgenutzt werden, indem Pump- und Signalwelle entlang unterschiedlicher Polarisationsachsen eingestrahlt werden. Prinzipiell wird dabei zwischen Typ-I und Typ-II Phasenanpassung unterschieden. Während bei der Typ-I-Phasenanpassung Signal- und Idlerwelle die gleiche (ordentliche) Polarisation besitzen ($o_s + o_i \rightarrow e_p$), weisen sie bei der Typ-II-Phasenanpassung unterschiedliche Polarisationen auf (z.B. $o_s + e_i \rightarrow e_p$, $e_s + o_i \rightarrow e_p$). Die Typ-II-Phasenanpassung unterstützt dabei eine geringere Verstärkungsbandbreite, dafür über einen großen Durchstimmbereich. Daher wird sie oftmals für spektroskopische Anwendungen realisiert. Die Bandbreite der Typ I Phasenanpassung hingegen ist deutlich größer, weshalb sie typischerweise zur Erzeugung und Verstärkung von ultrakurzen Pulsen verwendet wird [Cer03].

Werden z.B. negativ uniaxiale Kristalle benutzt (z.B. BBO), so ist der außerordentliche Brechungsindex kleiner als der ordentliche. Bei der Typ-I-Phasenanpassung propagiert die Pumpe als außerordentliche Welle im Kristall. Realisiert werden kann die Phasenanpassungsbedingung nun durch eine Variation des Winkels θ_p zwischen der eingestrahelten Pumpwelle und der optischen Achse des Kristalls. Durch die Variation des Phasenanpassungswinkels lässt sich dabei jeder beliebige Brechungsindex

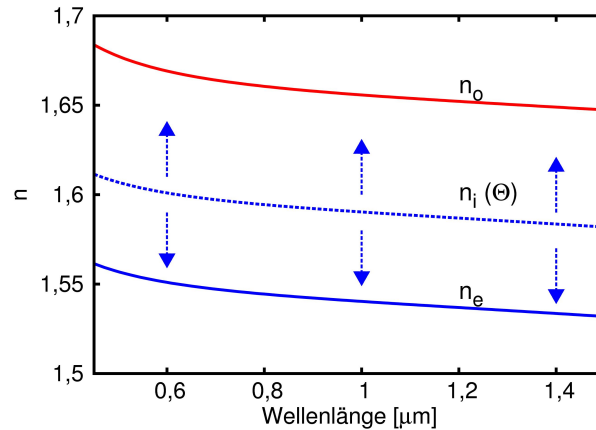


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Phasenanpassung in einem negativ uniaxialen Kristall ($n_e < n_o$). Der Brechungsindex für die außerordentlich propagierende Welle lässt sich dabei über den Winkel zur optischen Kristallachse variieren.

n_i zwischen n_e ($\theta_p = 90^\circ$) und n_o ($\theta_p = 0^\circ$) einstellen (siehe Abb. 2.9), so dass die Phasenanpassungsbedingung somit erfüllt werden kann. Zusätzlich lässt sich die Phasenanpassung aber auch über die Kristalltemperatur oder eine periodische Anordnung des Kristalls (Quasi-Phasenanpassung) erreichen [Mye95], worauf in dieser Arbeit allerdings nicht näher eingegangen werden soll.

2.3.3 Parametrische Verstärkung von Laserpulsen

Die bisherigen theoretischen Betrachtungen basierten allesamt auf der Annahme einer ebenen monochromatischen Welle. Werden stattdessen optische Laserpulse betrachtet, so müssen weitere Effekte berücksichtigt werden. Zum Einen hat die zeitliche und spektrale Form der Pulse Einfluss auf den Konversionsprozess und zum Anderen müssen die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Pulse im Verstärkerkristall berücksichtigt werden.

Theoretisch kann bei idealer Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) und rechteckiger zeitlicher und spektraler Pulsform ein Pumpabbau von 100% erreicht werden. Die Situation ändert sich, wenn statt der rechteckigen Pulsform z.B ein Gauss-oder Sechsförmiger Puls verwendet wird. Auf Grund der höheren Pulsspitzenleistung im Zentrum des Pulses wird hier die Pumpwelle deutlich stärker abgebaut als an den Pulsflanken. Folglich findet bei zu hohen Intensitäten bzw. zu langen Kristallen im Pulszentrum bereits eine Rückkonversion statt, wohingegen das Signal in den Pulsflanken

weiterhin Verstärkung erfährt. Ähnliches gilt im Falle einer nicht idealen Phasen-
anpassung (d.h. $\Delta k \neq 0$). Hier können z.B. unterschiedliche spektrale Anteile auf
Grund der Phasenfehlانpassung eine unterschiedliche Verstärkung erfahren.

Um den Einfluss der unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten der beteiligten
Wellen im Kristall zu berücksichtigen, werden die gekoppelten Wellengleichungen
modifiziert. Unter der Annahme, dass Dispersionseffekte höherer Ordnung vernach-
lässigt werden können, verändern sich die Gl. (2.18)-(2.20) zu:

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gi}} + \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_i}{\partial t} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gs}} + \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_s}{\partial t} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_i A_s \exp(i\Delta k z). \quad (2.28)$$

Dabei beziehen sich diese Gleichungen auf ein Bezugssystem, welches sich mit der
Gruppengeschwindigkeit des Pumpimpulses bewegt (d.h. $\tau = t - \frac{z}{v_{gp}}$). Im Vergleich zu
der vorherigen Betrachtung gibt es dabei nun zwei Haupteffekte, die auf der Fehl-
anpassung der Gruppengeschwindigkeiten beruhen.

Zum Einen limitiert die zeitliche Separation zwischen Pump- und Signal- bzw. zwi-
schen Pump- und Idlerpuls die Wechselwirkungslänge der parametrischen Verstär-
kung. Da, wie bereits erwähnt, eine Verstärkung nur bei einer zeitlichen Überlage-
rung der beteiligten Pulse stattfinden kann, wird eine Separationslänge l_{sp} und l_{ip}
zwischen Pump- und Signal- bzw. Idlerwelle definiert:

$$l_{sp} = \frac{t_p}{\frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}}}, l_{ip} = \frac{t_p}{\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gp}}}. \quad (2.29)$$

Dabei bezeichnet t_p die Dauer des Pumpimpulses und v_{gs}, v_{gi}, v_{gp} die Gruppengeschwin-
digkeiten von Signal-, Idler- und Pumpwelle. Für Kristalllängen, die kleiner sind
als die Separationslänge, kann der Effekt der Gruppengeschwindigkeitsfehlانpas-
sung vernachlässigt werden, für längere Kristalle muss er gleichwohl berücksichtigt
werden. An dieser Stelle ist weiterhin zu erwähnen, dass der Effekt abhängig vom
Vorzeichen der Geschwindigkeitsunterschiede ist. Bewegen sich Signal- und Idlerpuls
zeitlich in die gleiche Richtung vom Pumpimpuls weg, so findet nach der Separations-
länge keine parametrische Verstärkung mehr statt; der Gewinn sättigt. Dieser Fall

ist z.B. bei der Typ-I-Phasen Anpassung von BBO gegeben. Anders sieht die Situation im Fall der Typ-II-Phasen Anpassung von BBO aus. Hier separieren sich Signal- und Idlerpuls zeitlich in unterschiedlichen Richtungen von der Pumpe. Dies führt allerdings dazu, dass auch nach der Separationslänge noch Verstärkung realisiert werden kann, da vom Signal neue Idlerphotonen generiert werden, welche dann in Richtung des Idlers propagieren. Eine analoge Betrachtung gilt für den Idler.

Der andere Einfluss der unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten bezieht sich auf die unterstützte Verstärkungsbandbreite. Gilt Phasen Anpassung für eine bestimmte Signalfrequenz ω_s , so lässt sich die Phasenfehlanpassung für eine abweichende Signalfrequenz $\omega_s + \Delta\omega$ (bzw. analog $\omega_i - \Delta\omega$) in erster Näherung angeben als

$$\Delta k \approx -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \Delta\omega = \left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta\omega. \quad (2.30)$$

Damit ergibt sich für die unterstützte Verstärkungsbandbreite näherungsweise

$$\Delta\nu = \frac{2 \ln \sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{\left| \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gi}} \right|}. \quad (2.31)$$

Die Bandbreite der Phasen Anpassung nimmt also mit zunehmender Differenz der Gruppengeschwindigkeiten von Idler- und Signalwelle ab. Analog dazu wird die unterstützte Verstärkungsbandbreite maximal, wenn die Differenz minimal wird. Bei gleicher Gruppengeschwindigkeit, d.h. am Entartungspunkt mit $\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_p$, ist ersichtlich, dass Gl. (2.31) nicht mehr gelten kann. Hier müssen folglich höhere Dispersionsordnungen für den Phasen Anpassung berücksichtigt werden und für die Verstärkungsbandbreite folgt analog:

$$\Delta\nu = \frac{2 \ln \sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} - \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|}. \quad (2.32)$$

Die Verstärkungsbandbreite ist also durch die Dispersion der nichtlinearen Kristalle limitiert, und eine große Bandbreite ergibt sich lediglich am Entartungspunkt.

Für die Verstärkung von ultrakurzen Pulsen wird allerdings eine breites Spektrum benötigt. Alle bisherigen Betrachtungen basierten auf einer kollinearen Geometrie, d.h. der Winkel α zwischen Signal- und Pumpwelle beträgt 0° . Im Folgenden soll nun erläutert werden, inwieweit durch eine Variation dieses Winkels die Verstärkungsbandbreite vergrößert werden kann.

2.3.4 Nichtkollineare Verstärkergeometrie

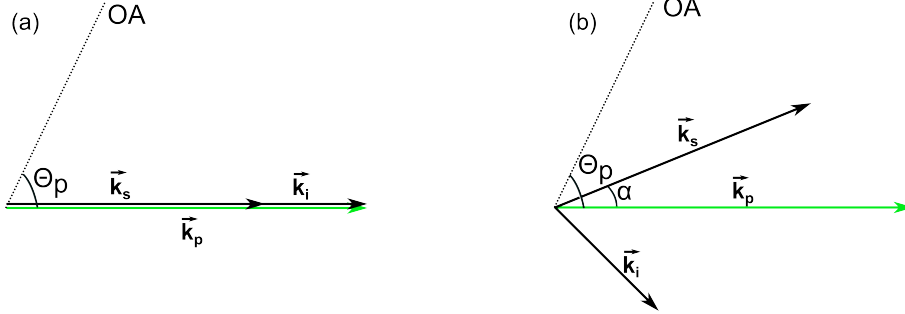


Abbildung 2.10: Realisierung der Phasenanpassung in kollinearer (a) und nichtkollinearer (b) Einstrahlungsgeometrie. Eingezeichnet sind neben den k -Vektoren der beteiligten Wellen die optische Kristallachse (OA), der Phasenanpassungswinkel Θ_p und die Winkel zwischen Signal und Idler (Ω) bzw. Pumpe (α).

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, breiten sich die an der parametrischen Verstärkung beteiligten Wellen mit unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten im Verstärkungsmedium aus. Durch die damit verbundene zeitliche Separation der Pulse wird sowohl die maximale Kristalllänge als auch die Verstärkungsbandbreite begrenzt. Werden Pumpe und Signal unter einem Winkel α in den Kristall eingestrahlt (bzw. Signal und Idler unter einem Winkel Ω), so breiten sich die beteiligten Wellen zwar immer noch mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus, durch die unterschiedlichen Richtungsvektoren können sie aber zeitlich effektiv überlagert bleiben. Dies ist ersichtlich, wenn Gl. (2.30), welche die Phasenfehlanspassung beschreibt, in eine Vektorgleichung transformiert wird, bei der Pump- und Idlervektor in einen parallelen und einen senkrechten Anteil aufgeteilt werden. Aus der Phasenanpassungsbedingung $\Delta k_{par} = \Delta k_{sen} = 0$ folgt damit nach einiger Umformung:

$$\frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} - \cos(\Omega) \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = 0 \quad (2.33)$$

bzw.

$$v_{gs} = v_{gi} \cos(\Omega). \quad (2.34)$$

Dies bedeutet, dass die Phasenanpassungsbedingung für die nichtkollineare Geometrie nicht nur vom Winkel Θ_p zwischen Pumpe und optischer Achse des Kristalls, sondern auch vom Winkel Ω zwischen Signal- und Idlerwelle, bestimmt ist (siehe Abb. 2.10). Da in der experimentellen Realisierung der Winkel α zwischen Signal- und Pumpwelle oftmals einfacher anzugeben ist, soll dieser im Weiteren verwendet

werden. Formt man Gl. (2.34) weiter um, so folgt für den Nichtkollinearitätswinkel:

$$\alpha = \arcsin \left(\frac{1 - \frac{v_{gs}^2}{v_{gi}^2}}{1 + \frac{2v_{gs}n_s\lambda_i}{v_{gi}n_i\lambda_s} + \frac{n_s^2\lambda_i^2}{n_i^2\lambda_s^2}} \right)^{1/2}. \quad (2.35)$$

In dieser Arbeit wurde ein parametrisches Verstärkersystem mit BBO als nichtlinearem Medium aufgebaut. Die Pumpwellenlänge beträgt dabei 515 nm. Die Abhängigkeit der Verstärkungsbandbreite vom Nichtkollinearitätswinkel α und vom Phasenanpassungswinkel Θ_p ist an Hand der Abb. 2.11 verdeutlicht. Bei kollinearer Geometrie ($\alpha = 0^\circ$) ist die Bandbreite des verstärkten Signals stark vom Phasenanpassungswinkel Θ_p abhängig und eine breitbandige Verstärkung lediglich in der Nähe des Entartungspunktes bei 1030 nm möglich. Werden allerdings Pumpe und Signal nichtkollinear eingestrahlt, so erkennt man, dass im expliziten Fall bei einem Winkel von ca. $2,4^\circ$ eine breitbandige Verstärkung von ca. 650 nm bis 1200 nm realisiert werden kann. Dazu muss der Phasenanpassungswinkel des Pumpstrahls zur optischen Achse in etwa $24,3^\circ$ betragen. Zusätzlich muss noch auf eine weitere Besonderheit der nichtkollinearen Geometrie eingegangen werden. Auf Grund der Phasenanpassung gehört zu jedem k-Vektor des Signals ein entsprechender k-Vektor des Idlers. Dies impliziert aber, dass für einen festen Winkel α der Winkel Ω für verschiedene Signalwellenlängen variiert, d.h. der generierte Idler wird über einen Raumwinkel emittiert und weist somit eine Winkeldispersion auf.

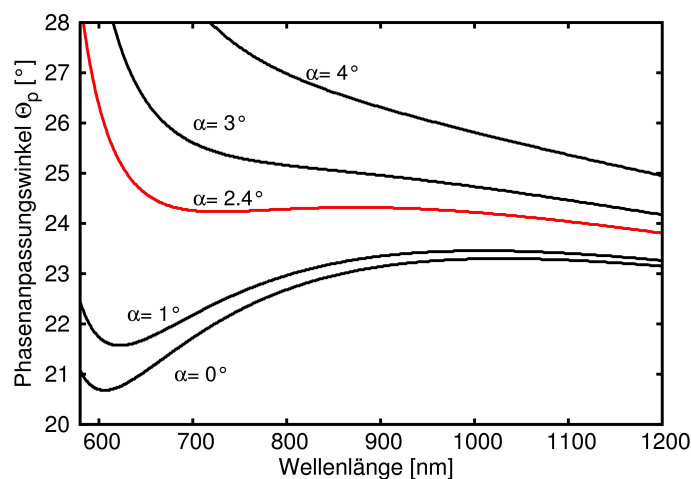


Abbildung 2.11: Darstellung der Verstärkungsbandbreite in Abhängigkeit vom Phasenanpassungswinkel Θ_p und vom Nichtkollinearitätswinkel α .

Realisierungsmöglichkeiten der nichtkollinearen Geometrie

Bis dato wurden für eine maximale Verstärkungsbandbreite lediglich Anforderungen an den Winkel zwischen der Pumpe und der optischen Kristallachse bzw. an den Winkel zwischen Pumpe und Signal gestellt. Dies bedeutet aber, dass es noch einen weiteren Freiheitsgrad gibt; die Signalwelle kann also zwischen Pumpe und optischer Achse oder aber in Richtung des Vektors des außerordentlichen Brechungsindex eingestrahlt werden (Abb. 2.12). Unter Berücksichtigung der Systemparameter ergeben sich wie bereits erwähnt bei einem Phasenangewinkel $\Theta_p = 24.3^\circ$ und einem Nichtkollinearitätswinkel von $\alpha = 2.4^\circ$ mögliche Winkel von $\Theta_s = \Theta_p + \alpha = 26.7^\circ$ und $\Theta_s = \Theta_p - \alpha = 21.9^\circ$.

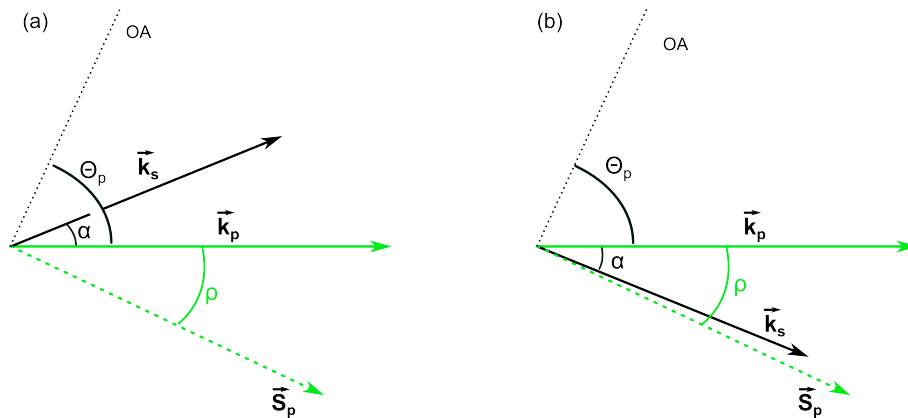


Abbildung 2.12: Unterschiedliche Möglichkeiten zur Realisierung der nichtkollinearen Phasenanpassung. Das Signal kann dabei zwischen Pumpwelle und optischer Achse ((a): NWC-Geometrie) oder in Richtung des Walk-Offs der Pumpe ((b): PVWC-Geometrie) eingestrahlt werden.

Der hier verwendete BBO ist ein negativ doppelbrechendes Medium. Bei der Typ I Phasenanpassung ist die Polarisation von Signal- und Idlerwelle entlang der ordentlichen, die der Pumpwelle allerdings entlang der außerordentlichen Kristallachse ausgerichtet. Daraus folgt, dass der Richtungsvektor \vec{k} der Pumpe und dessen Poyntingvektor \vec{S} um den Winkel ρ (dem Walk-off-Winkel) separiert sind. Der Wellenvektor \vec{k} steht dabei senkrecht auf den Wellenfronten, der Energiefluss findet aber in Richtung des Poyntingvektors statt. Auf Grund der negativen Doppelbrechung liegt der Richtungsvektor \vec{k} der Pumpe dabei zwischen Poyntingvektor und optischer Kristallachse. Daher wird die Geometrie in Abb. 2.12(b), bei der die Signalwelle in Richtung des Poyntingvektors eingestrahlt wird, auch Walk-off kompensierende Geo-

metrie (PVWC³) genannt, wohingegen die Andere als nicht Walk-off kompensierende (NWC) oder auch tangentiale Phasenanpassungsgeometrie (TPM) (Abb. 2.12(a)) bezeichnet wird [Oie97].

In der experimentellen Realisierung gibt es merkbare Unterschiede zwischen den beiden Geometrien. In der PCWC-Geometrie sind der Wellenvektor des Signals und der Poyntingvektor der Pumpe nur durch einen kleinen Winkel ($\approx 0,8^\circ$) getrennt, wodurch Pumpe und Signal auch bei längeren Kristallen effektiv überlagert bleiben und somit einen höheren Gewinn erfahren. In der Regel ist die maximale Kristalllänge in diesem Fall durch den relativ geringen Akzeptanzwinkel beschränkt, wohingegen in der NWC-Geometrie die Separierung zwischen Pumpe und Signal auf Grund des Walk-Offs die maximale verwendbare Kristalllänge vorgibt. Gleichzeitig erlaubt die PVWC-Geometrie aber neben der parametrischen Verstärkung auch noch eine parasitäre Frequenzverdopplung von Teilen des Verstärkerspektrums, die bei einem Einstrahlungswinkel von $\approx 26,7^\circ$ phasenangepasst ist. Diese Frequenzverdopplung führt zu einer Reduzierung des Gewinns und zu charakteristischen Modulationen im Verstärkerspektrum [Bro11].

2.3.5 Die parametrische Phase

Nachdem in Kap. 2.3.1 die gekoppelten Wellengleichungen für die Intensitäten gelöst und diskutiert wurden, so ist insbesondere für die Verstärkung von ultrakurzen Pulsen die Entwicklung der parametrischen Phase von Bedeutung. Die Phasenbeiträge folgen aus den Imaginärteilen der gekoppelten Wellengleichungen (Gl. (2.18)-(2.20)) [Ros02].

$$\Phi_i = \Phi_p(0) - \Phi_s(0) - \frac{\pi}{2} - \frac{\Delta k z}{2} \quad (2.36)$$

$$\Phi_s = \Phi_s(0) - \frac{\Delta k z}{2} + \frac{\Delta k \gamma_s^2}{2} \int dz \frac{1}{f + \gamma_s^2} \quad (2.37)$$

$$\Phi_p = \Phi_p(0) - \frac{\Delta k}{2} \int dz \frac{f}{1 - f} \quad (2.38)$$

Darin beschreibt $f = 1 - \frac{I_p(z)}{I_p(0)}$ den Abbau der Pumpwelle und Δk den Phasenfehlanpassungsterm. Zusätzlich bezeichnet $(\gamma_s = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_s(0)}{I_p(0)})$ das Verhältnis der eingestrahlten Intensitäten von Signal und Pumpe.

³Aus dem Englischen: **P**oynting **V**ector **W**alk-Off **C**ompensation

Das Vorzeichen der OPA-Phase $\Theta = \phi_p - \phi_s - \phi_i$ gibt die Richtung des Energieflusses an. Wird keine Idlerwelle eingestrahlt, so stellt sich die Phase der entstehenden Idlerwelle so ein, dass bei perfekter Phasenanpassung (d.h. $\Delta k = 0$) gilt: $\Theta(0) = -\frac{\pi}{2}$. Energie wird von Pumpe auf Signal und Idler übertragen. Bei maximalen Pumpabbau findet ein Phasensprung zu $\Theta = -\frac{\pi}{2}$ statt und der Energiefluss dreht sich um. Signal und Idler werden ab- und die Pumpe somit wieder aufgebaut.

Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Phase der erzeugten Idlerwelle direkt mit der Phase der Pumpwelle verknüpft ist, die der Signalwelle aber unabhängig von der Pumpphase ist. Phasenstabilisierte Signalpulse können also durch einen parametrischen Prozess verstärkt werden und gleichzeitig eine konstante Träger-Einhüllenden Phase beibehalten. Der Phasenbeitrag der Signalwelle enthält lediglich einen konstanten Beitrag, der zum Einen proportional zum Phasenfehlanpassungsterm Δk und zum Anderen sowohl vom Abbau der Pumpwelle als auch von den eingestrahlteten Photonenintensitäten γ_s abhängt. Dies heißt allerdings, dass die Phase des Signals zwar nicht von der Pumpphase abhängt, aber sehr wohl durch Schwankungen in der Pumpintensität variieren kann.

2.4 Konzeptionelle Überlegungen zum Aufbau eines OPCPA-Systems

Nachdem in den vorangehenden Abschnitten die theoretischen Aspekte der Pumpquelle und des parametrischen Verstärkungsprozesses eingehend erläutert wurden, sollen abschließend noch einige Aspekte des Gesamtsystems wie die zeitliche Synchronisierung der Pump- und Signalpulse und die Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase der verstärkten Femtosekundenpulse beschrieben werden.

2.4.1 Die Synchronisierung zwischen Pump- und Seedstrahlung

Der prinzipielle Aufbau eines OPCPA-Systems zur Erzeugung von hochenergetischen Pulsen mit Dauern von wenigen Femtosekunden im Wellenlängenbereich um 800 nm besteht aus einer breitbandigen Seedquelle und einem Hochleistungsverstärker, dessen frequenzverdoppelte Strahlung als Pumpe verwendet wird. Für die eigentliche parametrische Verstärkung werden Pumpe und Seed anschließend in einem geeigneten nichtlinearen Kristall zeitlich und räumlich überlagert. Auf Grund der instantanen Natur des nichtlinearen Prozesses ist es essentiell, dass Pumpe und Seed aufeinander synchronisiert sind und möglichst keinen zeitlichen Jitter aufweisen. Dazu müssen zum Einen die Wiederholraten angepasst, und zum Anderen die zeitlichen Fluktuationen zwischen Pumpe und Seed minimiert werden.

Eine Möglichkeit ist z.B. die Verwendung von zwei unabhängigen Systemen; einem breitbandigen Ti:Saphir-Oszillator als Seedquelle und einem Infrarotverstärker als Pumpquelle (siehe Abb. 2.13(a)). Um sicherzustellen, dass die Wiederholraten gleich, bzw. gleiche Vielfache voneinander sind, müssen diese allerdings elektronisch synchronisiert werden. Solch eine aktive Synchronisierung mit Hilfe einer Regelungselektronik ist zwar möglich und wurde auch bereits realisiert [Bal03], gleichzeitig beträgt der Jitter zwischen Pump- und Seedpuls allerdings einige Pikosekunden, so dass dieses Verfahren für Pumppulsdauern von einer Pikosekunde ungeeignet ist.

Interessanter ist die Betrachtung einer optischen Synchronisierung zwischen Pumpe und Signal, also die Erzeugung von Spektralkomponenten sowohl bei der Signal- als auch bei der Pumpwellenlänge aus einem einzigen Lasersystem ohne weiteren

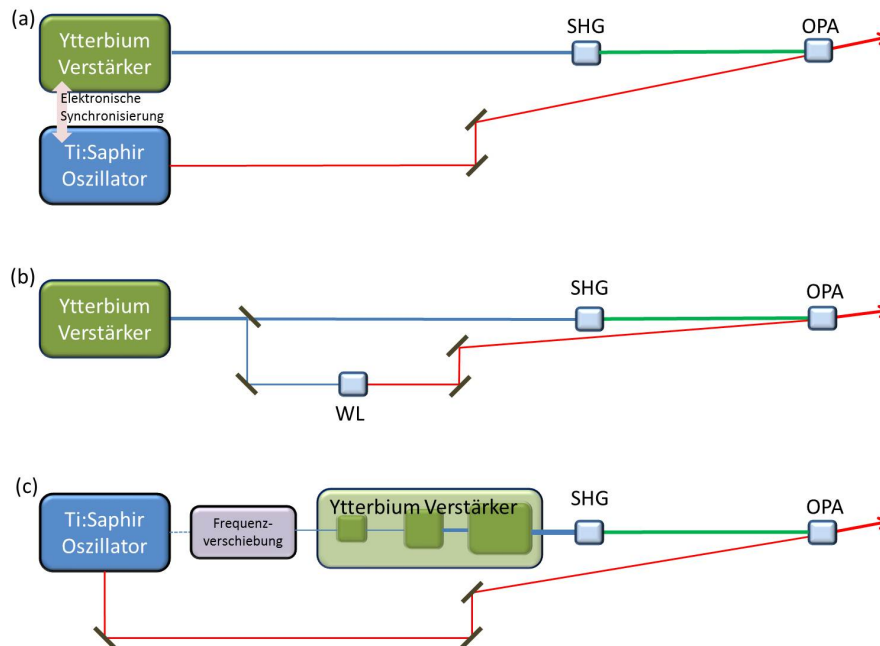


Abbildung 2.13: Unterschiedliche Methoden zur Synchronisierung zwischen Pump- und Seedstrahlung. Die Pumpstrahlung für den optisch parametrischen Prozess (OPA) wird dabei jeweils über eine Frequenzverdopplung (SHG) des Infrarotanteils realisiert; (a) Elektronische Synchronisierung, (b) optische Synchronisierung mittels Weißlichterzeugung (WL), (c) optische Synchronisierung mittels Frequenzverschiebung.

elektronischen Aufwand.

Hierfür kann z.B. ein Infrarotverstärker verwendet werden, dessen frequenzverdoppelte Strahlung direkt als Pumpe des parametrischen Verstärkers dient. Für die Erzeugung eines breitbandigen Seeds wird mit Hilfe der Infrarotpulse ein Superkontinuum in YAG oder Saphir erzeugt (siehe Abb. 2.13(b)) [For83, Wan04]. Mit dieser Methode war es in der Vergangenheit bereits möglich, durch eine anschließende parametrische Verstärkung, Pulse mit einer Dauer von weniger als 10 fs bei Pulsenergien von mehreren 100 nJ zu erzeugen [Emo10, Sch08]. Für eine stabile Weißlichterzeugung werden hier allerdings Pulldauern von wenigen hundert Femtosekunden benötigt. Gleichzeitig ist die Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase der erzeugten Pulse auf Grund des schmalbandigen Oszillators nur mit erhöhtem Aufwand realisierbar.

Eine weitere Möglichkeit für die optische Synchronisation besteht darin, die Pumpstrahlung direkt mit Hilfe des Seedoszillators zu erzeugen (siehe Abb. 2.13(c)). So kann z.B. ein Ti:Saphir-Oszillator mit einer Zentralwellenlänge von ca. 800 nm als Seed benutzt werden, der seinerseits die Pumpstrahlung durch eine Frequenz-

verschiebung erzeugt. Realisiert wird dies üblicherweise mit einer Solitonenverschiebung in einer geeigneten photonischen Kristallfaser [Tei05]. Die Erzeugung neuer Spektralkomponenten basiert dabei auf dem Raman-Prozess, einem nichtlinearen Prozess dritter Ordnung [Mit86]. Die somit erzeugten Spektralkomponenten werden anschließend in mehreren Stufen verstärkt, frequenzverdoppelt und schlussendlich zum Pumpen des parametrischen Verstärkers verwendet. Dieses Verfahren hat sich zum Standard für unzählige Experimente entwickelt, und auf Basis aufwendiger Faserverstärkerketten wurden Rekordpulsenergien von bis zu $100 \mu\text{J}$ und Pulsdauern von 5 fs erzeugt [Häd11a, Rot10]. Gleichzeitig induziert die Solitonenverschiebung in der Faser auf Grund des nichtlinearen Raman-Effektes aber auch einen zusätzlichen zeitlichen Jitter und weitere Amplitudenfluktuationen, die sich somit auf den Pumpverstärker, und damit auf das gesamte OPCPA-System übertragen [Rot12, Sch12b].

Der in dieser Arbeit experimentell aufgebaute parametrische Verstärker basiert ebenfalls auf einem Ti:Saphir-Oszillator, der sowohl die Signal- als auch die Pumpstrahlung für den parametrischen Verstärker generiert. Eine Innovation besteht nun aber unter anderem darin, dass auf Grund des breiten Ausgangsspektrum auf eine Solitonenverschiebung in den Infrarotbereich verzichtet werden kann. Die Infrarotflanke des Oszillators kann dabei direkt als Seed für einen regenerativen Verstärker und nach anschließender Frequenzverdopplung zum Pumpen des parametrischen Prozesses verwendet werden. Damit stellt dieses System eine kompakte, stabile und rauscharme Alternative zu den bestehenden Aufbauten dar, bietet aber trotzdem die Möglichkeit Pulsenergien im Mikrojoule Bereich bei Dauern von wenigen optischen Zyklen und hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz zu erzeugen.

2.4.2 Die Träger-Einhüllenden-Phase

Bisher wurde in dieser Arbeit lediglich die zeitliche Einhüllende eines optischen Pulses betrachtet. Für Pulsdauern im Bereich von wenigen Femtosekunden spielt aber zunehmend die Lage des elektrischen Feldes unter der Pulseinhüllenden eine Rolle. Dabei propagiert die Einhüllende mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{c}{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}}$, die Trägerwelle allerdings mit der Phasengeschwindigkeit $v_p = \frac{c}{n(\omega)}$. Die Phase zwischen Trägerwelle und Einhüllender wird dabei gerade als CE-Phase Φ_{CE} bezeichnet (siehe Abb. 2.14). Da Gruppen- und Phasengeschwindigkeit auf Grund der Dispersion in der Regel nicht gleich sind, variiert die CE-Phase eines Oszillators mit jedem

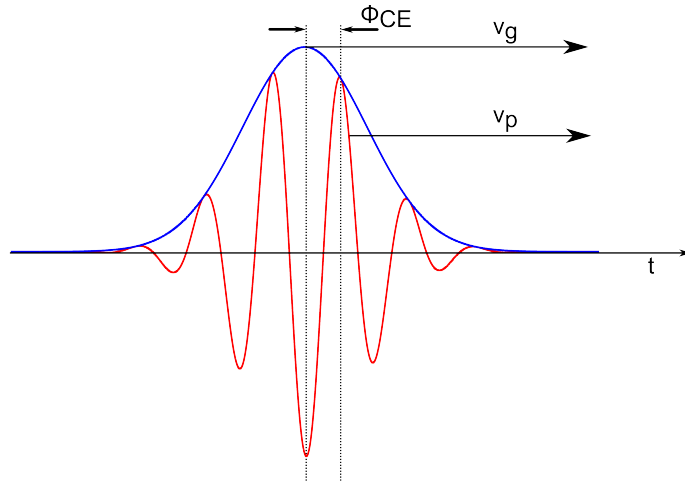


Abbildung 2.14: Darstellung der Einhüllenden und der oszillierenden Trägerwelle eines Laserpulses mit der Dauer von wenigen optischen Zyklen.

Resonatorumlauf. Entspricht die Änderung der CE-Phase dabei einem Teilverhältnis von 2π (d.h. $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{k}, k \in \mathbb{N}$) so reproduziert sich jede CE-Phase nach k Pulsen. Dementsprechend wird eine CE-Frequenz $f_{\text{CE}} = \frac{1}{t_{\text{CE}}} = \frac{f_{\text{rep}}}{k}$ definiert. In Abb. 2.15 entspricht die CE-Frequenz z.B. gerade einem Viertel der Pulswiederholrate, d.h. $t_{\text{CE}} = 4 \cdot t_{\text{rep}}$. Hier weist also jeder vierte Pulse die gleiche Phase des elektrische Feldes unter der Einhüllenden auf.

Viele aktuelle Anwendungen z.B. im Bereich der Spektroskopie stellen neben Pulsenergie und -dauer zusätzlich Anforderungen an die Träger-Einhüllenden-Phase der erzeugten Pulse [Pau01]. Aus diesem Grund haben sich in der Vergangenheit vielfältige Methoden zur Stabilisierung der Phase entwickelt, welche im folgenden Abschnitt vorgestellt werden sollen.

Die Stabilisierung der CE-Phase in parametrischen Verstärkersystemen

Unter bestimmten Konditionen kann die CE-Phase einer parametrisch erzeugten Welle intrinsisch stabil sein. Weisen z.B. Pump- und Signalwelle die gleiche Phase sowie gleiche Phasenfluktuationen auf, ist die Phase der erzeugten Idlerwelle bis auf einen festen Offset konstant (siehe Gl. (2.36)). Man spricht in diesem Zusammenhang von passiver Phasenstabilisierung oder auch Selbststabilisierung [Bal02a, Man04, Voz06].

Außerdem wurde in Kap. 2.3.5 bereits gezeigt, dass die Phase der verstärkten Sig-

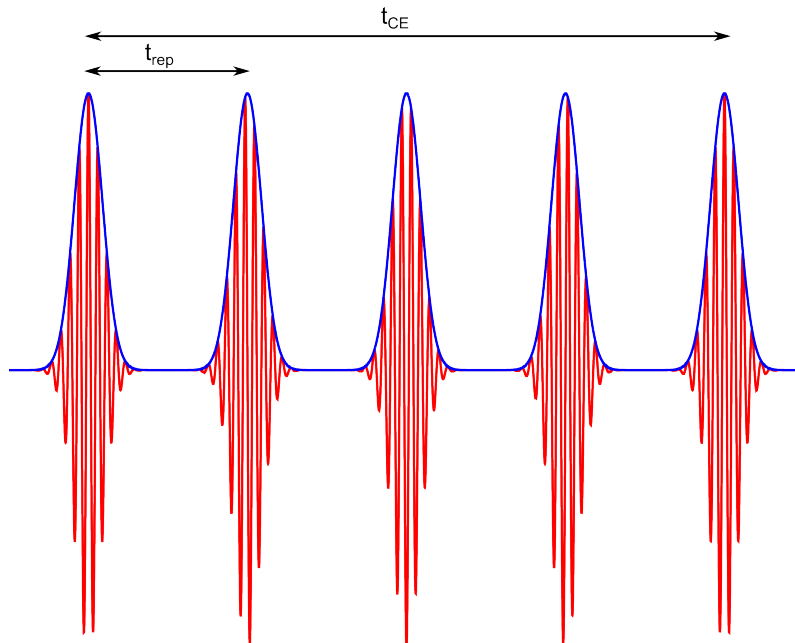


Abbildung 2.15: Veranschaulichung der Propagation von Träger-(rot) und Einhüllendenwelle (blau). Die Position der Trägerwelle weist dabei in diesem Beispiel eine von Puls zu Puls variierende Phasendifferenz von $\Delta\Phi = \frac{\pi}{2}$ auf. Damit reproduziert sich die CE-Phase gerade nach $t_{\text{CE}} = 4 \cdot f_{\text{rep}}$.

nalwelle gerade der Phase des Seeds entspricht, d.h. die Phase des Signals unabhängig von der Pumpphase ist. Dies ermöglicht eine vergleichsweise einfache Möglichkeit der Erzeugung von hochenergetischen, ultrakurzen und zugleich phasenstabilisierten Laserpulsen, indem lediglich der verwendete Seedoszillator zu stabilisieren ist. Für die dabei zumeist verwendeten, breitbandigen Ti:Saphir Oszillatoren haben sich in der Vergangenheit mehrere Methoden zur Messung und Stabilisierung der CE-Phase entwickelt.

Das in Abb.2.15 dargestellte Bild eines periodischen Pulszuges im Zeitbereich entspricht im Spektralbereich gerade einem Frequenzkamm, d.h. jeder Frequenzbeitrag f_j lässt sich als Summe der CE-Frequenz f_{CE} und eines Vielfachen der Pulswiederholrate f_{rep} ausdrücken. Die CE-Frequenz kann nun über nichtlineare Selbstreferenzierungsprozesse bestimmen werden [Tel99].

Bei der sog. f-2f-Methode werden die infraroten Anteile des Spektrums frequenzverdoppelt und mit den fundamentalen zur Interferenz gebracht. Mit $f_j = f_{\text{CE}} + j \cdot f_{\text{rep}}$ folgt daraus:

$$2 \cdot f_n - f_m = 2 \cdot (f_{\text{CE}} + n \cdot f_{\text{rep}}) - (f_{\text{CE}} + m \cdot f_{\text{rep}}) = f_{\text{CE}} + (2 \cdot n - m) \cdot f_{\text{rep}}. \quad (2.39)$$

Für $m = 2 \cdot n$ ergibt sich hier gerade die Träger-Einhüllenden Frequenz als Schwebungssignal. Eine alternative Möglichkeit ist die Verwendung von höheren Harmonischen, z.B. eines 2f-3f Interferometer [Mor01], oder die Messung eines Schwebungssignals mit Hilfe der Differenzfrequenzmethode [Rau06], auf die aber in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden soll. Es ist allerdings ersichtlich, dass das Spektrum für eine solche Analyse oktavbreit sein muss, d.h. Spektralanteile sowohl bei der Fundamentalen als auch bei der Frequenzverdoppelten aufweist. Folglich müssen schmalbandige Lasersysteme für eine Messung der CE-Frequenz, und damit zur Phasenstabilisierung, zunächst spektral verbreitert werden. Dies verdeutlicht die Schwierigkeit der Phasenstabilisierung von parametrischen Verstärkern mit Weißlichtkontinuum als Seed (siehe Abb. 2.13(b)). Zwar kann mittlerweile auch die Phase von schmalbandigen Infrarotverstärkern aktiv stabilisiert werden [Bal11], dies ist aber stets mit hohem experimentellen Aufwand verbunden.

Beim f-2f Interferometer kann die Detektion der CE-Phase sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich erfolgen. Im Zeitbereich wird dazu die zeitliche Modulation des Interferenzsignals in einem schmalen Spektralbereich mit einer Photodiode und einem Radiofrequenzanalysator betrachtet. Eine Detektion und damit eine Stabilisierung von $f_{\text{CE}} = f_{\text{rep}}$, d.h. $\phi_{\text{CE}} = 0$, lässt sich allerdings mit dieser Methode nicht realisieren, da hier die Signale in der Radioanalyse nicht mehr zu unterscheiden sind. Für Laseroszillatoren lässt sich diese Nullstabilisierung nur mit weiterem experimentellen Aufwand realisieren [Rau09]. Wird der Oszillator allerdings als Seedquelle für einen nachfolgenden Verstärker verwendet, ist eine Stabilisierung auf einen Bruchteil der Wiederholrate (d.h. $f_{\text{CE}} = \frac{f_{\text{rep}}}{k}$) allerdings ausreichend. Mit einem Pulspicker kann dabei durch die Wahl des richtigen Teilerverhältnisses eine Nullstabilisierung realisiert werden [Bal03] (siehe Abb. 2.16).

Die Detektion der Träger-Einhüllenden-Phase im Spektralbereich erfolgt mit Hilfe eines geeigneten, hochauflösenden Spektrometers. In diesem Fall lässt sich im f-2f Interferometer eine spektrale Modulation zwischen der fundamentalen und der frequenzverdoppelten Strahlung beobachten. Schwankungen in der Träger-Einhüllenden-Phase haben dabei direkt eine Phasenverschiebung der spektralen Modulation zur Folge. Auf Grund der typischen Integrationszeiten der verwendeten Spektrometer von einigen zehn Millisekunden, lassen sich mit dieser Methode lediglich nullstabilisierte Systeme mit $f_{\text{CE}} = 0$ vermessen, da eine sich stetig verändernde CE-Phase zu einem Auswaschen der Oszillationen führen würde. Optional kann das somit bestimmte Phasenfehlersignal für eine weitere elektronische Stabilisierungs-

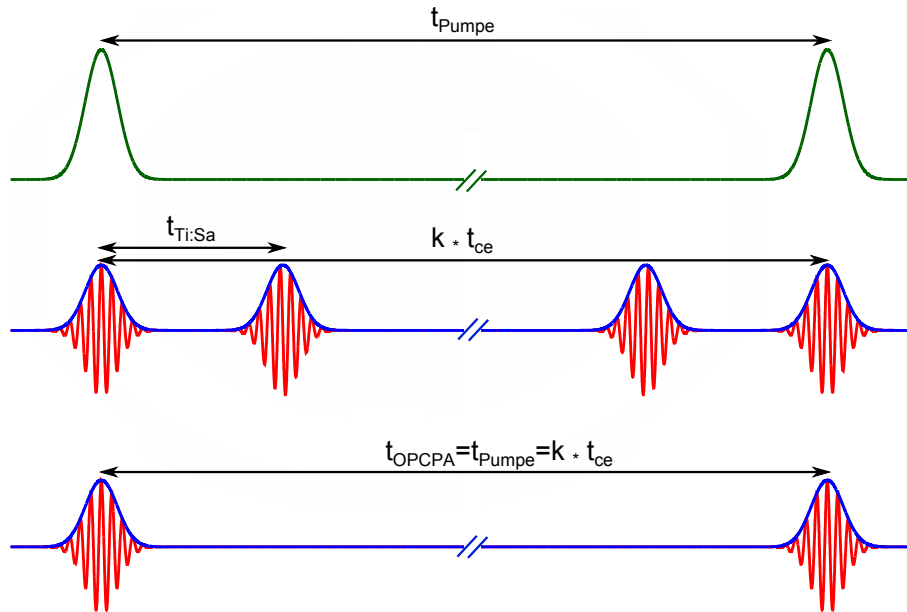


Abbildung 2.16: Schema zur Erzeugung von nullstabilisierten Pulsen in einer Verstärkerkette. Die Pumpwiederholzeit t_{Pumpe} entspricht dabei gerade einem Vielfachen von t_{CE} , so dass jeder verstärkte Puls exakt die gleiche CE-Phase aufweist.

kette verwendet werden, um somit langsame Phasendriffs auszugleichen und den Phasenfehler weiter zu minimieren.

Im experimentellen Abschnitt dieser Arbeit wird ein f-2f Interferometer mit zeitlicher Detektion verwendet, um die Träger-Einhüllenden-Frequenz des Ti:Saphir Oszillators zu messen (siehe Kap. 3.4.1) und anschließend über einen elektronischen Regelkreis auf ein Viertel der Wiederholrate zu stabilisieren. Realisiert wird dies, indem die Pumpleistung des Oszillators moduliert wird. Im Anschluss an die parametrische Verstärkung wurde zudem die Stabilität der verstärkten Pulse mit einem spektralen f-2f Interferometer verifiziert. Dabei konnte durch eine geschickte Wahl der Wiederholratenreduzierung im regenerativen Verstärker eine Nullphasenstabilisierung der erzeugten Pulse realisiert und nachgewiesen werden (siehe Kap. 3.4.4).

Kapitel 3

Experimentelle Realisierung eines OPCPA-Systems

Nachdem im vorherigen Kapitel eine Einführung in die relevanten theoretischen Grundlagen gegeben und auch bereits konzeptionelle Überlegungen für die Realisierung eines OPCPA-Systems angestellt wurden, sollen im Folgenden der experimentelle Aufbau und die erzielten Ergebnisse beschrieben werden. Vereinfacht lässt sich das gesamte System in drei Abschnitte unterteilen.

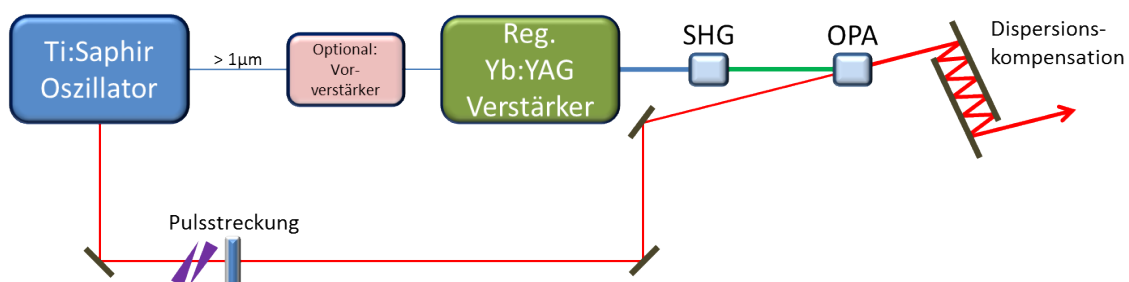


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des OPCPA-Systems.

1. Titan:Saphir-Oszillator:

Als Masterszillator dient ein Ti:Saphir-Oszillator¹, der sowohl den Seed für den Pump- als auch für den eigentlichen parametrischen Verstärker bereitstellt. Zu diesem Zweck muss der Oszillator ein breitbandiges Emissionsspektrum aufweisen, um die angestrebten ultrakurzen Pulsdauern zu unterstützen. Zusätzlich sollte im Verstärkungsband von Yb:YAG um 1030 nm eine Pulsenergie

¹VENTEON|PULSEONE UB

von mindestens 20 pJ zur Verfügung stehen. Das oktavbreite Ausgangsspektrum ermöglicht zudem eine einfache Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase mittels der f-2f-Selbstreferenzierung.

2. Regenerativer Verstärker:

Ein Teil der Infrarotflanke des Ti:Saphir-Oszillators wird mit Hilfe eines regenerativen Verstärkers auf Basis einer Yb:YAG-Scheibe verstärkt. Einige Experimente werden dabei mit einem faserbasierten Vorverstärker durchgeführt, um eine ausreichende Energie in der Infrarotflanke zu garantieren. Als Ausgangsparameter werden Pulsenergien von bis zu 50 μJ bei hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz anvisiert. In diesem Bereich ist zudem eine experimentelle Realisierung des Verstärkers ohne eine zeitliche Streckung der Seedpulse möglich, was zudem einen kompakten Aufbau erlaubt. Des Weiteren sind Pumpimpulsdauern im Pikosekundenbereich hinsichtlich der Spitzenintensitäten sowie des zeitlichen Überlapps mit dem Seedpuls von großem Vorteil.

3. Parametrischer Verstärker und Pulskomprimierung:

Der eigentliche Verstärkungsprozess findet in einem geeigneten nichtlinearen Medium statt. In dieser Arbeit wird ausschließlich β -Barium-Borat (BBO) verwendet, welches sich durch einen hohen nichtlinearen Koeffizienten ($d_{\text{eff}} \approx 2 \text{ pm/V}$), einen großen Transparenzbereich (250 - 2000 nm) und eine hohe Zerstörschwelle ($>100 \text{ GW/cm}^2$ für ps-Pulse) auszeichnet. Gepumpt wird der Prozess mit der frequenzverdoppelten Strahlung des regenerativen Verstärkers und als Seed werden die Pulse des Ti:Saphir-Oszillators verwendet. Im Anschluss an die Verstärkung werden die Pulse mit breitbandigen dispersiven Spiegeln in den Bereich von wenigen optischen Zyklen komprimiert. Die zeitliche Charakterisierung der verstärkten Pulse wird anschließend mit interferometrischen Autokorrelations- und SPIDER²-Aufbauten realisiert.

In den folgenden Abschnitten soll nun detaillierter auf diese drei Kernelemente eingegangen werden.

²Aus dem Englischen: **S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric-Field **R**econstruction.

3.1 Der Ti:Saphir-Oszillator

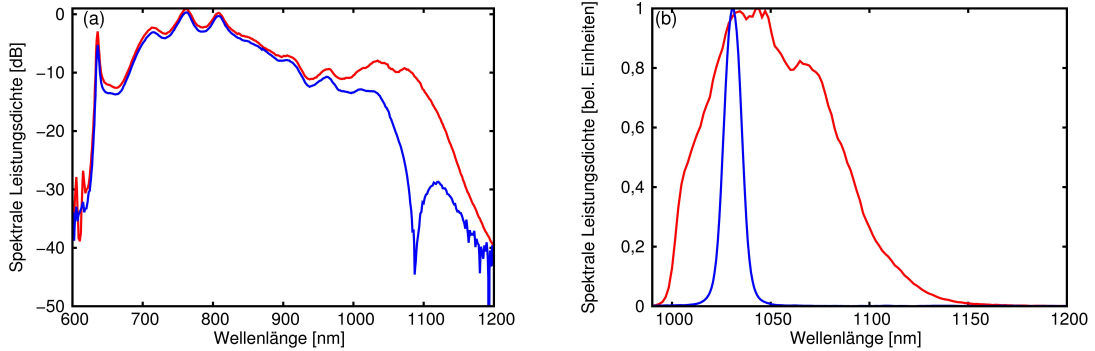


Abbildung 3.2: (a): Komplettes Spektrum des Ti:Saphir Oszillators (rot) und Seed-spektrum für den parametrischen Verstärker (blau). (b): Infrarotflanke des Ti:Saphir Oszillators (rot) und Verstärkungsbereich von Yb:YAG (blau).

Als Masteroszillator wird ein kommerzieller Ti:Saphir Oszillator mit einer Wiederholrate von ca. 75 MHz und einer mittleren Leistung von ca. 150 mW verwendet. Der Pulsbetrieb wird mit Hilfe der Kerr-Linsen-Modenkopplung generiert. Auf Grund spezieller dispersiver Spiegel im Resonator weist der Laser ein breites Ausgangsspektrum von ca. 600 nm bis 1200 nm auf und unterstützt somit Pulsdauern im Bereich von weniger als 5 fs. Dieses oktavbreite Spektrum ist für den folgenden experimentellen Aufbau von besonderer Bedeutung. Wie bereits erwähnt, kann zum Einen der Pumpverstärker ohne einen weiteren Frequenzkonvertierungsschritt betrieben werden, was zusätzlich zur Kompaktheit und Stabilität des Systems beiträgt. Zum Anderen bietet das breite Verstärkungsspektrum eine einfache Möglichkeit der CEP-Stabilisierung des Gesamtsystems (siehe Kap. 3.4.1).

Mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels wird die Infrarotflanke des Oszillators separiert und anschließend als Seed für den regenerativen Verstärker verwendet (siehe Abb 3.2). Die Pulsenergie innerhalb des Verstärkungsbandes von Yb:YAG ($1030 \pm 2,5$ nm) beträgt dabei weniger als 100 pJ. Zunächst wurde deshalb ein zusätzlicher faserbasierter Vorverstärker verwendet, womit eine Pulsenergie von mehr als 500 pJ um 1030 nm zur Verfügung stand. Allerdings erwiesen sich bereits Seedenergien von weniger als 50 pJ als ausreichend, um den Verstärker ohne messbaren Untergrund von verstärkter spontaner Emission (ASE) zu betreiben. In der Literatur wurden sogar bereits Verstärkersysteme auf Neodym-Basis mit Seedpulsenergien von lediglich 1 pJ vorgestellt [Ish06].

Um die Stabilität des Systems zu garantieren werden Oszillator und Vorverstärker

mit Hilfe eines Isolators vor Rückreflexen geschützt.

3.2 Der regenerative Verstärker

3.2.1 Experimenteller Aufbau und konzeptionelle Überlegungen

Nachdem die theoretischen Grundlagen des regenerativen Verstärkers in Kap. 2.2 bereits eingehend erläutert wurden, soll im folgenden Abschnitt die experimentelle Realisierung eines regenerativen Verstärkers als Pumpquelle für einen parametrischen Verstärker vorgestellt und diskutiert werden.

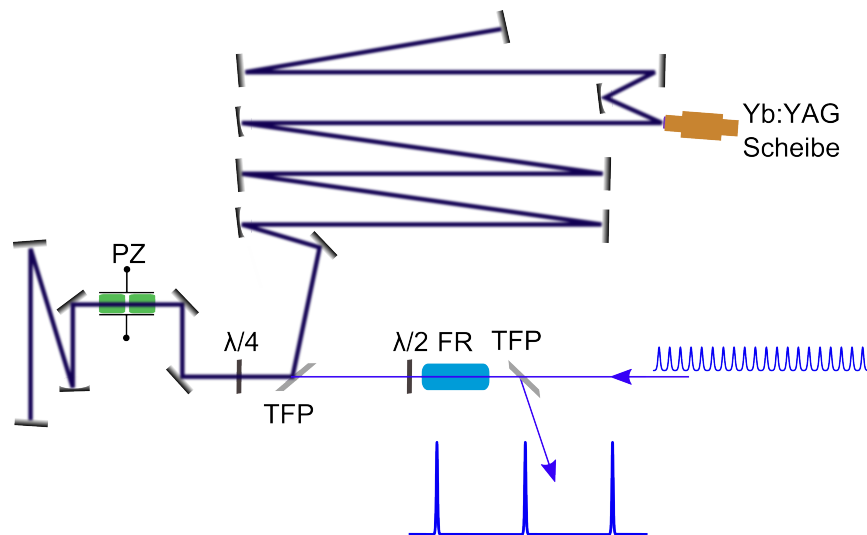


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des regenerativen Verstärkers; Notation: PZ: Pockelszelle, FR: Faraday Rotator, TFP: Dünnschichtpolarisator.

Resonatordesign

Als Verstärkungsmedium wird eine 200 μm dicke Yb:YAG-Scheibe mit einer Dotierung von 7 at% Yb^+ verwendet. Zusätzlich weist die Scheibe einen Keilwinkel von $0,1^\circ$ auf. Dies ist zwingend notwendig, um Mehrfachpulse und spektrales Lochbrennen im Verstärkungsprozess zu vermeiden. Gepumpt wird diese Scheibe mit Hilfe einer kommerziellen Pumpdiode³ mit einer maximalen Ausgangsleistung von bis zu 250 W bei einer Wellenlänge von 940 nm. Zur Maximierung der Pumpabsorption wird eine selbstentwickelte Pumpkammer verwendet, welche die Pumpstrahlung mittels eines Paraboloidspiegels und vier Retroprismen 24 mal über die Scheibe lenkt

³Jenoptik JOLD 250 CPXF

(siehe Abb. 3.4 (a)). Durch eine geeignete Kollimationsoptik konnte ein Strahlradius von ca. 1,23 mm in der einen und 1,13 mm in der anderen Achse auf der Scheibe erzeugt werden (siehe Abb. 3.4 (b)). Die Strahlgröße ist dabei so gewählt, dass auch bei einer maximaler Pumpleistung von bis zu 250 W eine Pumpleistungsdichte von 6 kW/cm^2 nicht überschritten wird, um eine Zerstörung der Scheibe zu vermeiden.

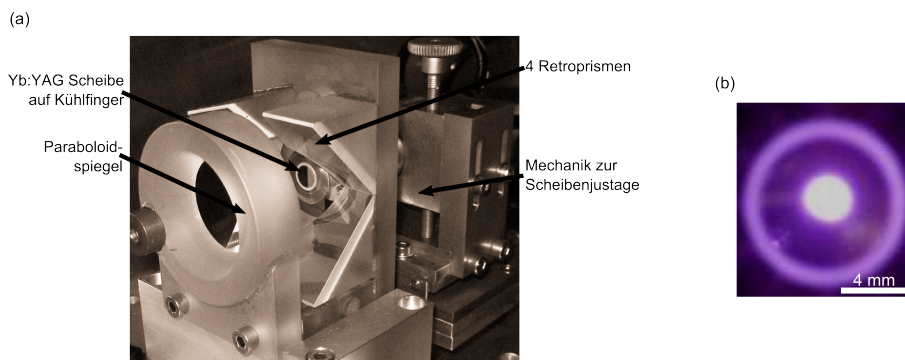


Abbildung 3.4: (a): Fotografie der Pumpkammer des regenerativen Verstärkers. (b): Fotografie des Pumpspots.

Die Einkopplung der Seedpulse sowie die Auskopplung der verstärkten Pulse wird mit Hilfe einer Pockelzelle in Kombination mit einer Viertelwellenplatte und einem Dünnschichtpolarisator realisiert. Die Pockelzelle besteht aus zwei BBO-Kristallen mit jeweils 18 mm Länge und besitzt eine freie Apertur von ca. 5 mm. Die Viertelwellenspannung, d.h. die Spannung, bei der eine Drehung der Polarisation um 45° induziert wird, beträgt in etwa 3,8 kV. Hierfür wird eine kommerzielle Elektronik verwendet⁴, welche ihrerseits mit einem Photodiodensignal vom Ti:Saphir-Oszillator synchronisiert wird. Dies ermöglicht eine freie Wahl sowohl der Wiederholrate als auch der Anzahl der Resonatorumläufe im regenerativen Verstärker. Die Schaltzeit auf Viertelwellenspannung ist auf weniger als 8 ns spezifiziert. Zur Separation der Ein- und Ausgangspulse wird ein optischer Isolator bestehend aus einem Faraday-Rotator, einer Halbwellenplatte und einem Dünnschichtpolarisator verwendet (siehe Abb. 3.3).

Insbesondere wurde im Aufbau auf einen Pulspicker verzichtet. Die Selektion eines Pulses aus dem Pulszug des 75 MHz-Oszillators wird dabei ebenfalls mit der Pockelzelle des regenerativen Verstärkers realisiert. Wie in Kap. 2.2 eingehend beschrieben, darf unter Berücksichtigung der elektronischen Schaltzeit der Pockelzelle

⁴Bergmann Messgeräte

eine Resonatorlänge von ca. 2,65 m nicht überschritten werden. Da zusätzlich auf eine Strecker-Kompressor-Einheit verzichtet wird, ist es notwendig, den Resonator so auszulegen, dass der Strahldurchmesser in der Pockelszelle möglichst groß ist, um die Spitzenintensitäten und damit die akkumulierte nichtlineare Phase gering zu halten. Gleichzeitig müssen Pump- und Resonatorvolumen auf der Laserscheibe einen optimalen Überlapp aufweisen, um einen effizienten Verstärkerbetrieb zu ermöglichen. Der mit Hilfe eines ABCD-Matrix-Formalismus berechnete Strahlverlauf im Resonator weist in der Pockelszelle einen Strahlradius von ca. 1,2 mm und im Lasermedium einen Strahlradius von ca. 0,95 mm auf (siehe Abb. 3.5). Die Resonatorlänge beträgt in etwa 2,24 m.

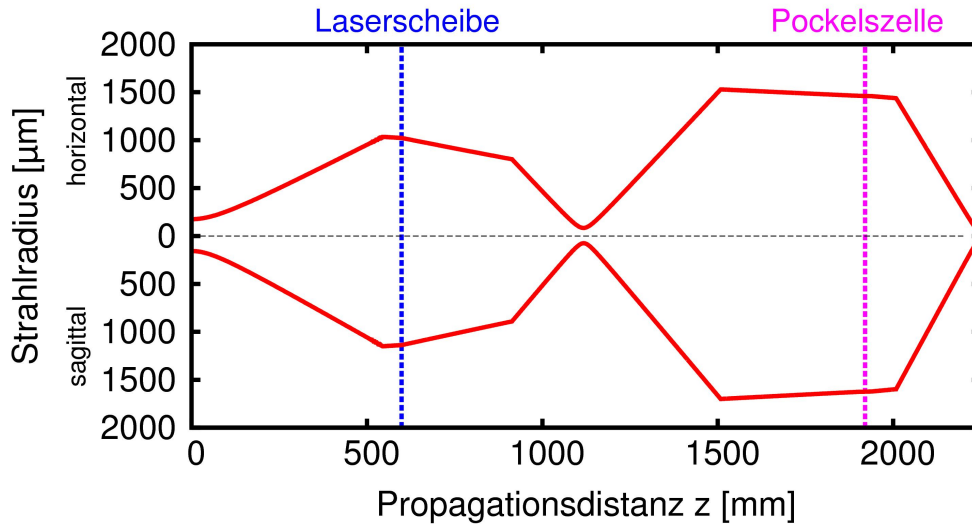


Abbildung 3.5: Berechnete Strahlradien im regenerativen Verstärker in tangentialer und sagittaler Richtung. Zusätzlich sind die Positionen der Laserscheibe und der Pockelszelle markiert.

Berechnung des B-Integrals

Zur Abschätzung der nichtlinearen Phase wurden vor Beginn der experimentellen Arbeit theoretische Simulationen durchgeführt, und die nichtlineare Phase (siehe Gl. (2.12)) sowie die spektrale Entwicklung in Abhängigkeit der Anzahl der Resonatorumläufe und des Kleinsignalgewinns berechnet. Hierfür wurde ein Fourierlimitierter Puls mit einer Dauer von 1 ps bei einer Zentralwellenlänge von 1030 nm und einer Pulsenergie von 50 pJ als Seed angenommen, welcher pro Umlauf sowohl verstärkt als auch durch Dispersion und Nichtlinearitäten beeinflusst wird. Im Prin-

zip lässt sich im regenerativen Verstärker die Ausgangsenergie über den Kleinsignalgewinn, d.h. den Gewinn pro Umlauf, und über die Anzahl der Resonatorumläufe variieren.

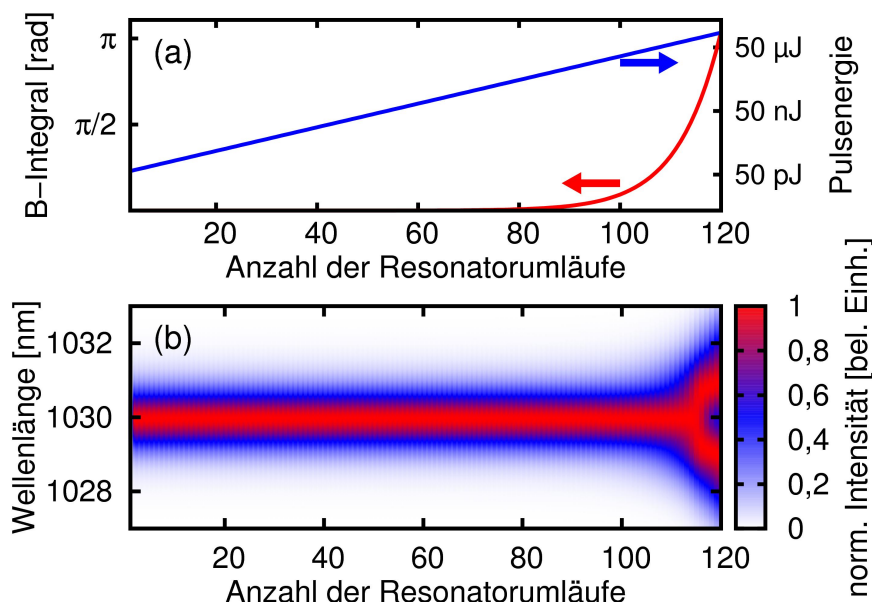


Abbildung 3.6: Theoretische Entwicklung des B-Integrals und der Ausgangsenergie (a) sowie des Verstärkerspektrums (b) in Abhängigkeit der Resonatorumläufe bei konstantem Kleinsignalgewinn.

Es stellt sich dabei heraus, dass die nichtlineare Phase nahezu ausschließlich in der Pockelszelle aufgesammelt wird, und die Einflüsse der Laserscheibe sowie der Umgebungsluft somit vernachlässigbar sind. In Abb. 3.6 ist die Evolution des Ausgangsspektrums, des B-Integrals und der Pulsenergie in Abhängigkeit der Anzahl der Resonatorumläufe dargestellt. Die Verstärkung pro Umlauf wurde dabei so gewählt, dass ein Puls mit einer Anfangsenergie von 50 pJ bei 120 Resonatorumläufen auf 250 μ J verstärkt wird. Dies entspricht folglich einer Gesamtverstärkung von $5 \cdot 10^6$ und einer Einzeldurchgangsverstärkung von 1,137. Das akkumulierte B-Integral wächst dabei proportional mit der Pulsenergie, d.h. exponentiell mit der Anzahl der Resonatorumläufe und beträgt bei 250 μ J in etwa π rad (siehe Abb. 3.6(a)). Auf Grund von Selbstphasenmodulation kommt es ab ca. 110 Resonatorumläufen (d.h. ab einer Pulsenergie von ca. 70 μ J) zu einer signifikanten spektralen Verbreiterung (siehe Abb. 3.6(b)).

Zur weiteren Untersuchung wurde bei konstanter Anzahl von 120 Resonatorumläufen mit variierendem Kleinsignalgewinn eine Ausgangspulsenergie zwischen 0 und

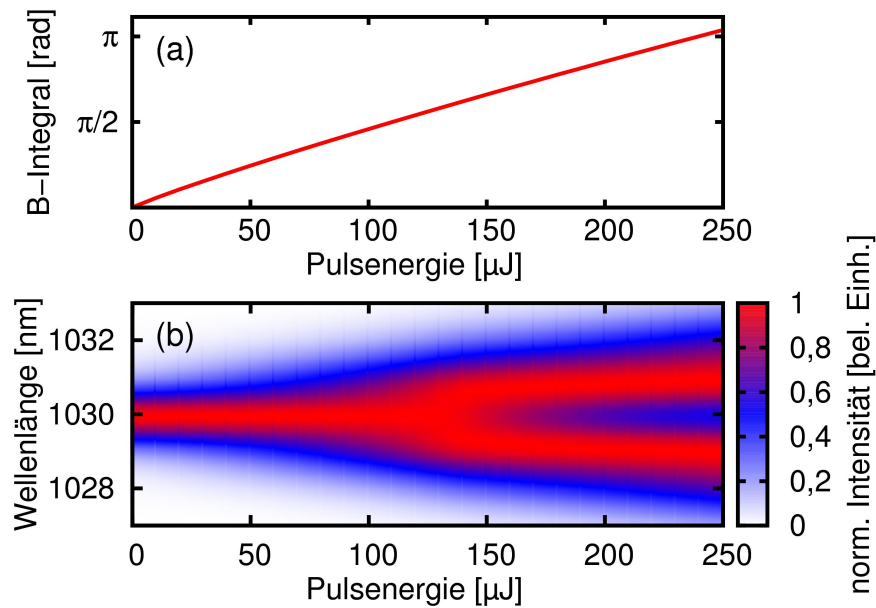


Abbildung 3.7: Theoretische Entwicklung des B-Integrals (a) und des Verstärkerspektrums (b) in Abhängigkeit der Kleinsignalgewinns bei je 120 Resonatorumläufen.

250 μJ generiert (siehe Abb. 3.7). Hier beginnt sich das Spektrum bereits ab einer Pulsenergie von 50 μJ (bei einem B-Integral von 0,75 rad).

Es lässt sich demnach schlussfolgern, dass zur Reduzierung des B-Integrals die Anzahl der Resonatorumläufe minimal gehalten werden sollte und statt dessen der Kleinsignalgewinn pro Umlauf zu maximieren ist.

Zusätzlich induziert die hohe Pulsspitzenleistung in der Pockelszelle eine Kerr-Linse. Die Pulsspitzenleistung beträgt dabei einige zehn Megawatt und liegt damit deutlich über der Selbstfokussierungsschwelle der BBO-Pockelszelle⁵. Die Brennweite dieser Linse lässt sich über die Gl. (2.14) abschätzen und beträgt selbst für eine Pulsspitzenleistung von 75 MW (d.h. z.B. eine Pulsenergie von 50 μJ bei einer Pulsdauer von 1,2 ps) mehr als 10 m. Auch wenn damit Zerstörungen durch Selbstfokussierungseffekte ausgeschlossen werden können, muss diese Kerr-Linse für das Resonatordesign berücksichtigt werden.

⁵ca. 890 kW

3.2.2 Betriebsparameter des regenerativen Verstärkers

Im Folgenden sollen nun die Ausgangsparameter des regenerativen Verstärkers diskutiert werden. Zunächst wurde der regenerative Verstärker ohne Seed mit einem Auskoppelspiegel (Transmissionsgrad: 5%) im kontinuierlichen Laserbetrieb charakterisiert. Hiermit konnte bei einer Pumpleistung von 150 W eine Ausgangsleistung von mehr als 37 W bei einem differentiellen Wirkungsgrad von ca. 30 % erreicht werden.

Für die Verstärkerexperimente wurde anschließend die Infrarotflanke des Ti:Saphir-Oszillators als Seedquelle verwendet. Wird auf einen Faservorverstärker verzichtet, steht lediglich eine Energie von ca. 50 pJ im Verstärkungsband von Yb:YAG zur Verfügung. Das typische Anwachsen der resonatorinternen Energie ist in Abb. 3.8 zu sehen. Abb. 3.8(a) stellt dabei das resonatorinterne Signal dar, welches hinter einem HR-Spiegel des Resonators aufgenommen wurde. Der Abstand der Pulse korreliert mit der Resonatorumlaufzeit und beträgt ca. 15,4 ns. Zum Zeitpunkt $t=0$ wird ein Puls durch Abschalten der Hochspannung an der Pockelzelle ausgekoppelt (siehe Abb. 3.8(b)). Es ist zu erkennen, dass der ausgekoppelte Puls auf Nanosekunden-Zeitskalen nahezu keine Vor- oder Nachpulse aufweist. Die zeitliche Auflösung ist durch die verwendete Photodiode begrenzt.

Zur weiteren Charakterisierung wurde die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der

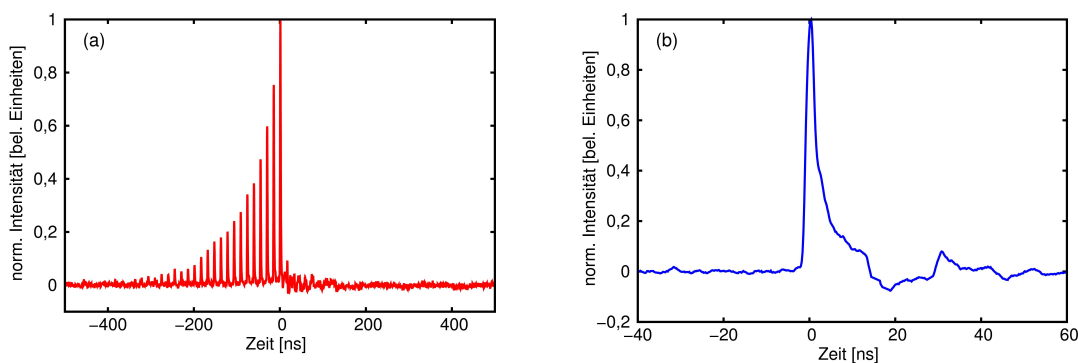


Abbildung 3.8: Oszilloskopaufnahme des resonatorinternen Pulsaufbaus (a) und des ausgekoppelten Pulses (b)

eingestrahltener Pumpleistung für unterschiedliche Umlaufzeiten im Resonator gemessen. Dabei wurde eine feste Wiederholrate von 200 kHz eingestellt, und es konnten Ausgangsleistungen von 14 W, d.h. Pulsenergien von 70 μ J generiert werden (siehe Abb. 3.9). Dabei fällt auf, dass die Pulsenergie ab ca. 90 Resonatorumläufen sättigt, eine weitere Erhöhung der Umlaufzahl also nur noch eine geringfügige Steigerung der

Pulsenergie bewirkt. Dieses Verhalten entspricht dabei prinzipiell der in in Kap. 2.2.2 berechneten Verstärkerdynamik. Je größer das Verstärkerzeitfenster gewählt ist, desto kürzer ist die anschließende Pumpphase (siehe Abb. 2.3). Gerade bei hohen Wiederholraten oberhalb von 100 kHz kann auf Grund der Ytterbium-Lebensdauer im Millisekunden-Bereich der Gewinn kaum wieder aufgebaut werden, so dass eine weitere Erhöhung der Umlaufzahl keine weitere Steigerung der Ausgangsleistung bewirkt. Weiterhin konnte festgestellt werden, dass die Ausgangsleistung bei gleicher Anzahl der Umläufe und gleicher Pumpleistung nahezu unabhängig von der Wiederholrate des Systems ist. Als Grenzen erwiesen sich hierbei lediglich die Schaltzeiten der Pockelszelle bei hohen Wiederholraten größer 500 kHz und die Nichtlinearitäten bei niedrigen Wiederholraten kleiner 100 kHz.

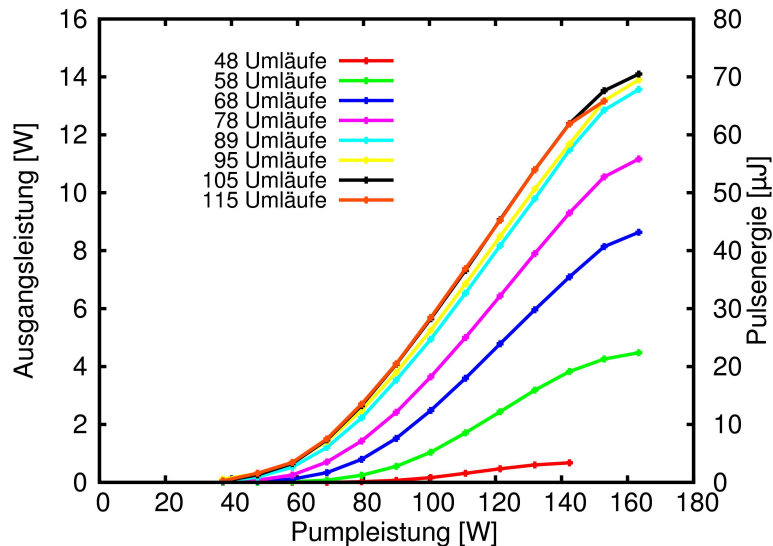


Abbildung 3.9: Leistungscharakterisierung des regenerativen Verstärkers bei 200 kHz Wiederholrate für unterschiedliche Anzahl von Resonatorumläufen.

Die Spektren weisen bei einer Zentralwellenlänge von 1030 nm eine Breite von ca. 1,5 nm auf, was einer Fourier-limitierten Pulsdauer von ca. 950 fs entspricht (siehe Abb. 3.10(a)). Deutlich zu erkennen ist der Einfluss der Selbstphasenmodulation in Form einer zunehmenden spektralen Breite mit ansteigender Pulsenergie. Das B-Integral beträgt dabei für die maximale Pulsenergie von 75 μJ ca. 2 rad. Eine weitere Steigerung der Pulsenergie würde zu einer einsetzenden Zerklüftung des Spektrums führen. Zur Minimierung des B-Integrals könnte die Anzahl der Resonatorumläufe weiter reduziert und die Pumpleistung bzw. die Seedenergie erhöht werden.

Die Pulsdauer der verstärkten Pulse wurde mit einem Intensitätsautokorrelator bestimmt und beträgt in etwa 1,1 ps. Unter Berücksichtigung des Spektrums sind die

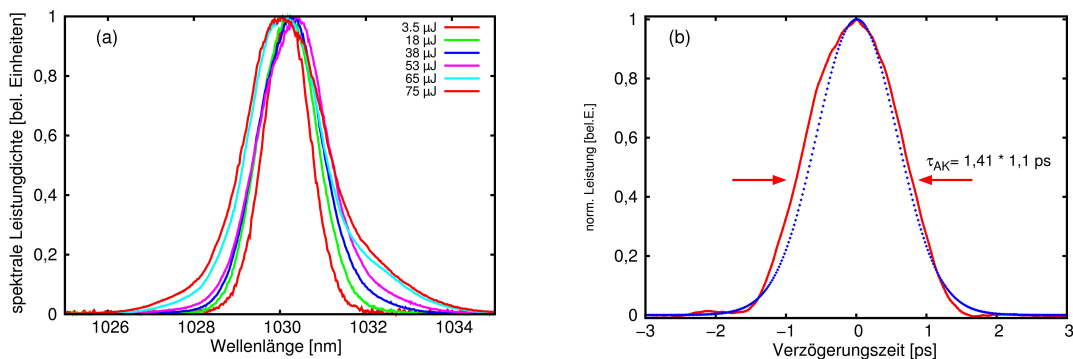


Abbildung 3.10: Spektrale und zeitliche Charakterisierung bei 200 kHz Wiederholrate. (a): Ausgangsspektren für unterschiedliche Pulsenergien bei ca. 110 Umläufen im Resonator. (b): Gemessene Intensitätsautokorrelation (rot) und berechnete Autokorrelation (blau) eines Fourier-limitierten Pulses bei ca. 14 μJ Pulsenergie.

verstärkten Pulse damit lediglich ca. 15 % länger als die Fourier-limitierte Pulsdauer.

Stabilität und Strahlprofil

Für die Anwendung als Pumpquelle für einen parameterischen Verstärker ist zudem die Stabilität des Systems und das Strahlprofil von herausgestellter Bedeutung. In Abb. 3.11(a) ist das Strahlprofil des Verstärkerausgangs für verschiedene Pulsenergien mit einer CCD-Kamera aufgenommen worden. Das Strahlprofil des kollimierten Ausgangsstrahls ist dabei bei allen Ausgangsenergien annähernd gausförmig mit Korrelationsfaktoren von mehr als 95 %. Die Ausgangsleistung ist ohne weitere Nachjustage über einen Zeitraum von mehr als zehn Stunden konstant (siehe Abb. 3.11(b)) und driftet in diesem Zeitraum um weniger als 3 %. Das rms-Rauschen der Ausgangsleistung beträgt dabei weniger als 1,2 %. Auch die Puls-zu-Puls-Stabilität wurde mit einer schnellen Photodiode und einem Digitaloszilloskop betrachtet und liegt ebenfalls unter 1,5 %.

Einfluss des Vorverstärkers

Wie bereits erwähnt, wurde der regenerative Verstärker sowohl mit als auch ohne Vorverstärker betrieben. Um den Einfluss der Seedenergie auf die Verstärkung zu bestimmen, wurde die Seedenergie bei gleicher Pumpleistung des regenerativen Verstärkers mit Hilfe des Faservorverstärkers variiert (siehe Abb. 3.12(a)). Dabei ist zu

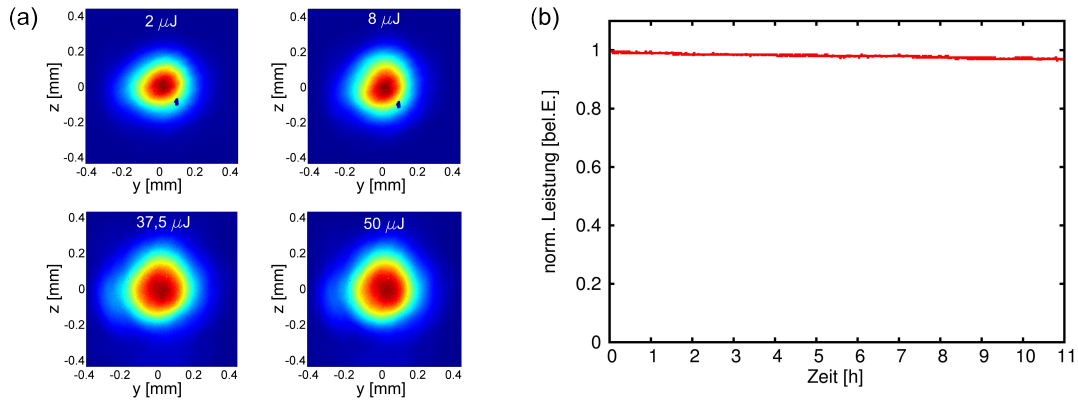


Abbildung 3.11: (a): Strahlprofil des regenerativen Verstärkers für unterschiedliche Pulsenergien. (b): normierte Langzeitmessung der Ausgangsleistung über 11 Stunden.

erkennen, dass bereits Seedenergien von weniger als 50 pJ für einen effizienten Verstärkerbetrieb ausreichen. Mit zunehmender Seedenergie steigt die Ausgangsenergie zwar weiter an, es ist aber bereits deutlich ein einsetzendes Sättigungsverhalten zu erkennen. Da der Ti:Saphir-Oszillator bereits eine Pulsenergie von mehr als 50 pJ im spektralen Verstärkungsband bei 1030 nm aufweist (siehe Kap. 3.1), ist die Verwendung eines Vorverstärkers also nicht zwingend notwendig.

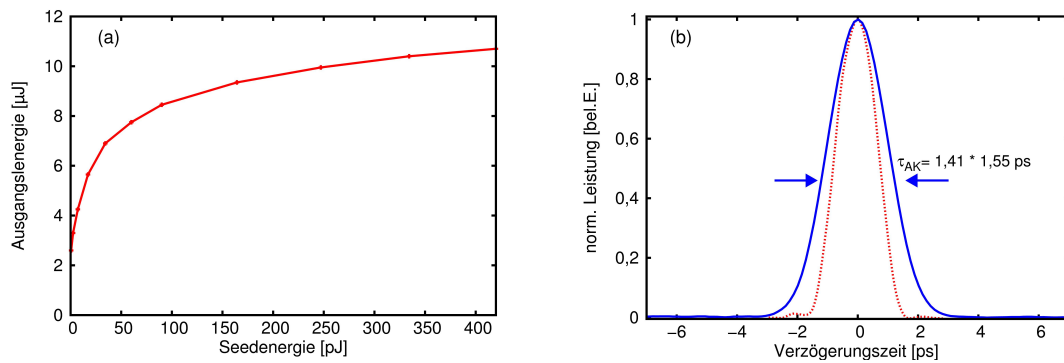


Abbildung 3.12: (a): Abhängigkeit der Pulsenergie von der Seedenergie bei einer Wiederholrate von 200 kHz . (b): Intensitätsautokorrelation der verstärkten Pulse bei einer Pulsenergie von ca. $14 \mu\text{J}$ mit Faservorverstärker (blau). Zusätzlich ist die Autokorrelation bei gleicher Pulsenergie ohne Vorverstärker dargestellt (rot).

Des Weiteren beeinflusst der Vorverstärker die zeitliche Verstärkungscharakteristik und damit die Dauer der erzeugten Pulse. Auf Grund der Materialdispersion der Vorverstärkerfaser ($0,38 \text{ ps}^2$) sind die Seedpulse mit einer spektralen Breite von 15 nm in diesem Fall zeitlich auf ca. 10 ps gestreckt. Durch die spektrale Filterfunktion des regenerativen Verstärkers reduziert sich das Ausgangsspektrum auf ca. 1 nm und der Puls verkürzt sich. Die gemessene Pulsdauer beträgt in diesem Fall in etwa

1,55 ps, und ist damit länger als bei Verzicht auf einen Vorverstärker.

3.3 Einstufiges OPCPA-System

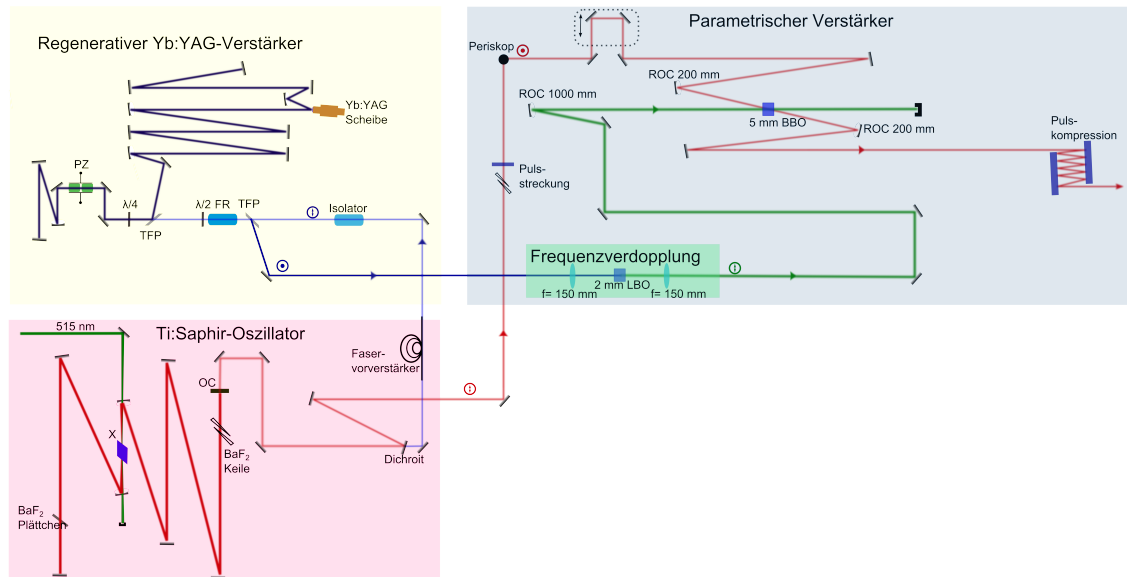


Abbildung 3.13: Experimenteller Aufbau des einstufigen Verstärkersystems. Notation: PZ: Pockelszelle, FR: Faraday-Rotator, TFP: Dünnschichtpolarisator, ROC: Krümmungsradius, X: Ti:Saphir-Kristall, OC: Breitbandiger Auskoppelspiegel

Nachdem bereits der Ti:Saphir-Oszillator (siehe Kap. 3.1) und der regenerative Pumpverstärker (siehe Kap. 3.2) eingehend beschrieben worden sind, werden sie im folgenden Abschnitt im parametrischen Verstärker kombiniert.

Die experimentelle Realisierung des OPCPA-Systems wurde zunächst mit einem Faservorverstärker für den regenerativen Verstärker durchgeführt, welcher für die folgenden Experimente bei einer Wiederholrate von 143 kHz und einer Pulsenergie von ca. 32 μJ mit einer Pulsdauer von ca. 1,5 ps betrieben wurde. Zum Pumpen des parametrischen Verstärkers ist es anschließend notwendig, die Infrarotstrahlung in den sichtbaren Spektralbereich zu konvertieren. Realisiert wird dies mit Hilfe einer Frequenzverdopplung in einem 2 mm langen LBO-Kristall⁶. Durch die Phasenanpassung in Typ-I-Geometrie ist die Polarisation der eingestrahlten Fundamentalen ordentlich, die der erzeugten zweiten Harmonischen außerordentlich in Bezug zur optischen Kristallachse. Zur Fokussierung in den Kristall und zur Kollimation der Strahlung wird jeweils eine Linse mit einer Brennweite von 150 mm verwendet. Der Strahlradius im Kristall beträgt in etwa 80 μm , woraus Spitzenintensitäten von mehr als 150 GW/cm^2 resultieren. Die Effizienz der Frequenzverdopplung beträgt ca. 50 %,

⁶ $\theta = 90^\circ, \Phi = 13^\circ$

wobei die hohe Verdopplungseffizienz zudem ein Zeichen für die Qualität der verstärkten Pulse des regenerativen Verstärkers ist. Sowohl Degradierungen im Strahlprofil als auch zeitliche Modifikationen wie Doppel- oder Mehrfachpulse würden zu einer drastischen Reduzierung der Verdopplungseffizienz führen. Gleiches gilt z.B. für einen Pulsuntergrund von verstärkter spontaner Emission, der durch die geringe Spitzenleistung ebenfalls nur eine geringe Verdopplungseffizienz erfahren würde. Nach der Frequenzverdopplung stehen anschließend ca. 15 μJ bei 515 nm zum Pumpen des parametrischen Verstärkers zur Verfügung.

Als Seed für den parametrischen Verstärker wird das breitbandige Spektrum des Ti:Saphir-Oszillators verwendet (siehe Abb. 3.2). Die Seedpulsenergie beträgt in etwa 1,5 nJ, und das Spektrum reicht von ca. 630 nm bis 1050 nm. Somit deckt das Spektrum nahezu die gesamte Verstärkungsbandbreite der nichtkollinearen Verstärkergeometrie in einem BBO-Kristall ab (siehe Abb. 2.11) und ist ideal zur breitbandigen Verstärkung und somit zur Erzeugung von Pulsen mit der Dauer von wenigen optischen Zyklen geeignet. Auf Grund des einfachen konzeptionellen Aufbaus der optischen Synchronisierung zwischen Pumpe und Signal, ohne z.B. eine Solitonenverschiebung in einer photonischen Kristallfaser, weisen der regenerativ verstärkte Pumpimpuls und der Seedimpuls einen vernachlässigbaren zeitlichen Jitter auf, was mit einer Kreuzkorrelationsmessung bestätigt werden konnte.

Zur Anpassung der Pulsdauern wurde der Seed zeitlich gestreckt, um einen optimalen zeitlichen Überlapp mit dem Pumpimpuls zu ermöglichen. Realisiert wurde diese Streckung mit Hilfe von Substraten aus Quarzglas und einem Keilpaar bestehend aus BK7. Zusätzlich müssen die Umgebungsluft und auch die Dispersion des Verstärkerkristalls (5 mm BBO) berücksichtigt werden. Abb. 3.14 zeigt die einzelnen Dispersionsbeiträge sowie die daraus resultierende zeitliche Pulsform des Seeds in Bezug auf einen Pumpimpuls mit einer Dauer von 1 ps. Durch die Dispersion von einem Quarzglassubstrat (6,35 mm Dicke), ca. 2 mm Propagation in BK7 und der umgebenden Luft (3 m) wird der Seedimpuls von einer Fourier-limitierten Pulsdauer von weniger als 6 fs auf ca. 480 fs (bei 10%) vor Eintritt in den BBO Kristall gestreckt. Auf Grund der großen dispersiven Streckung entspricht die zeitliche Pulsform annähernd der spektralen Form des Pulses. Im Kristall wird der Puls weiter zeitlich gestreckt und zusätzlich durch die parametrische Wechselwirkung mit der Pumpe verstärkt. Für eine exakte Vorhersage der weiteren zeitlichen und spektralen Pulsentwicklung müssten folglich weiterführende Simulationen angestellt werden, die sowohl die dispersiven, die nichtlinearen sowie sämtliche Propagationseffekte mit

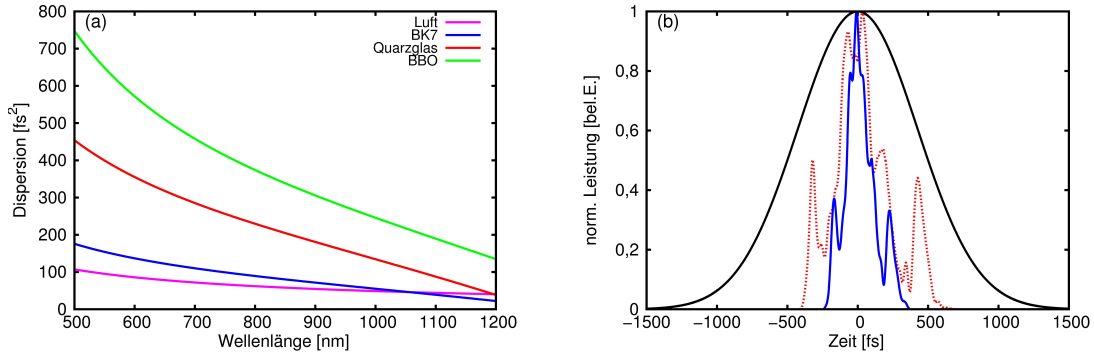


Abbildung 3.14: (a): Dispersion der unterschiedlichen Materialien (3 m Luft, 2 mm BK7, 6,35 mm Quarzglas, 5 mm BBO), (b): Einfluss der Dispersion auf den Seedpuls; dargestellt ist der Pumpimpuls (schwarz) sowie der berechnete Seedpuls vor (blau) und nach (rot, gestrichelt) dem BBO-Kristall.

einbeziehen. Abb. 3.14 beinhaltet zwar lediglich die dispersive Streckung, kann aber trotzdem als Abschätzung für die Seeddauer nach dem Verstärkerkristall herangezogen werden.

Für eine effiziente parametrische Verstärkung ist es zudem notwendig, im 5 mm langen BBO-Kristall⁷ neben einer idealen Phasenanpassung auch hohe Pumpintensitäten von einigen 10 bis 100 GW/cm² zu erzielen. Dies verlangt eine Fokussierung des Pump- und somit auch des Seedpulses. Im Experiment wurde für die Pumpstrahlung ein Spiegel mit einer Brennweite von 500 mm verwendet, welcher im Fokus einen gemessenen Strahldurchmesser von ca. 100 μm⁸ und damit Spitzenintensitäten von mehr als 150 GW/cm² erzeugt. Der Seedpuls wurde mit einem gekrümmten Spiegel mit einem Krümmungsradius von 200 mm auf einen Strahldurchmesser von ca. 90 μm fokussiert.

Zur breitbandigen Verstärkung bedarf es einer exakten Einstellung sowohl des Phasenanpassungswinkels $\Theta_p = 24,3^\circ$ als auch des Nichtkollinearitätswinkels $\alpha = 2,4^\circ$ (siehe Abb. 2.11). Zusätzlich muss die Polarisation des Seeds entlang der ordentlichen, die des Pumpimpulses entlang der außerordentlichen Kristallachse ausgerichtet sein. Die Ausgangspulse des Ti:Saphir-Oszillators weisen eine Polarisation parallel zur Propagationsebene auf (p-polarisiert). Für die parametrische Verstärkung wird die Polarisation allerdings mit Hilfe eines Periskops gedreht, woraus eine s-Polarisation der Seedpulse resultiert. Die Polarisation der fundamentalen Strahlung des regenerativen Verstärkers ist ebenfalls senkrecht zur Propagationsebene

⁷Schnittwinkel zur optischen Achse: $\Theta = 23^\circ$, Rotationswinkel um die optische Achse: $\Phi = 0^\circ$

⁸Sämtliche Strahlgrößen geben die Breite an, bei der die Intensität auf e^{-2} abgefallen ist.

ausgerichtet. Allerdings ist die Polarisation der erzeugten zweiten Harmonischen bei 515 nm durch die Typ-I-Frequenzverdopplung um 90° gedreht und somit parallel zur Propagationsebene (p-polarisiert), womit die Phasenanpassungsbedingung erfüllt ist.

In Abb. 3.15 ist ein typisches Verstärkungsspektrum abgebildet. Auf Grund der breitbandigen Phasenanpassung weist es eine spektrale Breite von mehr als 300 nm auf und unterstützt somit Fourier-limitierte Pulsdauern von weniger als 6 fs. Die Modulationen des Seedspektrums werden im Verstärkerspektrum reproduziert. Die Phasenanpassung wurde dabei in der PVWC-Geometrie realisiert (siehe Abb. 2.12), was an einer zusätzlichen spektralen Modulation auf Grund von parasitären Frequenzkonversionsprozessen im Wellenlängenbereich zwischen 850 nm und 900 nm zu erkennen ist.

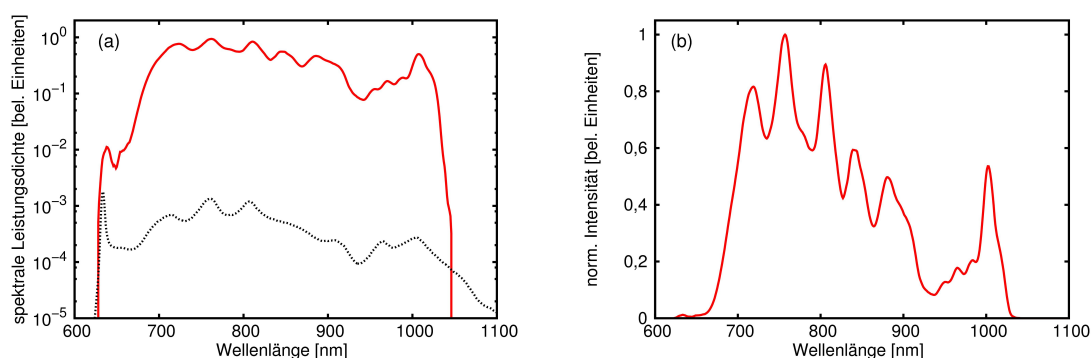


Abbildung 3.15: Spektren des parametrischen Verstärkers: (a): Seedspektrum (gestrichelt) und Verstärkerspektrum (rot) in logarithmischer Skalierung. Die unterschiedlichen Wiederholraten von Seed- und Verstärkerspektrum wurden in der Darstellung bereits korrigiert. (b): Verstärkerspektrum in linearer Skalierung.

Der parametrische Verstärker wurde mit einer Pumpulsenergie von ca. $15 \mu\text{J}$ bei 143 kHz betrieben. Die Seedenergie des Ti:Saphir-Oszillators betrug dabei in etwa $1,5 \text{ nJ}$, was einer mittleren Leistung von 110 mW bei einer Wiederholrate von 70 MHz entspricht. Durch die Verstärkung erhöht sich die Ausgangsleistung auf ca. 330 mW. Es ist hier wichtig zu betonen, dass Pump- und Seedpuls eine unterschiedliche Wiederholrate besitzen. Da für den Seed kein Pulspicker implementiert ist, wird lediglich jeder 493. Puls verstärkt. Dies entspricht dem Verhältnis von Pumpwiederholrate des regenerativen Verstärkers (143 kHz) zu Seedwiederholrate des Ti:Saphir-Oszillators (70,5 MHz). Folglich muss für eine korrekte Berechnung der verstärkten Pulsenergie die mittlere Leistung der unverstärkten Seedpulse berücksichtigt werden. Hieraus resultiert eine Pulsenergie von $1,5 \mu\text{J}$ und damit eine Effizienz, d.h. das

Verhältnis von verstärkter Signalpulsenergie zur eingestrahltten Pumpulsenergie, von ca. 10 %.

Zur zeitlichen Kompression der verstärkten Pulse wurden negativ dispersive Spiegelpaare verwendet⁹ [Kär97]. Die Dispersionsoszillationen der einzelnen Spiegel kompensieren sich dabei gerade gegenseitig und erzeugen somit einen nahezu flachen Dispersionsverlauf. Dieser ist im Herstellungsprozess so gewählt worden, dass er theoretisch exakt die Dispersion von 2,3 mm Quarzglas in einem Wellenlängenbereich von ca. 500 nm bis nahezu 1000 nm kompensiert (siehe Abb. 3.16). Damit ermöglichen die dispersiven Spiegel eine deutlich größere Kompressionsbandbreite als z.B. Gitter- oder Prismenkompressoren. Zudem weisen sie eine hohe Reflektivität von mehr als 99,5 % auf und bieten somit eine sehr kompakte und effiziente Möglichkeit der Pulskompression.

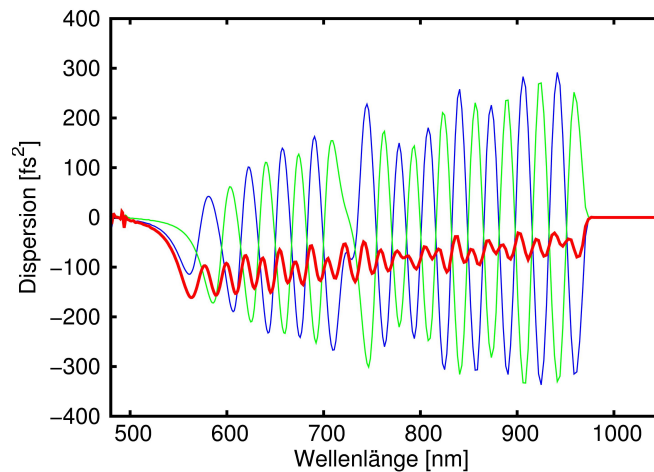


Abbildung 3.16: Dispersionsverlauf der verwendeten dispersiven Spiegel. Die blaue und grüne Kurve stellen den Verlauf der einzelnen Spiegel dar, die rote Kurve die resultierende Gesamtdispersion.

Unter Berücksichtigung der im Strahlweg aufgesammelten Dispersion (siehe Abb. 3.14) werden 11 Reflektionen auf jedem Spiegel benötigt, um den Puls zu komprimieren. Die Kompressionseffizienz beträgt mehr als 85 %. Zur zeitlichen Charakterisierung der verstärkten Pulse wurden anschließend sowohl interferometrische Autokorrelations- als auch SPIDER-Messungen durchgeführt. Dazu wurde die Pulsdauer durch Variation der Spiegelreflektionen minimiert und anschließend durch Feinjustage an den BK7-Keilen optimiert. Um sicherzustellen, dass die verstärkten 143 kHz-Pulse und nicht der Seeduntergrund bei 70 MHz gemessen wird, wurde das

⁹NANEO|CHORD:DCM9

Autokorrelationssignal mit einem Lock-In-Verstärker verarbeitet, welcher mit einem Referenzsignal des regenerativen Verstärkers synchronisiert wurde. Die interferometrische Autokorrelation weist dabei eine Dauer von 8,8 fs auf (siehe Abb. 3.17).

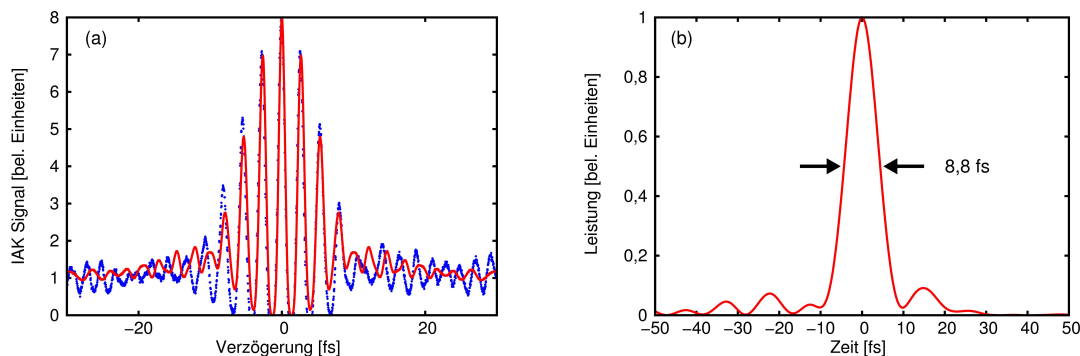


Abbildung 3.17: Interferometrische Autokorrelation der verstärkten Pulse: (a): Autokorrelationssignal (blau) und Ausgleichskurve (rot) (b): Rekonstruierter Puls.

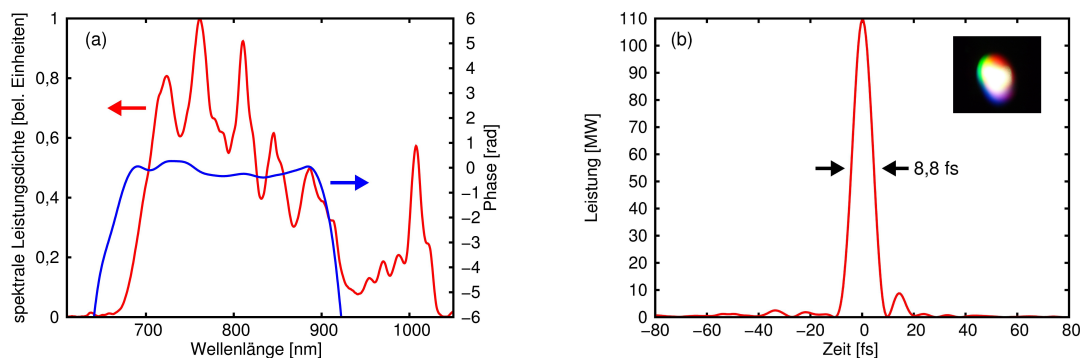


Abbildung 3.18: SPIDER-Messung der verstärkten Pulse: (a): Verstärkerspektrum und spektrale Phase. (b): Rekonstruierter Puls und Fotografie des erzeugten Weißlichts.

Um genauere Informationen über die Phase der verstärkten Pulse zu erlangen, wurden zudem SPIDER-Messungen durchgeführt, die ebenfalls eine Pulsdauer von 8,8 fs ergaben (siehe Abb. 3.18). Die Ergebnisse reproduzieren dabei die Autokorrelationsmessung. Der rekonstruierte Puls weist nahezu keine Pulssatelliten auf und mehr als 85 % der Energie befindet sich im zentralen Maximum des Pulses. Unter Berücksichtigung der zeitlichen Pulsform ergibt sich damit aus einer Pulsenergie von $1,3 \mu\text{J}$ eine Pulsspitzenleistung von mehr als 100 MW. Zusätzlich wurde die Puls-zu-Puls-Stabilität mit einem Digitaloszilloskop gemessen, und das Rauschen betrug weniger als 2%.

Mit einer Dauer von 8,8 fs ist der gemessene Puls allerdings deutlich länger als die vom Spektrum unterstützte Fourier-limitierte Pulsdauer von ca. 6,0 fs. Wie man sowohl an Hand des gemessenen Phasenverlaufs als auch am Dispersionsverlauf der verwendeten Spiegel deutlich erkennt, wird eine Kompression der infraroten Spektralanteile oberhalb von ca. 930 nm mit den hier verwendeten dispersiven Spiegel nicht unterstützt. Vernachlässigt man daher die Spektralanteile in der Infrarotflanke des Spektrums, so ist die Pulsdauer selbst bei einer optimalen Kompression mit den hier verwendeten Spiegeln auf ca. 7,5 fs begrenzt. Unter Berücksichtigung der zeitlichen Pulsform würde daraus bei einer Pulsenergie von $1,3 \mu\text{J}$ eine Pulsspitzenleistung von $10 \text{ MW}/\mu\text{J}$ resultieren. (siehe Abb. 3.19).

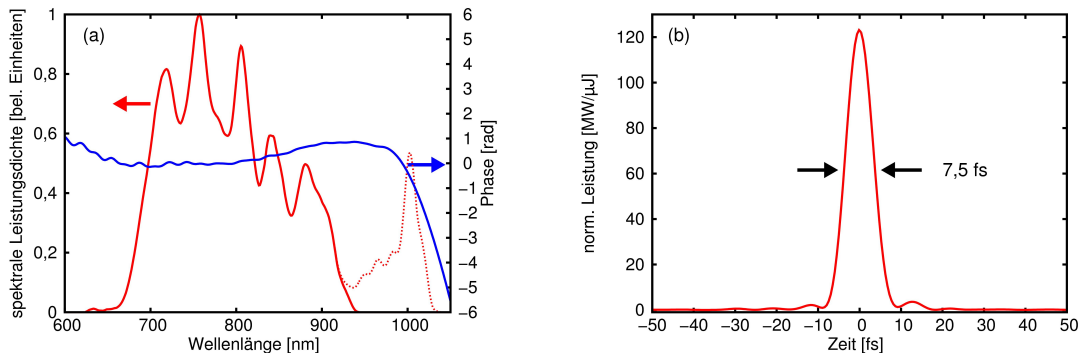


Abbildung 3.19: Optimale theoretische Kompression mit den verwendeten dispersiven Spiegeln: (a): Spektrale Phase. (b): Rekonstruierter Puls. Die Leistung des Pulses auf der Abszisse ist dabei in Abhängigkeit der Pulsenergie angegeben.

Zur Verifizierung der Pulsspitzenleistung wurde mit den erzeugten Pulsen ein Weißlichtkontinuum in einem 3 mm dicken Saphirsubstrat erzeugt (siehe Abb. 3.18(b)). Das Spektrum deckt dabei nahezu den gesamten sichtbaren Spektralbereich ab. Besonders zu betonen ist, dass lediglich eine Pulsenergie von ca. 200 nJ bei einer weichen Fokussierung ($f = 100 \text{ mm}$) benötigt wird, um ein solches Weißlicht zu generieren. Dies ist besonders für die in Kap. 3.4.4 vorgestellte Messung der CEP-Stabilität der erzeugten Pulse von großer Bedeutung. Somit kann also schon mit einem Bruchteil der μJ -Pulsenergien eine Messung der CE-Phase erfolgen. Des Weiteren kann das erzeugte Weißlicht auch als Seedstrahlung für eine weitere Verstärkerstufe dienen und damit zu einer Verbreiterung des Verstärkerspektrums und somit zu einer Reduzierung der Pulsdauer verwendet werden (siehe Kap. 4.2).

3.4 Zweistufiges OPCPA-System

Nachdem im vorherigen Abschnitt bereits μJ -Pulse mit Dauern im Bereich von ca. drei optischen Zyklen¹⁰ generiert wurden, soll im Folgenden eine weitere Skalierung des Verstärkersystems präsentiert werden. Ziel ist es, die Pulsenergie durch einen zweistufigen Verstärkeraufbau weiter zu erhöhen und gleichzeitig die Pulsdauer zu reduzieren. Zusätzlich soll die Möglichkeit der Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase untersucht werden.

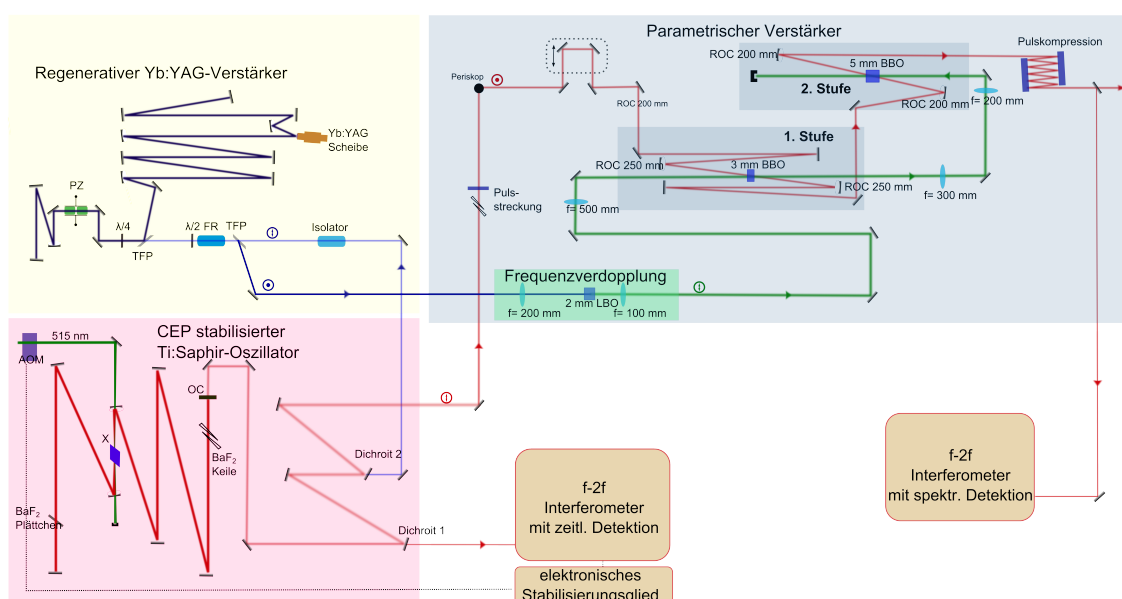


Abbildung 3.20: Experimenteller Aufbau des zweistufigen Verstärkersystems. Notation: PZ: Pockelszelle, FR: Faraday Rotator, TFP: Dünnschichtpolarisator, ROC: Krümmungsradius, X: Ti:Saphir Kristall, OC: Breitbandiger Auskoppelspiegel, AOM: Akustooptischer Modulator.

3.4.1 Modifikation des Seed Oszillators

Wie in Kap. 2.4.2 beschrieben, lässt sich die Träger-Einhüllenden-Phase von Laseroszillatoren mit oktavbreiten Spektren mit Hilfe eines f-2f-Interferometers messen und über eine Rückkopplung stabilisieren. Dazu werden in einem ersten Schritt die Randbereiche des oktavbreiten Spektrums mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels separiert (siehe Abb. 3.20). Anschließend wird die Infrarotflanke in einem nichtlinearen

¹⁰Ein optischer Zyklus entspricht bei 800 nm einer Dauer von 2,7 fs.

Kristall frequenzverdoppelt und mit der kurzwelligen spektralen Flanke zur Interferenz gebracht. In der Radiofrequenzanalyse entspricht das Schwebungssignal gerade der Träger-Einhüllenden-Frequenz. Die CE-Frequenz ist im Allgemeinen nicht stabil und sehr sensitiv auf z.B. Dispersionsschwankungen im Resonator oder auch leichte Variationen der Pumpleistungen. Dies wird sich bei einer aktiven Stabilisierung zu Nutze gemacht, indem über eine Regelschleife die Pumpleistung des Ti:Saphir-Oszillators mit einem Akusto-Optischen-Modulator variiert wird. In Abb. 3.21(b) ist die gemessene CE-Frequenz des stabilisierten Oszillators mit einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von 40 dB bei $f_{CE} = f_{rep}/4 = 17,64$ MHz dargestellt. Das maximale Auflösungsvermögen ist dabei lediglich durch das Messgerät auf 1 Hz limitiert. Zur quantitativen Aussage wurde eine Seitenbandanalyse zur Bestimmung des integrierten Phasenrauschens in einem Frequenzbereich zwischen 3 Hz und 3 MHz durchgeführt. Dabei liegt das integrierte Phasenrauschen im Bereich von etwa 200 mrad. Nach der

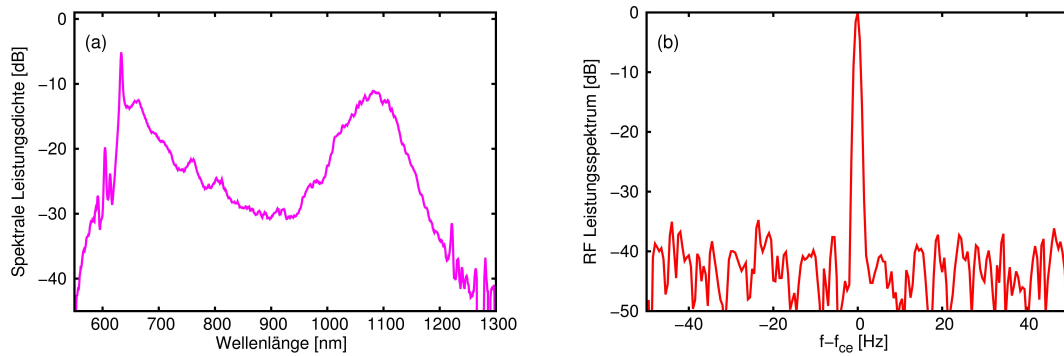


Abbildung 3.21: (a): Separierte spektrale Flanken des Oszillatorspektrums zur Stabilisierung der CEP mit einem f-2f-Interferometer. (b): Radiofrequenzanalyse der stabilisierten Träger-Einhüllenden-Frequenz

Filterung zur Phasenstabilisierung werden anschließend analog zum vorherigen Aufbau die infraroten Spektralanteile separiert und zur Erzeugung der Pumpstrahlung regenerativ verstärkt. Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse sind dabei ohne eine faserbasierte Vorverstärkung realisiert worden, so dass die Seedpulsenergie im Verstärkungsband von Yb:YAG in etwa 50 pJ beträgt. In Kap.3.2.2 wurde bereits gezeigt, dass selbst mit solch geringen Seedenergien eine effiziente Verstärkung zu realisieren ist. Analog zum einstufigen Aufbau wird das restliche breitbandige Spektrum zum Seeden des parametrischen Verstärkers verwendet. Für die nachfolgenden Experimente standen dabei in etwa 0,6 nJ an Seedenergie zur Verfügung. Das Seedspektrum und das ursprüngliche Oszillatorspektrum sind in Abb. 3.22 dargestellt.

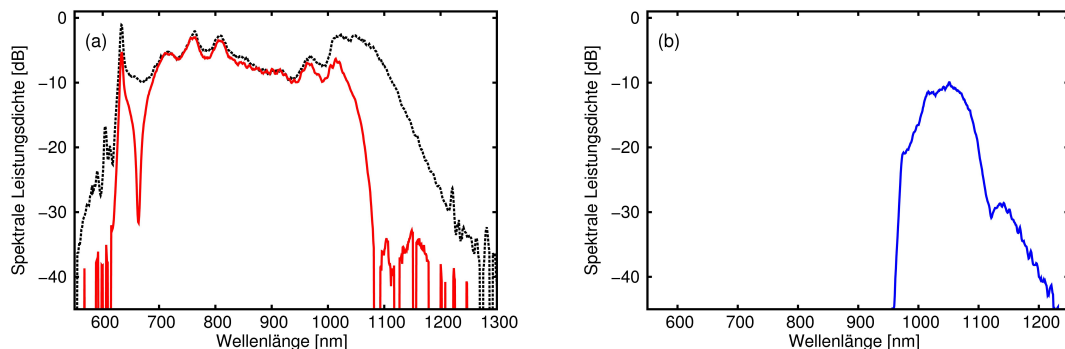


Abbildung 3.22: (a): Oktavbreites Leistungsspektrum des Ti:Saphir-Oszillators (schwarz, gestrichelt) und Spektrum nach der Separation der Anteile für f-2f-Interferometer und regenerativen Verstärker. (b): Separierte Infrarotflanke als Seed des regenerativen Verstärkers.

3.4.2 Skalierung der Pulsenergie

Um die Ausgangsenergie weiter zu erhöhen, wird das System um eine zweite Verstärkerstufe ergänzt. Dazu wird die nicht konvertierte Pumpstrahlung der ersten Stufe rekollimiert und zum Pumpen einer zweiten Verstärkerstufe verwendet (siehe Abb. 3.20).

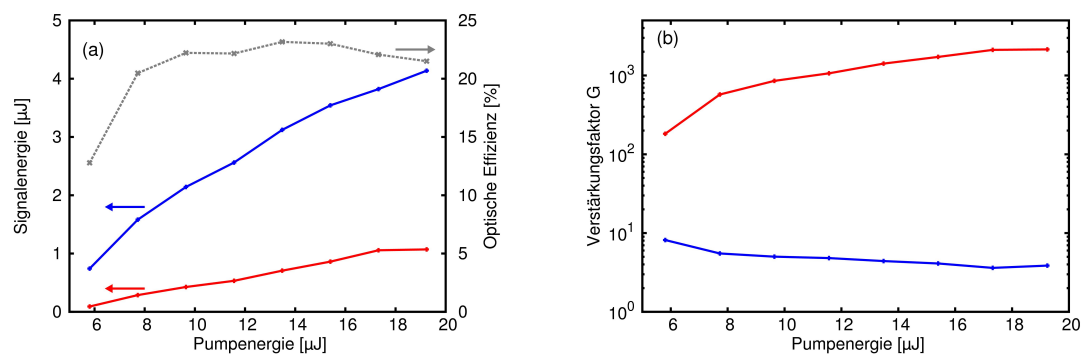


Abbildung 3.23: Energieskalierung des parametrischen Verstärkers. (a): Verstärkte Pulsenergie der ersten (rot) und zweiten (blau) Verstärkerstufe. Zusätzlich ist die optische Effizienz (grau) aufgetragen. (b): Verstärkungsfaktoren der ersten (rot) und zweiten (blau) Verstärkerstufe.

Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde die Experimente zunächst ebenfalls bei einer Wiederholrate von 143 kHz durchgeführt. Im Gegensatz zum einstufigen Aufbau wurde nun in der ersten Verstärkerstufe ein 3 mm und in der zweiten Stufe ein 5 mm langer BBO-Kristall verwendet. Dabei wird die Pumpstrahlung in der ersten Verstärkerstufe mit einer Linse ($f = 500$ mm) fokussiert, woraus ein Strahl-

durchmesser im Fokus von ca. 240 μm resultiert. Nach der Verstärkung wird die nicht konvertierte Pumpstrahlung mit einer Linse (300 mm Brennweite) rekollimiert und anschließend mit einer weiteren Linse ($f = 200\text{ mm}$) in den zweiten BBO-Kristall fokussiert. Dabei entspricht der Strahldurchmesser im zweiten Kristall ca. 200 μm . Der Seed wird ebenfalls nach der ersten Verstärkerstufe rekollimiert und anschließend wieder fokussiert. Die Strahlradien des Seeds sind dabei an die Pumpe angepasst. Zur Anpassung des zeitlichen Überlapps befindet sich des Weiteren ein manueller Verschiebetisch im Strahlengang des Seeds. Zur breitbandigen Verstärkung werden beide Stufen in der nichtkollinearen Geometrie ($\theta_p \approx 24,3^\circ$, $\alpha \approx 2,4^\circ$) realisiert.

Für die Experimente wurde die Pumpenergie bei 515 nm bis ca. 20 μJ skaliert. Die Skalierung der Ausgangsenergie ist dabei in Abb. 3.23(a) zu erkennen. Bei einer Pumpenergie von 19 μJ wurde der Seed dabei in der ersten Stufe zunächst auf eine Pulsenergie von ca. 1 μJ verstärkt. Nach dieser Stufe standen noch in etwa 75 % der ursprünglichen Pumpenergie, also ca. 14 μJ , für die zweite Verstärkerstufe zur Verfügung, womit schließlich die Pulsenergie weiter auf mehr als 4 μJ gesteigert werden konnte. Nahezu unabhängig von der Pumpenergie betrug die optische Effizienz, also das Verhältnis von Signalenergie zur Pumpenergie, mehr als 20 %. Abb. 3.23(b) zeigt zusätzlich die Verstärkungsfaktoren in den jeweiligen Stufen. In der ersten Stufe wird dabei das schwache Seedsignal von weniger als einem Nanojoule in den Mikrojoulebereich verstärkt, woraus ein Verstärkungsfaktor von mehr als 10^3 resultiert. Die Verstärkungsfaktoren in der zweiten Stufe sind anschließend deutlich geringer und liegen im einstelligen Bereich. Wie in Kap. 2.3.1 beschrieben, skaliert die Ausgangsenergie im idealen theoretischen Fall¹¹ proportional zu $e^{\sqrt{I_p}}$. Die in der experimentellen Umsetzung verifizierte konstante optische Effizienz sowie der gleichbleibende Verstärkungsfaktor in der zweiten Stufe können daher ein Indiz für das Einsetzen von Effekten wie dem Abbau der Pumpwelle oder auch einer räumlichen Separation zwischen Pumpe und Signale (bzw. Idler) sein.

Zusätzlich wurde der Superfluoreszenzuntergrund des Signals untersucht [Kle68]. Dazu wurde der Seed vor der jeweiligen Verstärkerstufe blockiert, die Pumpstrahlung aber weiterhin eingestrahlt. Auf Grund der Phasenanpassungsbedingung bildet sich bei maximaler Pumpleistung in beiden Stufen ein Fluoreszenzkegel aus. Die mittlere Superfluoreszenzleistung (gemessen hinter einer Irisblende) ist dabei in beiden Stufen geringer als 0,1 mW. Wird der Seed allerdings vor der ersten Stufe geblockt, so lässt sich nach der zweiten Verstärkerstufe eine Superfluoreszenzleistung messen,

¹¹D.h. ohne Abbau der Pumpwelle und bei perfekter Phasenanpassung.

welche ca. 20% der Leistung bei Einstrahlung eines Seeds entspricht. Folglich wird in der ersten Stufe ein schwaches Fluoreszenzsignal generiert, welches anschließend als Seed für die zweite Verstärkerstufe dient. Zur Unterdrückung der Superfluoreszenzstrahlung geht dabei aus der Literatur hervor, dass vor allem ausreichende Seedpulsenergien von mehr als 10 pJ und moderate Verstärkungsfaktoren von 10^2 bis 10^3 in den einzelnen Verstärkerstufen zu gewährleisten sind [Tav06]. In der hier vorgestellten experimentellen Realisierung beträgt die Seedenergie in der ersten Verstärkerstufe mehr als 500 pJ und in der zweiten Verstärkerstufe sogar ca. 1 μ J. Mit diesen Erkenntnissen kann geschlossen werden, dass der Superfluoreszenzuntergrund bei Einstrahlung des Seeds weniger als 1% des verstärkten Signals beträgt und damit vernachlässigbar ist. Für eine quantitative Aussage müssten an dieser Stelle weitere Messungen des Pulscontrastes, z.B. mit Hilfe eines Kreuzkorrelators dritter Ordnung [Tav05], durchgeführt werden.

3.4.3 Spektrale und zeitliche Charakterisierung

Im Folgenden sollen nun die spektrale Charakterisierung und die Ergebnisse der Pulskompression des zweistufigen parametrischen Verstärkers vorgestellt und diskutiert werden.

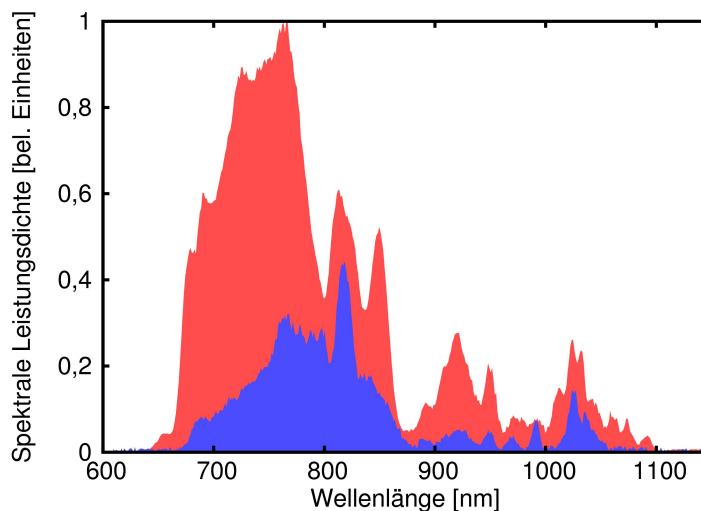


Abbildung 3.24: Spektren der ersten (blau) und zweiten (rot) Verstärkerstufe in normierter linearer Skalierung.

Beide Verstärkerstufen wurden in einer breitbandigen, nichtkollinearen Geometrie aufgebaut. Das Verstärkungsspektrum reicht dabei in beiden Stufen von ca. 650 nm

bis 1100 nm und unterstützt somit Fourier-limitierte Pulsdauern von 5,2 fs (siehe Abb. 3.24). Analog zu den bisherigen Experimenten wurde die Kompression mit Hilfe dispersiver Spiegel realisiert¹². Die Bandbreite der verwendeten Spiegel deckt dabei einen Spektralbereich von ca. 600 nm bis 1150 nm ab und ermöglicht somit eine Komprimierung des nahezu gesamten Spektrums.

Zur zeitlichen Charakterisierung der verstärkten Pulse wurden erneut interferometrische Autokorrelations- und SPIDER- Messungen durchgeführt. Dabei wurden zur optimalen Komprimierung insgesamt 16 Reflektionen auf dem dispersiven Spiegelpaar benötigt. Analog zum einstufigen Aufbau wurde die Feinjustage der Dispersion mit Hilfe eines Keilpaares aus BK7 realisiert. Auf Grund der hohen Reflektivität der verwendeten Spiegel betrug die Kompressionseffizienz mehr als 80 %. Mit beiden Messmethoden konnte eine Pulsdauer von ca. 5,7 fs, d.h. eine Pulsdauer die lediglich 2,1 optischen Zyklen entspricht, verifiziert werden. Deutlich zu erkennen sind die

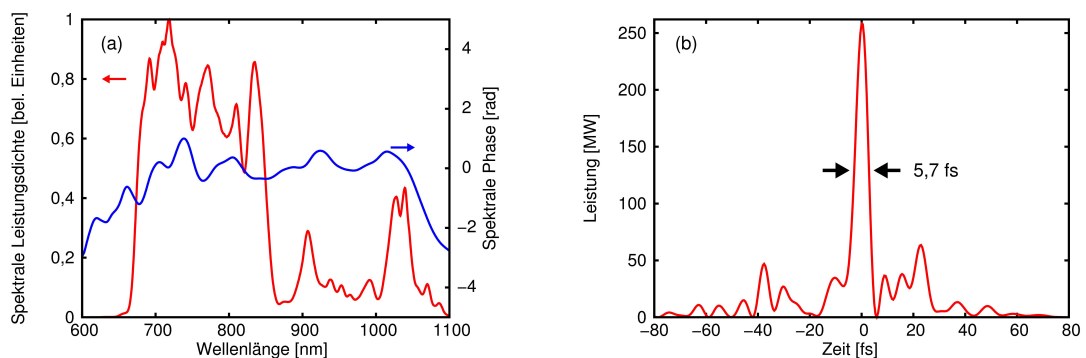


Abbildung 3.25: SPIDER-Messung der verstärkten Pulse: (a): Verstärkerspektrum und spektrale Phase (b): Rekonstruierter Puls

Pulssatelliten, welche mit unkomprimierten Dispersionsbeiträgen höherer Ordnung zu erklären sind (siehe Abb. 3.25), was auch anhand der gemessenen spektralen Phase zu erkennen ist. Die daraus rekonstruierte zeitliche Pulsform weist ca. 65 % der Pulsenergie im zentralen Maximum auf. Mit einer komprimierten Pulsenergie von $3,3 \mu\text{J}$ werden somit Spitzenleistungen von bis zu 260 MW realisiert.

Zur Diskussion der Ergebnisse sollen die verwendeten dispersiven Spiegel genauer betrachtet werden. Wie bereits in Kap. 3.3 erwähnt, kompensieren sich die phasenverschobenen Oszillationen bei der Verwendung von dispersiven Spiegelpaaren, woraus in der Theorie ein annähernd glatter Dispersionsverlauf resultiert. Durch

¹²NANEO|CHORD:DCM7

den Herstellungsprozess kann es allerdings zu einer leichten Abweichung vom theoretischen Spiegeldesign und damit zu einer nicht verschwindenden Restoszillation kommen. Besonders bei der Realisierung von vielen Spiegelreflexionen führt dies zu nicht kompensierbaren Phasenbeiträgen. In Abb. 3.26(a) sind der theoretische und der gemessene Dispersionsverlauf der verwendeten Spiegel aufgetragen. Der gemessenen Dispersionsverlauf weist dabei eine deutlich ausgeprägtere Oszillation auf als das eigentliche Spiegeldesign. Unter Annahme einer flachen Phase beträgt die Pulsspitzenleistung ca. $160 \text{ MW}/\mu\text{J}$.

Mit Hilfe der hier verwendeten dispersiven Spiegel ist also selbst bei optimaler Kompression mit 16 Reflexionen auf dem Spiegelpaar lediglich eine Pulsspitzenleistung von ca. $110 \text{ MW}/\mu\text{J}$ mit einer deutliche Satellitenstruktur in der zeitlichen Pulsform realisierbar. Diese Satellitenstruktur konnte auch experimentell bestätigt werden (siehe Abb. 3.25(b)).

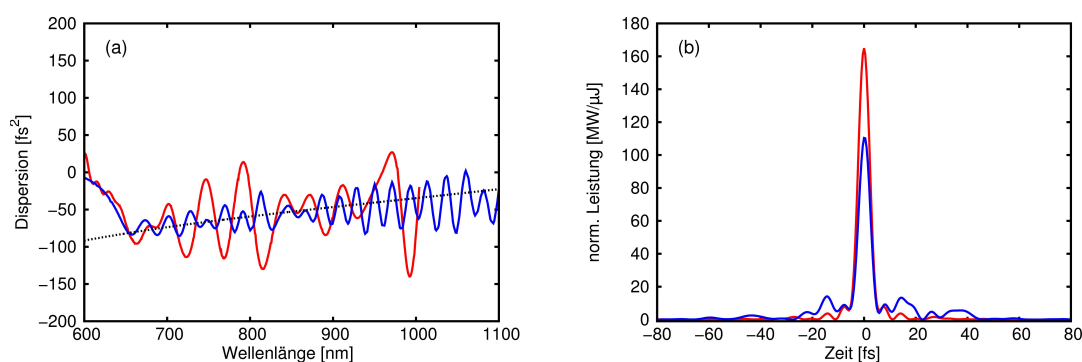


Abbildung 3.26: Berechnung der Pulskompression: (a): Designkurve (blau) und gemessener Dispersionsverlauf (rot) eines dispersiven Spiegelpaares sowie benötigter Dispersionsverlauf zur Kompensation von 1,65 mm Quarzglas (b): Fourier-limitierte Pulsform (rot) und theoretisch optimale Kompression unter Berücksichtigung der gemessenen Spiegeldispersion (blau). Die Leistung des Pulses auf der Abzisse ist dabei in Abhängigkeit der Pulsenergie angegeben.

3.4.4 Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase

Wie in Kap. 2.4.2 erwähnt, bieten Verstärkersysteme eine relativ einfache Methode zur Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase durch eine Phasenstabilisierung des Ti:Saphir-Seedoszillators und die Wahl des richtigen Teilverhältnisses zwischen Wiederholrate des Pumpverstärkers und der Träger-Einhüllenden-Frequenz

f_{CE} des Oszillators. Zur experimentellen Umsetzung wurde f_{CE} mittels der Stabilisierungselektronik auf ein Viertel der Wiederholrate stabilisiert, d.h. jeder vierte Puls des Seedoszillators weist das gleiche elektrische Feld unter der Pulseinhüllenden auf. Die Wiederholrate des regenerativen Verstärkers beträgt dabei 143,5 kHz und die Wiederholrate des Oszillators 70,6 MHz. Folglich erfährt also jeder 492. Puls des Oszillators eine Verstärkung. Auf Grund des Teilverhältnisses und unter Berücksichtigung der Offset-Frequenz f_{CE} sollte jeder parametrisch verstärkte Puls exakt das gleiche elektrische Feld unter der Pulseinhüllenden aufweisen, d.h. $f_{CE} = 0$.

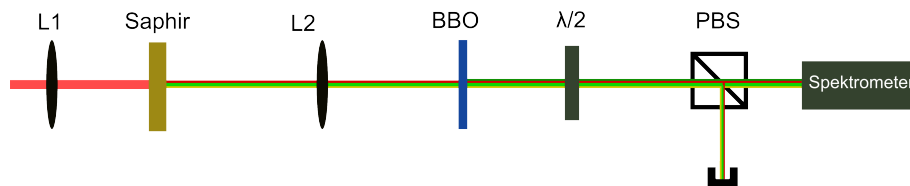


Abbildung 3.27: Aufbau des kollinearen f-2f-Interferometers. Notation: L1, L2: Linsen, PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel

Zur Verifizierung dieser Phasenstabilität wurde ein spektrales f-2f-Interferometer aufgebaut (siehe Abb. 3.27). Dazu wurde in einem ersten Schritt ein Weißlichtkontinuum in einem 3 mm dünnen Saphirsubstrat generiert. Das Spektrum weist anschließend eine spektrale Breite von mehr als einer Oktave auf. Folglich kann nun die Infrarotflanke frequenzverdoppelt und mit den fundamentalen Anteilen des Spektrums in der kurzwelligen Flanke zur Interferenz gebracht werden (siehe Abb. 3.28). Die Frequenzverdopplung findet in Typ-I-Geometrie in einem 1,2 mm dicken BBO-Kristall statt. Zur Detektion eines Interferenzsignals müssen nun lediglich noch die auf Grund der Typ-I-Frequenzverdopplung gekreuzten Polarisierungen mit Hilfe einer Halbwellenplatte und eines Polarisationsstrahlteilerwürfels aufeinander projiziert werden.

Im Falle einer nullstabilisierten CE-Phase ist eine klare Interferenzstruktur im Spektrum zu erkennen, die bei ausgeschaltetem Phasenlock sofort verschwindet. Die Modulationsperiode der Oszillation resultiert dabei aus den unterschiedlichen Gruppenlaufzeiten der kurz- und der langwelligen Flanke des Weißlichts zwischen Saphir und BBO Kristall, d.h. aus der zeitlichen Separation der Spektralkomponenten. Zur Auswertung wird das verwendete Spektrometer¹³ automatisch alle 280 ms ausgelesen, und die Integrationszeit für jedes Spektrum beträgt 4 ms. Dies bedeutet, dass bereits jedes aufgenommene Spektrum bei einer Pulswiederholrate von 143 kHz

¹³Avantes AvaSpec 3648-SPU2

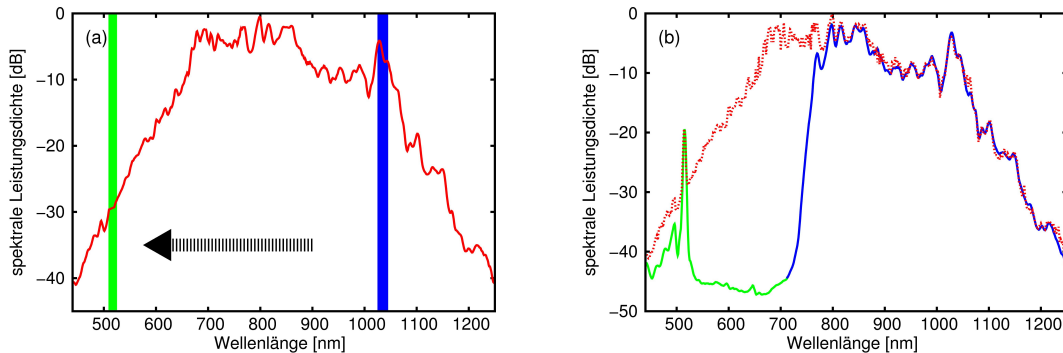


Abbildung 3.28: Prinzipielles Konzept zur Messung der Phasenstabilität. (a): Dargestellt ist das überoktavbreite Weißlichtspektrum (rot) mit den spektralen Anteilen bei 1030 und 515 nm, die für das f-2f-Interferometer benötigt werden. (b): Separation der zweiten Harmonischen (grün) durch einen Langpassfilter zwischen Saphirsubstrat und BBO-Kristall.

eine Superposition von ca. 470 einzelnen Pulsen beinhaltet. Der Nachweis einer Interferenzstruktur ist deshalb bereits ein eindeutiges und hinreichendes Zeichen für eine stabilisierte Träger-Einhüllenden-Phase, da eine von Puls zu Puls variierende CEO-Phase direkt zu einem Auswaschen der Interferenzstruktur führen würde. Zur Bestimmung des Phasenfehlers wurde zunächst jedes einzelne Interferenzspek-

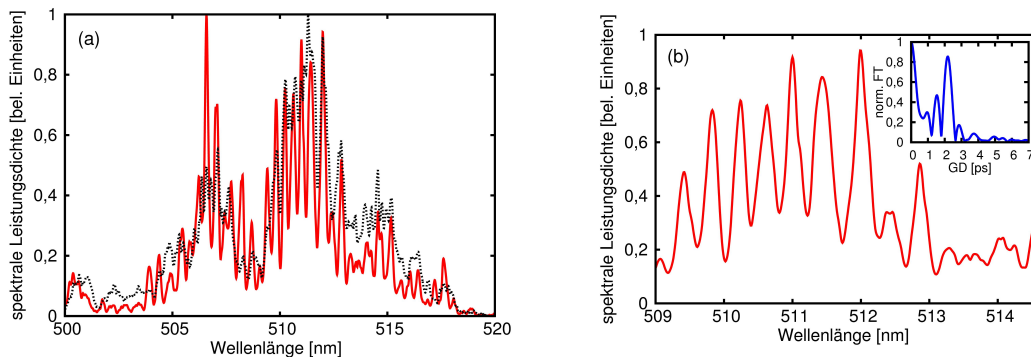


Abbildung 3.29: Spektrale Intensitätsmodulation des f-2f Interferometers. (a): Interferenzstruktur bei stabilisierter (rot) und unstablisierter CE-Phase. (b): Interferenzstruktur um 511 nm, welche für die Bestimmung des Phasenfehlers betrachtet wurde. Zusätzlich ist die Fourier-Transformierte der spektralen Modulation dargestellt.

trum auf einen Spektralbereich von ca. 4 nm eingeschränkt. Anschließend wird das Spektrum mit Hilfe einer FFT Analyse in den Zeitbereich transformiert. Der Gruppenlaufzeitunterschied (GD) wird dabei gerade als Peak im Seitenband an der Stelle $t_p = \Delta GD = \frac{\lambda_{2f}^2}{c\Delta\lambda}$ sichtbar. Eine größere Gruppenlaufzeitverzögerung führt also zu einer geringeren Modulationsperiode. Im Experiment wurde eine Gruppenlauf-

zeitdifferenz von ca. 2,1 ps verifiziert, was einer Modulationsperiode $\Delta\lambda$ von 0,4 nm bei einer Zentralwellenlänge λ_{2f} von 511 nm entspricht. Diese Gruppenlaufzeitverzögerung stimmt in etwa mit der berechneten Verzögerung überein, die durch die verwendete Linse induziert wird¹⁴. Die Phase ϕ an der Stelle t_p der Fouriertransformation entspricht dabei genau der Summe der Phasenbeiträge, welche aus den unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten resultieren, und der CEO-Phase. Somit sind die Schwankungen in dieser Phase ein direktes Maß für die Schwankungen der CE-Phase der verstärkten Pulse.

Zur Quantifizierung wurde anschließend die Standardabweichung der Träger-

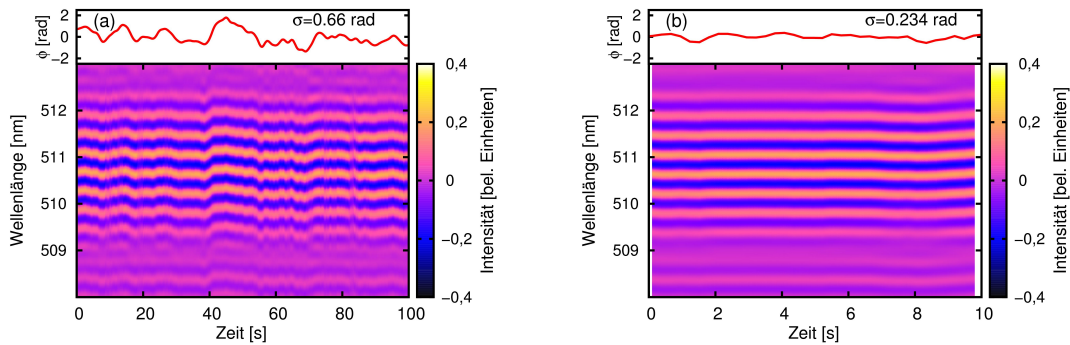


Abbildung 3.30: Zeitliche Entwicklung des Interferenzmusters und resultierender Phasenfehler (rms); (a): Gemessen über einen Zeitraum von 100 s. (b): Gemessen über einen Zeitraum von 10 s.

Einhüllenden-Phase berechnet. Dabei konnte in einem Messintervall von 100 s ein Phasenrauschen von ca. 660 mrad (rms) nachgewiesen werden. Innerhalb eines Zeitfensters von 10 s betrug das Rauschen sogar lediglich 234 mrad (rms) (siehe Abb. 3.30). An dieser Stelle muss erwähnt sein, dass bis auf die Stabilisierung des Ti:Saphir Oszillators bis dato keine weiteren elektronischen Regelungen implementiert wurden. So könnte in einem weiteren Schritt das Phasenfehlersignal des f-2f-Interferometers zur Ansteuerung einer weiteren Regelkette verwendet werden, welche z.B. die resonatorinterne Dispersion über elektronisch verschiebbare Glaskeile verändert, und damit eine weitere Verbesserung des Langzeitverhaltens der dargestellten Phasenstabilität bewirkt.

¹⁴Die verwendete achromatische Linse besteht aus ca. 10 mm SSK7 mit einer Gruppenlaufzeitverzögerung von ca. 200 fs/mm.

3.4.5 Variation der Wiederholrate

Nachdem bereits eine Skalierung der Pulsenergie vorgestellt wurde, soll im folgenden Abschnitt die Möglichkeit der Wiederholratenvariation des parametrischen Verstärkers präsentiert werden. Hierzu bedarf es lediglich einer Repetitionsratenänderung des Pumpverstärkers. Da der regenerative Verstärker ohne eine zeitliche Streckung der Seedpulse realisiert wurde, wird dabei auf eine Variation zu niedrigen Wiederholraten unterhalb von 100 kHz verzichtet, da in diesem Bereich eine weitere Skalierung der Pulsenergie durch die ansteigende akkumulierte nichtlineare Phase im regenerativen Verstärker begrenzt ist. Zudem müssten für höhere Pulsenergien auch die Strahlgrößen im Verstärker- und auch im Verdopplerkristall skaliert und auf höhere Pumpintensitäten angepasst werden.

Bei hohen Wiederholraten oberhalb von 100 kHz skaliert, wie in Kap. 3.2.2 gezeigt, die Ausgangsleistung des regenerativen Verstärkers linear mit der Pumpleistung und ist zugleich unabhängig von der Wiederholrate. Das gleiche Verhalten kann für die frequenzverdoppelte Strahlung beobachtet werden (siehe Abb. 3.31(a)). Die daraus resultierende konstante Konversionseffizienz deutet auf einen einsetzenden Abbau der Pumpwelle im Frequenzverdopplungsprozess hin.

Die Verstärkungscharakteristik des parametrischen Verstärkers skaliert hingegen, wie zu erwarten, nur mit der Energie der Pumppulse, bzw. mit der Pulsspitzenleistung (siehe Abb. 3.31(b)). Theoretisch sollten also über einen großen Wiederholratenbereich oberhalb von 100 kHz konstante Pulsenergien realisierbar sein, indem die Pumpleistung des regenerativen Verstärkers nachgeregelt wird. Experimentell kann-

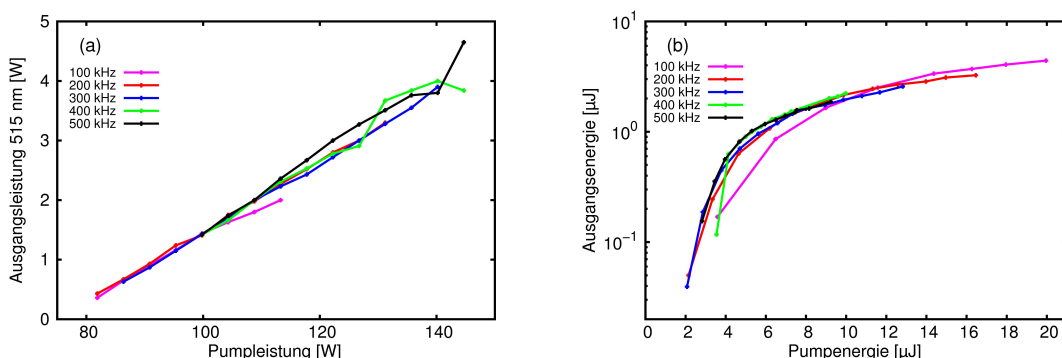


Abbildung 3.31: Skalierung der Wiederholrate. (a): Leistung des Pumpverstärkers nach der Frequenzverdopplung bei 515 nm in Abhängigkeit der Pumpleistung bei verschiedenen Wiederholraten. (b): Unkomprimierte Energie der parametrisch verstärkten Pulse in Abhängigkeit von der Pumpenergie für unterschiedliche Wiederholraten.

ten dabei Repetitionsraten zwischen 100 kHz und 500 kHz generiert werden. Für die Skalierung der Wiederholrate ist neben der Änderung der Pockelszelleneinstellung im regenerativen Verstärker nahezu keine weitere Justage von Nöten. Lediglich der zeitliche Überlapp von Pump- und Seedpuls des parametrischen Verstärkers muss bei jeder Wiederholrate einmalig in einem Zeitfenster von ca. 10 ps mit Hilfe eines manuellen Verschiebetisches im Strahlengang des Seeds nachgeregelt werden. Die Konversionseffizienzen von Pumpimpulsenergie zu Signalimpulsenergie des zweistufigen Verstärkersystems betragen bei allen Wiederholraten mehr als 20 %.

Zusammenfassend konnten somit maximale Pulsenergien von bis zu 4,5 μJ bei 100 kHz und 1,9 μJ bei 500 kHz generiert werden. Zusätzlich ist das Verstärkungsspektrum in allen Konfigurationen nahezu identisch und unterstützt Pulsdauern im Bereich von nur zwei optischen Zyklen.

Eine Skalierung des Systems zu noch höheren Wiederholraten ist aktuell durch die verwendete Pockelszellenelektronik sowie durch die Verstärkungsdynamik im regenerativen Verstärker begrenzt. Auf Grund des Verzichts auf einen Vorverstärker wird der regenerative Verstärker aktuell mit einer Seedenergie von weniger als 50 pJ betrieben, so dass eine hohe Anzahl von Resonatorumläufen benötigt wird. Das Verhältnis der Dauer von Pumpphase zu Verstärkerphase wird somit bei hohen Wiederholraten zunehmend kleiner, was zu einem reduzierten Gewinn im regenerativen Verstärkungsprozess führt (siehe Kap. 2.2.2). Die Pumpleistung des Verstärkers kann zwar ebenfalls erhöht werden, dies führt allerdings zu einer stärkeren thermischen Linsbildung in der Yb:YAG-Scheibe. Für noch höhere Pumpleistungen müsste daher z.B. die Resonatorlänge durch eine Verschiebung eines Endspiegels nachgeregelt werden. Da dies allerdings ebenfalls die Resonatorumlaufzeit verändert und damit eine zeitliche Verzögerung für den Pumpimpuls des parametrischen Verstärkers bewirkt, wurde an dieser Stelle auf eine weitere Skalierung der Pumpleistung verzichtet.

3.4.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass das in dieser Arbeit entwickelte und experimentell umgesetzte Konzept eines kompakten parametrischen Verstärkers, basierend auf einem breitbandigen Ti:Saphir Oszillator und einem regenerativen Scheibenverstärker, in idealer Weise zur Erzeugung von Pulsen mit der Dauer von wenigen optischen Zyklen und hohen Pulsenergien von mehr als einem Mikrojoule geeignet

ist. Diese innovative Strahlungsquelle ermöglicht somit die Erzeugung von hohen Spitzenleistungen von mehreren hundert Megawatt bei variablen Wiederholraten zwischen 100 kHz und 500 kHz. Zusätzlich konnte die Träger-Einhüllenden-Phase der verstärkten Pulse ohne größeren Aufwand stabilisiert werden, womit das System eine ideale Quelle für vielfältige spektroskopische Anwendungen darstellt.

Kapitel 4

Möglichkeiten der Energie- und Bandbreitenskalierung

Im vorhergehenden Kapitel konnte das Potential des kompakten parametrischen Verstärkersystems bestehend aus Ti:Saphir-Oszillator und regenerativem Scheibenverstärker demonstriert werden. Dabei wurden bereits grundlegende Möglichkeiten der Energieskalierung mit einer zweiten parametrischen Verstärkerstufe untersucht. Im folgenden Kapitel sollen nun weitere Konzepte vorgestellt werden, die zum Einen eine Skalierung der Pulsenergie und zum Anderen eine weitere Reduzierung der Pulsdauer ermöglichen.

Die Verwendung eines regenerativen Verstärkers als Pumplichtquelle für einen parametrischen Verstärker bietet diverse Vorteile. Es ist möglich, auf eine Strecker-Kompressor-Einheit zu verzichten und zusätzlich reichen bereits Seedpulsenergien von weniger als 100 pJ für einen effizienten Verstärkerbetrieb aus. Gleichzeitig kann auf einen Pulspicker zur Reduzierung der Oszillatorwiederholrate auf die gewünschte Verstärkerwiederholrate verzichtet werden. In Summe stellt das regenerative Verstärkerkonzept also eine sehr kompakte und stabile Möglichkeit der Pumplichterzeugung dar. Gleichwohl gibt es aber auch Nachteile. Während geringere Wiederholraten bis in den sub-kHz-Bereich noch zu realisieren sind, ist die Erzeugung von höheren Wiederholraten technisch durch die möglichen Schaltzeiten der verwendeten Pockelzellelektronik und physikalisch durch die Verstärkerdynamik (siehe Kap. 2.2.2) limitiert. Bestehende Faserverstärkerkonzepte hingegen ermöglichen gerade bei hohen Wiederholraten die Erzeugung von hohen Ausgangsleistungen mit Pulsdauern im Pikosekundenbereich. Aus diesem Grund soll in diesem Kapitel eine Skalierungs-

möglichkeit der Pumpleistung mittels eines Rod-Type-Faserverstärkers theoretisch und experimentell untersucht werden.

Die Bandbreite des vorgestellten parametrischen Verstärkersystems reicht von ca. 650 nm bis 1100 nm und unterstützt somit Pulsdauern von etwa 5 fs, d.h. etwas weniger als zwei optische Zyklen. Für eine weitere Reduzierung der Pulsdauer soll nun ein Konzept vorgestellt werden, dass die Spektren von unterschiedlichen Verstärkerstufen kombiniert. Dieses Verfahren wird auch als Pulssynthese bezeichnet. In der Vergangenheit konnten hiermit bereits Pulsdauern im Bereich eines einzigen optischen Zyklus durch die Synthese zweier Faserverstärker mit Pulsenergien im Nanojoule-Bereich erzeugt werden [Kra10]. Parallel dazu ermöglicht die Kombination von unterschiedlich parametrisch erzeugten Spektren [Hua11] die Generierung von Ein-Zyklus-Pulsen bei Kilohertz-Wiederholraten und Mikrojoule-Energien. Die Synthese von parallel erzeugten Spektren bedarf allerdings einer exakten zeitliche Synchronisation der erzeugten Spektren. Eine vielversprechende Alternative hierzu wird im zweiten Teil dieses Kapitels vorgestellt. Dazu werden die einzelnen Verstärkerstufen des bestehenden OPCPA-Systems mit unterschiedlichen Wellenlängen gepumpt und sämtliche erzeugte Spektren propagieren zu jeder Zeit zusammen in einem Strahl, so dass keine aufwendige Synchronisierung zu realisieren ist [Her10]. Ziel ist dabei die Erzeugung von Mikrojoule-Pulsenergien bei hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz und Pulsdauern im Bereich von nur einem optischen Zyklus.

4.1 Leistungsskalierung mit einem Rod-Type-Faserverstärker

Im Folgenden sollen insbesondere die Möglichkeiten der Energie- und Leistungsskalierung mit Hilfe eines Rod-Type-Faserverstärkers theoretisch und experimentell untersucht werden. Zur experimentellen Umsetzung wurden dazu zwei Verstärkersysteme mit unterschiedlichen Faserlängen von 80 cm und 120 cm aufgebaut. Auf Grund der langen Propagationsdistanz innerhalb des relativ kleinen Faservolumens muss die Verstärkung dabei mit einer vorhergehenden zeitlichen Streckung der Pulse realisiert werden, um nichtlinearer Effekte im Verstärkungsprozess zu minimieren.

4.1.1 Theoretische Überlegungen

In diesem Teilabschnitt wird theoretisch herausgestellt, inwieweit Rod-Type-Fasern als kompaktes Verstärkersystem, d.h. im Idealfall analog zum regenerativen Verstärker ohne, bzw. mit möglichst wenigen zusätzlichen Vorverstärkerstufen, zum Pumpen von parametrischen Verstärkern verwendet werden können. Besonderes Augenmerk soll vor allem auf den Einfluss von Faserlänge und Seedenergie gelegt werden. Dabei wird zunächst mit Hilfe der Ratengleichungen die Inversionsverteilung in der Faser und die Verstärkungscharakteristik berechnet ¹. Ähnliche Berechnungen wurden bereits publiziert und legen nahe, dass bei geringen Faserlängen der Einfluss der Seedleistung auf die Ausgangsleistung deutlich ausgeprägter ist als z.B. der Einfluss der Pumpleistung [Lim09]. Für große Faserlängen gilt Reziprokes; die Verstärkung zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Pumpleistung. Ein effizienter Betrieb ist hier aber bereits bei geringen Seedleistungen realisierbar.

Abbildung 4.1(a) stellt die berechnete Ausgangsleistung eines Faserverstärkers in Abhängigkeit der Faserlänge und der Pumpleistung dar. Dabei wurde eine konstante Seedleistung von 1 W bei einer Wiederholrate von 200 kHz angenommen. Es ist zu erkennen, dass bei sehr kleinen Faserlängen auch mit hohen Pumpleistungen eine effiziente Verstärkung kaum zu realisieren ist, wohingegen mit längeren Fasern optische Wirkungsgrade von mehr als 70 % möglich sind.

¹Sämtliche Berechnungen in diesem Kapitel wurden mit der kommerziellen Software „Fiberdesk“ (www.fiberdesk.com) durchgeführt, die zum Einen die Ratengleichungen löst und zum Anderen die spektrale und zeitliche Pulsevolution in der Faser mit Hilfe der nichtlinearen Schrödingergleichung berechnet.

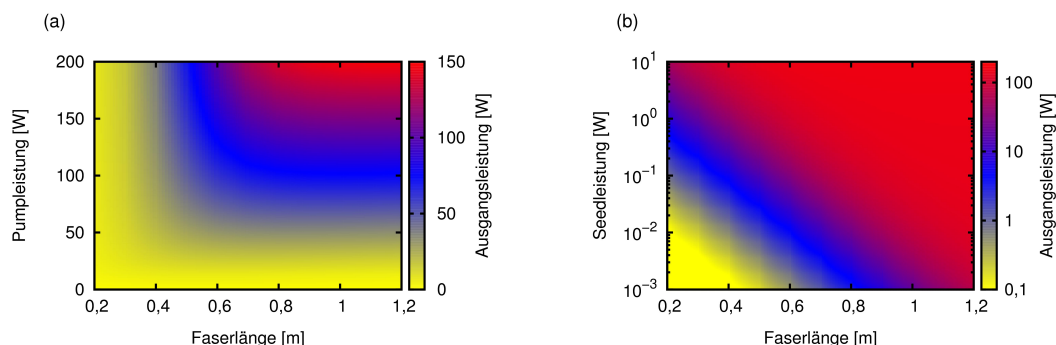


Abbildung 4.1: Simulierte Ausgangsleistung eines Rod-Type-Faserverstärkers für verschiedene Faserlängen. Für die Simulation wurde eine Rod-Type-Faser mit einem Pumpkerndurchmesser von $285\ \mu\text{m}$ und einem Signalkerndurchmesser von $100\ \mu\text{m}$ angenommen. (a): Variation der Ausgangsleistung bei konstanter Seedleistung von 1 W und Pumpleistungen zwischen 0 und 200 W. (b): Variation der Ausgangsleistung bei konstanter Pumpleistung von 200 W und Seedleistungen zwischen 1 mW und 10 W.

Des Weiteren fällt auf, dass bei kurzen Faserlängen eine Vergrößerung der Seedleistung signifikanter zur Steigerung der Ausgangsleistung beiträgt als die Erhöhung der Pumpleistung. So steigt die Ausgangsleistung einer ca. 55 cm langen Faser bei einer konstanten Pumpleistung von 200 W von ca. 17,8 W auf 76,6 W wenn die Seedleistung von 100 mW auf 1 W vergrößert wird (siehe Abb. 4.1(b)). Bei einer langen Verstärkerfaser (120 cm) kann schon mit einer Seedleistung von 100 mW theoretisch eine Ausgangsleistung von 124,7 W generiert werden. Eine weitere Vergrößerung der Seedleistung auf 1 W bewirkt in diesem Fall nur noch eine geringe Steigerung der Ausgangsleistung auf 130,9 W.

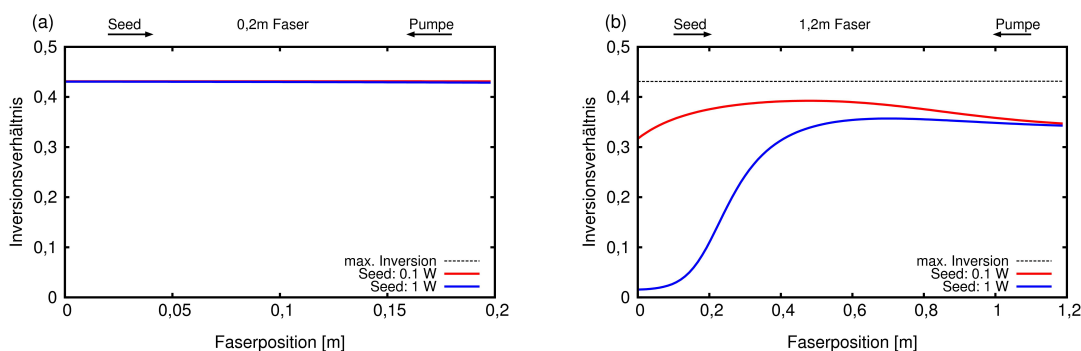


Abbildung 4.2: Inversionsverteilung innerhalb der optischen Faser bei einer Pumpleistung von 200 W für Seedleistungen von 0,1 W (rot) und 1 W (blau). Zusätzlich ist die maximale Inversion eingezeichnet (schwarz gestrichelt). (a): Faserlänge 0,2 m. (b): Faserlänge 1,2 m.

Um dieses Verhalten zu verstehen, muss die Inversionsverteilung in der Faser ge-

nauer untersucht werden [Fra63]. Durch die Pumpabsorption wird in der Faser eine Inversion erzeugt. Diese Besetzungsinversion lässt sich dabei mit Hilfe der wellenlängenabhängigen Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte berechnen und beträgt für eine ytterbiumdotierte Glasfaser bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm und einer Seedwellenlänge von 1030 nm maximal ca. 0,5 [Pas97]. Gleichzeitig wird die Inversion auf Grund einer stimulierten Emission durch den eingestrahlt Seed abgebaut, wodurch dieser eine Verstärkung erfährt. Der Abbau der Inversion skaliert dabei mit der Seedleistung, so dass sich bei gegebener Seed- und Pumpleistung eine Inversionsverteilung entlang der Faser ergibt.

In Abb. 4.2 ist das Inversionsverhältnis für verschiedene Faserlängen von 0,2 m und 1,2 m, sowie für unterschiedliche Pump- und Seedleistungen aufgetragen. Pumpe und Seed werden in entgegengesetzter Richtung in die Faser eingekoppelt. Bei der kurzen Verstärkerfaser (siehe Abb. 4.2(a)) ist die Faser bei einer Pumpleistung von 200 W selbst bei einer Seedleistung von 1 W nahezu vollständig gesättigt. Eine weitere Steigerung der Pumpleistung macht also nur dann Sinn, wenn gleichzeitig die Seedleistung vergrößert wird, um die Inversion effektiv abzubauen. Ansonsten kann die zusätzliche Pumpleistung nicht absorbiert werden und transmittiert lediglich.

Die Situation ändert sich, wenn eine lange Verstärkerfaser betrachtet wird (siehe Abb. 4.2(b)). Hier ist selbst bei großen Pumpleistungen die Faser noch nicht über die gesamte Länge gesättigt, so dass eine Erhöhung der Pumpleistung zu einer weiteren Steigerung der Ausgangsleistung führt. Zusätzlich ist der untergeordnete Einfluss der Seedleistung zu erkennen. Wird z.B. ein Seed mit einer Leistung von 1 W eingestrahlt, so resultiert ein Inversionsgleichgewicht, bei dem der Seedpuls zu Beginn der Faser auf Grund der niedrigen Inversion lediglich eine geringe Verstärkung erfährt. Der resultierende Inversionsverlauf für eine Seedleistung von 100 mW weist hingegen eine deutlich höhere Inversion zu Beginn der Faser auf, weshalb der Puls hier bereits effektiv verstärkt werden kann. Dies erklärt, warum die berechneten Ausgangsleistungen lediglich geringfügig unterschiedlich sind, obwohl die Seedleistungen um einen Faktor zehn variieren (siehe Abb. 4.1(b)).

Die theoretischen Berechnungen verdeutlichen also, dass das Rod-Type-Faserkonzept geeignet ist, um bei Seedleistungen von wenigen hundert Milliwatt hohe Ausgangsleistungen von mehr als 100 W zu erzeugen. Zur Verifizierung der theoretischen Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt zwei Faserverstärker mit unterschiedlichen Faserlängen von 80 cm bzw. 120 cm untersucht.

4.1.2 Experimentelle Realisierung

Der Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen wird auf die Skalierung der Pulsenergie und auf die Abhängigkeit der Verstärkung von der Seedenergie gelegt. Zusätzlich wird die spektrale Verstärkungscharakteristik untersucht und bei der 80 cm langen Faser zudem eine zeitliche Komprimierung der verstärkten Pulse realisiert.

Beide Fasern² weisen einen Signalkerndurchmesser von 100 μm und einen Pumpkerndurchmesser von 285 μm auf und besitzen eine polarisationserhaltende Struktur im Faserkern (siehe Abb.2.1(b)). Die 80 cm-Faser besitzt zudem Endkappen aus Quarzglas an den jeweiligen Faserenden, was das Einkoppeln der Pump- bzw. Signalstrahlung erleichtert und die Faserendfläche vor optischer Zerstörung schützt. Als Pumpquelle steht bei beiden Systemen eine fasergekoppelte Hochleistungspumpe mit einer maximalen Ausgangsleistung von 250 W zur Verfügung³. Da die Wellenlänge der Pumpe nicht stabilisiert ist, findet mit zunehmendem Pumpstrom (d.h. zunehmender Pumpleistung) ein Wellenlängendrift von ca. 965 nm bis 976 nm statt. Folglich wird erst bei maximaler Ausgangsleistung das Absorptionsmaximum der Ytterbium dotierten Faser erreicht. Pumpe und Seed werden bei beiden Faserverstärkern in entgegengesetzter Richtung eingestrahlt. Auf Grund des Inversionsverlaufs in der optischen Faser (siehe Abb.4.2) erfährt der Seedpuls dabei die Hauptverstärkung am Ende der Faser, wodurch die akkumulierte nichtlineare Phase geringer ist als im Fall der Koproagation von Pumpe und Seed.

4.1.2.1 Faserverstärker mit 80 cm Länge

Der experimentelle Aufbau des Faserverstärkers ist in Abb.4.3 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem Seedoszillator, dessen Pulse vor der eigentlichen Verstärkung mit einem „Chirped Volume Bragg Grating“ (CVBG⁴) zeitlich gestreckt werden, um so die Pulsspitzenleistung zu reduzieren. Im Anschluss an die Verstärkung werden die Pulse dann mit geeigneten dielektrischen Reflektionsgittern wieder komprimiert.

²Typenbezeichnung: NKT Photonics DC-285/100-PM-Yb-ROD

³Typ: Jenoptik JOLD 250 CPXF

⁴www.optigrate.com

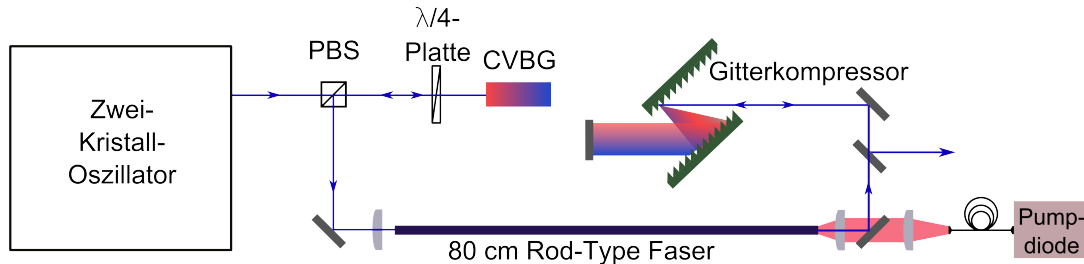


Abbildung 4.3: Experimenteller Aufbau des Faserverstärkers mit einer Faserlänge von 80 cm.

Seedquelle

Für die Verwendung des Faserverstärkers innerhalb eines optisch synchronisierten parametrischen Verstärkerkonzeptes müsste dieser, wie der regenerative Verstärker in Kapitel 3.2, direkt mit der Infrarotflanke des Ti:Saphir Oszillators als Seedquelle betrieben werden. Daher müssten zusätzlich ein bzw. mehrere Vorverstärker und ein Pulspicker implementiert werden, um im Wiederholratenbereich zwischen 100 kHz und 1 MHz eine ausreichende Seedleistung von ca. 100 mW bereit zu stellen.

Da in diesem Kapitel allerdings zunächst die prinzipielle Verstärkungscharakteristik untersucht werden soll, wird für diesen Versuchsteil als Seedquelle ein Zwei-Kristall-Oszillator mit Cavity Dumping verwendet [Pal10]. Dieser generiert bei einer Wiederholrate von 1 MHz eine mittlere Leistung von mehr als 5 W, d.h. Pulsenergien von 5 μ J. Das Oszillatorspektrum hat eine spektrale Breite von ca. 8 nm bei einer Zentralwellenlänge von 1044 nm und unterstützt somit Pulsdauern von weniger als 400 fs (siehe Abb. 4.4(a)). Allerdings wird der Laser im positiven Dispersionsregime betrieben, d.h. die Ausgangspulse des Oszillators sind dispersiv gestreckt. Die Intensitätsautokorrelation der Oszillatordpulse weist dabei eine Dauer von ca. 10 ps auf (siehe Abb. 4.4(b)), wodurch unter Berücksichtigung der spektralen Form eine Pulsdauer von ca. 8 ps resultiert.

Pulsstreckung

Für die anschließende Verstärkung muss eine weitere Reduzierung der Pulsspitzenleistung durch eine zusätzliche zeitliche Pulsstreckung realisiert werden. Typischerweise werden dazu aufwendige und komplexe Gittersequenzen verwendet, welche in geeigneten Geometrien eine positive Dispersion erzeugen [Pes87].

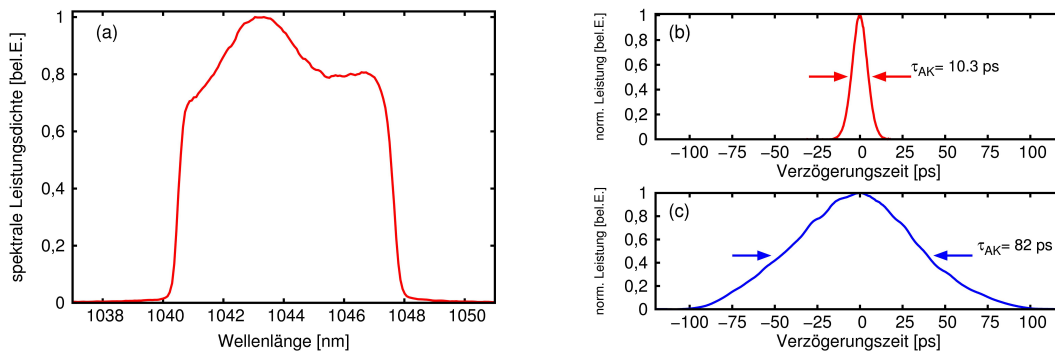


Abbildung 4.4: Spektrale und zeitliche Charakterisierung der Seedquelle. (a): Ausgangsspektrum. (b): Autokorrelation der Oszillatorpulse. (c): Autokorrelation der mittels CVBG gestreckten Pulse.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Pulsstreckung mit einem CVBG durchgeführt. Dabei wird in einem photothermischen Glas durch spezielle Lithographiemethoden ein inhomogenes optisches Gitter induziert, welches in Abhängigkeit von der Bandbreite Streckfaktoren von mehreren $10 \text{ ps}/\text{nm}$ ermöglicht [Ef00]. Gleichzeitig weist es in entgegengesetzter Propagationsrichtung die gleiche Dispersion mit umgekehrten Vorzeichen auf, so dass die Möglichkeit besteht, ein CVBG sowohl als Strecker als auch als Kompressor in einem typischen CPA Aufbau zu verwenden [Lia07] (siehe Abb. 4.5).

Das in diesem experimentellen Abschnitt verwendete CVBG hat eine freie Apertur von ca. $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ und eine Länge von ca. 30 mm . Es ist für einen Wellenlängenbereich von 1035 nm bis 1055 nm ausgelegt und erzeugt in diesem Spektralbereich eine Streckung von ca. $12 \text{ ps}/\text{nm}$, was bei einer Zentralwellenlänge von 1045 nm einer Dispersion von ca. 7 ps^2 entspricht. Die Reflektivität des CVBG entspricht der Streckungseffizienz und beträgt in etwa 70% . Die gestreckte Pulsdauer wurde mit einem Intensitätsautokorrelator zu etwa 70 ps bestimmt (siehe Abb. 4.4(c)).

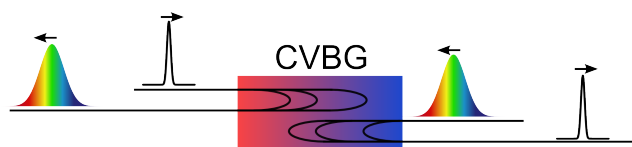


Abbildung 4.5: Schematisches Funktionsprinzip des CVBGs. Es wird in Reflektion betrieben und weist in umgekehrter Richtung die gleiche Dispersion mit umgekehrtem Vorzeichen auf. Somit kann es zum Strecken und Komprimieren der Pulse in einer Verstärkerkette verwendet werden.

Leistungsskalierung

Im Folgenden soll nun die Verstärkungscharakteristik des Faserverstärkers bei unterschiedlichen Seedleistungen untersucht werden. Mit Hilfe einer Halbwellenplatte in Kombination mit einem optischen Isolator kann die Seedleistung für den Faserverstärker stufenlos variiert werden, und unter Berücksichtigung der Verluste des Isolators und der Gittereffizienz des CVBGs stehen maximal ca. 3 W als Seed für den Verstärker zur Verfügung.

In Abb. 4.6 ist die unkomprimierte Ausgangsleistung des Faserverstärkers in Abhängigkeit der Pumpleistung für unterschiedliche Seedleistungen aufgetragen. Hierbei können maximale Ausgangsleistungen von mehr als 100 W (d.h. Pulsenergien von 100 μ J bei 1 MHz Wiederholrate) erzeugt werden. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung ist dabei, wie theoretisch prognostiziert, deutlich stärker ausgeprägt als die Abhängigkeit von der Seedleistung. Selbst bei geringen Seedleistungen von weniger als 300 mW können noch Ausgangsleistungen von mehr als 60 W realisiert werden.

Die Pulsspitzenleistung der unkomprimierten Pulse beträgt bei maximaler Ausgangsleistung in etwa 1,5 MW und das berechnete B-Integral ca. 10 rad. Bedingt durch die spektrale Form der Seedpulse resultiert auf Grund von Selbstphasenmodulation eine sich mit zunehmender Pulsenergie ausbildende Modulation im Verstärkerspektrum (siehe Abb. 4.7(a)).

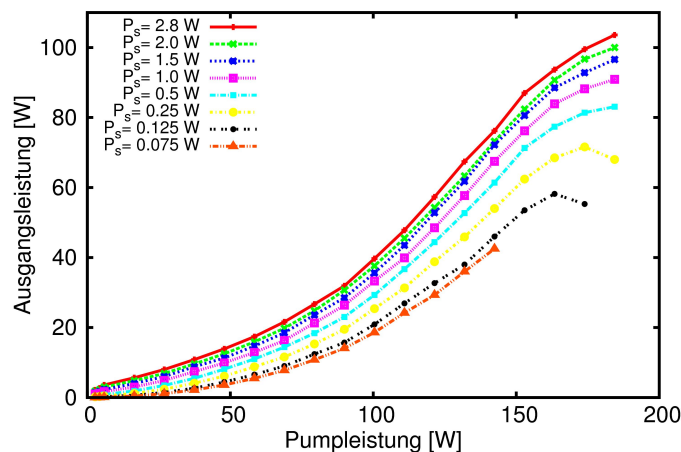


Abbildung 4.6: Kennlinien des 80-cm-Faserverstärkers für unterschiedliche Seedleistungen zwischen 0,075 W und 2,8 W bei einer Wiederholrate von 1 MHz.

Pulskompression und -charakterisierung

Im Anschluss an die Verstärkung werden die Pulse zeitlich rekomprimiert. Im Prinzip kann eine Pulskompression auch mit dem zum Strecken der Pulse verwendeten CVBG realisiert werden. In diesem Fall könnten aber die zusätzlichen Phasenbeiträge des Oszillators, der Faser und der akkumulierten Nichtlinearitäten nicht kompensiert werden. Zur Kompression werden daher hocheffiziente dielektrische Reflektionsgitter mit 1740 Linien pro mm verwendet. Auf Grund des hohen Polarisationsgrades der verstärkten Pulse von mehr als 90 % und den hohen Gittereffizienzen können hiermit Kompressionseffizienzen von mehr als 80 % erzielt werden, so dass eine maximale komprimierte Ausgangsleistung von mehr als 80 W erzeugt werden konnte.

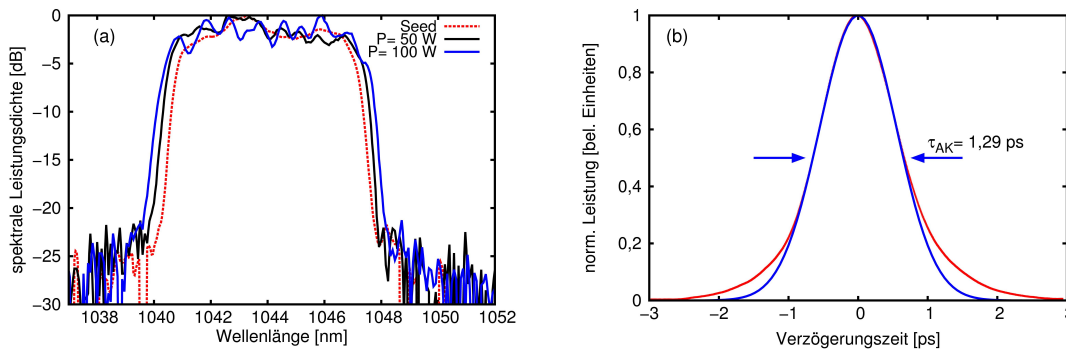


Abbildung 4.7: Charakterisierung der verstärkten Pulse. (a): Logarithmisches Seedspektrum (rot gestrichelt) und Verstärkerspektrum bei 50 W (schwarz) und 100 W (blau) Ausgangsleistung. (b): Intensitätsautokorrelation der verstärkten Pulse bei einer Ausgangsleistung von 60 W.

Die Dispersion zweiter Ordnung lässt sich mit dem Kompressor sehr präzise einstellen, so dass eine vollständige Kompensation der aufgesammelten Dispersion zweiter Ordnung (GDD) realisierbar ist. Gleichzeitig prägt der Gitterkompressor dem Puls allerdings eine positive Dispersion (TOD) dritter Ordnung von ca. $0,1 \text{ ps}^3$ auf, so dass sich diese bei der Gitterkompression zur ebenfalls positiven TOD des Oszillators, des CVBGs und der Rod-Type Faser addiert. Aus einer nicht verschwindenden Dispersion dritter Ordnung ergeben sich dabei Nachpulse in der zeitlichen Pulsform. In der Intensitätsautokorrelation führt dies zu einer Verbreiterung und insbesondere zu einem Podest in den Flanken (siehe Abb. 4.7(b)). Die gemessene Autokorrelation weist eine Dauer von 1,29 ps auf, was unter Berücksichtigung des Formfaktors einer Pulsdauer von ca. 800 fs entspricht. Damit liegt die Pulsdauer ca. 60 % über der Fourier-limitierten Pulsdauer.

Für eine Kompression der Pulse in den Bereich des Fourier-Limits müsste zusätzlich die dritte Ordnung der Dispersion kompensiert werden. Realisiert werden könnte dies z.B. mit einem „Grism“-Kompressor, einer Kombination eines optischen Gitters mit einem Prisma. Im Gegensatz zum Gitter alleine erzeugt dieser eine negative Dispersion dritter Ordnung, die somit die positive Dispersion dritter Ordnung des Streckers und der Verstärkerfaser kompensieren würde [Kan97]⁵.

4.1.2.2 Faserverstärker mit 120 cm Länge

Experimenteller Aufbau

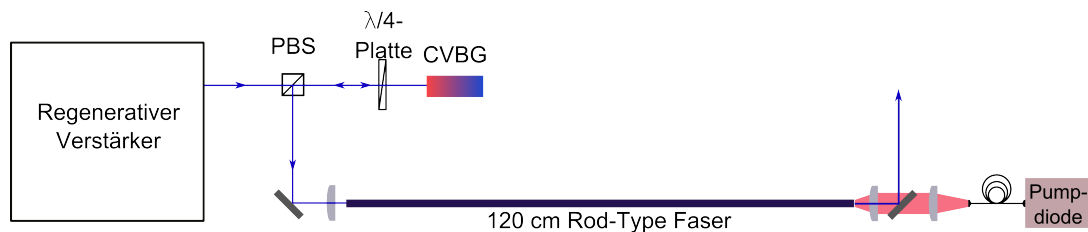


Abbildung 4.8: Experimenteller Aufbau des Rod-Type Faserverstärkers mit 120 cm Faserlänge.

Analog zu den Experimenten mit der 80 cm langen Faser wurde die Verstärkungscharakteristik einer zweiten Faser mit 120 cm Länge untersucht. Als Seedquelle wurde in diesem Teil der regenerative Verstärker aus Kap. 3.2 mit Wiederholraten zwischen 100 und 300 kHz verwendet. Somit sind die verstärkten Pulse des Faserverstärkers optisch mit dem Ti:Saphir-Oszillator synchronisiert und könnten daher als Pumpe für das vorgestellte OPCPA-System verwendet werden.

Auf Grund der hohen Pulsenergien ist eine zeitliche Verlängerung der Seedpulse ebenfalls unumgänglich. Hierzu wird erneut ein CVBG verwendet, welches eine Dispersion von ca. 27 ps/nm (ca. $15,2 \text{ ps}^2$ bei einer Zentralwellenlänge von 1030 nm) aufweist. Somit entspricht die gestreckte Pulsdauer in etwa 40 ps.

Leistungs- und Wiederholratenskalierung

Das Verstärkungsverhalten wurde im Folgenden für unterschiedliche Seedleistungen und -wiederholraten untersucht, um herauszustellen, welche minimalen Seedleistun-

⁵Dispersionsterme vierter und höherer Ordnung spielen für die hier betrachteten spektralen Bandbreiten keine Rolle.

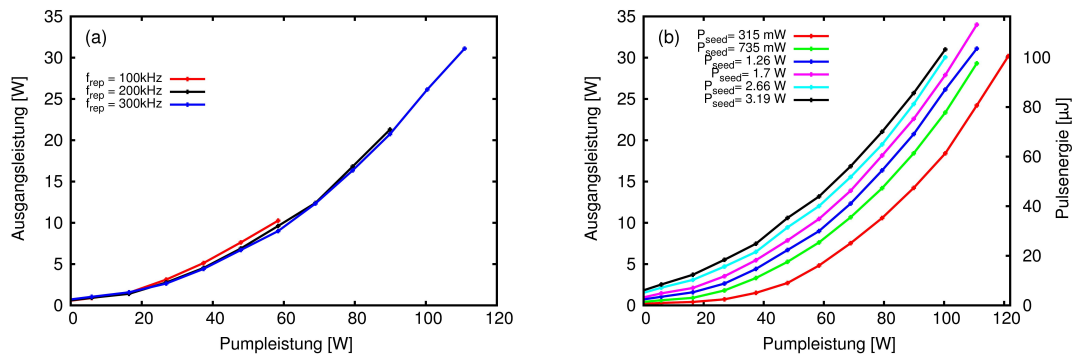


Abbildung 4.9: Leistungscharakteristik der 120 cm langen Rod-Type Faser. (a): Ausgangsleistung des Verstärkers für unterschiedliche Wiederholraten (100 kHz, 200 kHz, 300 kHz) und annähernd konstanter Seedleistung von 1 W. (b): Variation der Seedleistung bei konstanter Wiederholrate von 300 kHz.

gen bzw. -energien des regenerativen Verstärkers für einen effiziente Verstärkerbetrieb benötigt werden. Um eine Zerstörung der Faser zu vermeiden, wurde dabei die Energie der verstärkten Pulse im Experiment auf ca. 100 μJ beschränkt.

Die Ausgangsleistung bei gleicher Seedleistung ist dabei zwischen 100 kHz und 300 kHz nahezu unabhängig von der Pulswiederholrate (siehe Abb. 4.9(a)), und ähnlich wie bei der 80 cm langen Faser reichen selbst geringe Seedleistungen von wenigen hundert Milliwatt für eine effiziente Verstärkung aus (siehe Abb. 4.9(b)). Dies spiegelt ebenfalls die theoretischen Berechnungen wieder. Mit Pulsdauern von ca. 40 ps und Energien von etwa 100 μJ resultieren zudem Pulsspitzenleistungen von mehr als 2 MW, und das berechnete akkumulierte B-Integral beträgt in etwa 30 rad. Solche hohen nichtlinearen Phasenbeiträge implizieren bereits einen deutlichen Einfluss von Selbstphasenmodulationseffekten im Verstärkerspektrum, der im folgenden Abschnitt untersucht wird.

Spektrale Charakterisierung

Zur Untersuchung der spektralen Verstärkungscharakteristik wurden die Pulse mit Hilfe des CVBGs sowohl positiv als auch negativ gestreckt. Realisiert werden konnte dies, indem das CVBG in unterschiedlichen Richtungen verwendet wurde (siehe Abb. 4.5).

Wird der Seedpuls mit negativer Dispersion gestreckt, so bewirkt die positive Materialdispersion der Verstärkerfaser eine Kompression des Pulses während der Verstärkung. Gerade bei langen Propagationsstrecken in optischen Fasern und großen

spektralen Bandbreiten kann dies zu deutlich höheren Spitzenleistungen führen. Wird der Puls hingegen mit positiver Dispersion gestreckt, so addieren sich Strecker- und Materialdispersion; der Puls verlängert sich zeitlich. Im expliziten Fall ist dieser Effekt für das ca. 1 nm breite Seedspektrum des regenerativen Verstärkers bei der Propagation durch die 1,2 m lange Faser allerdings vernachlässigbar.

Gleichwohl resultiert aus der Wechselwirkung zwischen Dispersion und Selbstphasenmodulation eine unterschiedliche spektrale Entwicklungen bei der Verstärkung in der Faser (siehe Abb. 4.10).

Wird der Seedpuls mit Hilfe von positiver Dispersion zeitlich gestreckt, so propa-

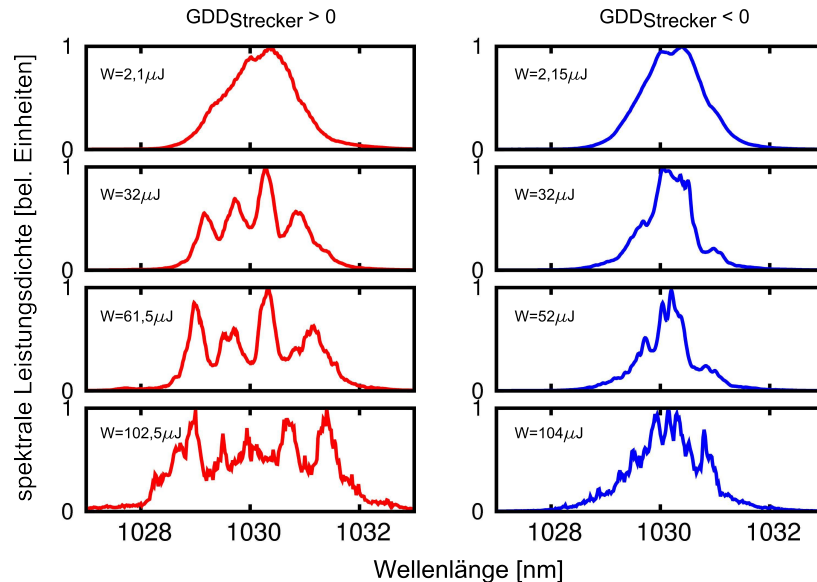


Abbildung 4.10: Gemessene Spektren des Faserverstärkers bei einer Wiederholrate von 200 kHz und unterschiedlichen Pulsenergien. Die Seedpulse wurden sowohl positiv ($GDD > 0$) als auch negativ ($GDD < 0$) gestreckt.

gieren die niedrigen Frequenzen in der Pulsvorder- und die hohen Frequenzen in der Pulshinterflanke. Durch die Selbstphasenmodulation erfahren die Spektralanteile in der Vorderflanke eine Verschiebung der Momentanfrequenz zu niedrigen Frequenzen und analog in der Hinterflanke zu höheren Frequenzen; der Puls verbreitert sich also spektral. Gleichzeitig reduziert sich somit auch das Fourier-Limit des Pulses, so dass bei einer geeigneten Kompression neben der Verstärkung zusätzlich noch eine Reduzierung der Pulsdauer möglich ist. Dieses Verfahren wurde in der Vergangenheit bereits ausgenutzt, um Pikosekundenpulse mit Hilfe eines Rod-Type Faserverstärkers auf unter 70 fs zu komprimieren [Sar11].

Wird der Seedpuls hingegen mit negativer Dispersion gestreckt, so propagieren die

hohen Frequenzen in der Vorderflanke des Pulses. Durch die Selbstphasenmodulation erfahren diese nun erneut eine Verschiebung der Momentanfrequenz zu niedrigen Frequenzen, was zu einer spektralen Einschnürung führt. Mit zunehmender SPM kommt es also schließlich zu einer Umkehr der Dispersion und es werden in der Pulsvorderflanke neue niederfrequente Frequenzanteile generiert. Das Spektrum verbreitert sich erneut und der Puls weist nun eine positive Dispersion auf.

4.1.3 Zusammenfassung und Interpretion der Ergebnisse

Neben der beschriebenen spektralen Modifikation müssen vor allem die hohen Spitzenleistungen in der Verstärkerfaser berücksichtigt werden. So können sowohl Selbstfokussierungseffekte im Faserkern als auch hohe Spitzenintensitäten an den Faserendflächen zu einer Zerstörung der Faser führen. Die Schwelle für eine solche Selbstfokussierung im Faserkern aus Quarzglas beträgt in etwa 4 MW. Beide Faserverstärker weisen in den aktuellen Konfigurationen bereits Pulsspitzenleistung von mehr als 1,5 MW auf. Für eine weitere Skalierung der Pulsenergie müssten die Seedpulse also zeitlich deutlich stärker gestreckt werden, um die nichtlinearen Einflüsse im Verstärkungsprozess zu reduzieren.

	80 cm Faser	120 cm Faser
Seedleistung	0 - 5 W	0 - 3,5 W
Wiederholrate	1 MHz	100 - 300 kHz
Seedpulsdauer	65 ps	40 ps
Ausgangsleistung	100 W	30 W
Ausgangsenergie	100 μ J	100 μ J
Spitzenleistung (unkomprimiert)	1,5 MW	2,2 MW
max. B-Integral	10 rad	30 rad
Spitzenleistung (komprimiert)	100 MW	-
Pulsdauer (komprimiert)	< 800 fs	-

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Ergebnisse.

Zusätzlich muss erwähnt sein, dass die Ausgangsleistung der verwendeten Rod-Type Fasern auf Grund von Modeninstabilitäten auf ca. 100 W beschränkt ist. Auch wenn sich dies mit den in der Literatur angegebenen Werten deckt [Eid10, Stu11], so ist die physikalische Ursache noch nicht vollständig verstanden. Aktuelle Forschungen legen nahe, dass durch den lokalen Abbau der Inversion im Faserkern ein Brechungsindexgitter entlang der Faser induziert wird. Dieses Gitter kann nun sehr

effizient Energie in Moden höherer Ordnung transferieren, was somit Ursache für die Modeninstabilitäten sein könnte [Jau11]. Für eine detailliertere Untersuchung müssten an dieser Stelle weitere theoretische und experimentelle Arbeiten durchgeführt werden.

Gleichwohl konnte sowohl mit der 80 cm als auch mit der 120 cm langen Faser eine sehr effiziente Verstärkung realisiert werden. Beide Verstärkersysteme haben zudem verdeutlicht, dass bereits Seedleistungen von wenigen hundert Milliwatt ausreichend sind, um Ausgangsleistungen von mehreren zehn Watt zu generieren. Analog zum regenerativen Verstärkerkonzept ist die Ausgangsleistung nahezu unabhängig von der Pulswiederholrate. Die experimentell verifizierten Ergebnisse spiegeln dabei die theoretischen Vorhersagen wieder, die auf Basis der berechneten Inversionsverteilung in der Faser zu Beginn des Kapitels aufgestellt wurden.

Zur Verwendung des Faserverstärkers als Pumpquelle für einen parametrischen Verstärkers müssten allerdings einige weitere Punkte berücksichtigt werden.

Um eine optische Synchronisierung zwischen Seed- und Pumpquelle zu gewährleisten, sollte die Infrarotflanke eines breitbandigen Ti:Saphir-Oszillators als Seedquelle für den Pumpverstärker verwendet werden. Typischerweise stehen hier weniger als 100 pJ an Pulsenergie im Verstärkungsband des Ytterbium-Verstärkers bei einer Wiederholrate von etwa 70 MHz zur Verfügung.

Wie in Kap. 3.2 gezeigt, ermöglicht das regenerative Verstärkerkonzept eine Erzeugung der Pumpstrahlung ohne eine externe Reduzierung der Wiederholrate, ohne eine zusätzliche Vorverstärkung und unter bestimmten Umständen ohne eine zeitliche Streckung der zu verstärkenden Pulse (siehe Abb. 4.11(b)).

Wird eine Faserverstärker verwendet, so wird die Wiederholrate in der Regel mit

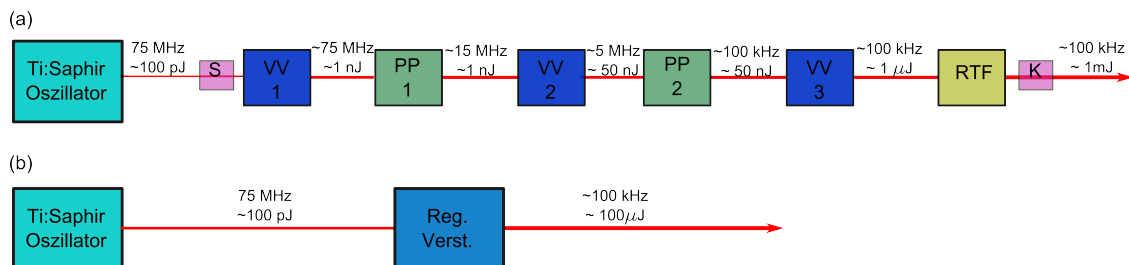


Abbildung 4.11: Schematischer Vergleich der optisch synchronisierten Pumplichterzeugung mittels Faser (a) und regenerativem (b) Verstärkerkonzept. Notation: S: Strecker, K: Kompressor, VV: Vorverstärker, PP: Pulspicker, RTF: Rod-Type Faser.

Hilfe mehrerer Pulspicker sukzessive reduziert und die Pulsenergie mit mehreren

Faserverstärkern angehoben, um schlussendlich bei der gewünschten Wiederholrate ausreichend Seedleistung z.B für einen Rod-Type-Faserverstärker zur Verfügung zu stellen (siehe Abb. 4.11(a)). Gleichzeitig ist auf Grund der Pulsenergien und der langen Propagationsdistanz im Fasermedium eine zeitliche Streckung der Pulse unabdingbar. Mit einer geeigneten Pulsstreckung ist dann allerdings eine Skalierung der Ausgangsleistung bis zu 100 W realisierbar, woraus bei Wiederholraten um 100 kHz Pulsenergien im Millijoule Bereich resultieren [Roe07]. Gleichzeitig ermöglichen neuartige Fasergeometrien bei hohen Wiederholraten von mehr als 70 MHz schon jetzt Ausgangsleistungen bis in den Kilowatt-Bereich [Eid10], so dass ein Ende der Leistungskalierung mit der Fasergeometrie nicht abzusehen ist.

Denkbar wäre zudem auch eine Kombination des regenerativen Verstärkers mit einem Rod-Type-Nachverstärker. So könnte z.B. ein geringer Teil der Ausgangsleistung des regenerativen Verstärkers als Seed für einen Faserverstärker verwendet werden. Somit wären die verstärkten Pulse optisch mit dem Ti:Saphir-Oszillator synchronisiert und können zudem, bei ausreichender zeitlicher Streckung, auf Pulsenergien von mehreren hundert Mikrojoule verstärkt werden, womit eine zusätzliche parametrische Verstärkerstufe gepumpt werden könnte.

Zusammenfassend ist das Faserverstärkerkonzept also insbesondere bei hohen Wiederholraten ideal zur Erzeugung von hohen mittleren Leistungen geeignet. Bei geringeren Wiederholraten hingegen bieten regenerative Verstärkerkonzepte, insbesondere bei einer zeitlichen Streckung der Seedpulse, einen deutlichen Vorteil bezüglich der Energieskalierung. Zudem reichen bereits geringe Seedenergien von weniger als 100 pJ für einen effizienten Verstärkerbetrieb aus, womit regenerative Verstärkerkonzepte ein sehr kompakte und stabile Möglichkeit der Pumppulsenerzeugung in parametrischen Verstärkersystemen bieten.

4.2 Skalierung der Verstärkungsbandbreite

Nachdem im vorherigen Abschnitt Möglichkeiten der Energieskalierung aufgezeigt wurden, soll im abschließenden Teil ein Ausblick auf die Vergrößerung der Verstärkungsbandbreite durch die Applikation von unterschiedlichen Pumpwellenlängen und die Synthese der erzeugten Spektren gegeben werden.

Das prinzipielle Funktionsprinzip ist in Abb. 4.12 schematisch dargestellt. Dabei

werden zwei Spektren, die jeweils eine Pulsdauer von ca. 5 fs unterstützen, kombiniert. Die Synthese der beiden Spektren deckt eine spektrale Breite von mehr als 1,5 optischen Oktaven ab. Diese enormen Bandbreiten ermöglichen die Erzeugung von Pulsdauern, die im Bereich eines einzelnen optischen Zyklus liegen.

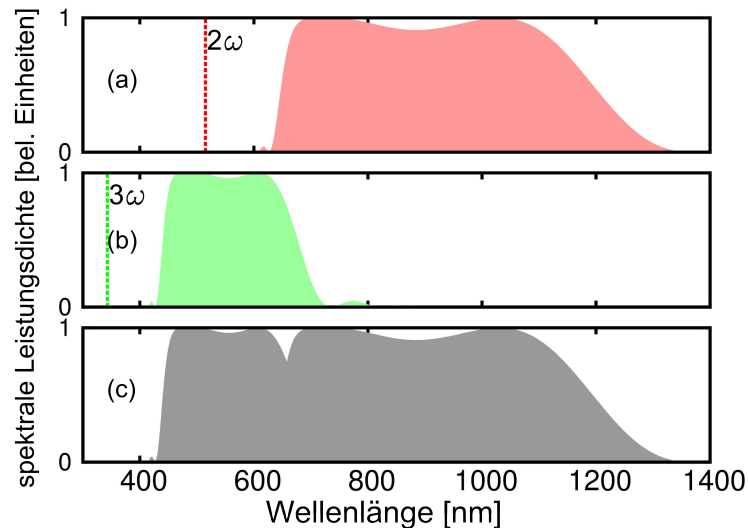


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Verstärkungsspektrums eines parametrischen Verstärkers mit unterschiedlichen Pumpwellenlängen ((a): $\lambda_p = 2\omega = 515$ nm. (b): $\lambda_p = 3\omega = 343$ nm). Die einzelnen Pumpwellenlängen sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Abbildung (c) zeigt die Synthese der beiden Spektren.

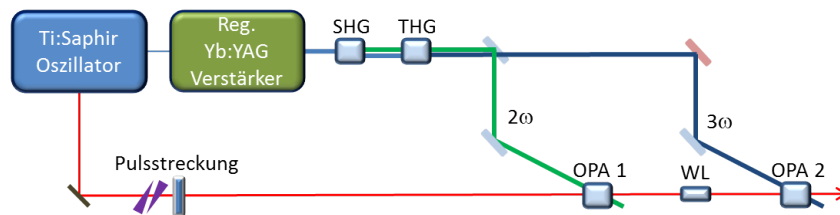


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des zweifarbengepumpten parametrischen Verstärkersystem bestehend aus einer kollinearen Pumpwellenerzeugung und zwei parametrischen Verstärkerstufen (OPA1, OPA2) mit zusätzlicher Erzeugung eines Weißlichtkontinuums (WL) zwischen den Verstärkerstufen.

Für die experimentelle Realisierung der Pulssynthese wird die erste parametrische Verstärkerstufe weiterhin mit der zweiten Harmonischen, die zweite Stufe hingegen mit der dritten Harmonischen des regenerativen Pumpverstärkers getrieben. Zwischen den Verstärkerstufen wird das Spektrum durch eine Weißlichterzeugung verbreitert. Die somit neu generierten Spektralkomponenten in der kurzwelligen Flanke dienen dabei als Seed für die zweite Verstärkerstufe. Wichtig ist hier zu betonen,

dass alle erzeugten Spektralanteile zu jeder Zeit kollinear in einem Strahl propagieren. Dies ist ein grundlegender Unterschied gegenüber Konzepten, die z.B. auf der kohärenten Addition zweier paralleler Faserverstärker zur Erzeugung von Ein-Zyklus Pulsen [Kra10] oder auf der Synthese von verschiedenen parametrischen Verstärkern [Hua11] basieren, und daher eine hochpräzise zeitliche Synchronisation der erzeugten Spektren benötigen.

Auch die Erzeugung der Pumpstrahlung wird dabei in einer kollinearen Geometrie ohne eine räumliche Trennung der erzeugten Strahlen realisiert. Dazu wird bei der Generierung der zweiten Harmonischen eine Typ-I, bei der Frequenzmischung zur Erzeugung der dritten Harmonischen eine Typ-II-Phasenanpassung verwendet [Hom08].

Das Verstärkungsspektrum der ersten Verstärkerstufe deckt analog zu den bisherigen Ergebnissen einen Spektralbereich von ca. 680 nm bis 1050 nm ab. Durch die anschließende Erzeugung eines Weißlichtfilaments wird das Spektrum verbreitert und in der zweiten parametrischen Verstärkerstufe weiter verstärkt. Das somit erzeugte Spektrum deckt mehr als 1,5 optische Oktaven ab und reicht von 420 nm bis über 1250 nm. Die Fourier-limitierte Pulsdauer beträgt 2,6 fs, was bedeutet, dass dieses Spektrum das Potential für die Erzeugung von Ein-Zyklen-Pulsen besitzt. Zudem weisen die erzeugten Pulse eine Pulsenergie mehr als einem Mikrojoule bei einer Wiederholrate von 200 kHz auf.

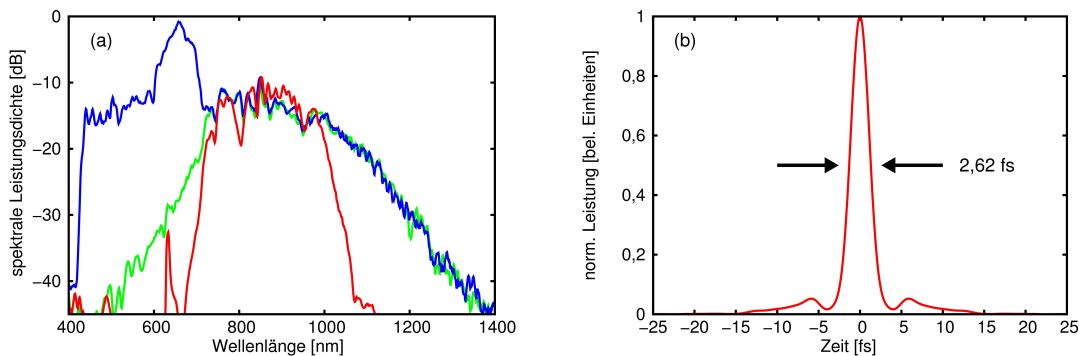


Abbildung 4.14: (a): Verstärkungsspektrum der ersten Verstärkerstufe (rot), Weißlichtspektrum (grün) und Ausgangsspektrum der zweiten Verstärkerstufe (blau). (b): Aus dem Verstärkerspektrum der zweiten Stufe berechnete zeitliche Pulsform unter der Annahme eines Fourier-limitierten Pulses.

Sowohl die zeitliche Kompression als auch die Charakterisierung solch extrem breitbandiger Spektren bzw. kurzer Pulse sind allerdings nicht trivial zu realisieren. Zur Kompression des gesamten Verstärkerspektrums soll daher in Zukunft ein

prismenbasierter LCD-Phasenmodulator zum Einsatz kommen [Bin05] und die Pulscharakterisierung anschließend mit Hilfe eines MIIPS⁶ Algorithmus [Pas06] realisiert werden.

Zur Pulskompression müssen sowohl die Materialdispersion der Komponenten im Strahlengang als auch die Phasenbeiträge des parametrischen Prozesses und der Weißlichterzeugung berücksichtigt werden. Wie in Kap. 2.3.5 beschrieben, ist die parametrische Phase dabei proportional zum Phasenfehlanpassungsterm Δk . Eine Studie der Phasenbeiträge bei zweifarbengepumpten Verstärkersystemen wurde bereits publiziert [Her10], und es konnte theoretisch und experimentell verifiziert werden, dass die parametrische Phase über nahezu das gesamte Spektrum, insbesondere aber auch im Bereich des Überlapps der beiden Spektren, einen flachen Verlauf aufweist. Betrachtet man hingegen den Phasenbeitrag der Weißlichterzeugung, so wird in der Literatur ein Phasensprung im Bereich der Pumpwellenlänge beschrieben, welcher somit zu Schwierigkeiten bei der Pulskompression führt [Cer97]. Allerdings skaliert dieser Phasensprung mit der zeitlichen Dauer der Erzeugerpulse und sollte für die in diesem Experiment verwendeten Pulsdauern unter 20 fs komprimierbar sein.

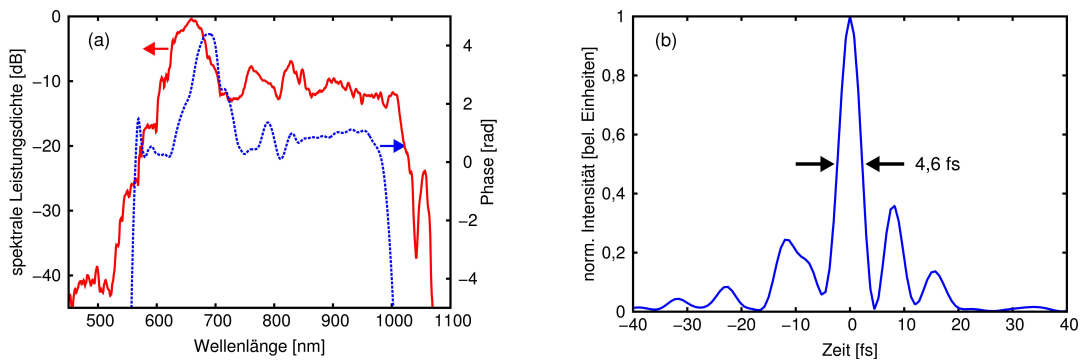


Abbildung 4.15: Zeitliche Charakterisierung der verstärkten Pulse. (a): Verstärkerspektrum nach der Pulskompression (rot) und mittels SPIDER gemessene Phase (blau). (b): Rekonstruktion der zeitlichen Pulsform.

Zur Verifizierung der Komprimierbarkeit wurden die verstärkten Pulse mit Hilfe von breitbandigen dispersiven Spiegeln⁷ in einem Spektralbereich von ca. 500 nm bis 1000 nm komprimiert. Das Verstärkerspektrum beinhaltet dabei sowohl den spektralen Überlapp der einzelnen Verstärkerstufen als auch die Pumpwellenlängen des Weißlichts und weist eine Fourier-limitierte Pulsdauer von ca. 4 fs auf. Analog zu

⁶Aus dem Englischen: **M**ultiphoton **I**ntrapulse **I**nterference **P**hase **S**can

⁷NANEO|CHORD:DCM9

den bisherigen Experimenten wurde die Pulse mit einem SPIDER-Aufbau charakterisiert. Dabei konnte eine Pulsdauer von 4,6 fs ermittelt werden (siehe Abb. 4.15).

Fazit

Durch die Applikation von unterschiedlichen Pumpwellenlängen in den einzelnen Verstärkerstufen konnte somit bereits eine weitere Reduzierung der Pulsdauer von 5,7 fs auf 4,6 fs gezeigt werden. Durch die Implementierung einer geeigneten Puls-kompression wird es in Zukunft möglich sein, das komplette Verstärkerspektrum von mehr als 1,5 optischen Oktaven zu komprimieren und somit Pulsdauern im Bereich nur eines optischen Zyklus zu erzeugen. In Kombination mit den präsentierten Möglichkeiten der Energieskalierung wird also die Spitzenleistung der erzeugten Pulse weiter skaliert werden können. Bei einer gleichzeitigen Stabilisierung der Träger-Einhüllenden-Phase der erzeugten Pulse ist dieses System somit in idealerweise für neuartige spektroskopische Experimente, wie z.B. die kohärente Quantenkontrolle auf Femtosekunden-Zeitskalen [Chu11], geeignet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Konzeption und der Aufbau eines kompakten parametrischen Verstärkersystems, das Pulse mit der Dauer weniger optischer Zyklen mit Pulsenergien im Mikrojoule-Bereich bei hohen Wiederholraten von mehr als 100 kHz generiert.

Zur Umsetzung wurde hierfür ein breitbandiger Ti:Saphir-Oszillator verwendet, der sowohl den Seed für den parametrischen Verstärker als auch für den Pumpverstärker erzeugt. Auf Grund einer ausreichenden spektralen Leistungsdichte im Verstärkungsband des Pumpverstärkers konnte dabei eine optische Synchronisierung ohne eine zusätzliche Frequenzverschiebung realisiert werden.

Für die Erzeugung der Pumpstrahlung wurde in dieser Arbeit ein regenerativer Scheibenverstärker entwickelt und aufgebaut. Dafür wurden zunächst theoretische Berechnungen der Verstärkung und der spektralen Pulsentwicklung durchgeführt, und die Verstärkungscharakteristik für unterschiedliche Wiederholraten untersucht. Hieraus konnte geschlossen werden, dass selbst bei geringen Seedenergien von weniger als 100 pJ auch bei hohen Wiederholraten eine effiziente Verstärkung realisierbar ist. Des Weiteren ist gerade bei hohen Wiederholraten der nichtlineare Phasenbeitrag so gering, dass auf eine zeitliche Streckung der Pulse verzichtet werden kann. Auf den theoretischen Ergebnissen basierend konnte somit ein kompakter regenerativer Scheibenverstärker experimentell aufgebaut werden, der bei Wiederholraten zwischen 100 und 500 kHz Pulsenergien von bis zu 75 μJ generiert. In Kombination mit einer Pulsdauer von ca. 1,5 ps, der optischen Synchronisierung mit

dem Ti:Saphir-Oszillator und der exzellenten Puls- und Langzeitstabilität stellt der regenerative Verstärker damit eine ideale Pumpquelle für einen parametrischen Verstärker dar.

Auf Grund der Pumppulsdauern im Pikosekunden-Bereich kann auf eine aufwendige Streckung der breitbandigen Oszillator-Pulse für die parametrische Verstärkung verzichtet werden. Dies ermöglicht gleichzeitig die Verwendung von speziellen, breitbandig dispersiven Spiegeln zur Rekompensation der verstärkten Pulse. In einem einstufigen Verstärkungsprozess konnte dabei eine komprimierte Pulsdauern von 8,8 fs bei einer Pulsenergie von 1,3 μJ und einer Wiederholrate von 143 kHz generiert werden. Die somit erzeugten Pulse weisen eine Pulsspitzenleistung von mehr als 100 MW auf [Sch10b]. In einem weiteren Schritt wurde zudem die Pulsenergie durch eine zweite parametrische Verstärkerstufe auf mehr als 3,3 μJ skaliert. Gleichzeitig konnte die Pulsdauer auf 5,7 fs reduziert werden, womit die Pulsspitzenleistung auf mehr als 250 MW gesteigert werden konnte.

Im Vergleich zu anderen Verstärkerkonzepten bietet das breitbandige Spektrum des Ti:Saphir-Oszillators des Weiteren eine einfache Möglichkeit die Träger-Einhüllenden-Phase der Pulse über Selbstreferenzierungstechniken zu stabilisieren. Da die Träger-Einhüllenden-Phase im parametrischen Verstärkungsprozess erhalten bleibt, konnte zudem die Phasenstabilität der erzeugten Mikrojoule-Pulse verifiziert werden. Zudem bietet der regenerative Verstärker eine einfache Möglichkeit die Wiederholrate des Systems in einem Bereich zwischen 100 und 500 kHz zu variieren [Sch10a].

Zusätzlich wurden in dieser Arbeit neue Konzepte untersucht, mit denen sowohl die Energie als auch die Bandbreite der verstärkten Pulse weiter skaliert werden können. Dazu wurden theoretische und experimentelle Untersuchungen der Leistungsskalierung basierend auf einem Rod-Type-Faserverstärker durchgeführt. Für die Skalierung der Bandbreite wurde zudem ein Konzept der Pulssynthese durch die Verwendung von unterschiedlichen Pumpwellenlängen vorgestellt. Somit war es bereits möglich, die Bandbreite der verstärkten Pulse auf nahezu 1,5 optische Oktaven zu verbreitern. Die somit erzeugten Pulse unterstützen dabei Pulsdauern im Bereich eines einzelnen optischen Zyklus [Har12].

Ausblick

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte OPCPA-System ist eine potentielle Strahlungsquelle für vielfältige Anwendungen. Auf Grund der hohen Pulsspitzenleistungen von mehr als 250 MW können mit geeigneten Fokussierungen Intensitäten von mehr als 10^{14} W/cm² erzeugt werden. Die potentiellen Anwendungsfelder reichen dabei von grundlegenden Untersuchungen der Licht-Materie-Wechselwirkung, wie z.B. der Erzeugung hoher harmonischer Strahlung, bis hin zur Darstellung von extrem schnellen Vorgängen in der Natur, z.B. mit Hilfe der zeitlich aufgelösten Photoelektronenspektroskopie. Dabei stellt das System eine kompakte und stabile Alternative zu bestehenden Konzepten mit teils mehreren Pumpverstärkerstufen und aufwendigen Synchronisierungsverfahren dar.

Neben den bereits präsentierten Möglichkeiten der Energieskalierung mit Hilfe des Rod-Type-Faserkonzeptes könnte eine Nachverstärkung des regenerativen Verstärkers auch mit Hilfe der „crystal-fiber“-Technologie realisiert werden. Dieses Konzept basiert auf einem ca. 30 mm langen Yb:YAG-Kristall, welcher in einer einfachen Doppelpass-Geometrie bereits zweistellige Verstärkungsfaktoren aufweist [Zao11]. Auf Grund der kurzen Propagationslänge und dem somit vergleichsweise geringen nichtlinearen Phasenbeitrag ist es möglich, die Ausgangsleistung mit einem einfachen und kompakten Aufbau in den Bereich von mehr als hundert Watt zu skalieren. Die daraus resultierenden Spitzenleistungen von mehreren hundert Megawatt sind ausreichend für eine direkte Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung [Häd11b]. Zur weiteren Pulskompression könnten zudem Hohlfaserkonzepte untersucht werden, die durch eine spektrale Verbreiterung und eine anschließende Kompression eine Reduzierung der Pulsdauern auf Bereiche unterhalb von 50 fs ermöglichen [Rot11].

Durch die Verwendung von unterschiedlichen parametrischen Prozessen könnten zudem Spektralkomponenten im infraroten Spektralbereich erzeugt werden. So könnte das bestehende System mit einer Pumpwellenlänge von 515 nm auch in einer kollinearen Geometrie realisiert werden. Der resultierende Idler wäre damit weit durchstimmbar zwischen 1 μ m und ca. 2,5 μ m und könnte somit z.B. für Pump-Abfrage Experimente zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Relaxationsverhaltens von Halbleiterstrukturen eingesetzt werden [Sch07]. Der regenerative Verstärker kann auch direkt, d.h. ohne eine vorherige Frequenzverdopplung, als Pumpquelle für einen parametrischen Verstärker im Infraroten eingesetzt werden [Bra11, Ern09]. Wird der Seed für diesen Prozess dabei ebenfalls mit Hilfe des

Verstärkers (z.B. über einen Weißlichtprozess) generiert, so weist der im Differenzfrequenzprozess erzeugte Idler neben der weiten Durchstimmbarkeit bis zu Wellenlängen oberhalb von $5\ \mu\text{m}$ zusätzlich eine intrinsische Phasenstabilität auf [Bal02a].

Die hier erwähnten Anwendungen und Skalierungstechniken geben dabei nur einen kleinen Ausschnitt der möglichen Applikationen wieder, gleichwohl unterstreichen sie aber eindrucksvoll die Vielseitigkeit des in dieser Arbeit entwickelten Systems.

Literaturverzeichnis

- [Agr11] G. P. Agrawal. Nonlinear fiber optics: its history and recent progress. *J. Opt. Soc. Am. B*, 28(12): A1–A10, Dec 2011.
- [Bac98] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. High power ultrafast lasers. *Review of Scientific Instruments*, 69(3): 1207–1223, mar 1998.
- [Bal02b] A. Baltuška, T. Fuji, and T. Kobayashi. Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control. *Opt. Lett.*, 27(5): 306–308, Mar 2002b.
- [Bal02a] A. Baltuska, T. Fuji, and T. Kobayashi. Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers. *Phys. Rev. Lett.*, 88: 133901, Mar 2002a.
- [Bal03] A. Baltuska, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hansch, and F. Krausz. Attosecond control of electronic processes by intense light fields. *Nature*, 421(6923): 611–615, Feb. 2003.
- [Bal11] T. Balčiūnas, O. D. Mücke, P. Mišeikis, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, L. Giniūnas, R. Danielius, R. Holzwarth, and A. Baltuška. Carrier envelope phase stabilization of a Yb:KGW laser amplifier. *Opt. Lett.*, 36(16): 3242–3244, Aug 2011.
- [Bin05] T. Binhammer, E. Rittweger, R. Ell, F. Kartner, and U. Morgner. Prism-based pulse shaper for octave spanning spectra. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 41(12): 1552 – 1557, dec. 2005.
- [Bra11] M. Bradler, C. Homann, and E. Riedle. Mid-IR femtosecond pulse generation on the microjoule level up to $5\mu\text{m}$ at high repetition rates. *Opt. Lett.*, 36(21): 4212–4214, Nov 2011.

- [Bro11] J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Jocher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann, and J. D. Zuegel. Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers. *Opt. Express*, 19(18): 16797–16808, Aug 2011.
- [Bru05] H. Bruesselbach and D. Sumida. A 2.65-kW Yb:YAG single-rod laser. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(3): 600 – 603, may-june 2005.
- [But04] R. Butkus, R. Danielius, A. Dubietis, A. Piskarskas, and A. Stabinis. Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 79: 693–700, 2004. 10.1007/s00340-004-1614-3.
- [Cer97] G. Cerullo, M. Nisoli, and S. D. Silvestri. Generation of 11 fs pulses tunable across the visible by optical parametric amplification. *Applied Physics Letters*, 71(25): 3616–3618, 1997.
- [Cer03] G. Cerullo and S. D. Silvestri. Ultrafast optical parametric amplifiers. *Review of Scientific Instruments*, 74(1): 1–18, 2003.
- [Chu11] L. Chuntanov, A. Fleischer, and Z. Amitay. Weak-field multiphoton femtosecond coherent control in the single-cycle regime. *Opt. Express*, 19(7): 6865–6882, Mar 2011.
- [Coe88] J. S. Coe, P. Maine, and P. Bado. Regenerative amplification of picosecond pulses in Nd:YLF: gain narrowing and gain saturation. *JOSA B*, 5: 256–2563, 1988.
- [DeL93] L. DeLoach, S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway, and W. Krupke. Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(4): 1179–1191, apr 1993.
- [Dör04] J. Döring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, and D. Kopf. Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers. *Opt. Express*, 12(8): 1759–1768, Apr 2004.
- [DS04] S. De Silvestri, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, and O. Svelto. Few-Cycle Pulses by External Compression. In F. Kärtner, editor, *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, volume 95 of *Topics in Applied Physics*, pages 137–178. Springer Berlin Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-540-20115-1.

- [Dub06] A. Dubietis, R. Butkus, and A. Piskarskas. Trends in chirped pulse optical parametric amplification. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(2): 163–172, March-April 2006.
- [Efi00] O. M. Efimov, L. B. Glebov, and V. I. Smirnov. High-frequency Bragg gratings in a photothermorefractive glass. *Opt. Lett.*, 25(23): 1693–1695, Dec 2000.
- [Eid10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. *Opt. Lett.*, 35(2): 94–96, Jan 2010.
- [Emo10] M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze, and U. Morgner. Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μ J. *Opt. Express*, 18(2): 1191–1196, Jan 2010.
- [Ern09] C. Erny, C. Heese, M. Haag, L. Gallmann, and U. Keller. High-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier producing 1- μ J, sub-100-fs pulses in the mid-infrared. *Opt. Express*, 17(3): 1340–1345, 2009.
- [For83] R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W. J. Tomlinson. Femtosecond white-light continuum pulses. *Opt. Lett.*, 8(1): 1–3, Jan 1983.
- [Fra63] L. M. Frantz and J. S. Nodvik. Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. *Journal of Applied Physics*, 34(8): 2346–2349, aug 1963.
- [Gie07] Giesen. Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 13(3): 598–609, May/June 2007.
- [Gri07] Grishin. Dynamics of high repetition rate regenerative amplifiers. *Optics Express*, 15: 9434–9443, 2007.
- [Har12] A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, and U. Morgner. Two-color pumped OPCPA system emitting spectra spanning 1.5 octaves from VIS to NIR. *Opt. Express*, 20(3): 3076–3081, Jan 2012.
- [Häd11a] S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, C. Jocher, J. Limpert, and A. Tünnermann. High-repetition-rate sub-5-fs pulses with 12 GW peak power from fiber-amplifier-pumped optical parametric chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 36(3): 313–315, Feb 2011a.

- [Häd11b] S. Hädrich, M. Krebs, J. Rothhardt, H. Carstens, S. Demmler, J. Limpert, and A. Tünnermann. Generation of μW level plateau harmonics at high repetition rate. *Opt. Express*, 19(20): 19374–19383, Sep 2011b.
- [Her09] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz. Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 34(16): 2459–2461, 2009.
- [Her10] D. Herrmann, C. Homann, R. Tautz, M. Scharrer, P. S. Russell, F. Krausz, L. Veisz, and E. Riedle. Approaching the full octave: noncollinear optical parametric chirped pulse amplification with two-color pumping. *Opt. Express*, 18(18): 18752–18762, 2010.
- [Hoe99] Hoenninger. Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers. *Appl. Phys. B*, 69: 3–17, 1999.
- [Hom08] C. Homann, C. Schrieber, P. Baum, and E. Riedle. Octave wide tunable UV-pumped NOPA: pulses down to 20 fs at 0.5 MHz repetition rate. *Opt. Express*, 16(8): 5746–5756, Apr 2008.
- [Hon08] K.-H. Hong, A. Siddiqui, J. Moses, J. Gopinath, J. Hybl, F. Ömer Ilday, T. Y. Fan, and F. X. Kärtner. Generation of 287 W, 5.5 ps pulses at 78 MHz repetition rate from a cryogenically cooled Yb:YAG amplifier seeded by a fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 33(21): 2473–2475, Nov 2008.
- [Hua11] S.-W. Huang, G. Cirmi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, G. Cerullo, and F. X. Kartner. High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics. *Nat Photon*, 5(8): 475–479, Aug. 2011.
- [Ish06] N. Ishii, C. Teisset, T. Fuji, S. Kohler, K. Schmid, L. Veisz, A. Baltuska, and F. Krausz. Seeding of an eleven femtosecond optical parametric chirped pulse amplifier and its Nd^{3+} picosecond pump laser from a single broadband Ti:Sapphire oscillator. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(2): 173–180, March-April 2006.
- [Jau11] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(4): 3258–3271, Feb 2011.

- [Kan97] S. Kane and J. Squier. Grism-pair stretcher–compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(3): 661–665, Mar 1997.
- [Kie04] R. Kienberger and F. Krausz. Subfemtosecond XUV Pulses: Attosecond Metrology and Spectroscopy. In *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, volume 95 of *Topics in Applied Physics*, pages 343–379. Springer Berlin / Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-540-20115-1.
- [Kle68] D. A. Kleinman. Theory of Optical Parametric Noise. *Phys. Rev.*, 174: 1027–1041, Oct 1968.
- [Kär97] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi. Design and fabrication of double-chirped mirrors. *Opt. Lett.*, 22(11): 831–833, Jun 1997.
- [Kär04] F. X. Kärtner, U. Morgner, T. Schibli, R. Ell, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Few-Cycle Pulses Directly from a Laser. In *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, volume 95 of *Topics in Applied Physics*, pages 73–136. Springer Berlin / Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-540-20115-1.
- [Kra10] G. Krauss, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, R. Huber, and A. Leitenstorfer. Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology. *Nat Photon*, 4(1): 33–36, Jan. 2010.
- [Lia07] K. Liao, M. Cheng, E. Flecher, V. I. Smirnov, L. B. Glebov, and A. Galvanauskas. Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system. *Opt. Express*, 15: 4876–4882, 2007.
- [Lim05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 13(4): 1055–1058, Feb 2005.
- [Lim09] J. Limpert, F. Roser, D. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hadrich, J. Rothhardt, C. Misas, and A. Tünnermann. High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser Systems: Challenges, Design, and Experiment. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(1): 159–169, Jan. 2009.

- [Lim11] J. Limpert, S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, T. Eidam, T. Schreiber, and A. Tünnermann. Ultrafast fiber lasers for strong-field physics experiments. *Laser & Photonics Reviews*, 5(5): 634–646, 2011.
- [Lim12] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann. Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation. *Light Sci Appl*, 1: e8–, Apr. 2012.
- [Low80] W. H. Lowdermilk and J. E. Murray. The multipass amplifier: Theory and numerical analysis. *Journal of Applied Physics*, 51(5): 2436–2444, 1980.
- [Man04] C. Manzoni, G. Cerullo, and S. D. Silvestri. Ultrabroadband self-phase-stabilized pulses by difference-frequencygeneration. *Opt. Lett.*, 29(22): 2668–2670, Nov 2004.
- [Man09] T. Mans, P. Rußbüldt, J. Weitenberg, G. Rotarius, D. Hoffmann, and R. Poprawe. Ultrafast Ytterbium Doped INNOSLAB Amplifier with High Average Power. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, page CThJ2. Optical Society of America, 2009.
- [Met09] T. Metzger, A. Schwarz, C. Y. Teisset, D. Sutter, A. Killi, R. Kienberger, and F. Krausz. High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification. *Opt. Lett.*, 34(14): 2123–2125, 2009.
- [Mit86] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer. Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 11(10): 659–661, Oct 1986.
- [Mül05] D. Müller. *Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign*. Herbert Utz Verlag GmbH, 2005.
- [Mor01] U. Morgner, R. Ell, G. Metzler, T. R. Schibli, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, H. A. Haus, and E. P. Ippen. Nonlinear Optics with Phase-Controlled Pulses in the Sub-Two-Cycle Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 86: 5462–5465, Jun 2001.
- [Mye95] L. E. Myers, G. D. Miller, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg. Quasi-phase-matched 1.064- μm -pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃. *Opt. Lett.*, 20(1): 52–54, Jan 1995.

- [Oie97] A. L. Oien, I. T. McKinnie, P. Jain, N. A. Russell, D. M. Warrington, and L. A. W. Gloster. Efficient, low-threshold collinear and noncollinear β -barium borate optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, 22(12): 859–861, 1997.
- [Pal10] G. Palmer, M. Schultze, M. Emons, A. L. Lindemann, M. Pospiech, D. Steingrube, M. Lederer, and U. Morgner. 12 MW peak power from a two-crystal Yb:KYW chirped-pulse oscillator with cavity-dumping. *Opt. Express*, 18(18): 19095–19100, Aug 2010.
- [Pas97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. Tropper, and D. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 7(7): 1049–1056, jul 1997.
- [Pas03] I. Pastirk, J. D. Cruz, K. Walowicz, V. Lozovoy, and M. Dantus. Selective two-photon microscopy with shaped femtosecond pulses. *Opt. Express*, 11(14): 1695–1701, Jul 2003.
- [Pas06] I. Pastirk, X. Zhu, R. M. Martin, and M. Dantus. Remote characterization and dispersioncompensation of amplified shaped femtosecondpulses using MIIPS. *Opt. Express*, 14(19): 8885–8889, Sep 2006.
- [Pau01] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, and S. De Silvestri. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses. *Nature*, 414(6860): 182–184, Nov. 2001.
- [Pes87] M. Pessot, P. Maine, and G. Mourou. 1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification. *Optics Communications*, 62(6): 419 – 421, 1987.
- [Psh04] M. S. Pshenichnikov, A. Baltuska, and D. A. Wiersma. Dynamics of a Photoexcited Hydrated Electron. In F. X. Kärtner, editor, *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, volume 95 of *Topics in Applied Physics*, pages 409–445. Springer Berlin / Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-540-20115-1.
- [Puk02] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 74: 355–361, 2002. 10.1007/s003400200795.
- [Rau06] J. Rauschenberger, T. Fuji, M. Hentschel, A.-J. Verhoef, T. Udem, C. Gohle, T. W. Hänsch, and F. Krausz. Carrier-envelope phase-stabilized amplifier system. *Laser Physics Letters*, 3(1): 37–42, 2006.

- [Rau09] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, E. Schulz, M. Siegel, and U. Morgner. Few-cycle oscillator pulse train with constant carrier-envelope phase and 65 as jitter. *Opt. Express*, 17(22): 20282–20290, Oct 2009.
- [Roe07] F. Roeser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24): 3495–3497, Dec 2007.
- [Ros97] I. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. Langley, and J. Collier. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. *Optics Communications*, 144: 125 – 133, 1997.
- [Ros00] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and K. Osvay. Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification. *Appl. Opt.*, 39(15): 2422–2427, May 2000.
- [Ros02] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, and K. Osvay. Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12): 2945–2956, Dec 2002.
- [Rot10] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, and A. Tünnermann. High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system. *Opt. Express*, 18(12): 12719–12726, 2010.
- [Rot11] J. Rothhardt, S. Hädrich, H. Carstens, N. Herrick, S. Demmler, J. Limpert, and A. Tünnermann. 1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100-fs duration at 100 W average power. *Opt. Lett.*, 36(23): 4605–4607, Dec 2011.
- [Rot12] J. Rothhardt, A. M. Heidt, S. Hädrich, S. Demmler, J. Limpert, and A. Tünnermann. High stability soliton frequency-shifting mechanisms for laser synchronization applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 29(6): 1257–1262, Jun 2012.
- [Rus09] P. Russbuedt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. 400W Yb:YAG Innoslab fs-Amplifier. *Opt. Express*, 17(15): 12230–12245, Jul 2009.

- [Rus10] P. Russbuedt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier. *Opt. Lett.*, 35(24): 4169–4171, Dec 2010.
- [Sar11] C. J. Saraceno, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, T. Südmeyer, and U. Keller. Pulse compression of a high-power thin disk laser using rod-type fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(2): 1395–1407, Jan 2011.
- [Sch07] M. Schultze. Pump-Abfrage Experimente an Halbleiterstrukturen im nahen Infraroten. *Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover*, 2007.
- [Sch08] C. Schriever, S. Lochbrunner, P. Krok, and E. Riedle. Tunable pulses from below 300 to 970 nm with durations down to 14 fs based on a 2 MHz ytterbium-doped fiber system. *Opt. Lett.*, 33(2): 192–194, 2008.
- [Sch10b] M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, and U. Morgner. Few-cycle OPCPA system at 143 kHz with more than 1 μJ of pulse energy. *Opt. Express*, 18(3): 2836–2841, Feb 2010b.
- [Sch10a] M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang, and U. Morgner. Multi- μJ , CEP-stabilized, two-cycle pulses from an OPCPA system with up to 500 kHz repetition rate. *Opt. Express*, 18(26): 27291–27297, Dec 2010a.
- [Sch11] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbuedt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella. Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Lett.*, 36(13): 2456–2458, Jul 2011.
- [Sch12a] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, S. Duesterer, M. J. Prandolini, J. Feldhaus, B. Faatz, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella. Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier. *Opt. Express*, 20(5): 5038–5043, Feb 2012a.
- [Sch12b] A. Schwarz, M. Ueffing, Y. Deng, X. Gu, H. Fattahi, T. Metzger, M. Oslander, F. Krausz, and R. Kienberger. Active stabilization for optically synchronized optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Express*, 20(5): 5557–5565, Feb 2012b.

- [Sto07] C. Stolzenburg and A. Giesen. Picosecond Regenerative Yb:YAG Thin Disk Amplifier at 200 kHz Repetition Rate and 62 W Output Power. In *Advanced Solid-State Photonics*, page MA6. Optical Society of America, 2007.
- [Str85] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3): 219 – 221, 1985.
- [Stu11] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation. *Opt. Lett.*, 36(5): 689–691, Mar 2011.
- [Tav05] F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevičius, L. Veisz, and F. Krausz. High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 81: 753–756, 2005. 10.1007/s00340-005-1966-3.
- [Tav06] F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz. Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system. *New Journal of Physics*, 8(10): 219, 2006.
- [Tei05] C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. Zheltikov, and F. Krausz. Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA. *Opt. Express*, 13(17): 6550–6557, 2005.
- [Tel99] H. Telle, G. Steinmeyer, A. Dunlop, J. Stenger, D. Sutter, and U. Keller. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 69: 327–332, 1999. 10.1007/s003400050813.
- [Voz06] C. Vozzi, G. Cirimi, C. Manzoni, E. Benedetti, F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, O. Svelto, S. D. Silvestri, M. Nisoli, and G. Cerullo. High-energy, few-optical-cycle pulses at 1.5 μm with passive carrier-envelope phase stabilization. *Opt. Express*, 14(21): 10109–10116, Oct 2006.
- [Wan04] J.-C. Wang and J.-K. Wang. Experimental and theoretical analysis of white-light seeded, collinear phase-matching, femtosecond optical parametric amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(1): 45–56, Jan 2004.
- [Wit05] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. Eikema. Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Express*, 13(13): 4903–4908, Jun 2005.

- [Wit12] S. Witte and K. S. E. Eikema. Ultrafast Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(1): 296–307, jan.-feb. 2012.
- [Zao11] Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, and F. Balembois. Direct amplification of ultrashort pulses in μ -pulling-down Yb:YAG single crystal fibers. *Opt. Lett.*, 36(5): 748–750, Mar 2011.
- [Zew88] A. H. Zewail. Laser Femtochemistry. *Science*, 242(4886): 1645–1653, 1988.

LITERATURVERZEICHNIS

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit auf unterschiedlichste Weise beigetragen haben.

Zuerst gilt mein Dank Uwe Morgner, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen, und mich mit seiner optimistischen Art auch in schwierigen Situationen immer wieder neu motivieren konnte.

Gleichzeitig danke ich Prof. Piet O. Schmidt und Prof. Roman Schnabel für die Übernahme des Korreferats und des Prüfungsvorsitzes.

Weiterer Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe im Institut für Quantenoptik für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonders hervorheben möchte ich hier meine aktuellen und ehemaligen Bürokollegen Tino, Moritz, Hauke, Heiko und Daniel für die unzähligen wissenschaftlichen und auch fachfremden Diskussionen und den Spaß, den das Arbeiten mit euch macht. Den ehemaligen Doktoranden, insbesondere Guido, Andy, und Martin, danke ich für den Wissenstransfer, gerade zu Beginn der Arbeit. „Meinen“ aktuellen und ehemaligen Diplom-, Master- und Bachelorstudenten danke ich für die Mithilfe an diversen spannenden Problemen, insbesondere danke ich Bernhard für seine Arbeiten am Faserverstärker. Anne möchte ich ganz herzlich danken, dass sie das OPCPA System mittlerweile übernommen hat, und mit vielen guten Ideen am aktuellen Fortschritt maßgeblich beteiligt ist. Stellvertretend für die Firma VENTEON danke ich Thomas und Stefan für die vielen kleinen und großen Hilfen im Labor. Danken möchte ich auch dem gesamten Sekretariatsteam im IQO, insbesondere Frau Hünitzsch und Frau Pfennig, die täglich (erfolgreich) versuchen das Institutschaos in Grenzen zu halten. Der Feinmechanikwerkstatt um Herrn Witzlau danke ich für die schnelle und unbürokratische Hilfe bei diversen technischen Konstruktionen.

Ein besonderer Dank gilt zudem Anne, Tino, Moritz und Thomas, die sich viel Zeit für das Korrekturlesen dieser Arbeit genommen haben, und mir somit unglaublich geholfen haben.

Zum Schluss dieser Arbeit möchte ich meiner Familie für die Unterstützung in all den Jahren danken. Der größte Dank gilt aber meiner Frau Michaela für die vielen aufmun-

DANKSAGUNG

ternden Worte, die volle Unterstützung und das große Verständnis, insbesondere in der Endphase der Arbeit. Ich werde das nicht vergessen. DANKE!

Lebenslauf

Tabellarischer Lebenslauf von Marcel Schultze

Name: Marcel Schultze
E-Mail: schultze@iqo.uni-hannover.de
Geburtsdatum: 04. 01. 1982
Geburtsort: Bad Pyrmont
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet

Schulische Ausbildung:

1988-1992	Grundschule Elbrinxen	Lügde-Elbrinxen
1992-2001	Städt. Gymnasium Blomberg Abitur (1.6)	Blomberg

Zivildienst

Sep. 2001 - Jun. 2002	Kath. Krankenhaus St. Georg	Bad Pyrmont
--------------------------	------------------------------------	--------------------

Hochschulausbildung

Okt. 2002 -	Leibniz Universität Hannover	Hannover
Okt. 2007	Studium der Technischen Physik, Abschluss Diplom in Physik (mit Auszeichnung)	
Okt. 2006 -	Institut für Quantenoptik	Hannover
Okt. 2007	Diplomarbeit in Physik in der Gruppe von Prof. Dr. Uwe Morgner: <i>Pump-Abfrage Experimente an Halbleiterstrukturen im nahen Infraroten.</i>	

Praktika/ Hilfswissenschaftliche Tätigkeiten

Feb. 1999	Meinberg Funkuhren	Bad Pyrmont
	Schulpraktikum	
Okt. 2003 - Feb. 2004	Medizinische Hochschule Hannover (MHH)	Hannover
	Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikpraktikum für Mediziner.	
Apr. 2004 - Jul. 2004	Medizinische Hochschule Hannover (MHH)	Hannover
	Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikpraktikum für Mediziner.	
Okt. 2004 - Feb. 2005	Institut für Quantenoptik	Hannover
	Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter als Tutor im Übungsbetrieb	
Jul. 2005 - Sep. 2005	Institut für Solarenergieforschung	Hameln-Emmerthal
	Praktikum in der Arbeitsgruppe 'Solarthermie'. Optische Charakterisierung von Kollektorabdeckungen.	
Okt. 2005 - Aug. 2006	Institut für Solarenergieforschung	Hameln-Emmerthal
	Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe 'Solarthermie'	

Beruflicher Werdegang

Seit Jan 2008	Institut für Quantenoptik	Hannover
	Wissenschaftlicher Mitarbeiter	
	Promotion: <i>Phasenstabiles OPCPA-System mit regenerativer Pumpquelle.</i>	

Publikationen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

1. 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).
2. G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, U. Bünting, und U. Morgner
Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ thin-disk oscillator operated in the positive and negative dispersion regime
Optics Letters **33**, 1608-1610 (2008).
3. 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).
4. C. Manzoni, R. Osellame, M. Marangoni, M. Schultze, U. Morgner, und G. Cerullo
High-repetition-rate two-color pump-probe system directly pumped by a femtosecond ytterbium oscillator
Optics Letters **34**, 620-622 (2009).
5. M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner
Few-cycle OPCPA system at 143 kHz with more than 1 μ J of pulse energy
Optics Express **18**, 2836-2841 (2010).
6. M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, , G. Palmer, M. Schultze, und U. Morgner
Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μ J
Optics Express **18**, 1191-1196 (2010).

7. G. Palmer, M. Schultze, M. Emons, A. Lindemann, M. Pospiech, D. Steingrube, M. Lederer, und U. Morgner
12 MW peak power from a two-crystal Yb:KYW chirped-pulse oscillator with cavity-dumping
Optics Express **18**, 19095-19100 (2010).
8. M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang, und U. Morgner
Multi- μ J, CEP-stabilized, two-cycle pulses from an OPCPA system with up to 500 kHz repetition rate
Optics Express **18**, 27291-27297 (2010).
9. M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner
High repetition rate OPCPA generating CEP stabilized, multi- μ J, few cycle pulse
ULTRAFast PHENOMENA XVII, Oxford University Press, ISBN 970-0-19-976837-0, 757-759 (2011).
10. A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, and U. Morgner
Two-color pumped OPCPA system emitting spectra spanning 1.5 octaves from VIS to NIR
Optics Express **20**, 3076-3081 (2012).
11. T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Harth, and U. Morgner
High power ultra-widely tuneable femtosecond pulses from a non-collinear optical parametric oscillator (NOPO)
Optics Express **20**, 912-917 (2012).

Beiträge bei internationalen Konferenzen

1. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2008, Nara, Japan
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
2. Conference on Laser and Electro-Optics/ Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (CLEO), 2008, San Jose, USA
Passively Mode-Locked Yb:KY(WO₄)₂Thin Disk Oscillator with Cavity-Dumping
G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze, und U. Morgner

3. EPS-QEOD EUROPHOTON Conference, 2008, Paris, Frankreich
Passively mode-locked Yb:KLuW thin disk oscillator
M. Schultze, G. Palmer, M. Emons und U. Morgner
4. CLEO/Europe and EQEC, 2009, München, Deutschland
High-repetition-rate two-color pump-probe system directly pumped by a femtosecond ytterbium oscillator
C. Manzoni, R. Osellame, M. Marangoni, M. Schultze, U. Morgner, und G. Cerullo
5. CLEO/Europe and EQEC, 2009, München, Deutschland
Yb:KLuW thin disk oscillator in solitary and chirped pulse operation
G. Palmer, M. Schultze, M. Siegel, A. Steinmann, und U. Morgner
6. Conference on Laser and Electro-Optics/ Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (CLEO), 2009, Baltimore, USA
High Repetition Rate Two-Color Pump-Probe System Directly Pumped by a Femtosecond Ytterbium Oscillator
C. Manzoni, R. Osellame, M. Marangoni, G. Cerullo, M. Schultze, und U. Morgner
7. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2009, Denver, USA
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
8. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2009, Denver, USA
Pulsing Dynamics in Ytterbium Based Chirped-Pulse Oscillators
M. Siegel, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Ruehl, und U. Morgner
9. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2010, San Diego, USA
Few-Cycle OPCPA System at 143 kHz with More than 1 μ J of Pulse Energy
M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner
10. Ultrafast Phenomena, 2010, Snowmass, USA
Few-Cycle OPCPA System with More than 1 μ J at 143kHz
M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner
11. Conference on Laser and Electro-Optics/ Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (CLEO), 2010, San Jose, USA
Few-Cycle OPCPA System with More than 1 μ J at 143 kHz
M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner,

12. Conference on Laser and Electro-Optics/ Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies (CLEO), 2010, San Jose, USA
0.4 μ J, Sub-10-fs Pulses from a MHz-NOPA
M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze, und U. Morgner
13. EPS-QEOD EUROPHOTON Conference, 2010, Hamburg, Deutschland
Yb:KYW two-Crystal Oscillator with Cavity-Dumping generating 5.5 μ J of Pulse Energy
G. Palmer, A.L. Lindemann, M. Schultze, M. Emons, M. Pospiech und U. Morgner
14. EPS-QEOD EUROPHOTON Conference, 2010, Hamburg, Deutschland
Sub-10-fs MHz-NOPA Pulses with Pulse Energies of 0.4 μ J
M. Emons, A. Steinmann, G. Palmer, M. Schultze, und U. Morgner
15. EPS-QEOD EUROPHOTON Conference, 2010, Hamburg, Deutschland
Few-Cycle, μ J-Pulses from a CEP-stable OPCPA system at high repetition rates
M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, und U. Morgner
16. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2011, Istanbul, Türkei
CEP Stable, High Repetition Rate, Two-cycle Pulses from an OPCPA System with μ J Pulse Energies
M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang, und U. Morgner
17. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2011, Istanbul, Türkei
High peak power from a mode-locked two-crystal Yb:KYW oscillator with cavity-dumping
G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, und U. Morgner
18. CLEO/Europe and EQEC, 2011, München, Deutschland
Compact OPCPA System Generating CEP-stabilized Two-cycle Pulses with Repetition Rates up to 500 kHz
M. Schultze, T. Binhammer, M. Emons, T. Lang, und U. Morgner
19. CLEO/Europe and EQEC, 2011, München, Deutschland
Tunable Broadband Optical Parametric Oscillator Pumped by an Yb:KLu(WO₄)₂ Thin-Disk Laser Oscillator
T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Schultze, und U. Morgner
20. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2012, San Diego, USA
Rapidly Spectral Ramping of an Ultra-wide Tuneable Femtosecond Non-collinear Optical Parametric Oscillator (NOPO) with High Average Output Power

T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Harth, und U. Morgner

21. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), 2012, San Diego, USA
Two color pumped OPCPA system delivering a 1.5 octave spanning coherent spectrum in the visible
A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, und U. Morgner
22. High-Intensity Lasers and High-Field Phenomena (HILAS), 2012, Berlin, Deutschland
Two-color Pumped OPCPA System with μJ Pulse Energy and a Spectral Bandwidth of 1.5 Octaves from VIS to NIR
A. Harth, M. Schultze, T. Lang, S. Rausch, T. Binhammer, and U. Morgner

Beiträge bei nationalen Konferenzen

1. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2008, Darmstadt
Zwei-Farben-Pump-Abfrage-Messungen von Quantenpunktstrukturen mit einem MHz-OPA
M. Schultze, A. Steinmann, G. Palmer, und U. Morgner
2. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2009, Hamburg
Femtosekunden Yb:KLuW-Scheibenoszillator im solitären und positiv dispersiven Dispersionsregime
G. Palmer, M. Schultze, A.L. Lindemann, A. Steinmann, M. Siegel, und U. Morgner
3. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2009, Hamburg
Grenzen der Pulsdauer in solitären Festkörperlasern
F. Lücking, M. Schultze, G. Palmer, und U. Morgner
4. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2010, Hannover
Modengekoppelter zwei-Kristall Yb:KYW-Oszillator mit Cavity-Dumping im positiven Dispersionsregime
G. Palmer, A.L. Lindemann, M. Schultze, M. Siegel, M. Emons, und U. Morgner
5. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2010, Hannover
Erzeugung von $1,3\mu\text{J}$, $8,8\text{fs}$ Pulsen mit einem OPCPA System bei 143kHz Wiederholrate
M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, M. Emons, und U. Morgner

6. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011, Dresden
Pulsformer für Pulsspektren mit 1,5 Oktaven
A. Harth, M. Schultze, S. Rausch, und U. Morgner
7. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011, Dresden
Hochreptierendes, CEP-stabilisiertes OPCPA System mit μJ -Pulsenergien und Pulsdauern von weniger als 6 fs
M. Schultze, T. Binhammer, M. Emons, T. Lang, und U. Morgner
8. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011, Dresden
Erzeugung von 7 μJ Pulsenergie mit einem Zwei-Kristall Yb:KYW-Oszillator mit Cavity-Dumping
G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, und U. Morgner
9. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011, Dresden
Erzeugung von Nanostrukturen durch 2-Photonen-Polymerisation mit einem sub-10-fs-MHz-NOPA
M. Emons, G. Palmer, M. Schultze, K. Obata, B. Chichkov, und U. Morgner
10. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2011, Dresden
Optisch parametrischer Oszillator hoher mittlerer Leistung mit Femtosekunden-Pulsen und schnell durchstimmbar Spektrum
T. Lang, M. Jackstadt, S. Rausch, T. Binhammer, M. Emons, G. Palmer, M. Schultze, A. Harth, und U. Morgner
11. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2012, Stuttgart
Zwei-Farben gepumpter OPCPA mit Spektren von 430 nm bis 1,3 μm
A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, und U. Morgner
12. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2012, Stuttgart
Einstufiges fs-Faserverstärkersystem mit 1MHz Repetitionsrate und 80 μJ Pulsenergie
B. Kreipe, M. Schultze, M. Emons, M. Hoffmann, und U. Morgner
13. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2012, Stuttgart
Nichtkollinear-optisch-parametrischer Oszillator (NOPO) mit fs-Pulsen hoher mittlerer Ausgangsleistung und ultraweit durchstimmbar Spektren
T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Harth, und U. Morgner