

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

A. Beyertt
Yb:KYW regenerativer Verstärker für
ultrakurze Pulse

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

von Dr.-Ing. Angelika Beyertt
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. Willy Lüthy

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2010

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2010

ISBN 978-3-8316-4002-7

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Kurzfassung

Mit ultrakurzen Laserpulsen ist in der Lasermaterialbearbeitung die präzise Strukturierung von metallischen und nichtmetallischen Werkstoffen ohne den Einfluss störender thermischer Effekte möglich. Zuverlässige, kompakte und billige Ultrakurzpulslasersysteme sind jedoch kommerziell kaum erhältlich, dies verhindert bisher die Überführung dieser Technologie von den Forschungslaboren in die industrielle Anwendung. Hier bietet der Scheibenlaser die Möglichkeit, kompakte, anwendungstaugliche Ultrakurzpulsquellen mit hoher Pulsenergie und mittlerer Leistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität zu realisieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Laserpulse aufgebaut. Es kommen zwei Konzepte zum Einsatz. Zum einen wurde ein System mit Gires-Tournois-Interferometer-Spiegeln zur Dispersionskompensation im Verstärkerresonator realisiert. Dadurch wird die dispersive Pulsverlängerung während der Verstärkungsphase verhindert. Dieses Konzept ermöglicht die Verstärkung von Laserpulsen im Subpikosekundenbereich mit Pulsenergien bis zu 150 μJ . Das Einsetzen optisch nichtlinearer Effekte begrenzt die Verstärkung zu höheren Pulsenergien, zudem können in diesem Energiebereich keine Laserpulse kürzer als 500 fs verstärkt werden. Der Vorteil dieses Konzepts liegt jedoch im einfachen und kompakten Aufbau. Zum anderen wird für die Verstärkung kürzerer Laserpulse ein zweites Konzept herangezogen. Bei diesem wird die dispersive Pulsverlängerung durch die resonatorinternen optischen Komponenten während der Verstärkung nicht kompensiert. Durch die Verlängerung der Laserpulse setzen nichtlineare Effekte erst bei höheren Pulsenergien ein. Die Laserpulse müssen in diesem Fall jedoch nach der Verstärkungsphase durch einen Gitterkompressor rekomprimiert werden. Die vergleichsweise niedrige Dispersion im System erlaubt den Einsatz von Gittern mit niedriger Liniendichte, so dass die Justageempfindlichkeit wesentlich geringer als in gewöhnlichen CPA-Systemen ist. Dieses zweite Konzept ist durch den Gitterkompressor etwas anspruchsvoller und weniger kompakt als das erste, erlaubt dafür aber die Verstärkung kürzerer Laserpulse. Es wurden Laserpulse im Bereich bis 100 μJ Pulsenergie mit einer Pulslänge von etwa 300 fs demonstriert.

Ein vorhandenes Modell wurde für die Simulation des Systems genutzt. Vergleiche der modellierten Werte mit experimentellen Daten zum Verstärkerbetrieb weisen eine gute Übereinstimmung auf. Anhand des Modells lassen sich für verschiedene Anfangsbedingungen Vorhersagen für die zu erwartenden Pulseigenschaften treffen.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Resultate bestätigen die Eignung von Yb:KYW in regenerativen Scheibenlaserverstärkern für den Aufbau von kompakten, leistungsfähigen Ultrakurzpulslasern, die vielfältige neue Anwendungsgebiete beispielsweise in Medizin oder Industrie erschließen können.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	5
Inhaltsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis.....	9
Extended Abstract	13
1 Einleitung.....	17
1.1 Hintergrund und Zielsetzung.....	17
1.2 Strukturierung der Arbeit	18
2 Grundlagen	21
2.1 Prinzip des Scheibenlasers	21
2.2 Laseraktives Medium Yb:KYW	22
2.3 Ultrakurzpulsverstärkersysteme	25
2.4 Allgemeine Grundlagen der Ultrakurzpulsphysik.....	29
2.4.1 Dispersion.....	29
2.4.2 Kerr-Effekt und Selbstphasenmodulation	31
2.4.3 Pulskomprimierung	33
2.4.3.1 Methoden der Pulskomprimierung.....	34
3 Realisierung des Verstärkers.....	39
3.1 Strahlverlauf im Gesamtsystem.....	40
3.2 Seedlaser.....	41
3.3 Verstärkerresonator	43
3.4 Scheibenlasermodul.....	44
3.5 Pockelszelle	45
3.6 Kompressor.....	46
3.7 Diagnostikverfahren	46
4 Verstärkung ultrakurzer Laserpulse.....	51
4.1 Regenerativer Verstärker mit Yb:KYW	51
4.1.1 Verstärkerbetrieb bei verschiedenen Repetitionsraten.....	51
4.1.2 Einfluss der Seedlaserwellenlänge auf die Verstärkung	53
4.1.3 Einfluss der Seedlaserpulslänge	55

4.2	Dispersionskompensation mit GTI-Spiegeln im Resonator	60
4.3	Resonatorexterne Pulskomprimierung durch Gitter	68
4.4	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	72
5	Modellierung des Systems mit ProPulse	75
5.1	Das Modell	75
5.1.1	Beschreibung des Programms ProPulse	75
5.1.2	Parameter	75
5.2	Vergleich zwischen Experiment und Modell	78
5.2.1	Verstärker ohne Dispersionskompensation	79
5.2.1.1	Variation der Seedlaserwellenlängen	79
5.2.1.2	Verschiedene Seedlaserpulslängen	81
5.2.2	Verstärker mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel	86
5.2.3	Gitterkompressor	93
5.2.4	Zusammenfassung des Vergleichs	95
5.3	Optimierungsmöglichkeiten	96
5.3.1	Vergrößerung der Verstärkung	96
5.3.1.1	Optimierte Seedlaserwellenlänge	97
5.3.1.2	Optimierung der Verstärkung	104
5.3.1.3	Resonatordesign mit Mehrfach-Durchgang durch die Scheibe	110
5.3.2	Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle	116
5.3.3	Einfluss der Seedlaserpulslänge	122
5.3.4	Leistungsskalierung über die Fläche	128
5.3.5	Zusammenfassung der Optimierungsmöglichkeiten	128
6	Zusammenfassung und Ausblick	131
	Literaturverzeichnis	137
A	Anhang	145
A.1	Axiale Temperaturverteilung in der Scheibe	145
A.2	Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt	146
A.3	Spektrale Frequenzverteilung eines Laserpulses	149
A.4	Stimulierte Raman-Streuung	150
	Danksagung	155

Symbolverzeichnis

Die in dieser Arbeit verwendeten Variablen sind, getrennt nach lateinischen und griechischen Buchstaben, jeweils in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet.

c	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
c_0	Konstante
c_2	Konstante
C	Parameter
d_g	Linienabstand beim Gitter
d	Dicke des Kristalls
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Raman-Streuquerschnitt
E	Leistungsdichte
E_p	Leistungsdichte der Pumpstrahlung
E_s	Leistungsdichte der Stokes-Strahlung
$E(t)$	zeitliches Leistungsdichteprofil
$\tilde{E}(\nu, \nu_0)$	spektrale Frequenzverteilung
F	Faktor
g_k	Entartungsgrad der Stark-Niveaus
g_{ss}	Verstärkungskoeffizient der Stokes-Strahlung
G	Nettoverstärkungsfaktor pro Umlauf im Resonator
G_V	Verstärkungsfaktor des laseraktiven Mediums pro Umlauf im Resonator
$I(\lambda)$	Fluoreszenzspektrum
k	Wellenzahl
k_B	Boltzmannkonstante
l	Länge des Raman-aktiven Mediums
l_g	Gitterabstand in Richtung der Gitternormalen
L	Länge des Kristalls
L_K	Länge des nichtlinearen Mediums
M^2	Beugungsmaßzahl
M_x^2	Beugungsmaßzahl in x-Achse
M_y^2	Beugungsmaßzahl in y-Achse

n	Anzahl der Umläufe im Resonator
n_0	Brechungsindex
n_2	nichtlinearer Brechungsindexkoeffizient
$n(\omega)$	Brechungsindex als Funktion der Frequenz
Q_k	Energie der Starkniveaus
Q_n	Energie der Laserpulse nach dem n-ten Umlauf im Resonator
Q_{Puls}	Energie der verstärkten Laserpulse
Q_{Sat}	Sättigungsenergie der Scheibe
Q_{Seed}	Energie der Seedlaserpulse
Q_{ZL}	Energieabstand der Zero-Phonon-Line
r_{gm}	Elektrooptischer Koeffizient entlang der Kristallachse
R	Reflektivität der Spiegel
R_p	Pumpfleckradius
R_{th}	Wärmewiderstand
T	Temperatur in Kelvin
T_2	Schwingungsrelaxationszeit des Raman-aktiven Mediums
$T(\omega)$	zeitliche Verschiebung
T_k	Temperatur im Kühlmittel
T_{op}	Transmission
T_m	mittlere Temperatur in der Scheibe
T_{min}	minimale Temperatur in der Scheibe
T_{max}	maximale Temperatur in der Scheibe
$U_{\lambda/4}$	Lambda-Viertel-Spannung des elektrooptischen Kristalls
V	Verlustfaktor pro Umlauf im Resonator
w	Strahlradius
w_{PZ}	Strahlradius in der Pockelszelle
$w_{Scheibe}$	Strahlradius in der Scheibe
$w_{\lambda/4}$	Strahlradius im Lambda/4-Verzögerungsplättchen
$w_{\lambda/2}$	Strahlradius im Lambda/2-Verzögerungsplättchen
W_0	Volumenwärmeleistungsdichte
Z	Zustandssumme
$Z_{u/o}$	Zustandssumme des unteren/ oberen Multipletts
z	axiale Ortskoordinate

γ	Einfallswinkel auf das Gitter
$\Delta\omega_2$	Frequenzänderung durch Selbstphasenmodulation
λ	Wellenlänge
λ_{Laser}	Wellenlänge der Laserstrahlung
λ_{Pump}	Wellenlänge der Pumpstrahlung
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit
$\Delta\lambda_{\text{Laser}}$	Emissionsbandbreite (FWHM)
$\Delta\lambda_{\text{Pump}}$	Absorptionsbandbreite (FWHM)
$\Delta\omega_2$	Frequenzänderung durch Selbstphasenmodulation
$\Delta\omega_p$	spektrale Breite des Pumplasers
$\Delta\omega_R$	spektrale Breite der Raman-Linie
ν	Frequenz der Laserstrahlung
τ	Pulslänge (FWHM)
τ_A	FWHM-Breite der Intensitätsautokorrelation
τ_p	Pulslänge (FWHM)
$\tau_{\text{in} / \text{out}}$	Pulslänge (FWHM) eines Gauss-förmigen Laserpulses vor/ nach Durchlaufen eines dispersiven Mediums
τ_{rad}	Fluoreszenzlebensdauer
σ_{abs}	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{em}	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{Laser}	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt bei der Laserwellenlänge
σ_{Pump}	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge
Σ_{Int}	integraler Wert der Raman-Linienleistungsdichte im spontanen Raman- Streuspektrum
Σ_{Peak}	Maximum im spontanen Raman-Streuspektrum
$\Phi(\omega)$	frequenzabhängige Phase
Φ_0	lineare Phase
Φ_2	nichtlineare Phasenverschiebung
ω	Kreisfrequenz der Laserstrahlung
ω_0	Zentrale Kreisfrequenz zur Taylorentwicklung

Abkürzungen

AK	Autokorrelation
AR	Entspiegelung, antireflektierende Beschichtung
B	B-Integral
BBO	β -Barium Borat (β -BaB ₂ O ₄)
CPA	Chirped Pulse Amplification
FWHM	volle Halbwertsbreite (full width half maximum)
GTI	Gires-Tournois-Interferometer
GVD	Gruppengeschwindigkeitsdispersion (group velocity dispersion)
HR	Verspiegelung, hochreflektierende Beschichtung
KTP	Kaliumtitanylphosphat (KTiOPO ₄)
NA	Numerische Apertur
RTP	Rubidiumtitanylphosphat (RTiOPO ₄)
SPM	Selbstphasenmodulation
SRS	stimulierte Raman-Streuung
TOD	Dispersion dritter Ordnung (third order dispersion)
Yb:KYW	Ytterbium-dotiertes Kalium-Yttrium-Wolframat (Yb:KY(WO) ₄)

Extended Abstract

Compact sources of ultrashort laser pulses with energies of up to several 100 μJ are of interest in many specialized commercial applications. Ultrashort laser pulses have the ability to cleanly ablate a wide variety of materials with only small regions in the surrounding material being affected by heat and shock. Thus they have found a wide use in micromachining and biomedical applications. For use in dentistry e.g. subpicosecond pulses at the 100 μJ energy level with repetition rates in the range of 100-200 kHz seem to be desirable while other applications require pulse energies of several microjoules with shorter pulse widths.

A general problem when amplifying ultrashort pulses to such energy levels is the unacceptably high peak intensities in optical components. High peak intensities cause nonlinear pulse-shape distortions and optically induced damage. One method of reducing the peak power of ultrashort pulses in an optical amplifier is temporal stretching of the pulses to several 100 ps prior to the amplification process and subsequent recompression. This technique is called chirped pulse amplification (CPA). A disadvantage of these systems is their comparatively high complexity.

Today commercially available ultrashort pulse laser systems with high energies are mainly based on Ti:sapphire amplifiers. The CPA technique is essential in these systems. Repetition rates at high pulse energies are limited to several kHz. Ti:sapphire lasers require green pump light, and cannot be pumped directly by diodes. Thus these commercial systems are still bulky, high maintenance, and very expensive.

In recent years, demand for compact and robust turnkey ultrashort pulse sources has led to a new generation of ultrashort lasers. One solution are fiber-based chirped pulse amplification systems producing femtosecond pulses. Energies exceeding 1 mJ with average powers of about 10 W have been demonstrated.

A different approach to lowering the peak intensities in the amplifier is to enlarge the beam cross-sectional area in all critical optical components. This can be achieved in the laser active material by using the thin-disk laser concept for the regenerative amplifier. Combined with a suitable resonator design it eliminates the need for the CPA-technique in conditions of moderate power densities as presented in this thesis.

The concept of the thin-disk laser has been developed in 1992 by the Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) and the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR). The basic idea of this approach is a very thin laser crystal. The crystal is longitudinally pumped through one surface by laser diodes whereas the other surface is mounted on a heat sink. With a crystal thickness of about 100 μm to 300 μm one obtains nearly one-dimensional heat flow to the cooled surface. Therefore a uniform pump beam intensity

distribution can generate a temperature profile which is uniform in transverse direction and thus minimize thermal lensing effects. Nearly complete pump beam absorption can be achieved despite the small thickness of the crystal by arranging multiple passes of the pump radiation through the disk using an appropriate pump optic.

The regenerative thin-disk amplifier system presented in this thesis consists of a seed laser, a beam telescope, a beam separation unit, and the amplifier resonator. A diode-pumped Yb:glass laser oscillator that is passively mode-locked using a semiconductor saturable absorber mirror is employed as the seed laser. It is protected against feedback by an optical isolator. The mode of the seed laser beam is matched to the amplifier resonator using a telescope. A thin-film polarizer in combination with a Faraday rotator and a half-wave plate are used to separate the amplified pulses from the seed pulses. The amplifier resonator is designed for TEM₀₀ operation. A BBO Pockels cell and a thin-film polarizer are used for injection and ejection. The repetition rate of the system is limited to 45 kHz by the Pockels cell switch. When the quarter-wave voltage is applied to the Pockels cell, one seed pulse is trapped in the resonator and is amplified in the Yb:KYW thin disk over several round trips until the Pockels cell voltage is switched off again. The 100 μm thick wedged 10%-doped Yb:KYW b-cut crystal is mounted with the HR-coated back face on a heat sink in a thin-disk laser head. The disk is pumped through the AR-coated front face with a 60 W fiber-coupled diode laser at 981 nm. The thin-disk laser pump optics allows 16 pump beam passes through the disk. The pump spot diameter is 1.1 mm. Due to the weak gain more than 100 resonator round trips are necessary for the desired amplification (total gain $G \approx 50$ dB).

The Yb:KYW thin-disk regenerative amplifier is based on two different concepts. The first one is an Yb:KYW thin-disk amplifier without CPA which uses intra-cavity group-velocity dispersion compensation with Gires-Tournois interferometer mirrors to avoid pulse stretching during amplification. This approach is suitable for the amplification of subpicosecond pulses to energy levels of several 100 μJ . The onset of nonlinear effects in this set-up inhibits the generation of shorter pulses at this energy level. The main advantage of this approach is its simple and compact set-up.

Shorter pulses can be achieved with the second approach which is based on dispersive pulse stretching due to the optical components inside the amplifier cavity during amplification and subsequent pulse compression. The Yb:KYW regenerative amplifier uses no GTI mirrors, but a grating compressor for compressing the pulses after amplification. As no stretcher is used and the dispersion inside the resonator is comparatively low significantly less dispersion is needed in the compressor compared to conventional CPA systems. Consequently, gratings with lower groove density can be used. This results in much relaxed alignment tolerances which avoids one of the problems of CPA systems. Still, the second approach is more complex than the first

one but it does allow the amplification of shorter pulses. Pulses with energies up to 100 μJ were demonstrated with a pulse width of about 300 fs in this setup.

In conclusion, it is shown that Yb:KYW regenerative amplifiers can serve as efficient sub-picosecond laser pulse sources. They can be regarded as suitable candidates for the development of compact, reliable amplifiers with high-peak-power that can be used for medical or industrial applications.

The thesis is structured as follows:

After the motivation and outline in chapter 1 the theoretical background for this work is summarized in chapter 2. The principle of the thin-disk laser is reviewed and the properties of the laser active medium Yb:KYW are summarized. Then, actual results in the field of ultra short pulse amplification are reviewed. Finally, fundamentals like dispersion and the Kerr-Effect are introduced that are important for this work because of the high intensity and the broad spectra of ultra short pulses. For the generation and amplification of ultra short laser pulses, dispersion compensation is another important topic, and therefore pulse compression schemes are explained.

Chapter 3 deals with the experimental setup of the regenerative amplifier system. The components of the amplifier are introduced and explained. Further, the diagnostic methods used to collect experimental data are summarized.

Chapter 4 first deals with the experimental results. The influence of the repetition rate of the amplifier system, the wavelength of the seed laser, and the pulse width of the seed laser are shown. Then the experimental results from the intracavity dispersion compensation with GTI mirrors and from the resonator external pulse compression by a grating compressor are discussed.

In the following chapter 5 an existing numerical model is adapted to this amplifier system. It is then used for simulation of the amplification process, and the experimental data and results of the model are compared. These comparisons demonstrate that reliable results with high confidence can be expected. In a further step the numerical model is used to make predictions for the optimization of the Yb:KYW regenerative amplifier. The effects of an increase of the roundtrip gain, an increase of the beam diameter in critical intracavity optical components, and the influence of the pulse width of the seed laser are discussed. Additionally, power scaling by increasing resonator internal beam diameters in all optical components at constant pump power density is possible. The benefit of these measures for the reduction of the pulse width and nonlinearities and the enlargement of the pulse energy is analysed for both concepts.

Finally, chapter 6 summarises the results of this work and provides a short outlook.

1 Einleitung

1.1 Hintergrund und Zielsetzung

Es besteht ein wachsendes Interesse an ultrakurzen Laserpulsen für spezielle kommerzielle Anwendungen, insbesondere auch in der Lasermaterialbearbeitung. Hierbei steht „ultrakurz“ für Laserpulse mit einer Pulslänge unterhalb von zehn Pikosekunden. Ultrakurze Laserpulse haben einzigartige Eigenschaften, die Anwendungen ermöglichen, welche mit der jetzigen Generation industrieller Laser schlichtweg nicht möglich sind. Mit ultrakurzen Laserpulsen ist die praktisch schmelzfreie Bearbeitung fast aller Werkstoffe mit sehr geringen thermischen oder mechanischen Schäden des Werkstücks möglich. Benutzt man zur Bearbeitung Laserpulse, die länger sind als wenige Pikosekunden, stehen die lineare Absorption der Laserpulse und Wärmeleitungsprozesse im Vordergrund. Das umgebende Material heizt sich auf und es entstehen unerwünschte Schmelzzonen. Ultrakurze Laserpulse koppeln direkt an die freien Elektronen im Werkstück oder an die durch Mehrphotonenabsorption entstandenen freien Ladungsträger. Diese Prozesse führen typischerweise zu einer Sublimation oder Plasmabildung des bearbeiteten Materials bevor Wärme signifikant diffundieren kann. Somit können sehr feine Strukturen in metallischen und dielektrischen Werkstoffen erzeugt werden.

Breite Anwendungsmöglichkeiten für ultrakurze Laserpulse finden sich auch in der Medizin. Da biologische Materialien meist sehr sensitiv auf thermische Belastung reagieren, ist eine hocheffiziente Ablation ohne thermische Belastung des umgebenden Gewebes sehr vorteilhaft. Ultrakurze Laserpulse ermöglichen daher völlig neuartige Behandlungen oder können konventionelle Behandlungstechniken wesentlich verbessern oder vereinfachen. Die lokalisierte Wirkung der ultrakurzen Laserpulse erfüllt die Forderungen minimal-invasiver Behandlung. Pulsenergien im Bereich von 1-100 μJ mit Repetitionsraten bis einige hundert Kilohertz sind dabei wünschenswert für viele biomedizinische Anwendungen [1].

Als Beispiel sei hier eine Anwendung in der Zahnmedizin vorgestellt. Es ist möglich Zahngewebe, speziell auch kariöses Material, mit ultrakurzen Laserpulsen abzutragen, ohne in der empfindlichen Zahnpulpa einen kritischen Temperaturanstieg von 5,5 °C zu verursachen. Mechanisches Bohren und auch die Ablation mit längeren Laserpulsen (Er:YAG-Laser) verursacht mechanische und thermische Belastungen, die zu Mikrorissen im Zahnschmelz führen. Solche Mikrorisse sind Ansatzpunkte für neue kariöse Angriffe. Die Schockwelle, die Vibration und der Temperaturanstieg im umgebenden Zahnmaterial können beim Patienten zu erheblichen Schmerzen führen. Diese Nachteile können mit ultrakurzen Laserpulsen überwunden werden, sie ermöglichen nahezu schmerzfreie und rissfreie Präparation von Kavitäten [2]. Die

Abtragsrate für kariöses Zahngewebe ist etwa 10- mal höher als in gesundem Zahn. Zudem kann die spektrale Analyse des Laser induzierten Plasmas genutzt werden um kariöses von gesundem Zahnmaterial zu unterscheiden, so dass bei der Behandlung so wenig wie möglich vom gesunden Zahn abgetragen wird [3].

Heutige Anwendungen mit verstärkten Subpikosekunden Laserpulsen basieren vorwiegend auf Ti:Saphir-Lasersystemen. Diese sind kompliziert, teuer und komplex, und sind zudem auf den Leistungsbereich von wenigen Watt begrenzt. Tatsächliche wirtschaftliche Anwendungen sind daher noch nicht absehbar. Es besteht also beträchtliches Interesse an der Entwicklung von Ultrakurzpuls laserquellen hoher Effizienz, Kompaktheit und Zuverlässigkeit für kommerzielle Zwecke.

Ziel dieser Arbeit war es, ein kompaktes, anwendungstaugliches Ultrakurzpulsverstärkersystem auf Scheibenlaserbasis mit hoher Pulsenergie und mittlerer Leistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität zu realisieren. Zum einen sollten die Anforderungen für den Einsatz in der Zahnmedizin erfüllt werden, das heißt Pulsenergien von $100\text{ }\mu\text{J}$ bei Pulslängen von 750 fs und Repetitionsraten von mindestens 10 kHz sollten demonstriert werden. Zum anderen sollten für biomedizinische Anwendungen Pulslängen von 300 fs mit niedrigeren Pulsenergien von $4\text{ }\mu\text{J}$ realisiert werden. Dazu kommen zwei verschiedene Konzepte zum Einsatz, die in der folgenden Arbeit vorgestellt werden. Zum einen wurde ein System mit resonatorinterner Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel realisiert, das die Verstärkung zu über $100\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie im Subpikosekundenbereich mit Repetitionsraten bis 45 kHz ermöglicht. Zum anderen wurde ein etwas komplexeres System, in dem die Laserpulse nach der Verstärkung in einem Gitterkompressor rekomprimiert werden, genutzt, um Pulse bis 300 fs Pulslänge mit Pulsenergien bis zu $100\text{ }\mu\text{J}$ zu verstärken.

Mit dem in dieser Arbeit aufgebauten regenerativen Verstärker mit resonatorinterner Dispersionskompensation wurde die Ablation von Zahnschmelz demonstriert. Bei einer Pulsenergie von $75\text{ }\mu\text{J}$, einer Pulslänge von 650 fs und einer Repetitionsrate von 35 kHz wurde eine qualitativ hochwertige Zahnabtragung gezeigt, wobei die Abtragungseffizienz vergleichbar mit der Leistung einer mechanischen Turbine ist [4]. Ein Prototyp dieses Verstärkersystems wird derzeit an der Fachhochschule in Mannheim [5] für Ablationsversuche an verschiedenen Materialien eingesetzt. Die Firma Jenoptik L.O.S. [6] arbeitet an der industriellen Umsetzung des in dieser Arbeit vorgestellten Verstärkerkonzepts mit Gitterkompressor.

1.2 Strukturierung der Arbeit

In Kapitel 2 sind zunächst die benötigten Grundlagen zusammengestellt. Dabei werden zuerst das Prinzip des Scheibenlasers und die wichtigsten Eigenschaften des laseraktiven Materials Yb:KYW vorgestellt. Anschließend wird über den Stand der

Technik auf dem Gebiet der Ultrakurzpulsverstärkersysteme berichtet. Danach werden für die Ultrakurzpulstechnik wichtige Effekte, die in dieser Arbeit eine Rolle spielen, wie Dispersion und der Kerr-Effekt, eingeführt. Bei der Erzeugung und Verstärkung ultrakurzer Laserpulse ist zudem die Dispersionskompensation ein wichtiges Thema. Daher werden Methoden der Pulskomprimierung vorgestellt.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem experimentellen Aufbau des vorgestellten regenerativen Verstärkers. Die einzelnen Komponenten und die Funktionsweise des regenerativen Verstärkers werden erklärt. Zudem werden die genutzten Diagnoseverfahren erläutert.

Im darauffolgenden Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse beschrieben. Der Einfluss von verschiedenen Repetitionsraten des Verstärkers, der Wellenlänge des Seedlasers und der Pulslänge des Seedlasers auf den Verstärkerbetrieb wird dargestellt. Danach werden die experimentellen Ergebnisse zur Verstärkung ultrakurzer Pulse mit Dispersionskompensation durch resonatorinterne GTI-Spiegel und den resonatorexternen Gitterkompressor diskutiert.

In Kapitel 5 wird zunächst das zur Modellierung genutzte, bereits vorhandene Programm ProPulse [7] und die darin in dieser Arbeit verwendeten Parameter vorgestellt. Um die Zuverlässigkeit des numerischen Modells zu überprüfen, folgt eine Gegenüberstellung von experimentellen Ergebnissen und berechneten Werten anhand einiger Beispiele. Daraufhin wird das Modell genutzt, um Aussagen zur Optimierung des Systems zu machen. Dabei wird die Vergrößerung der Verstärkung, die Vergrößerung der Strahlradian in kritischen resonatorinternen Komponenten, der Einfluss der Seedlaserpulslänge und die Leistungsskalierbarkeit über die Vergrößerung der gepumpten Fläche bei gleichbleibender Pumpleistungsdichte diskutiert.

Abschließend werden die Ergebnisse in Kapitel 6 zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten gegeben.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst kurz das Prinzip des Scheibenlasers mit seinen Vor- und Nachteilen vorgestellt. Daraufhin werden die wichtigsten Eigenschaften des im regenerativen Verstärker verwendeten laseraktiven Materials Yb:KYW zusammengefasst. Anschließend wird über den Stand der Technik auf dem Gebiet der Ultrakurz-pulsverstärkersysteme berichtet. Der folgende Abschnitt widmet sich dann der Femtosekunden-Optik, also den Effekten wie der Dispersion und dem Kerr-Effekt, die aufgrund der großen spektralen Breite und der hohen Leistungsdichte der ultrakurzen Laserpulse für diese Arbeit berücksichtigt werden müssen. Bei der Erzeugung und Verstärkung ultrakurzer Laserpulse ist zudem die Dispersionskompensation ein wichtiges Thema. Daher werden Methoden der Pulskomprimierung vorgestellt.

2.1 Prinzip des Scheibenlasers

Der prinzipielle Aufbau eines Scheibenlasers ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Im Scheibenlaser liegt das laseraktive Medium in Form einer dünnen Scheibe (typischerweise $< 0,3$ mm Dicke) vor, deren Durchmesser einige Millimeter beträgt. Die Scheibe ist mit ihrer für Laser- und Pumplicht hochreflektierenden Rückseite auf einem Kühlkörper in dem Scheibenlasermodule angebracht. Die Rückseite der Kristallscheibe dient so als End- oder Umlenkspiegel im Laserresonator. Durch die für beide Wellenlängen antireflektierende Vorderseite wird die Scheibe mit fasergekoppelter oder durch einen Glasstab homogenisierter Diodenlaserstrahlung quasi endgepumpt. Das Scheibenlasermodule ermöglicht durch eine geeignete Pumpoptik (siehe auch [8]) mehrfache Durchgänge des transmittierten Pumplichts durch die Scheibe, um trotz geringer Scheibendicke einen hohen Absorptionsgrad und damit hohen Gesamtwirkungsgrad zu erzielen. Gleichzeitig wird so eine hohe effektive Pumpleistungsdichte erzielt, was den effizienten Einsatz von Laserkristallen mit Quasi-Drei-Niveau-Struktur ermöglicht.

Im Scheibenlaser erfolgt die Kühlung über die Rückseite der Scheibe. Durch das große Verhältnis von gekühlter Oberfläche zu gepumpten Volumen wird eine effektive Kühlung erzielt. Da die Dicke der Scheibe wesentlich kleiner als der gepumpte Bereich ist, entsteht ein nahezu eindimensionaler Temperaturgradient in axialer Richtung. Thermische Linseneffekte werden so verringert. Ebenso ist die durch thermisch induzierte Doppelbrechung hervorgerufene Depolarisation gering. Prinzipiell kann dadurch eine sehr hohe Strahlqualität erreicht werden. Durch die eindimensionale Wärmeleitung kann die Laserleistung über eine Vergrößerung des gepumpten Bereichs bei konstanter Pumpleistungsdichte skaliert werden.

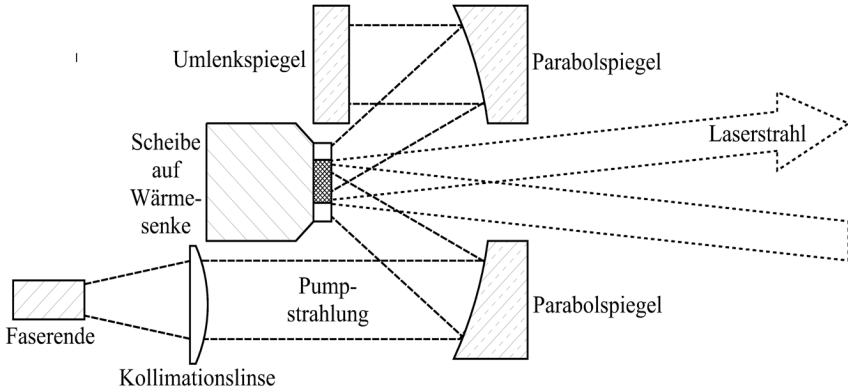


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers: Die von einem Faserende kommende Pumpstrahlung wird mit Hilfe einer Abbildungsoptik mehrfach auf die Scheibe abgebildet, wobei jedes Mal ein anderes Segment des Parabolspiegels verwendet wird.

Im Verstärkerbetrieb ist die relativ geringe Durchgangsverstärkung der dünnen Scheiben von Nachteil. Zur Verstärkung kurzer Laserpulse mit hohen Pulsenergien sind daher viele Durchgänge eines Laserpulses durch das aktive Medium erforderlich. Dies wird in der Regel mit dem Konzept der regenerativen Verstärkung realisiert.

Für eine ausführlichere Beschreibung des Scheibenlasers im Dauerstrichbetrieb wird insbesondere auf die am IFSW zu diesem Thema angefertigten Dissertationen [9, 10, 8, 11, 12] verwiesen.

2.2 Laseraktives Medium Yb:KYW

In den letzten Jahren wurden mit Yb^{3+} -Ionen dotierte Materialien als interessante Lasermedien für diodengepumpte Festkörperlaser im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ erkannt [13]. Dies ist hauptsächlich dem einfachen Energieniveauschema zu verdanken, das aus zwei Multipletts, die am Laserprozess partizipieren, besteht. Höherliegende Energieniveaus sind so weit über dem Grundniveau, dass sie den Laser nicht beeinflussen.

Dank einiger charakteristischer Eigenschaften sind Yb-dotierte Kristalle für Hochleistungs-Anwendungen sehr geeignet: Sie weisen einen extrem kleinen Quantendefekt zwischen Absorption und Emission auf. Zudem treten keine Verluste aufgrund von Absorption aus angeregten Zuständen (engl. excited-state absorption), Upconversion und Kreuzrelaxationen auf. Im Vergleich zu anderen Festkörperlasermaterialien sind hohe Dotierungen möglich. Als Pumpquellen können InGaAs-Dioden im Wellenlängenbereich zwischen $0,9\ \mu\text{m}$ und $1\ \mu\text{m}$ genutzt werden. Die

Lasermaterialien weisen aufgrund ihres kristallinen Wirts gute thermische Eigenschaften, wie zum Beispiel eine große Wärmeleitfähigkeit, auf.

Die geringe energetische Aufspaltung führt durch den kleinen Quantendefekt zu einer hohen Effizienz, gleichzeitig führt sie zu einer signifikanten thermischen Besetzung selbst der höchsten Starkniveaus in beiden Multipletts. Da die höheren Starkniveaus des unteren Multipletts als unteres Laserniveau dienen, führt diese thermische Besetzung durch Absorption der Laserwellenlänge zum Quasi-Drei-Niveau-Charakter des Materials.

$\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Yb:YAG) war das erste Yb-dotierte Lasermaterial. Reinberg et al. verwendeten GaAs:Si LEDs als Pumpquelle [15], wobei der Betrieb nur bei tiefen Temperaturen möglich war. Ein diodengepumpter Yb:YAG-Laser bei Raumtemperatur wurde erstmals in den 90er Jahren betrieben [16]. Seit über 10 Jahren wird Yb:YAG erfolgreich im Scheibenlaser eingesetzt. Ein Yb:YAG-Scheibenlaser mit einer Dauerstrichleistung von 4 kW wird derzeit von der Firma Trumpf hergestellt [17]. Das Konzept des Scheibenlasers erlaubt mit Yb:YAG auch den Pulsbetrieb, beispielsweise im modengekoppelten Betrieb [18], im Q-Switch Betrieb [19] und im regenerativen Verstärker [20]. Jedoch sind durch die limitierte Bandbreite von Yb:YAG die Pulslängen im regenerativen Verstärker auf einige Pikosekunden [21] begrenzt. Für kürzere Pulslängen muss auf Materialien größerer Bandbreite zurückgegriffen werden. In den letzten Jahren haben sich hierfür Yb-dotierte Doppel-Wolframate, wie $\text{Yb:KGd}(\text{WO}_4)_2$ (kurz: Yb:KGW) und $\text{Yb:KY}(\text{WO}_4)_2$ (kurz: Yb:KYW) bewährt. Als verstärkendes Medium für den regenerativen Verstärker dieser Arbeit wurde Yb:KYW eingesetzt, daher wird im Folgenden näher auf die Eigenschaften dieses Materials eingegangen.

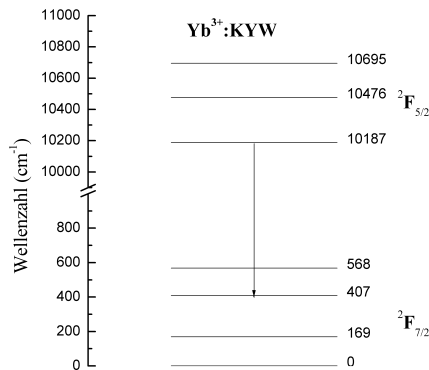


Abbildung 2.2: Termschema für die beiden Multipletts $^2F_{5/2}$ und $^2F_{7/2}$ von Yb:KYW mit Energiewerten in Wellenzahlen (cm^{-1}) bei 77 K [14]. Der Pfeil kennzeichnet den wichtigsten Laserübergang.

Yb:KYW ist ein Kristall mit monokliner Gitterstruktur. Das Termschema von Yb:KYW ist in Abbildung 2.2 dargestellt. In Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Parameter von Yb:KYW zusammengefasst. Eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften findet sich beispielsweise in [14, 22, 23]. Yb:KYW hat bei einer Pumpwellenlänge von 981 nm einen besonders kleinen Quantendefekt ($\lambda_{\text{pump}} / \lambda_{\text{laser}} \approx 0,96$) und damit eine reduzierte thermische Belastung des Verstärkerm mediums. Zudem weist es gute thermische Eigenschaften auf, die thermische Leitfähigkeit ist mit $3 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m})$ [24] ungefähr 4- bis 5-mal größer als in typischen Lasermedien auf Glasbasis, jedoch nur etwa halb so groß wie in YAG. Die Verstärkungsbandbreite ist mit 16 nm in etwa so groß wie bei Lasermedien aus Glas. Ebenso ist der Absorptionswirkungsquerschnitt mit $1,33 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ bei 981,2 nm und der Emissionswirkungsquerschnitt mit $3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ bei 1025 nm relativ hoch. Mittlerweile ist es zudem möglich, große Kristalle mit Dotierungen bis 100 at. % Ytterbium zu züchten [22]. Darüber hinaus ist es inzwischen auch möglich Yb:KYW epitaktisch zu wachsen [25].

Lasereigenschaften	Einheit	Wert	Quelle
Laserwellenlänge λ_{Laser}	nm	1025	[14]
Emissionsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{Laser}}$	nm	16	[14]
Emissionswirkungsquerschnitt σ_{Laser}^*	10^{-20} cm^2	3	[14]
Absorptionswellenlänge λ_{Pump}	nm	981,2	[14]
Absorptionsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{Pump}}$	nm	3,5	[14]
Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{Pump}^*	10^{-19} cm^2	1,33	[14]
Fluoreszenzlebensdauer τ_{rad}	μs	233	[26]
Optische Eigenschaften			
Brechungsindex n_0 bei λ_{Laser} für $E \parallel m$	-	2,04	[22]
nichtlinearer Brechungsindexkoeffizient n_2 bei 1080 nm	$10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$	8,7	[27]

Tabelle 2.1: Lasereigenschaften von Yb:KYW (5 at.-%-dotiert) (* gilt für $E \parallel a$ bei 295 K).

2.3 Ultrakurzpulsverstärkersysteme

Zur Erzeugung von Laserpulsen mit Pulslängen im Subpikosekundenbereich kommen modengekoppelte Laseroszillatoren zum Einsatz. Die Repetitionsrate dieser Oszillatoren ist durch die Umlaufzeit ihres Resonators gegeben und liegt im Bereich vieler Megahertz (50–1000 MHz). Zur Modenkopplung haben sich bei diodengepumpten Laseroszillatoren sättigbare Halbleiterabsorber (SESAM) bewährt [28]. Die höchste bisher direkt aus einem Oszillator extrahierte Pulsenergie beträgt 1,75 μJ bei einer Pulslänge von 810 fs und 60 W mittlerer Leistung und wurde mit einem modengekoppelten Yb:YAG-Scheibenlaser erreicht [29]. Laserpulse mit einer Pulslänge von 240 fs wurden mit 0,9 μJ Pulsenergie bei einer mittleren Leistung von 22 W mit einem modengekoppelten Yb:KYW-Scheibenlaser demonstriert [30]. Typischerweise werden mit modengekoppelten Oszillatoren jedoch Pulsenergien im Bereich weniger nJ bei Subpikosekunden Pulslängen erreicht.

Um größere Pulsenergien zu erreichen, müssen die in solch einem Laseroszillator erzeugten Laserpulse weiter in einem Verstärker verstärkt werden. Der Oszillator wird dann als Seedlaser bezeichnet. Weist das zur Verstärkung verwendete Medium im Einfachdurchgang eine geringe Verstärkung auf, kann dennoch eine hohe Gesamtverstärkung erzielt werden, wenn der zu verstärkende Laserpuls das Verstärkermedium mehrfach durchläuft. Dazu kommen regenerative Verstärker oder Multipassverstärker zum Einsatz. Im regenerativen Verstärker wird ein Seedlaserpuls mit Hilfe eines schnellen optischen Schalters, z.B. mit einer Pockelszelle, in einen Resonator mit dem Verstärkermedium eingekoppelt. Nach erfolgter Verstärkung in mehreren Umläufen wird der Laserpuls durch den optischen Schalter wieder ausgekoppelt und gelangt zur Endanwendung. In einem Multipass-System kann der Laserstrahl rein geometrisch aus verschiedenen Einfallswinkeln mehrfach durch das Verstärkermedium geführt werden. Für eine sehr große Zahl (> 100) von Durchgängen ist dies aber nicht mehr praktikabel.

Bis 1985 war die Verstärkung ultrakurzer Laserpulse auf Farbstoff- und Excimer-Verstärkermedien mit ihren sehr breiten Verstärkungsbandbreiten und geringen Sättigungsleistungsdichten begrenzt. Seit 1985 ist mit der Einführung der sogenannten CPA-Technik (chirped pulse amplification) die Verstärkung zu hohen Energien auch in Festkörperverstärkermedien mit wesentlich besserem Energiespeichervermögen möglich [31]. Die bei hohen Pulsspitzenleistungen auftretenden optischen Nichtlinearitäten verhinderten bis dato die effiziente Energieextraktion. Dies wird mit der CPA-Technik umgangen. Hierbei werden die Laserpulse vor der Verstärkung in einem sogenannten Stretcher zeitlich verlängert. Die Verstärkung in einem aktiven Medium erfolgt bei entsprechend niedrigerer Leistungsdichte, nach der Verstärkung werden die Laserpulse wieder zeitlich komprimiert.

Heute kommerziell erhältliche Ultrakurzpuls-Systeme basieren vorwiegend auf Titan-dotierten Verstärkermusername. Titan-Saphir (Ti:Sa) hat gegenüber Yb-dotierten Medien eine erheblich größere Verstärkungsbandbreite (120 nm) und kann daher zur Erzeugung wesentlich kürzerer Laserpulse (bis ≈ 5 fs) genutzt werden. Für die Verstärkung zu hohen Energien kommen regenerative Verstärker mit CPA-Technik zum Einsatz. Nur wenige Systeme kommen dabei ohne externen Stretcher aus, die Pulsverlängerung findet bei diesen durch positive Dispersion im Verstärker selbst statt [32, 33, 34]. Nachteilig an Ti:Sa-Systemen ist die Pumpwellenlänge im grünen Spektralbereich. Ti:Sa kann somit nicht direkt mittels Hochleistungslaserdioden gepumpt werden, es kommen Argon-Ionen-Laser oder frequenzverdoppelte, diodengepumpte Laser zum Einsatz. Dies hält den Wirkungsgrad des Gesamtsystems gering. Bei hohen mittleren Leistungen führt die Erwärmung des Ti:Sa Kristalls durch den großen Quantendefekt zu einer thermischen Linse, die sich nur durch aufwändige Kühlmaßnahmen beherrschen lässt. Die mittlere Leistung in kommerziellen Systemen ist daher auf einige Watt bei Repetitionsraten von wenigen kHz (max. 40 kHz) beschränkt [35, 36, 37, 38]. Im Laborbetrieb wurden 24 fs lange Laserpulse mit Millijoule Pulsenergie bei Repetitionsraten von 1 kHz bis 10 kHz demonstriert [39]. Bei diesen hohen mittleren Leistungen (≈ 13 W) muss der Verstärkermkristall jedoch mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. In einem anderen Aufbau, in dem der Resonator geringe Empfindlichkeit für die thermische Linse im Titan-Saphir Stab aufweist, konnten 60 fs Laserpulse mit 0,32 mJ Pulsenergie bei Repetitionsraten bis zu 20 kHz erzeugt werden [40]. Bei Repetitionsraten bis 100 kHz wurden Laserpulse mit 35 fs Pulslänge und 7 μ J Pulsenergie demonstriert [34]. Bei einer noch höheren Repetitionsrate von 250 kHz wurde eine Pulsenergie von 1 μ J bei Pulslängen von 130 fs gezeit [32].

Neben Titan-Saphir kommen zunehmend auch mit Neodym oder Ytterbium dotierte Kristall-Stäbe als verstärkende Medien in kommerziell erhältlichen UKP-Systemen zum Einsatz [41, 42]. Auch in diesen Systemen ist die mittlere Leistung durch thermo-optische Effekte begrenzt und die CPA-Technik erforderlich.

Eine weitere neue, vielversprechende Klasse von Ultrakurzpulssystemen stellen der Faserlaser und der Master Oscillator Fiber Power Amplifier (MOFPA) dar. Neue Faserdesigns mit vergrößertem Modenfelddurchmesser zeigen bei beugungsbegrenzter Strahlqualität höhere Schwellwerte für nichtlineare Effekte und zudem Unabhängigkeit gegenüber thermo-optischen Effekten. Dennoch ist die CPA-Technik in Faserverstärkern unabdingbar. Faserverstärker weisen eine sehr hohe optische Durchgangsverstärkung von 10^3 bis 10^4 auf, daher kann die Verstärkung im Einfachdurchgang erfolgen. Damit entfallen die sonst üblichen optischen Schalter, die die Repetitionsrate begrenzen; hohe Pulsenergie bei gleichzeitig hoher Repetitionsrate ist möglich. Mit Ytterbium-dotierten Faserverstärkern unter Anwendung der CPA-Technik wurden hohe mittlere Leistungen von 76 W bei Pulslängen von 400 fs und Pulsenergien von 1 μ J bei einer Repetitionsrate von 76 MHz demonstriert [43]. Bei Repetitionsraten von 100 kHz waren Pulsenergien von 50 μ J bis 100 μ J möglich [44]. Ein weiteres System

mit Yb^{3+} -Faser-Laser und Faser-Verstärkersystem mit Gitterkompressor ermöglichte eine mittlere Leistung von über 25 W bei Pulsenergien von 400 nJ und Pulslängen von 100 fs bei einer Repetitionsrate von 62 MHz [45]. Auf einen Stretcher kann in diesem System verzichtet werden, da die zu verstärkenden Laserpulse bereits mit einem positiven linearen „chirp“ aus dem Oszillator direkt in den Verstärker gelangen. Auch höhere Pulsenergien von 0,6 mJ wurden mit Pulslängen von 400 fs bei Repetitionsraten von 1,6 kHz demonstriert [46]. Kommerzielle Systeme sind mit Pulsenergien von 2 μJ und Pulslängen unter 500 fs bei einer Repetitionsrate von 250 kHz erhältlich [47], bei kleineren Repetitionsraten von 5 kHz sind Pulsenergien von 100 μJ mit Pulslängen von 250 fs möglich [1]. Bisher bestehen diese Systeme aus einer Kombination mehrerer Fasern mit Freistrahloptik und Gitterkompressor, die Komplexität und der Justagebedarf sind dementsprechend hoch. Durch Faserverstärker mit Splice-Verbindungen aller Komponenten und Gitterkompressor in Fasertechnik könnte dies verbessert werden. Gitterkompressoren in Fasertechnik sind aber für hohe Pulsenergien noch nicht verfügbar.

Eine weitere Methode zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse ist die optisch parametrische Verstärkung mit CPA-Technik (CPOPA) [48, 49]. Die parametrische Verstärkung ist ein nichtlinearer Prozess: In einen doppelbrechenden nichtlinearen Kristall wird eine intensive Pumpwelle und eine zu verstärkende Signalwelle eingestrahlt. Durch Differenzbildung der Frequenzen von Pump- und Signalwelle entsteht die sogenannte Idlerwelle, diese steht wiederum mit der Pumpwelle in Wechselwirkung, so dass durch erneute Differenzbildung die Signalwelle verstärkt wird. Die Phasen der drei im Kristall vorhandenen Wellen müssen für eine hohe Konversionseffizienz synchronisiert und die Pulslänge des Pumpwellenpulses sollte mit der Pulslänge des Signalwellenpulses möglichst übereinstimmen. In CPOPA-Systemen wird deshalb der Signalwellenpuls vor der Verstärkung zeitlich gestreckt. Nach der Verstärkung wird der verstärkte Signalpuls wieder komprimiert. Große Verstärkungsbandbreiten erlauben bandbreitebegrenzte Laserpulse mit Pulslängen von wenigen Femtosekunden. Zudem ist ein breiter, nahezu beliebiger Wellenlängenbereich (abhängig vom nichtlinearen Medium, Pump/Signal-Geometrie und Pumpwellenlänge) zugänglich. Große Verstärkungen mit einer Größenordnung von 10^7 im Einfachdurchgang durch wenige Millimeter Material sind möglich. Da die Weglänge im Verstärkermedium kurz ist, wird im Vergleich zu anderen Systemen die akkumulierte nichtlineare Phase (B-Integral) wesentlich reduziert. Da nur Übergänge zwischen virtuellen Zuständen stattfinden, wird keine Energie gespeichert, die thermische Belastung wird nahezu beseitigt, was prinzipiell vorteilhaft für hohe Repetitionsraten ist. Mittels CPOPA wurden Laserpulse bei einer Repetitionsrate von 10 Hz zu einer Pulsenergie von 31 mJ bei einer Pulslänge von 310 fs verstärkt [50]. In einem anderen CPOPA-System [51] wurden Laserpulse mit einer Pulslänge von 17,3 fs und einer Pulsenergie von 85 μJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz demonstriert. Eine wesentliche Beschränkung für CPOPA-Systeme ist jedoch die

fehlende Verfügbarkeit von Pumpquellen entsprechender Wellenlänge mit hohen Energien und kurzen Laserpulsen. Zudem ist die Komplexität des Gesamtsystems noch höher als bei den bisher vorgestellten Ansätzen.

Ein System, das Pulserzeugung und Verstärkung in nur einem Resonator (all-in-one System) verwirklicht, wurde von Fürbach et al. [52] vorgestellt. Zuerst wird durch aktive Modenkopplung ein ps-Laserpuls erzeugt. Hat sich dieser Laserpuls im Resonator aufgebaut, wird die Güte des Resonators verbessert und der Laserpuls verstärkt. Hat der Laserpuls seine maximale Energie erreicht, wird er mit einer Pockelszelle aus dem Resonator ausgekoppelt. Mit diesem System wurden Laserpulse mit 800 μJ Pulsenergie und etwa 30 ps Pulslänge erzielt. Die Repetitionsrate ist in dem vorgestellten System auf wenige kHz beschränkt. Im Vergleich zu regenerativen Verstärkern werden wesentlich weniger optische Komponenten benötigt und die separate Pumpquelle für den Seedlaser entfällt, jedoch braucht man einen zusätzlichen akustooptischen Modulator und eine Feedback-Elektronik. Die Erzeugung und Verstärkung kürzerer Laserpulse wurde bisher nicht demonstriert.

Neben den oben genannten Systemen bietet sich ein regenerativer Verstärker auf Scheibenlaserbasis zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse an. Erstmals wurde ein Verstärker auf Scheibenlaserbasis 1997 entwickelt [20]. Mit Yb:YAG als laseraktivem Material wurde eine Ausgangspulsenergie von 0,12 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz erreicht. Bei Pulslängen von einigen Pikosekunden wurde die Pulsenergie inzwischen auf 4,5 mJ gesteigert [53]. Bei höheren Repetitionsraten (20 kHz) wurden immer noch Pulsenergien bis 1,3 mJ, entsprechend einer mittleren Ausgangsleistung von 26 W demonstriert [21]. Die Pulslänge betrug dabei 1,8 ps. Zur Verstärkung von Laserpulsen im Subpikosekundenbereich wurde aufgrund der vielversprechenden Eigenschaften von Yb:KYW im Rahmen dieser Arbeit ein regenerativer Verstärker auf Scheibenlaserbasis mit diesem Material aufgebaut. Wie bereits erwähnt kommen zwei Konzepte zum Einsatz. Das Ultrakurzpulsverstärkersystem mit GTI-Spiegeln zur resonatorinternen Dispersionskompensation ermöglicht Pulsenergien bis zu 150 μJ im Subpikosekundenbereich bei einer Repetitionsrate bis 45 kHz [54]. Das Verstärkersystem ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit nachgeschaltetem Gitterkompressor erlaubt die Verstärkung von Laserpulsen im Bereich bis 100 μJ Pulsenergie mit einer Pulslänge von etwa 300 fs [55]. Die Strahlqualität wurde zu $M^2=1,3$ gemessen. Im Vergleich zu den oben genannten Systemen ist die Komplexität des Aufbaus für beide Konzepte wesentlich verringert.

2.4 Allgemeine Grundlagen der Ultrakurzpulsphysik

2.4.1 Dispersion

Verschiedene Frequenzkomponenten eines optischen Signals propagieren mit verschiedenen Geschwindigkeiten durch ein dispersives Medium. Dieses Phänomen wird Dispersion genannt. Es führt zu einer Verteilung der Frequenzkomponenten über den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses, die als Chirp bezeichnet wird.

Um die Auswirkungen dispersiver Elemente zu charakterisieren, wird die Phasendispersion des Laserpulses in Abhängigkeit von der Frequenz betrachtet. Üblicherweise wird dazu die frequenzabhängige Phase $\Phi(\omega)$ in eine Taylorreihe entwickelt

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + \left. \frac{d\Phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3\Phi}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.1)$$

wobei ω die Kreisfrequenz und ω_0 die Zentralfrequenz der Entwicklung darstellt. Die zeitliche Verschiebung $T(\omega)$ in Abhängigkeit der akkumulierten Phase ist

$$T(\omega) = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega}, \quad (2.2)$$

setzt man Gleichung 2.1 in Gleichung 2.2 ein, erhält man

$$T(\omega) = \left. \frac{d\Phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \left. \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^3\Phi}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots. \quad (2.3)$$

Der erste Koeffizient $\left. \frac{d\Phi}{d\omega} \right|_{\omega_0}$ entspricht einer Gesamtverschiebung des Laserpulses, er wirkt sich jedoch nicht auf die Pulsform aus. Alle anderen Terme bewirken Verzerrungen der Pulsform. Der zweite Term $\left. \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}$, die quadratische Phasendispersion,

wird auch als Gruppengeschwindigkeitsdispersion (group velocity dispersion, GVD) bezeichnet. Der dritte Term, die Dispersion dritter Ordnung (third order dispersion, TOD) kann im Allgemeinen ebenso wie die Dispersion höherer Ordnungen für Laserpulse mit Pulslängen über 50 fs vernachlässigt werden. Die Dispersion gerader Ordnungen bewirken zeitlich symmetrische Pulsveränderungen, während die ungeraden Ordnungen je nach Vorzeichen Vor- oder Nachpulse verursachen.

Dispersion kann zum Beispiel dadurch entstehen, dass der Brechungsindex eines Mediums $n(\omega)$ eine Funktion der Frequenz ist. Die Dispersion zweiter und dritter Ordnung in optischen Medien kann durch

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = L \frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{L}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \approx L \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} = -L \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (2.4)$$

$$\frac{d^3\Phi}{d\omega^3} = L \frac{d^3k}{d\omega^3} \approx -L \frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left(\frac{3d^2n}{d\lambda^2} + \frac{\lambda d^3n}{d\lambda^3} \right) \quad (2.5)$$

berechnet werden, wobei k die Wellenzahl, c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und L die Länge des dispersiven Mediums ist. Für alle gebräuchlichen optischen Materialien ist im sichtbaren und nahen Infrarotbereich $\frac{d^2k}{d\omega^2} > 0$, das heißt die roten

Anteile eines Laserpulses laufen schneller durch das optische Medium als die blauen Anteile. In diesem Fall spricht man von einem positiven Puls-Chirp (up-chirp). Eine anomale, negative Dispersion verursacht den umgekehrten Chirp (down-chirp).

Die Dispersion verändert das zeitliche Profil eines Laserpulses, aber nicht das spektrale Profil (siehe Abbildung 2.3). Ultrakurze Laserpulse haben naturgemäß eine große spektrale Breite und sind daher besonders empfindlich auf Dispersion. Der Effekt der Dispersion kann im Prinzip kompensiert werden, indem ein Medium mit entgegengesetzter Dispersion durchlaufen wird (siehe z.B. Kapitel 2.4.3).

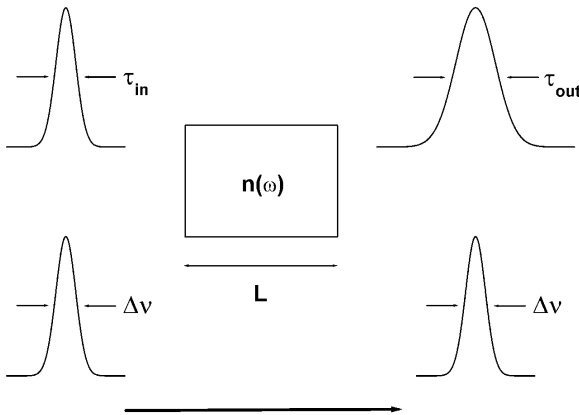


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Pulsverlängerung eines Gauss-Pulses durch Dispersion [nach 56].

Für einen Gauss-förmigen, chirpfreien Laserpuls der Pulslänge τ_m ergibt sich nach Durchlaufen eines Mediums der Länge L infolge der Gruppengeschwindigkeitsdispersion, unter Vernachlässigung Dispersion dritter und höherer Ordnung eine Verlängerung der Pulsdauer τ_{out} zu

$$\tau_{out} = \sqrt{\tau_m^2 + \left(\frac{L \cdot 4 \ln 2}{\tau_m} \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)^2} . \quad (2.6)$$

Tatsächlich haben die Laserpulse aus modengekoppelten Oszillatoren zwar eher die Form eines Secans hyperbolicus (sech^2), jedoch ist das Dispersionsverhalten nur für Gauss-förmige Laserpulse analytisch beschreibbar. Um die Größenordnung der Pulsverlängerung abzuschätzen, kann Gleichung 2.6 auch bei sech^2 -förmigen Laserpulsen angewandt werden, ohne einen allzu großen Fehler zu machen (bei $\tau > 50$ fs).

2.4.2 Kerr-Effekt und Selbstphasenmodulation

Der Kerr-Effekt beschreibt die Änderung der optischen Eigenschaften eines Materials durch das Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes. Das elektrische Feld verursacht eine Neuausrichtung bzw. Neuorientierung der verschiedenen Ladungsträger. Der Prozess zieht unter anderem eine Änderung der Brechzahl des Materials nach sich. Bei Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie wird der Brechungsindex daher leistungsdichteabhängig:

$$n(E) = n_o + n_2 E . \quad (2.7)$$

Hier ist n_o der Brechungsindex, n_2 der nichtlineare Brechungsindexkoeffizient und E die Leistungsdichte. Durch den Kerr-Effekt kommt es zur Verbreiterung des Spektrums (Selbstphasenmodulation) und Veränderung der räumlichen Strahlstruktur (Selbstfokussierung). Im Folgenden wird nur auf die Selbstphasenmodulation (SPM) eingegangen.

Breitet sich ein Laserstrahl mit dem Leistungsdichteprofil $E(t)$ durch ein nichtlineares Medium der Länge L_K aus, erfährt er zusätzlich zur linearen Phase Φ_0 eine nichtlineare Phasenverschiebung Φ_2 , die proportional zum Leistungsdichteprofil des Laserpulses ist:

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \Phi_2 = -kn(E)L_K = -k(n_o + n_2 E(t))L_K \quad (2.8)$$

Da die zeitabhängige Phase mit einer Frequenzänderung $\Delta\omega_2$ verbunden ist

$$\Delta\omega_2(t) = \frac{d\Phi_2(t)}{dt} = -kL_K n_2 \frac{dE(t)}{dt} \quad (2.9)$$

bewirkt der nichtlineare, Leistungsdichte abhängige Brechungsindex eine Frequenzmodulation (chirp). So vergrößert die Selbstphasenmodulation die Bandbreite

eines Laserpulses, da Photonen bei anderen Frequenzen erzeugt werden und die spektrale Breite des optischen Signals erhöht wird.

Bei einem Laserpuls erfährt die Pulsfront ($\frac{dE(t)}{dt} > 0$) eine Reduktion der Frequenz ($\Delta\omega_2(t) < 0$) und die Pulsflanke ($\frac{dE(t)}{dt} < 0$) eine Erhöhung der Frequenz ($\Delta\omega_2(t) > 0$) durch SPM. Im Leistungsdichtemaximum ($\frac{dE(t)}{dt} = 0$) ändert sich die Frequenz nicht.

Für den Fall dass reine SPM auftritt, verändert sich das zeitliche Profil des Laserpulses nicht. Schematisch dargestellt ist die Wirkung der SPM auf einen optischen Puls in Abbildung 2.4.

In den meisten Gläsern und optischen Medien ist der nichtlineare Brechungskoeffizient sehr klein (siehe Tabelle 2.2). Daher werden erst bei relativ hohen Leistungsdichten nichtlineare Effekte beobachtet, es sei denn bei großen Wechselwirkungslängen, wie zum Beispiel in optischen Fasern, oder wenn ein Laserpuls in einem Resonator bei vielen Umläufen mit einem nichtlinearen Medium wechselwirkt. Daher ist SPM besonders wichtig bei der Verstärkung ultrakurzer Laserpulse.

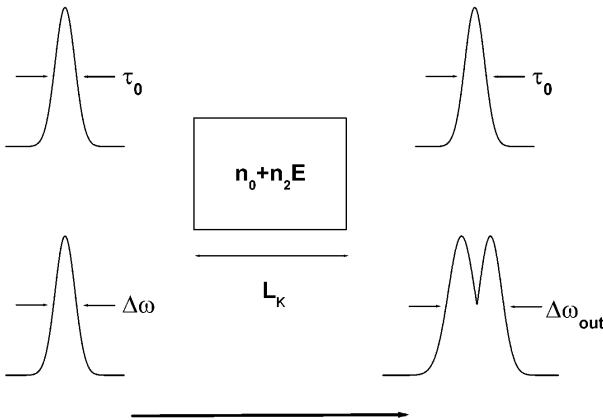


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Wirkung der Selbstphasenmodulation auf einen optischen Puls [nach 56].

Material	nichtlinearer Brechungsindexkoeffizient
KYW	$n_2 = 8,7 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ [27]
kristalliner Quarz	$n_{2o} = 3,06 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ [58]
	$n_{2e} = 3,15 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ [58]
BBO	$n_{2o} = 4,0 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ [59]
	$n_{2e} = 3,2 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ [59]

Tabelle 2.2: Nichtlinearer Brechungsindexkoeffizient einiger für diese Arbeit wichtiger optischer Materialien (o = ordentlicher Strahl, e = außerordentlicher Strahl).

Ein Kriterium für die Stärke der Selbstphasenmodulation ist das B-Integral [57], das gegeben ist durch:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_k} n_2 E(z) dz \quad (2.10)$$

Das B-Integral gibt die nichtlineare Phasenverschiebung auf der Strahlachse an, die der Laserpuls erfahren hat. Das B-Integral muss unterhalb des kritischen Wertes von ungefähr π bleiben, ab dieser Grenze bewirken die nichtlinearen Effekte merkliche Veränderungen der räumlichen und zeitlichen Struktur des Laserpulses.

2.4.3 Pulskomprimierung

Das allgemeine Konzept der Komprimierung von Laserpulsen ist das Folgende: Der Eingangspuls wird zuerst in einen Phasenmodulator eingekoppelt, der das Pulsspektrum verbreitert und zusätzlich eine Frequenzverschiebung über den zeitlichen Verlauf des Laserpulses hervorruft. Dies nennt man auch „stretchen“. Der spektral verbreiterte und gechirpte Laserpuls wird daraufhin in eine dispersive Verzögerungsstrecke geschickt, die die verschiedenen Frequenzanteile wieder phasenrichtig zusammenführt. Idealerweise muss die dispersive Verzögerungsstrecke den gegenläufigen Chirp wie der Phasenmodulator hervorrufen, um den Laserpuls zu seiner minimalen Pulslänge zu komprimieren.

Betrachtet man einen Laserpuls, der durch ein nichtlineares Medium mit positiven nichtlinearen Brechungsindexkoeffizienten n_2 propagiert, so beobachtet man eine Frequenzverschiebung von kleineren zu höheren Frequenzen über den zeitlichen

Verlauf des Laserpulses (up-chirp). Die Phasenmodulation ist nahezu linear im Bereich um das Pulsleistungsdichtemaximum. Erfährt der Laserpuls zudem positive Dispersion, wird nahezu über den ganzen Laserpuls ein linearer Chirp erzeugt. Propagiert solch ein Laserpuls nun durch ein Medium das negative GVD aufweist, wird sich die hintere Pulsflanke schneller bewegen als die Pulsfront und diese einholen. Dies resultiert in einer Pulskompression. Da die spektrale Breite des Laserpulses durch Selbstphasenmodulation erhöht wird, besteht die Möglichkeit durch Kompression kürzere Pulslängen als die Eingangspulslänge zu erhalten. Als Kompressoren eignen sich beispielsweise Gitterpaare oder Prismenpaare (siehe folgendes Unterkapitel). In der Praxis ist aber weder der Chirp, der durch Selbstphasenmodulation erzeugt wird, noch der der Kompressoren perfekt linear und begrenzt somit die Komprimierbarkeit der Laserpulse.

Sofern alle pulsverlängernden Effekte kompensiert werden, ist die theoretische Untergrenze für die Pulskompression durch das sogenannte Bandbreitprodukt $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ gegeben. Der Wert dieses Produkts ist eine Konstante, die von der jeweiligen Pulsform abhängt. Für Laserpulse mit sech^2 -Pulsform beträgt das Bandbreitprodukt 0,315, für Gauss-förmige Laserpulse 0,441. Experimentell ist diese Grenze jedoch kaum zu erreichen, da Dispersionseffekte höherer Ordnung schwierig zu kompensieren sind.

2.4.3.1 Methoden der Pulskomprimierung

Folgende Methoden können zur Pulskomprimierung genutzt werden:

- Prismenpaare [60]:

Bei Durchlaufen eines Prismenpaares (siehe Abb. 2.5) werden die spektralen Komponenten eines Laserpulses durch das erste Prisma unter verschiedene Winkel gebrochen. Daher erfahren die verschiedenen Frequenzkomponenten auf dem Weg zwischen den Prismen einen Gangunterschied. Das zweite entgegengesetzt angeordnete Prisma erzeugt wieder ein paralleles Strahlenbündel.

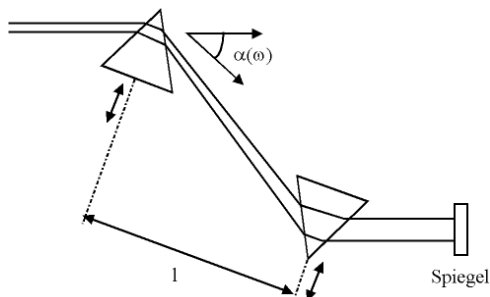


Abbildung 2.5: Anordnung eines Prismenkompressors mit Rückreflektor.

Durch zweifaches Durchlaufen der Anordnung werden die örtlich getrennten Spektralkomponenten wieder zusammengeführt und der Strahl erlangt sein ursprüngliches Strahlprofil. Die Winkeldispersion führt zu einem negativen GVD-Beitrag proportional zum Prismenabstand und zu $(dn/d\omega)^2$. Zudem kommt ein Beitrag an positiver GVD durch die Materialdispersion nach Durchlaufen des Prismenmaterials. Dieser Beitrag ist proportional zu $d^2n/d^2\omega$ und dem im Material zurückgelegten Weg. Verändert man die Position eines Prismas im Strahlengang entlang seiner Symmetrieachse, und damit die Weglänge durch das Material, kann der positive GVD-Beitrag geändert werden, ohne die Strahlrichtung zu verändern. Somit kann die totale Dispersion des Prismenpaars feinjustiert werden. Prismenpaare haben den Vorteil, die Dispersion kontinuierlich und präzise zu kompensieren. Verwendet man Brewsterprismen, bringt man nahezu keine Verluste in den Resonator ein. Jedoch vergrößern Prismenpaare den Aufbau erheblich und erhöhen die Komplexität des Systems. Im Bereich sehr kurzer Laserpulse (< 20 fs) kommt zudem die zusätzliche relativ hohe TOD zum Tragen. Durch Wahl eines geeigneten Prismenmaterials kann die TOD jedoch minimiert werden. Typischerweise werden moderate negative Dispersionswerte (einige -1000 fs²) erzielt, so dass Prismenpaare meist zur resonatorinternen Pulskomprimierung genutzt werden.

- Dispersive Spiegel (engl. chirped mirrors) [61, 62]:

Dispersive Spiegel sind speziell aufgebaute dielektrische Spiegel, die durch geschickt gewählte Dicken der auf das Spiegelsubstrat aufgedampften Schichten ein unterschiedlich tiefes Eindringen der verschiedenen Frequenzkomponenten des Laserpulses in das Spiegelmaterial bewirken. Längere Wellenlängen dringen tiefer in die Spiegelstruktur ein als kürzere Wellenlängen. Die wellenlängenabhängige Eindringtiefe ermöglicht die Dispersionskompensation. Dispersive Spiegel haben eine sehr große Bandbreite und erlauben Dispersionskompensation auch in höheren Ordnungen. Nachteil ist ihre relativ kleine GVD (-50 bis -80 fs²) und hohe Verluste ($0,2$ % pro Reflektion). Dispersive Spiegel werden zur resonatorinternen Dispersionskompensation eingesetzt.

- Gires-Tournois-Interferometer (GTI) [63]:

GTI bestehen aus einem teilweise reflektierenden und einem hochreflektierenden Reflektor. Das GTI kann entweder aus zwei getrennten Komponenten aufgebaut werden, oder aus einer Spiegelstruktur mit einer relativ dicken Distanzschicht zwischen dem partiellen und dem hochreflektierenden Reflektor bestehen. Die Transmission eines GTI ist unabhängig von der Wellenlänge, aber die Gruppenlaufzeit $d\Phi/d\omega$ ähnelt der Transmissionsfunktion eines Interferometers. Für eine bestimmte Frequenz kann ein GTI so konzipiert

werden, dass man positive oder negative Dispersion (GVD) erhält. GTI haben im Vergleich zu dispersiven Spiegeln eine reduzierte Bandbreite, die nur für Laserpulse im Subpikosekundenbereich geeignet ist, haben aber größere GVD und kleinere Verluste ($< 0,1\%$ pro Reflektion). GTI werden zur resonator-internen Dispersionskompensation eingesetzt.

- Gitterkompressor [64]

In einer Anordnung zweier identischer paralleler Gitter, wie sie Abbildung 2.6 zeigt, lassen sich Laserpulse mit einem up-chirp zeitlich komprimieren. Der Laserpuls fällt auf ein Gitter ein, dabei werden die verschiedenen Frequenzkomponenten des Laserpulses unter leicht verschiedenen Winkeln gebeugt. Daher brauchen sie zum Durchlaufen des Gitterpaares verschiedene Laufzeiten. Das zweite Gitter parallelisiert den Laserstrahl wieder, allerdings sind die spektralen Anteile jetzt räumlich gegeneinander versetzt und der Strahl hat ein un rundes Strahlprofil bekommen. Analog zu den Prismenpaaren wird, um dies zu vermeiden, das Gitterpaar zweimal durchlaufen. Meistens wird der Strahl durch einen Spiegel zurückreflektiert, dabei wird der rückreflektierende Spiegel leicht verkippt, um den komprimierten Laserpuls vom einfallenden separieren zu können. Durch den Doppeldurchgang über das Gitterpaar wird nicht nur der Strahl in sein ursprüngliches Profil überführt, sondern auch der Dispersionsbetrag verdoppelt.

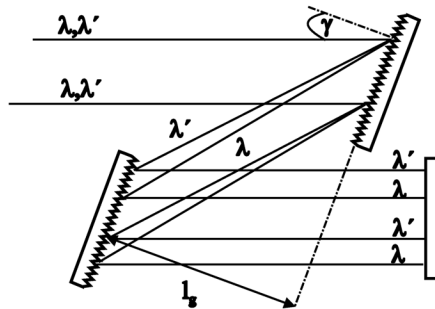


Abbildung 2.6: Anordnung eines Gitterkompressors mit Rückreflektor. Der Strahlengang ist für zwei Wellenlängenkomponenten $\lambda' > \lambda$ dargestellt. γ ist der Einfallswinkel auf das Gitter und l_g der senkrechte Gitterabstand.

Die Dispersion des Gitterkompressors kann einfach berechnet werden, man erhält für die GVD und die TOD für einen doppelten Durchgang durch die Anordnung und Beugung in die erste Ordnung die folgenden Ausdrücke

$$\frac{d^2\phi_g}{d\omega^2} = -\frac{4\pi^2 c l_g}{\omega^3 d_g^2} \left(1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega d_g} - \sin \gamma \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.11)$$

$$\frac{d^3\phi_g}{d\omega^3} = -\frac{d^2\phi_g}{d\omega^2} \frac{6}{\omega} \left(1 + \frac{\frac{2\pi c}{\omega d_g} \left(\frac{2\pi c}{\omega d_g} - \sin \gamma \right)}{1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega d_g} - \sin \gamma \right)^2} \right), \quad (2.12)$$

dabei ist l_g der Abstand der Gitter in Richtung der Gitternormalen, d_g der Furchenabstand und γ der Einfallswinkel auf das erste Gitter.

Ein Gitterkompressor weist im Vergleich zu einem Prismenpaar selbst bei kleinen Gitterabständen eine wesentlich höhere Dispersion auf (etwa 2 Größenordnungen). Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass im Gitterkompressor kein optisches Medium durchlaufen wird. Ein Nachteil der Gitterkompressoren sind die großen Beugungsverluste, so dass für die meisten Lasermedien nur der resonatorexterne Gebrauch in Frage kommt. Idealerweise werden Blazegitter unter Littrow-Winkel genutzt, um maximale Transmissionseffizienz zu erzielen. Mit metallisierten Blazegittern wird eine Transmission von etwa 95 % pro Gitter (kommerziell erhältlich 90 %, Zerstörschwelle 1,5 J/cm²) erreicht. Dielektrische Beugungsgitter lassen Beugungseffizienzen bis 97 % erwarten, eine Beugungseffizienz von 95 % mit einer deutlich erhöhten Zerstörschwelle von 2400 J/cm² wurde bereits demonstriert [65].

3 Realisierung des Verstärkers

Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise des regenerativen Verstärkers erläutert. Die einzelnen Komponenten werden vorgestellt und diskutiert. Zudem werden die genutzten Diagnoseverfahren erläutert.

In Abbildung 3.1 ist das Gesamtsystem schematisch dargestellt. Es besteht aus einem Seedlaser, einer Strahlformungseinheit, der Separationseinheit und dem Verstärkerresonator. Nach dem Verstärker können die Laserpulse bei Bedarf durch einen Gitterkompressor komprimiert werden.

Die aus dem modengekoppelten Seedlaser emittierten niederenergetischen Laserpulse werden zunächst durch eine Strahlformungseinheit geführt. Danach durchlaufen sie die Separationseinheit, in der später die verstärkten Laserpulse von den Seedlaserpulsen getrennt werden. Zur Verstärkung um mehrere Größenordnungen wird ein Laserpuls mit Hilfe einer Pockelszelle in den Verstärkerresonator eingekoppelt, darin gewinnt er bis zum Auskoppeln bei jedem Durchgang durch das laseraktive Material Energie hinzu. Nach dem Auskoppeln gelangt der verstärkte Laserpuls zum Ausgang. Es werden zwei Konzepte herangezogen. Beim ersten Konzept kommen zur resonatorinternen Dispersionskompensation GTI-Spiegel zum Einsatz, der Gitterkompressor wird in diesem Fall nicht verwendet. Beim zweiten Konzept befinden sich gewöhnliche hochreflektierende Spiegel im Resonator und die Pulse werden am Strahlausgang durch einen Gitterkompressor rekomprimiert.

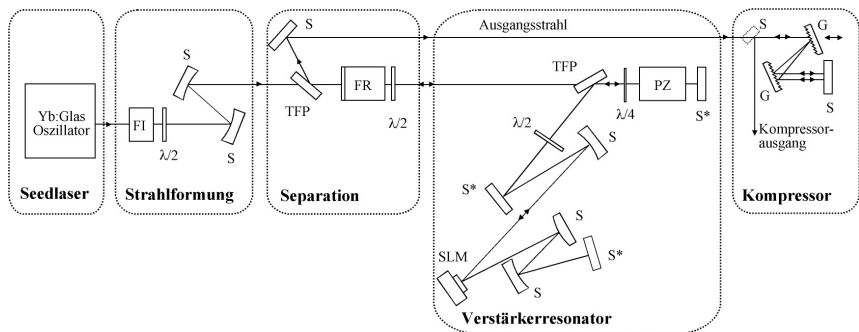


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Gesamtsystems. Abkürzungen: FI = Faraday-Isolator, FR = Faraday-Rotator, G = Gitter, $\lambda/2$ und $\lambda/4$ = Verzögerungsplättchen, PZ = Pockelszelle, S = Spiegel, SLM = Scheibenlasermodul, TFP = Dünnschichtpolarisator. Spiegel, die mit * gekennzeichnet sind, werden im Betrieb mit resonatorinterner GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel ersetzt. In diesem Fall wird der Kompressor nicht genutzt.

3.1 Strahlverlauf im Gesamtsystem

Der Seedlaserstrahl wird zunächst durch einen Faraday-Isolator geführt, um Rückkopplung in den Oszillator, die den modengekoppelten Betrieb destabilisieren würde, zu verhindern. Danach wird die Polarisierung mit einem Lambda-Halbe-Verzögerungsplättchen horizontal orientiert. Mit Hilfe eines Teleskops werden die Strahlparameter des Seedlasers auf den der Verstärkerresonatormode angepasst. Die Pulse durchlaufen nach dem Teleskop den Separationsteil. Dieser besteht aus einem Dünnschichtpolarisator und einem Faraday-Rotator. Die Drehung der Polarisierung durch den Faraday-Rotator wird beim Durchlaufen in der Eingangsrichtung durch ein weiteres Lambda-Halbe-Verzögerungsplättchen kompensiert. Der Seedlaserstrahl gelangt horizontal polarisiert durch einen Dünnschichtpolarisator in den Resonator des regenerativen Verstärkers. Mit einer BBO-Pockelszelle werden die Seedlaserpulse durch 90°-Drehung der Polarisierung in den Verstärker ein- und ausgekoppelt. Der Verstärkerresonator wird in einen oberen Resonatorast, der die Pockelszelle und ein Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen beinhaltet und den unteren Resonatorast mit den restlichen Komponenten unterteilt.

Bei spannungsloser Pockelszelle laufen alle einfallenden Seedlaserpulse einmal durch den Resonator, durch die Pockelszelle wird dabei keine Polarisationsänderung verursacht. Beim Doppeldurchgang durch das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen im oberen Resonatorast wird die Polarisierung der Laserpulse gedreht, so dass sie am Dünnschichtpolarisator (TFP) in den unteren Resonatorast reflektiert werden. Dort werden sie beim Doppeldurchgang durch die Yb:KYW-Scheibe um etwa 10 % bis 14 % verstärkt. Diese befindet sich in einem Scheibenlasermodul und wird mit einem fasergekoppelten Diodenlaser gepumpt. Nach nochmaligem Doppeldurchgang durch das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen im oberen Resonatorast sind die Laserpulse wieder horizontal polarisiert und verlassen den Resonator durch den Dünnschichtpolarisator. Im Separationsteil addieren sich die Polarisationsdrehungen des Faraday-Rotators und des Lambda-Halbe-Verzögerungsplättchens, so dass die Laserpulse am Dünnschichtpolarisator zum Ausgang reflektiert werden.

Im Verstärkerbetrieb durchläuft ein Seedlaserpuls zunächst den oberen Resonatorast, während keine Hochspannung an der Pockelszelle angelegt ist. Sobald der Laserpuls das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen und den Pockelszellenkristall doppelt durchlaufen hat, wird an der Pockelszelle die Lambda-Viertel-Spannung angelegt. Da sich die Polarisationsdrehungen durch die Pockelszelle und das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen nun bei weiteren Umläufen gegenseitig aufheben bleibt der Laserpuls im Resonator gefangen und zirkuliert mit vertikaler Polarisierung im Resonator. Dabei wird der Laserpuls bei jedem Umlauf in der Scheibe verstärkt. Wird nun, während sich der Laserpuls im unteren Ast des Resonators befindet, die Spannung an der Pockelszelle wieder ausgeschaltet, so wird die Polarisierung des

Laserpulses im Doppeldurchgang durch das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen wieder um 90° gedreht und der verstärkte Laserpuls verlässt den Resonator durch den Dünnschichtpolarisator.

Während ein Laserpuls im Resonator verstärkt wird, laufen weitere Seedlaserpulse in den oberen Resonatorast ein. Durch die an der Pockelszelle anliegende Lambda-Viertel-Spannung bleibt die Polarisierung dieser Laserpulse jedoch erhalten, wenn sie das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen und die Pockelszelle doppelt durchlaufen, so dass sie den oberen Resonatorast durch den Dünnschichtpolarisator sofort wieder verlassen. Diese Laserpulse sind als permanenter Untergrund vorhanden.

Man erhält am Ausgang des Verstärkers also eine Untergrundstrahlung. Sie setzt sich zusammen aus Seedlaserpulsen, die bei eingeschalteter Hochspannung einlaufen und unverstärkt aus dem Resonator zurückgewiesen werden, und bei ausgeschalteter Hochspannung in den Resonator eingekoppelten Laserpulsen die den Resonator nach einem Umlauf, also nach einem Doppeldurchgang über die Scheibe, wieder verlassen. In der Summe ergibt sich so eine Untergrundstrahlung aus schwachen Laserpulsen mit hoher Repetitionsrate. Die mittlere Leistung des Untergrunds ist nur geringfügig größer als die mittlere Ausgangsleistung des Seedlasers, bei dem hier vorgestellten System etwa 0,04-0,13 W. Der Untergrund wird im Folgenden bei der Bestimmung der Pulsenergie berücksichtigt. Ist dieser Untergrund für eine Anwendung nicht tolerabel, kann ein sogenannter Pulspicker verwendet werden. Dieser lässt pro Verstärkungszyklus genau einen Seedlaserpuls in den Verstärker einlaufen. Als Pulspicker kann beispielsweise eine weitere Pockelszelle eingesetzt werden.

Wegen der Anisotropie des Yb:KYW-Kristalls ist die Laserstrahlung auch ohne zusätzliches polarisationsselektives Element im Resonator linear polarisiert, und zwar in der Richtung, die den größeren Emissionswirkungsquerschnitt aufweist ($\parallel N_m$ -Achse). Da die Achse der Yb:KYW-Scheibe im für die vorgestellten Experimente verwendeten Scheibenlasermodule nicht genügend fein einjustiert werden kann, befindet sich ein Lambda-Halbe-Verzögerungsplättchen zwischen Dünnschichtpolarisator und Scheibe, um die Polarisationsrichtung, die durch den Dünnschichtpolarisator vorgegeben wird, optimal auf den Kristall anzupassen.

3.2 Seedlaser

Der als Seedlaser genutzte Oszillator muss einige Anforderungen erfüllen. Die Pulslänge der Seedlaserpulse wird im Lauf der Verstärkung durch eine Kombination von nichtlinearen Effekten und Dispersion zunehmen, daher sollte die Seedlaserpulslänge kürzer sein, als die nach der Verstärkungsphase erwünschte Pulslänge. Die Seedlaserwellenlänge wird durch das Verstärkermedium des regenerativen Verstärkers festgelegt. Demzufolge sollte die Seedlaserwellenlänge in der Nähe des Maximums des effektiven Verstärkungswirkungsquerschnitts von

Yb:KYW liegen. Die mittlere Leistung des Seedlasers sollte größer als 10 mW sein, um die Justage des Verstärkersystems zu erleichtern. Bei typischen Repetitionsraten von 10 MHz bis 100 MHz entspricht dies einer Pulsenergie von 0,1 nJ bis 1 nJ.

Für die Versuche standen zwei Seedlaser der Firma HighQ Laser zur Verfügung. Bei beiden handelt es sich um diodengepumpte Yb:Glass-Oszillatoren, die mit einem sättigbaren Halbleiterspiegel passiv modengekoppelt sind [66].

Einer der Seedlaser ist der Yb:Glass-Oszillator SC-1030-40 fs. Die Repetitionsrate des Seedlasers beträgt 39 MHz. Die Wellenlänge kann durch Verschieben eines Spaltes in dem spektral aufgespalteten Strahl hinter einer Prismenstrecke im Oszillator von 1025 nm bis 1050 nm verstimmt werden. Die Pulsenergie ist abhängig von der Seedlaserwellenlänge, jedoch immer kleiner als 1,0 nJ (siehe Abbildung 3.2). Die Pulslänge beträgt 420 fs bei 1030 nm, bei 1026 nm nimmt sie auf 690 fs zu. Der Oszillator ist nicht selbststartend und muss durch Rütteln an einem Prisma im Strahlengang in den modengekoppelten Zustand gebracht werden. Daher kommt es zu leichten Abweichungen (± 20 fs) der Pulslängen nach jedem Einschalten. Zudem erforderte der Seedlaser während der Betriebszeit von ca. 2 Jahren mehrfach Service, wodurch sich die Betriebsparameter wie Pulsenergie und Pulslänge teilweise erheblich änderten (bei 1030 nm ergaben sich einmal: 300 fs mit 1,5 nJ, ein andermal: 510 fs mit <1 nJ). Im Folgenden wird darauf hingewiesen, wenn die Seedlasereigenschaften von den in Abbildung 3.2 vorgestellten abweichen.

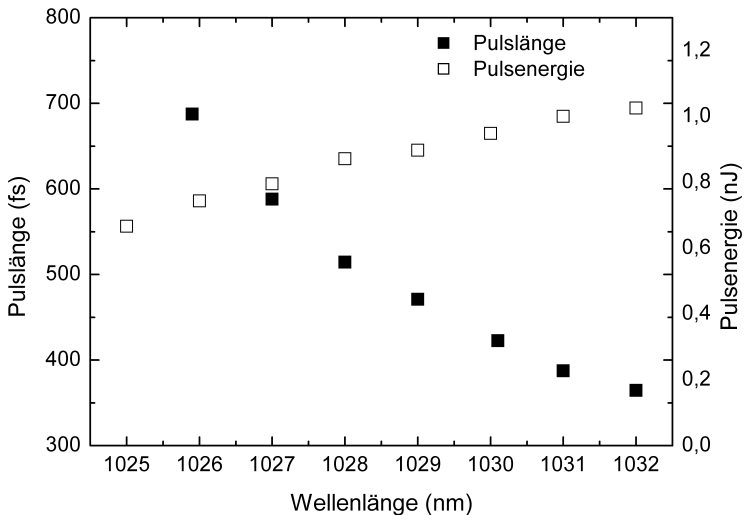


Abbildung 3.2: Pulslänge und Pulsenergie des durchstimmbaren Seedlasers

Der zweite Seedlaser, der für die Versuche mit dem Gitterkompressor zur Verfügung stand, ist der Yb:Glass-Oszillator IC-10xx-xx fs. Die Repetitionsrate des Seedlasers beträgt 50 MHz. Die Wellenlänge ist fest auf 1030 nm eingestellt. Die Pulsenergie beträgt 2,5 nJ. Die Laserpulse sind nahezu bandbreitebegrenzt. Die spektrale Breite bewegt sich zwischen 5,3 nm und 5,1 nm und die Pulslänge zwischen 250 fs und 290 fs.

3.3 Verstärkerresonator

Eine gute Einführung in die Auslegung von Resonatoren für den Scheibenlaser findet sich in [8]. Geeignete Resonatoren für regenerative Verstärker erfordern jedoch weitere Randbedingungen, die in [21] näher erläutert werden. Der für die Experimente ausgelegte Verstärkerresonator (siehe Abbildung 3.3) ist ein dynamisch stabiler Resonator [67] des Typs II, der die geforderten Randbedingungen erfüllt. Die Pockelszelle befindet sich in dem Teil des Resonators, dessen Modendurchmesser in erster Näherung konstant bleibt, wenn sich der Krümmungsradius der Scheibe im Resonator mit der Pumpleistung ändert. Damit bleibt auch der Ausgangsstrahl dynamisch stabil. Bei Typ I-Resonatoren bestünde die Gefahr der Zerstörung des Pockelszellenkristalls, da sich der Modendurchmesser bei Änderung der Brechkraft der Scheibe verkleinern kann, wodurch zu hohe Leistungsdichten erreicht werden könnten. Aus diesem Grund wird für diese Arbeit ein Typ II-Resonator verwendet, obwohl das Verstärkersystem dadurch prinzipiell anfälliger für Dejastage [67] wird.

Der Resonator ist für Grundmodebetrieb ausgelegt. Hierfür muss der Modendurchmesser in der Scheibe etwa 85 % des Pumpfleckdurchmessers [12] betragen. Der Pumpfleckdurchmesser beträgt 1,1 mm. Der Strahl wird zum Durchlaufen der Pockelszelle auf 2 mm Strahldurchmesser vergrößert. Die Scheibe wird im Verstärkerresonator als Umlenkspiegel verwendet. Durch den Doppeldurchgang des Laserpulses durch die Scheibe wird eine höhere Umlaufverstärkung erzielt. Die Resonatorumlaufzeit beträgt 14,4 ns. Alle Lambda-Verzögerungsplättchen im Resonator sind AR beschichtete Verzögerungsplättchen nullter Ordnung aus kristallinem Quarz. Sie sind jeweils aus zwei zueinander verdrehten Platten zusammengesetzt, die zusammen eine Dicke von 2 mm aufweisen. Die Spiegel aus Quarzglas sind dielektrisch hochreflektierend für 1030 ± 40 nm beschichtet.

Für den Betrieb mit resonatorinterner Dispersionskompensation können die planen Spiegel des Resonators gegen GTI-Spiegel ausgetauscht werden. Die vorhandenen GTI-Spiegel haben bei 1030 nm GVD-Werte von -100 fs^2 ($\pm 20 \text{ fs}^2$), -500 fs^2 ($+50 \text{ fs}^2$), -100 fs^2 und -900 fs^2 ($\pm 100 \text{ fs}^2$). Die GTI-Spiegel erlauben die Kompensation der GVD also nur in diskreten Werten, so dass die Dispersion nicht exakt kompensiert werden kann. Um die Dispersion kontinuierlich zu kompensieren, müsste man auf Prismenpaare im Resonator zurückgreifen. Diese würden jedoch den Justageaufwand und die Komplexität des Systems erhöhen.

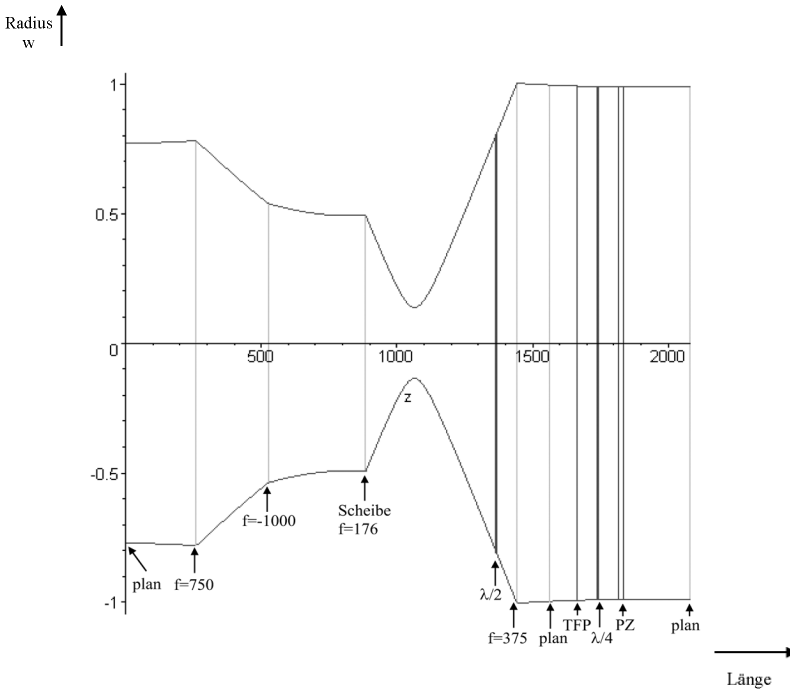


Abbildung 3.3: Der Strahlradius (in mm) ist über dem optischen Weg im entfaltenen Verstärkerresonator (in mm) dargestellt. Optische Elemente sind: plane Spiegel, gekrümmte Spiegel mit Brennweite f (in mm), die Yb:KYW-Scheibe, Verzögerungsplättchen mit $\lambda/2$ und $\lambda/4$, ein Dünnschichtpolarisator (TFP) und die Pockelszelle (PZ).

3.4 Scheibenlasermodul

Das für den regenerativen Verstärker verwendete Scheibenlasermodul ermöglicht sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe (siehe [8]). Als Pumpquelle wird ein fasergekoppelter 60 W-Diodenlaser (JENOPTIK Laserdiode GmbH) bei einer Wellenlänge von 981 nm mit einer spektralen Breite von 3,3 nm (FWHM) benutzt. Die Faser hat einen Durchmesser von 600 μm und eine numerische Apertur von 0,22. Die Yb:KYW-Scheibe, die bei den in dieser Arbeit diskutierten Experimenten verwendet wurde, ist mit In80Pb15Ag5-Lot auf einen Kupferkühlkörper gelötet. Dieser wird im Scheibenlasermodul mit Wasser auf eine Temperatur von 15 °C gekühlt. Der Yb:KYW-Kristall ist senkrecht zur b-Achse geschnitten und mit 10 at.% Ytterbium dotiert. Um unerwünschte Reflexe von der AR-Schicht der Scheibe im

Resonator zu vermeiden hat sie einen Keil mit einem Winkel von $0,1^\circ$. Die Scheibe hat eine mittlere Dicke von $100\text{ }\mu\text{m}$.

3.5 Pockelszelle

Ein geeigneter Pockelszellenkristall muss eine hohe Zerstörschwelle aufweisen, der Kristall muss in geeigneten Größen erhältlich sein und die thermische Linse und Depolarisationseffekte sollten möglichst klein ausfallen. Der nichtlineare Brechungsindexkoeffizient des Pockelszellenkristalls sollte so klein wie möglich sein, um nichtlineare Effekte zu minimieren. Die Lambda-Viertel Spannung zum Schalten der Pockelszelle kann aus

$$U_{\frac{1}{4}} = \frac{\lambda d}{4n_0^2 r_{gm} L} \quad (3.1)$$

berechnet werden. Dabei ist d die Kristalldicke entlang derer die Spannung anliegt, λ die Laserwellenlänge, n_0 der Brechungsindex für den ordentlichen Strahl, r_{gm} der elektrooptische Koeffizient entlang der entsprechenden Achse des Kristalls und L die Länge des Kristalls. Der Kristall sollte also einen möglichst großen elektrooptischen Koeffizienten aufweisen, um die Schaltspannung so gering wie möglich zu halten. Eine Verkleinerung der Kristalldicke d zur Reduzierung der Pockelszellenspannung ist nicht sinnvoll, da durch die so erzwungene Reduzierung des Strahldurchmessers in der Pockelszelle die Leistungsdichte und damit nichtlineare Effekte zunehmen.

Oft genutzte Pockelszellenmaterialien sind BBO, RTP und KTP. Das Material KTP weist jedoch einen sehr hohen nichtlinearen Brechungsindexkoeffizient von $23,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [68] auf. Da RTP ein isomorpher Abkömmling von KTP ist, ist anzunehmen, dass es einen ähnlich hohen nichtlinearen Brechungsindexkoeffizient hat. Diese Materialien sind daher als Pockelszellenkristalle im Verstärker für ultrakurze Laserpulse nicht geeignet. Es verbleibt BBO, das eine hohe Zerstörschwelle und eine geringe thermische Linse aufweist. Der nichtlineare Brechungsindex beträgt $3,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [59]. Der elektrooptische Koeffizient ist allerdings sehr klein, so dass für einen Kristall mit kommerziell erhältlichen Dimensionen von $6\text{ mm} \cdot 6\text{ mm} \cdot 20\text{ mm}$ eine Lambda-Viertel-Spannung von $8\text{--}9\text{ kV}$ [69] benötigt wird. Maximal erhältliche Kristalldimensionen liegen bei $20\text{ mm} \cdot 20\text{ mm} \cdot 25\text{ mm}$ [70]. Bislang ist es nicht möglich, längere BBO-Kristalle zu ziehen, um auf diese Weise die benötigte Spannung zu reduzieren. In Ermangelung besserer Alternativen wurde trotz der hohen Lambda-Viertel-Spannung BBO als Pockelszellenmaterial gewählt.

Der verwendete BBO-Kristall hat einen Querschnitt von $6\text{ mm} \cdot 6\text{ mm}$ und ist 20 mm lang. Der Kristall ist hygroskopisch, kann aber Dank einer speziellen AR-Schicht ohne hermetisch dichtes Gehäuse genutzt werden, was die optischen Verluste reduziert. Die Transmission im Einfachdurchgang durch die Pockelszelle beträgt $99,6\%$. Der Strahl

propagiert entlang der z-Achse des Kristalls. Das elektrische Feld wird entlang der y-Achse des Kristalls an den mit Gold beschichteten Flächen des BBO-Kristalls durch Kupferelektroden angelegt. Zur Schwingungsdämpfung (piezoelektrische Resonanzen) befindet sich zwischen Kristall und Elektrode ein leitendes Gummiplättchen. Die Lambda-Viertel-Spannung wird von einem Push-Pull-Schalter (Firma Behlke) geschaltet. Die Pockelszellenschaltung wird mit dem Seedlaser synchronisiert. Dazu wird ein Teil des Seedlaserstrahls auf eine Photodiode fokussiert. Dieses Photodiodensignal wird als Triggersignal für das Steuermodul der Pockelszellen verwendet. Die Repetitionsrate des Verstärkersystems ist durch den Push-Pull-Schalter auf maximal 45 kHz begrenzt.

3.6 Kompressor

Als Kompressor wird ein parallel stehendes Gitterpaar verwendet. Die zu kompensierende Dispersion in der Größenordnung von 10^5 fs^2 ist mit resonatorextern genutzten Prismenpaaren nicht mehr zu realisieren. Im Vergleich zu konventionellen CPA-Systemen, bei denen eine noch viel größere Dispersion kompensiert werden muss, können hier Gitter mit einer relativ geringen Liniendichte verwendet werden. Die Anforderungen an die Justage sind daher vergleichsweise entspannt.

Die Gold beschichteten optischen Gitter (Thermo RGL, New York) haben eine Liniendichte von 600 Linien/mm und eine Blaze-Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$. Die Gitter werden nahezu unter Littrow-Winkel mit einem Einfallswinkel von 10° justiert. Zur Winkeljjustage sind die Gitter auf Drehtischen angebracht. Das zuerst getroffene Gitter ist zudem auf einem Verschiebetisch montiert, um den Abstand der Gitter für jede Resonatorumlauflaufzahl auf beste Kompression leicht verändern zu können. Die Liniendichte der Gitter wurde so gewählt, dass Gitterabstände l_g von etwa 10 cm zur Dispersionskompensation ausreichend sind. Das Gitterpaar wird von dem auf einen Strahldurchmesser von 2 mm kollimierten Ausgangsstrahl doppelt durchlaufen. Als Rückreflektor dient ein leicht verkippter planer HR-Spiegel. Die Transmissions-effizienz des Gitterpaares im Doppeldurchgang beträgt 70 %.

3.7 Diagnostikverfahren

Ein Teil des Seedlaserstrahls wird durch einen Spiegel im Strahlweg des Teleskops transmittiert und über eine Glasfaser zu einem Gitterspektrometer (Ocean optics), mit dem das optische Spektrum überprüft wird, geführt. Das Spektrum der ausgekoppelten Laserpulse wird mit demselben Spektrometer im abgeschwächten Ausgangsstrahl vermessen. Dabei ist zu beachten, dass das Seedlaserspektrum in allen Spektren als Untergrund mit beobachtet wird und die Spektren nicht um diesen Untergrund

korrigiert dargestellt werden. Bei höheren Pulsenergien kann der Untergrund jedoch vernachlässigt werden.

Für Testzwecke ist es möglich, den Resonator des regenerativen Verstärkers als Dauerstrichlaser zu betreiben. Dazu bleibt die Pockelszelle ausgeschaltet und das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen wird so gedreht, dass es im Doppeldurchgang eines Laserstrahls dessen vertikale Polarisation in eine elliptische Polarisation mit geringem horizontalem Anteil umwandelt. Der horizontale Anteil wird am Dünnschichtpolarisator transmittiert und gelangt zum Ausgang. Das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen und der Dünnschichtpolarisator wirken hierbei wie ein Auskoppelspiegel mit stufenlos einstellbarem Transmissionsgrad.

Um den Pulsaufbau im regenerativen Verstärker zu beobachten, wird die Leckstrahlung von dem im Resonator umlaufenden Laserpuls hinter einem Endspiegel von einer schnellen Photodiode erfasst. Ebenso wird Leckstrahlung des ausgekoppelten Laserpulses hinter einem HR-Spiegel im Ausgangsstrahlengang von einer schnellen Photodiode erfasst. Die Signale werden am Oszilloskop beobachtet und verwendet, um den Auskoppelzeitpunkt zu optimieren.

Zur Messung der Beugungsmaßzahl M^2 im cw-Betrieb wird ein ModeMaster (Coherent) benutzt, im Pulsbetrieb wird die Kaustik normgerecht [71] mit einer 12-Bit CCD-Kamera vermessen.

Die Leistung des Verstärkersystems wird mit Thermodetektoren (Molelectron, Coherent) gemessen. Zur Bestimmung der Pulsenergie wird jeweils auch der Untergrund (siehe Kapitel 3.1) gemessen, der bei gepumpter Scheibe und nicht anliegender Lambda-Viertel-Spannung an der Pockelszelle am Strahlausgang auf den Leistungsdetektor einfällt und von der im Verstärkerbetrieb gemessenen Leistung abgezogen.

Zur Messung der Pulslänge wird ein Intensitätsautokorrelator (Modell AC-150 von Clark-MXR) verwendet. Aus der FWHM-Breite der Intensitätsautokorrelation τ_A wird unter der Annahme, dass die Laserpulse eine sech^2 -Pulsform haben, die Pulslänge τ_p

$$\tau_p = 0,6482 \cdot \tau_A \quad (3.2)$$

berechnet.

In Abbildung 3.4 ist eine gemessene Autokorrelation der verstärkten Laserpulse mit angepasster Autokorrelation der sech^2 -Funktion dargestellt, um zu demonstrieren, dass die Annahme von sech^2 -förmigen Pulsen gerechtfertigt ist. Abbildung 3.5 zeigt dagegen eine bei hoher Pulsenergie (150 μJ) aufgezeichnete, durch nichtlineare Effekte stark modulierte Autokorrelationsfunktion. Sobald die Autokorrelation erhebliche Flanken oder eine Substruktur aufweist, ergibt die Bestimmung der FWHM zum Teil sehr niedrige Werte für die Pulslänge. In diesem Fall liegt jedoch ein wesentlicher Anteil der Pulsenergie außerhalb der FWHM, die Definition der

Pulslänge über die FWHM ist dann kein geeignetes Maß mehr. An die gemessene Autokorrelation wird in diesem Fall die Autokorrelation eines sech^2 -förmigen Laserpulses angepasst und daraus die Pulslänge abgeschätzt.

Für sehr kleine Pulsenergien der verstärkten Laserpulse, wenn die mittlere Leistung der verstärkten Laserpulse im Bereich der Seedlaserleistung liegt, ist der Untergrund durch die Seedlaserpulse in der Autokorrelation nicht vernachlässigbar. In Abbildung 3.6 ist die gemessene Autokorrelation der Laserpulse bei einer Pulsenergie von $< 1 \mu\text{J}$ dargestellt. Es wird eine Überlagerung der Autokorrelation der Seedlaserpulse mit der der verstärkten Laserpulse beobachtet. Durch Differenzbildung kann die Autokorrelation der verstärkten Laserpulse ermittelt werden, anhand derer dann die Pulslänge ermittelt wird.

Die Messung der Intensitätsautokorrelation zweiter Ordnung erlaubt keine Rückschlüsse auf den Intensitätsverlauf und die Phase der Laserpulse und damit die Pulsform. Mögliche Asymmetrien der Laserpulse bleiben unerkannt. Zur Bestimmung aller Pulsparameter sind phasensensitive Messverfahren, wie z. B. FROG (Frequency Resolved Optical Gating) nötig.

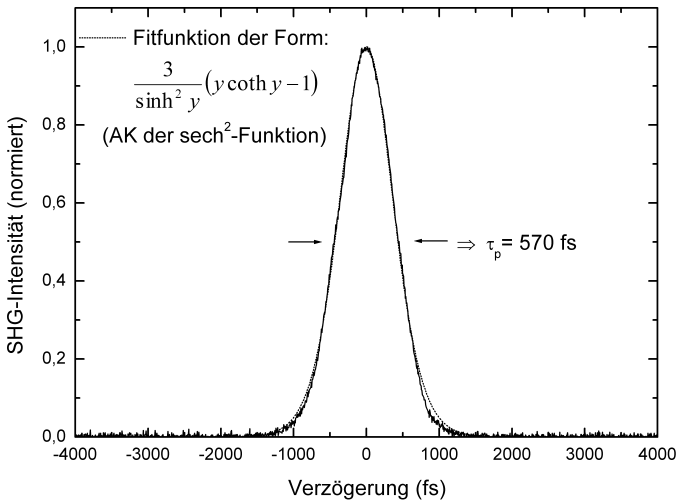


Abbildung 3.4: Autokorrelation von Laserpuls bei Dispersionskompensation von -2000 fs^2 bei einer Pulsenergie von $50 \mu\text{J}$ mit Fitfunktion (gepunktet).

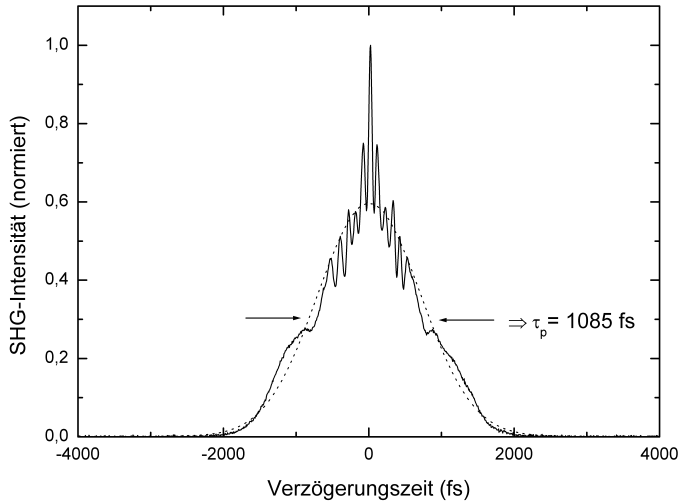


Abbildung 3.5: Autokorrelation von Laserpulsen bei Dispersionskompensation von -2000 fs^2 bei einer Pulsenergie von $150 \mu\text{J}$ mit Fitfunktion (gepunktet).

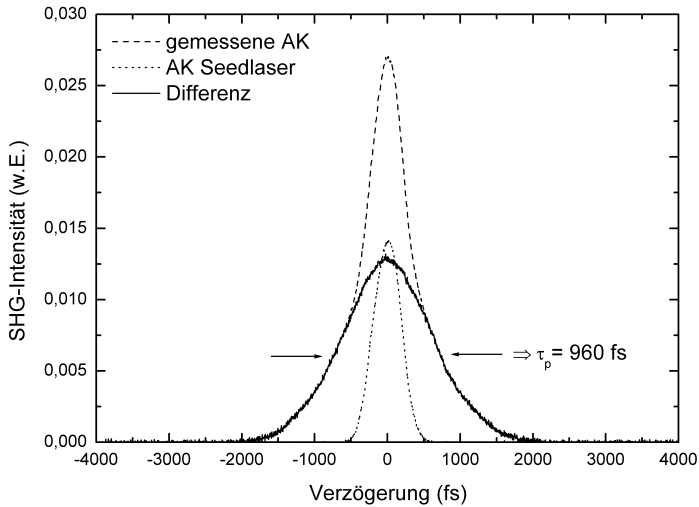


Abbildung 3.6: Gemessene Autokorrelation von Laserpulsen bei niedriger Pulsenergie (gestrichelt), mit Autokorrelation der Seedlaserpulse (gepunktet) und um den Seedlaseruntergrund korrigierte Autokorrelation (durchgezogene Linie).

4 Verstärkung ultrakurzer Laserpulse

In diesem Kapitel werden zunächst die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Es wird der Einfluss von verschiedenen Repetitionsraten und von Wellenlängen und Pulslängen des Seedlasers auf den Verstärkerbetrieb dargestellt. Danach werden die Experimente zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse durch Dispersionskompensation mit resonatorinternen GTI-Spiegel beschrieben. Dabei wird der eingebrachte GVD-Wert durch verschiedene Kombinationen der vorhandenen GTI-Spiegel variiert und die optimale Dispersionskompensation bestimmt. Zum Schluss werden die experimentellen Ergebnisse, die mit dem resonatorexternen Gitterkompressor erzielt wurden, dargestellt.

4.1 Regenerativer Verstärker mit Yb:KYW

4.1.1 Verstärkerbetrieb bei verschiedenen Repetitionsraten

Die Pulslänge und Pulsenergie der verstärkten Laserpulse wurde, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, für verschiedene Repetitionsraten (1 kHz bis 45 kHz) vermessen. Alle Messungen wurden nach 125 Umläufen im Verstärkerresonator mit dem durchstimmbaren Seedlaser bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm durchgeführt. Zur Dispersionskompensation waren 3 GTI-Spiegel im Resonator integriert, die eine Nettodispersion von -2000 fs^2 pro Umlauf im Resonator bewirken. Die maximale Repetitionsrate von 45 kHz ist durch den Pockelszellentreiber vorgegeben. Bei einer Repetitionsrate zwischen 10 kHz und 20 kHz wird die bei dieser Resonatorumlaufzahl höchste Pulsenergie von $165 \mu\text{J}$ mit einer Pulslänge von deutlich unter 900 fs erzielt. Bei einer Repetitionsrate von 45 kHz wird immer noch eine Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ mit einer Pulslänge von 670 fs erreicht. Bei höheren Repetitionsraten nimmt die Pulsenergie sichtbar ab, da aufgrund der kürzeren Pumpphase die extrahierbare Energiedichte geringer ausfällt. Die Abnahme der Pulslänge mit zunehmender Repetitionsrate bei gleicher Umlaufzahl im Verstärker kann durch die bei verminderter Pulsenergie geringer ausfallenden nichtlinearen Effekte erklärt werden.

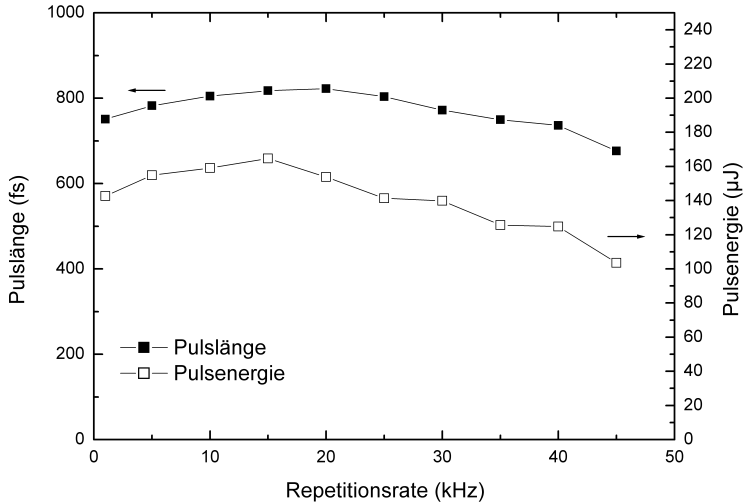


Abbildung 4.1: Pulslänge (gefüllte Quadrate) und Pulsenergie (ungefüllte Quadrate) für verschiedene Repetitionsraten.

Es muss erwähnt werden, dass die erzielten Pulsenergien nicht das Maximum der extrahierbaren Energie darstellen, das Verstärkersystem somit nicht mit optimalem Wirkungsgrad betrieben wurde. In einem Verstärker beobachtet man zunächst bei Verstärkung um mehrere Größenordnungen eine exponentielle Zunahme der Pulsenergie. Dabei wird aus der Scheibe noch kein nennenswerter Energieanteil extrahiert. Dem exponentiellen Anstieg der Pulsenergie folgt eine Phase, in der die Verstärkung deutlich abnimmt. Während dieser Phase wird ein wesentlicher Anteil der extrahierbaren Energie auf den Laserpuls übertragen. Die maximale Pulsenergie wird erreicht, wenn die Verstärkung gerade den Verlusten in einem Umlauf entspricht. Hier sollte der Laserpuls zur Erzielung des optimalen Wirkungsgrades ausgekoppelt werden, verbleibt er länger im Resonator nimmt die Pulsenergie wieder ab. In den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten wurde eine leichte Abweichung des exponentiellen Anstiegs der Pulsenergie am Ende der Verstärkungsphase beobachtet. Da für die Experimente kein Ersatzkristall zur Verfügung stand, und das System zu vorgegebener Zeit ausgeliefert werden musste, wurde, um eine Zerstörung des Kristalls zu vermeiden, nach Erreichen der Zielparame-ter darauf verzichtet, die maximal extrahierbare Pulsenergie zu ermitteln. Die Verstärkungsphase wurde also nie so lange gewählt, dass das Maximum der Verstärkung erreicht wurde, oder gar eine Abnahme der Pulsenergie beobachtet wurde. Bei den hier verwendeten Betriebsparametern (dies gilt für alle experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit) wurden zu keiner Zeit Pulsenergiefluktuationen, d.h. periodische oder sprunghafte, chaotische Änderungen der Pulsenergie, wie in [21] beschrieben, beobachtet. Der

Betrieb bei nicht maximal extrahierter Pulsenergie wirkt sich stabilisierend auf das System aus, so dass Fluktuationen, falls sie auftreten sollten, unterdrückt werden.

4.1.2 Einfluss der Seedlaserwellenlänge auf die Verstärkung

Die Seedlaserwellenlänge hat erheblichen Einfluss auf die Effizienz des Verstärkerbetriebs. Für optimale Effizienz sollte der Verstärker bei der Wellenlänge mit der höchsten Verstärkung im Verstärkermedium betrieben werden.

In Abbildung 4.2 sind die Spektren von Seedlaser und Verstärker bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen dargestellt. Für diese Versuche waren 3-GTI-Spiegel zur Dispersionskompensation in den Verstärkerresonator integriert, die eine Dispersion von -2000 fs^2 pro Umlauf im Resonator bewirken. Die Seedlaserpulse wurden in jeweils 90 Umläufen im Resonator bei einer Repetitionsrate von 10 kHz auf $4 \mu\text{J}$ Pulsenergie verstärkt. Um bei allen Seedlaserwellenlängen die gleiche Pulsenergie zu erzielen, wurde die Pumpleistung variiert. Bei der geringsten Seedlaserwellenlänge von 1025 nm war die geringste Pumpleistung erforderlich, mit zunehmender Wellenlänge stieg auch die benötigte Pumpleistung. Die kleine Pulsenergie wurde gewählt, um eine Veränderung der Spektren durch nichtlineare Effekte zu vermeiden. Die Spektren der verstärkten Laserpulse werden für alle Seedlaserwellenlängen zu kleineren Wellenlängen verschoben. Je weiter man zu größeren Seedlaserwellenlängen geht, umso deutlicher fällt die Verschiebung aus, was zeigt, dass das Verstärkungsmaximum der Yb:KYW-Scheibe unterhalb von 1025 nm liegt.

Bei Betrieb des Resonators mit gleichen Einstellungen wie im Verstärkermodus, jedoch ohne Seedlaserpulse, also im Q-Switch-Betrieb, wurde bei voller Pumpleistung nach Anlegen der Lambda-Viertel-Spannung an der Pockelszelle für über $2 \mu\text{s}$ (entsprechend etwa 140 Umläufen im Resonator) ein Anschwingen des Resonators bei einer Wellenlänge von 1023,8 nm beobachtet. Bei dieser Wellenlänge liegen im Resonator die kleinsten Verluste und die größte Verstärkung vor. Der effektive Verstärkungswirkungsquerschnitt (siehe auch Anhang A.2) weist bei einer für 60 W Pumpleistung und den verwendeten Kristall im Fluoreszenzbetrieb berechneten relativen Besetzung des oberen Multipletts von 43 % [72] mit der obigen Beobachtung übereinstimmend bei 1024 nm ein Maximum auf. Es ist zu beachten, dass der effektive Verstärkungswirkungsquerschnitt mit abnehmender Inversion zu größeren Wellenlängen verschoben wird. Da die Inversion aber erst mit zunehmender Pulsenergie merklich abnimmt ist anzunehmen, dass die frei anlaufende Wellenlänge optimal zum Betrieb des Verstärkers geeignet ist.

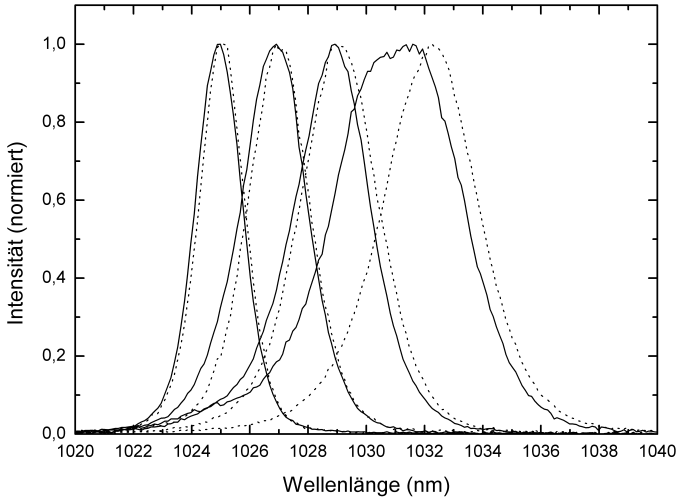


Abbildung 4.2: Spektren der Seedlaserstrahlung (gepunktet) und der verstärkten Laserpulse (durchgezogene Linie) nach 90 Umläufen im Resonator mit einer Pulsenergie von 4 μJ bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen.

Die Nettoverstärkung pro Umlauf im Resonator wurde für Messungen mit und ohne resonatorinterne Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel für verschiedene Seedlaserwellenlängen bestimmt (siehe Abbildung 4.3). Dazu wurde die Pulsenergie in Abhängigkeit von der Resonatorumlaufzahl bei voller Pumpleistung von 60 W vermessen. Die Nettoverstärkung G ergibt sich aus dem Produkt des Verstärkungsfaktors im laseraktiven Medium G_V und dem Verlustfaktor V im Resonator. Die Nettoverstärkung G wurde aus dem exponentiellen Anstieg der Pulsenergie Q_{Puls} zu Beginn der Verstärkungsphase nach

$$Q_{Puls} = Q_{Seed} (G_V V)^n \quad (4.1)$$

bestimmt, wobei Q_{Seed} die Energie der Seedlaserpulse und n die Anzahl der Umläufe im Resonator ist. Die größte gemessene Nettoverstärkung pro Umlauf im Resonator von 13,8 % im Betrieb mit gewöhnlichen HR-Resonatorspiegeln liegt bei einer Seedlaserwellenlänge von 1025 nm, der kleinsten mit dem vorhandenen Seedlaser erreichbaren Wellenlänge. Bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm liegt die Verstärkung pro Umlauf im Resonator bei 11,3 %, mit steigender Wellenlänge nimmt sie weiter ab. Für die Versuche mit Dispersionskompensation waren 3 GTI-Spiegel im Resonator, an denen der Strahl pro Umlauf insgesamt 4-mal reflektiert wurde (Nettodispersion durch GTI-Spiegel von -2000 fs^2 pro Umlauf im Resonator). Die Verstärkung ist im Betrieb mit GTI-Spiegeln durch deren leicht erhöhte Verluste

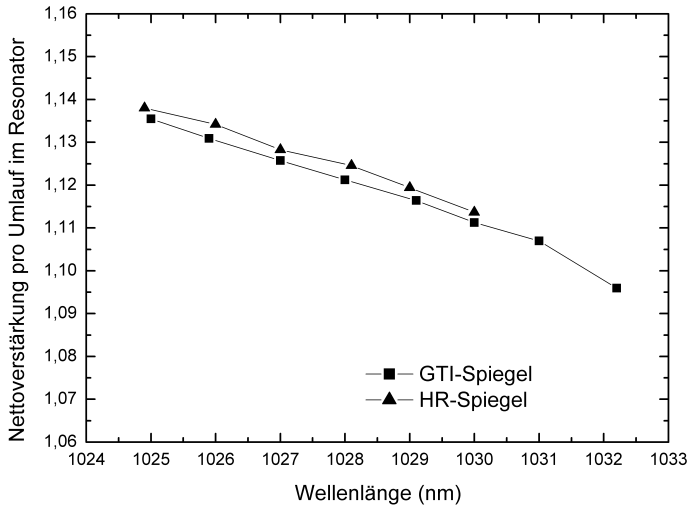


Abbildung 4.3: Nettoverstärkung pro Umlauf im Resonator in Abhängigkeit der Seedlaserwellenlänge für Verstärkerbetrieb ohne resonatorinterne Dispersionskompensation (Dreiecke) und unter Verwendung von GTI-Spiegeln (Quadrate).

(Reflektivität $R = 99,95\%$ bei 1030nm) etwas geringer (um $0,25\%$) als im Betrieb mit gewöhnlichen dielektrischen Spiegeln (Reflektivität $R > 99,97\%$).

Da der Seedlaser im Betrieb bei kleineren Wellenlängen eine deutlich größere Pulslänge aufweist (siehe Abbildung 3.2), und mit den hier vorgestellten Experimenten die Erreichbarkeit von Pulsängen deutlich unter 1 ps demonstriert werden sollte, wurde für die im Weiteren vorgestellten Experimente, die mit dem durchstimmbaren Seedlaser durchgeführt wurden, auf eine hohe Verstärkung verzichtet und bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm gearbeitet. Zudem war der Betrieb des Seedlasers bei kleineren Wellenlängen nicht so zuverlässig und nach einiger Betriebszeit nicht mehr möglich.

4.1.3 Einfluss der Seedlaserpulslänge

Um den Einfluss der Pulslänge der Seedlaserpulse auf den Verstärkerbetrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln im Resonator zu untersuchen, wurden Messungen von Pulslänge und Pulsenergie der verstärkten Laserpulse für die beiden vorhandenen Seedlaser durchgeführt. Dabei wurde eine Repetitionsrate von 10 kHz, volle Pumpleistung und für beide Seedlaser eine Seedlaserwellenlänge von 1030 nm gewählt. In Abbildung 4.4 sind die Messwerte für verschiedene Anzahlen von

Umläufen im Resonator dargestellt. Die mit den langen Seedlaserpulsen (hier: 470 fs) erzielten Pulsenergien sind bei gleicher Umlaufzahl im Resonator deutlich geringer als die Pulsenergien mit den kurzen Seedlaserpulsen (270 fs) entsprechend der geringeren Pulsenergie des Seedlasers von 0,9 nJ im Vergleich zu 2,5 nJ. Für beide Seedlaser lassen sich die gemessenen Autokorrelationen bei allen Pulsenergien sehr gut durch die Autokorrelation der sech^2 -Funktion beschreiben. Durch die größere Bandbreite der kürzeren Seedlaserpulse verlängert sich die Pulslänge bei Verstärkung der kurzen Seedlaserpulse durch Dispersion in den resonatorinternen Medien nach etwa 100 Umläufen im Resonator auf 2,1 ps, während für die Verstärkung der längeren Seedlaserpulse sich die Pulslänge nach etwa 100 Umläufen im Resonator nur auf 1,1 ps verlängert. Die Pulslänge τ_n nach dem n -ten Umlauf im Resonator wird unter Annahme Gauss-förmiger Laserpulse gemäß Gleichung 2.6 unter Vernachlässigung nichtlinearer Effekte für die Verstärkung mit beiden Seedlaserpulslängen berechnet. Dabei wird für die GVD pro Umlauf im Resonator der Wert -1900 fs^2 eingesetzt, der sich experimentell als beste Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel im Resonator ergeben hat (siehe Kapitel 4.2). Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, zeigen die berechneten Pulslängen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten.

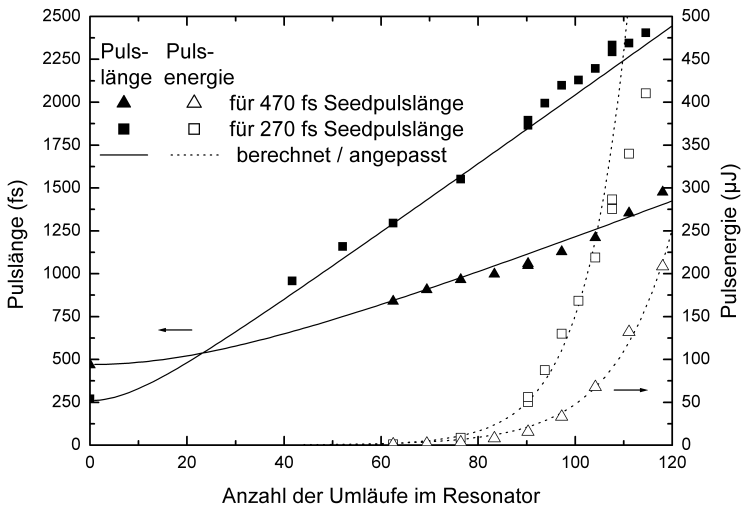


Abbildung 4.4: Gemessene Pulslänge (gefüllte Symbole) und Pulsenergie (ungefüllte Symbole) für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator für Seedlaser mit einer Pulslänge von 470 fs (Dreiecke) und 270 fs (Quadrate) im Betrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln im Resonator. Zudem wurde jeweils die Pulslänge (durchgezogene Linie) nach Gleichung 2.6 berechnet, und die Pulsenergie (gepunktete Linie) durch eine Exponentialfunktion angepasst.

Um die Stärke der Nichtlinearität abzuschätzen wird das B-Integral (siehe Gleichung 2.10) folgendermaßen berechnet:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_K} n_2 E(z) dz \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{n=1}^N \frac{L_K n_2 Q_n}{\tau_n \pi \omega^2} \quad (4.2)$$

Unter der Annahme, dass die Leistungsdichte über die Länge des nichtlinearen Mediums während eines Resonatorumlaufs konstant bleibt, wird das Integral auf eine Summe über die Umläufe im Resonator vereinfacht. Zur Berechnung der Summe werden für die Pulsenergie Q_n nach dem n -ten Umlauf im Resonator Werte aus einem exponentiellen Fit an die experimentell ermittelten Pulsenergien eingesetzt. Die an die Pulsenergie angepassten Exponentialfunktionen sind in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Pulslängen τ_n nach dem n -ten Umlauf im Resonator werden wie oben beschrieben aus Gleichung 2.6 ermittelt und eingesetzt. Als nichtlineare Medien werden der Yb:KYW-Kristall, der BBO-Pockelszellenkristall und die Verzögerungsplättchen im Resonator mit den jeweiligen Strahlradien w und Weglängen L_K in diesen Komponenten berücksichtigt (Werte von n_2 siehe Tabelle 2.2), wobei der BBO-Kristall den größten Beitrag liefert. In Abbildung 4.5 ist das abgeschätzte B-Integral für die beiden Seedlaser in Abhängigkeit von der Pulsenergie dargestellt. Bei gleicher Pulsenergie werden durch die Dispersion während der Verstärkung die ursprünglich kürzeren Seedlaserpulse deutlich länger als die verstärkten ursprünglich längeren Seedlaserpulse. Die Werte für das B-Integral liegen daher bei gleicher Pulsenergie für die Verstärkung mit dem Seedlaser bei 470 fs Pulslänge nahezu doppelt so hoch wie für die Verstärkung mit dem Seedlaser bei 270 fs Pulslänge. Der kritische Wert $B \approx \pi$ wird für die Verstärkung der langen Seedlaserpulse bei einer Pulsenergie von 80 μJ erreicht, während bei den kurzen Seedlaserpulsen dieser Wert erst bei einer Pulsenergie von 170 μJ erreicht wird. Für die Verstärkung der langen Seedlaserpulse ist der Wert für das B-Integral für eine Pulsenergie von 200 μJ $B \approx 2,3\pi$, mit den kurzen Seedlaserpulsen wird der entsprechende Wert erst bei einer Pulsenergie von über 400 μJ erreicht.

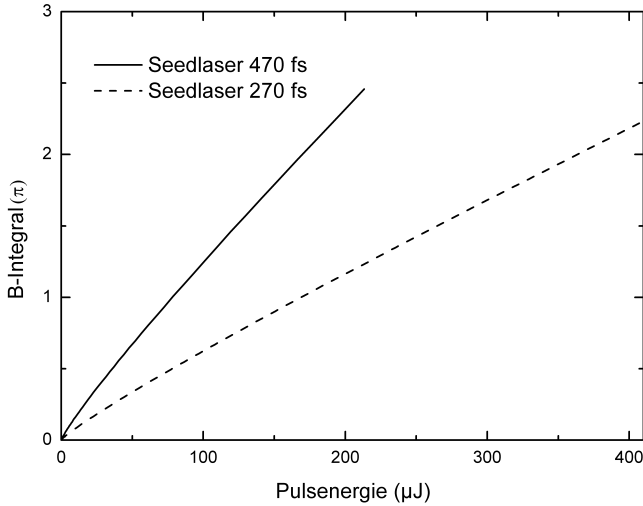


Abbildung 4.5: Aus dem Experiment ermitteltes B-Integral der verstärkten Laserpulse für die beiden Seedlaser mit einer Pulslänge von 470 fs (durchgezogen) und 270 fs (gestrichelt) in Abhängigkeit von der Pulsenergie. Dargestellt für den jeweils experimentell vermessenen Energiebereich.

Die Spektren der verstärkten Laserpulse sind in Abbildung 4.6 und 4.7 für die beiden Seedlaser gezeigt. Die Spektren werden in beiden Fällen wieder deutlich zu kleineren Wellenlängen gegenüber dem Seedlaser bei 1030 nm verschoben. Zudem zeigen die Spektren der verstärkten Laserpulse dieselbe Tendenz wie das B-Integral erwarten lässt, sie sind bei der Verstärkung der längeren Seedlaserpulse bereits bei kleineren Pulsenergien stärker durch nichtlineare Effekte moduliert als bei der Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse. Für die Verstärkung der längeren Seedlaserpulse ist in den Spektren bei einer Energie von etwa 200 μJ ein deutlicher Einfluss durch Selbstphasenmodulation zu sehen, während die Spektren der verstärkten kürzeren Seedlaserpulse erst bei etwa 400 μJ Pulsenergie vergleichbare Modulationen aufweisen.

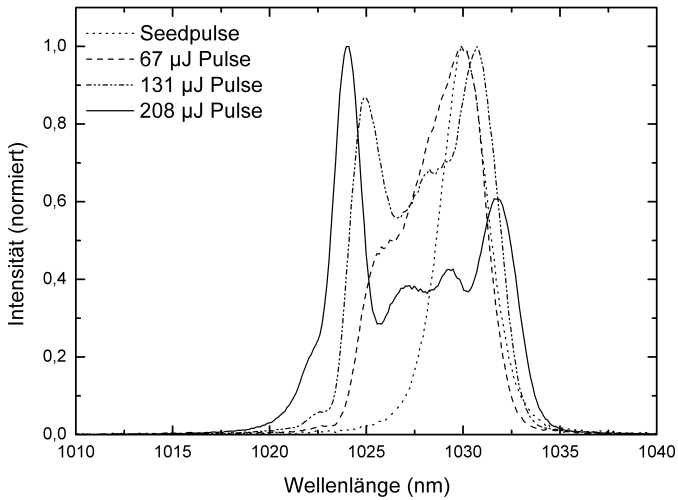


Abbildung 4.6: Spektren der verstärkten Laserpulse für verschiedene Anzahlen von Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit einer Pulslänge von 470 fs. Zudem ist das Spektrum des Seedlasers dargestellt.

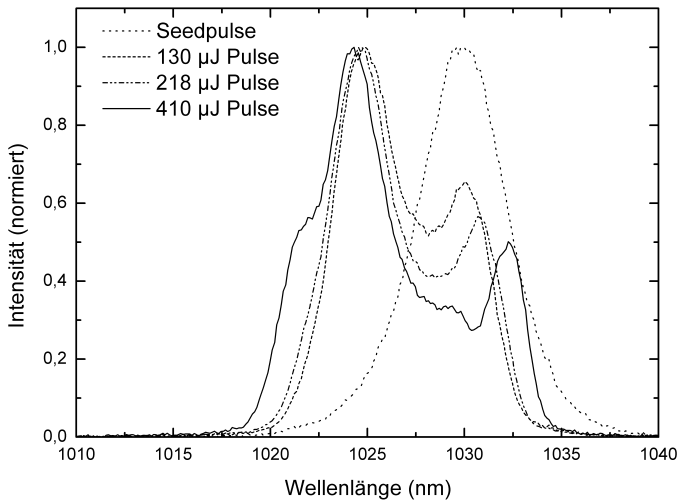


Abbildung 4.7: Spektren der verstärkten Laserpulse für verschiedene Anzahlen von Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit einer Pulslänge von 270 fs. Zudem ist das Spektrum des Seedlasers dargestellt.

4.2 Dispersionskompensation mit GTI-Spiegeln im Resonator

Zur Bestimmung der optimalen Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel im Resonator wurde die Pulslänge der verstärkten Laserpulse für verschiedene Anzahlen von Umläufen im Resonator vermessen. Alle Messungen wurden bei einer Repetitionsrate von 10 kHz und voller Pumpleistung durchgeführt. Die durch GTI-Spiegel eingebrachte Dispersion wurde variiert indem verschiedene Kombinationen der vorhandenen GTI-Spiegel in den Resonator eingesetzt wurden.

Zum einen wurde der durchstimmbare Seedlaser bei einer Wellenlänge von 1030 nm für die Messungen verwendet, wobei die Pulslänge des Seedlasers für die verschiedenen Messreihen zwischen 420 fs und 390 fs variierte. Messungen wurden bei zusätzlicher negativer Dispersion pro Umlauf im Resonator von -500 fs^2 ($+50 \text{ fs}^2$, -100 fs^2), -1000 fs^2 ($+100 \text{ fs}^2$, -200 fs^2), -1500 fs^2 ($+150 \text{ fs}^2$, -300 fs^2), -1600 fs^2 ($+170 \text{ fs}^2$, -320 fs^2), -1800 fs^2 ($\pm 200 \text{ fs}^2$), -1900 fs^2 ($+200 \text{ fs}^2$, -300 fs^2) und -2000 fs^2 ($+200 \text{ fs}^2$, -400 fs^2) durchgeführt. Einige Messreihen sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Für eine zusätzliche negative Dispersion durch GTI-Spiegel von -1900 fs^2 pro Umlauf im Resonator wurde unabhängig von der Anzahl der Umläufe im Resonator die kleinste Pulslänge erzielt.

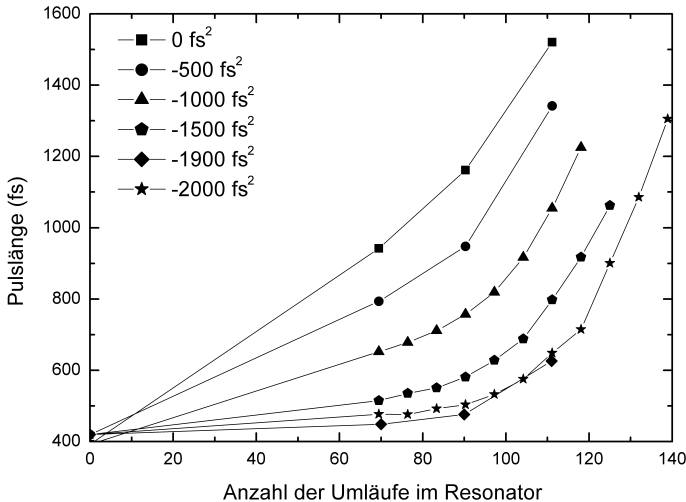


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Pulslänge von der Anzahl der Umläufe im Resonator für verschiedenen Dispersionsbeitrag durch GTI-Spiegel im Resonator für den Seedlaser mit 420 fs/390 fs Pulslänge.

Für die Verstärkung mit diesem Seedlaser wurden zusätzlich auch Messungen bei einer Nettodispersion von -2500 fs^2 durchgeführt. Für diese Messungen wurde jedoch eine stark degradierte Pumpdiode (981 nm, Optopower) verwendet, ansonsten lagen gleiche Versuchsbedingungen vor. Die Messungen können somit nicht direkt mit den obigen Messungen verglichen werden. Mit dieser Pumpdiode wurde erst nach etwa 170 Umläufen im Resonator eine Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ erreicht. Zum Vergleich wurden ebenfalls Messungen unter gleichen Bedingungen bei einer Nettodispersion von -2000 fs^2 gemacht. Die Pulslänge nach 170 Umläufen im Resonator stieg von 920 fs bei einer Nettodispersion von -2000 fs^2 auf 1100 fs bei einer Nettodispersion von -2500 fs^2 an. Für eine kleinere negative Nettodispersion als -1900 fs^2 pro Umlauf im Resonator nimmt die Pulslänge also wieder deutlich zu.

Beispielhaft sind zusätzlich die erzielten Pulsenergien für einige der obigen Messreihen in Abbildung 4.9 dargestellt. Mit besserer GVD-Kompensation nimmt die Pulsenergie bei gleicher Umlaufzahl ab. Bei kleineren Umlaufzahlen kann dies durch die höheren Verluste durch die GTI-Spiegel im Resonator erklärt werden, da zur Erzielung niedriger GVD-Werte zum Teil mehrere GTI-Spiegel im Resonator integriert werden mussten. Bei höheren Umlaufzahlen nimmt für zunehmend bessere Dispersionskompensation die Pulsenergie deutlich ab, da durch die stark verbreiterten Spektren (siehe Abbildung 4.10) die Verstärkung abnimmt. Je kürzer die Laserpulse durch die GVD-Kompensation während der Verstärkung bleiben, desto höher wird die Spitzenleistung und umso stärker werden die Laserpulse durch Nichtlinearität moduliert.

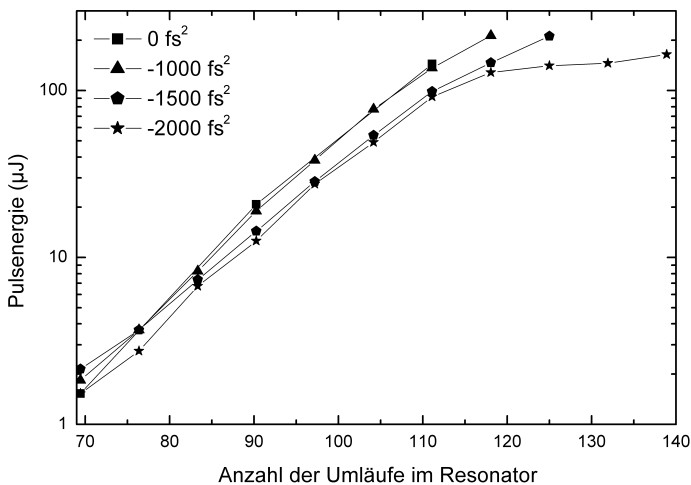


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der Pulsenergie (logarithmisch aufgetragen) von der Anzahl der Umläufe im Resonator für verschiedene Dispersionsbeiträge durch GTI-Spiegel im Resonator für den Seedlaser mit 420 fs bzw. 390 fs Pulslänge.

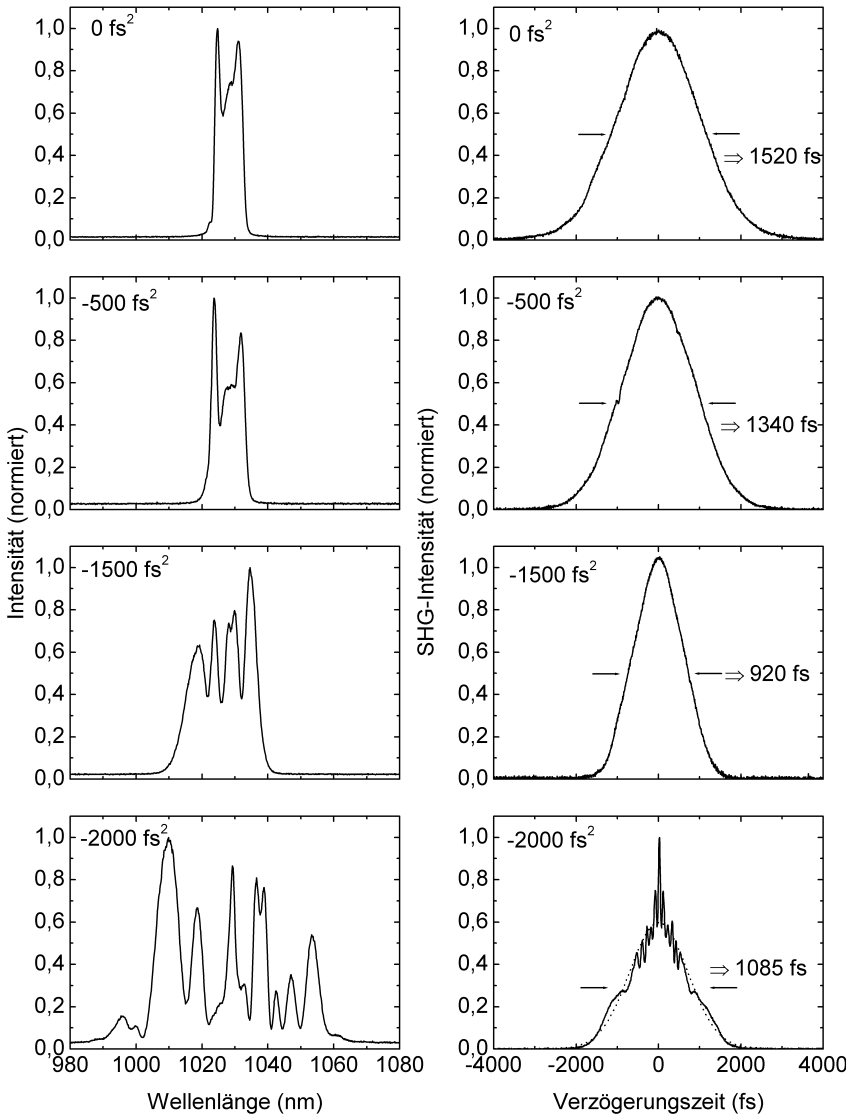


Abbildung 4.10: Pulsspektren und zugehörige Autokorrelationen für Verstärkung mit GVD-Kompensation von 0 fs^2 , -500 fs^2 , -1500 fs^2 und -2000 fs^2 für den Seedlaser mit $420 \text{ fs}/390 \text{ fs}$ Pulslänge bei einer Pulsenergie von etwa $150 \text{ }\mu\text{J}$.

In Abbildung 4.10 sind die Spektren und zugehörigen Autokorrelationen von verstärkten Laserpulsen ausgehend von den langen Seedlaserpulsen für verschiedene GVD-Kompensationen zu sehen. Die Laserpulse wurden jeweils auf etwa 150 μJ Pulsenergie verstärkt. Ohne GVD-Kompensation und mit GVD-Kompensation von -500 fs^2 waren dazu 111 Umläufe im Resonator, für GVD-Kompensation von -1500 fs^2 waren 118 Umläufe und für GVD-Kompensation von -2000 fs^2 waren 130 Umläufe im Resonator für die Verstärkung zu dieser Pulsenergie nötig. Das Pulsspektrum erstreckt sich bei einer Pulsenergie von 150 μJ ohne GVD-Kompensation von 1020 nm bis 1033 nm und verbreitert sich mit besserer GVD-Kompensation zunehmend, bei GVD-Kompensation von -2000 fs^2 erstreckt sich das Pulsspektrum von 990 nm bis 1060 nm. Für GVD-Kompensation von -2000 fs^2 weisen die Autokorrelationen ab etwa 100 μJ leichte Abweichungen von der sech^2 -Pulsform auf, ab etwa 140 μJ ist die Autokorrelation bereits stark moduliert, so dass zur Bestimmung der Pulslänge die Halbwertsbreite der Autokorrelation nicht mehr geeignet ist und die Pulslänge aus der angepassten Fitfunktion bestimmt wird. Bei einer Pulsenergie von 150 μJ wurde so eine Pulslänge von etwa 1085 fs bestimmt. Für die GVD-Kompensation von -1900 fs^2 weicht die Autokorrelation bereits ab 90 μJ von der sech^2 -Pulsform ab, für höhere Pulsenergien liegen keine Messungen vor. Für die GVD-Kompensation von -1500 fs^2 weisen die Autokorrelationen ab etwa 200 μJ leichte Abweichungen von der sech^2 -Pulsform auf. Für kleinere GVD-Kompensation wurde im beobachteten Energiebereich bis etwa 200 μJ keine Abweichung der Autokorrelationen von der sech^2 -Pulsform beobachtet. Die Pulslänge nimmt bei der Verstärkung auf 150 μJ Pulsenergie von 920 fs bei einer GVD-Kompensation von -1500 fs^2 auf etwa 1500 fs ohne GVD-Kompensation zu.

Das B-Integral wird im Fall der Dispersionskompensation mit GTI-Spiegel wieder anhand von Gleichung 4.2 abgeschätzt. Für die Pulsenergie wird für die Anfangsphase der Verstärkung wieder ein exponentieller Fit an die experimentell ermittelten Werte für verschiedene Umlaufzahlen im Resonator herangezogen. Für größere Umlaufzahlen wird zwischen den Messpunkten extrapoliert. Die Pulslänge für verschiedene Umlaufzahlen im Resonator wird für die Experimente mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel ebenfalls durch einen exponentiellen Fit an die gemessenen Werte abgeschätzt, da Gleichung 2.6 zur Bestimmung der Pulslänge durch nicht vernachlässigbare Nichtlinearitäten keine Gültigkeit mehr hat. Die abgeschätzten B-Integrale sind für den experimentell ermittelten Energiebereich für verschiedene GVD-Kompensationen durch GTI-Spiegel im Resonator in Abbildung 4.11 dargestellt. Erwartungsgemäß nimmt das B-Integral mit zunehmend besserer GVD-Kompensation bei gleicher Pulsenergie zu. Für die kürzesten erzielten Laserpulse bei einer GVD-Kompensation von -1900 fs^2 sind die Werte am höchsten. Der Wert $B = \pi$ wird für eine GVD-Kompensation von -1900 fs^2 bereits bei einer Pulsenergie von 30 μJ erreicht, für -2000 fs^2 bei 42 μJ , für -1500 fs^2 bei 48 μJ , für -1000 fs^2 bei 63 μJ , für -500 fs^2 bei 79 μJ und für 0 fs^2 bei 100 μJ .

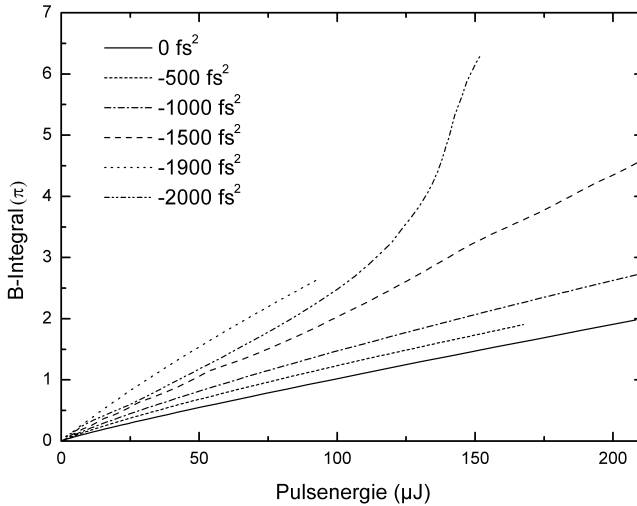


Abbildung 4.11: B-Integral der verstärkten Laserpulse für den Seedlaser mit einer Pulslänge von 420 fs/390 fs in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene GVD-Kompensationen durch GTI-Spiegel.

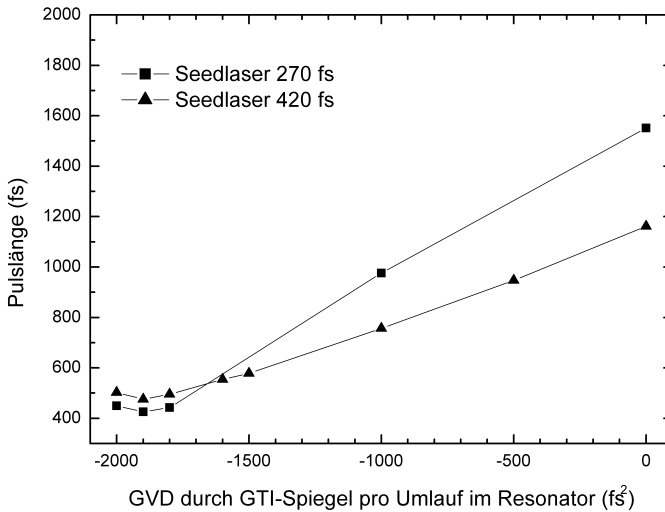


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Pulslänge vom Dispersionsbeitrag durch GTI-Spiegel im Resonator bei einer Pulsenergie von etwa $15 \mu\text{J}$, mit dem Seedlaser von 270 fs Pulslänge (Quadrate) und mit dem Seedlaser von 420 fs Pulslänge (Dreiecke).

Mit dem Seedlaser der kürzeren Pulslänge wurden ebenfalls Messungen bei verschiedenen Dispersionskompensationen durch GTI-Spiegel im Resonator durchgeführt. Für beide Seedlaser ergibt sich bei einer Dispersionskompensation von -1900 fs^2 pro Umlauf im Resonator gleichermaßen ein Minimum in der Pulslänge. In Abbildung 4.12 sind Messungen mit verschiedener Nettodispersion durch GTI-Spiegel im Resonator für beide Seedlaser dargestellt. Zur Darstellung wurde eine Pulsenergie von etwa $15 \mu\text{J}$ gewählt, die mit dem Seedlaser von 270 fs Pulslänge nach 76 Umläufen, und mit dem Seedlaser von 420 fs Pulslänge nach 90 Umläufen erreicht wurde.

In Abbildung 4.13 sind Spektren und Autokorrelation für verstärkte Laserpulse mit den beiden verschiedenen Seedlasern bei 270 fs und 420 fs zu sehen. Beide Spektren wurden bei vergleichbaren Pulsenergien ($100 \mu\text{J}$ und $93 \mu\text{J}$) und ähnlichen Resonatorumlaufzahlen (108 und 111) aufgezeichnet. Sowohl das Pulsspektrum, als auch die Autokorrelation der Laserpulse ist im Fall der Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse deutlich stärker moduliert, nichtlineare Effekte machen sich stärker bemerkbar. Die Pulslänge verlängert sich auf 970 fs (Pulslänge anhand der eingezeichneten Fitfunktion bestimmt) im Vergleich zu 625 fs für die Verstärkung mit den längeren Seedlaserpulse.

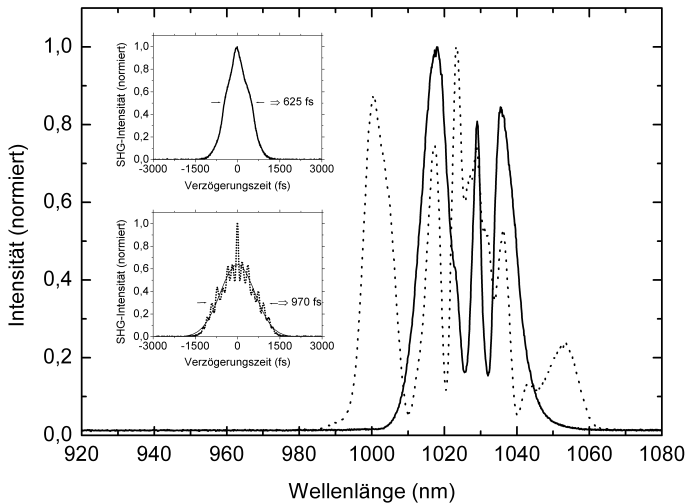


Abbildung 4.13: Spektren der verstärkten Laserpulse bei resonatorinterner Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel mit Nettodispersion von -1900 fs^2 bei einer Energie von $93 \mu\text{J}$ mit der Seedlaserpulslänge von 420 fs (durchgezogene Linie) und $100 \mu\text{J}$ mit der Seedlaserpulslänge von 270 fs (gepunktete Linie). Die kleinen Diagramme zeigen die zugehörigen Autokorrelationen und die ermittelten Pulslängen. Oberes Diagramm: Autokorrelation bei $93 \mu\text{J}$; unteres Diagramm: Autokorrelation bei $100 \mu\text{J}$ mit Fitfunktion.

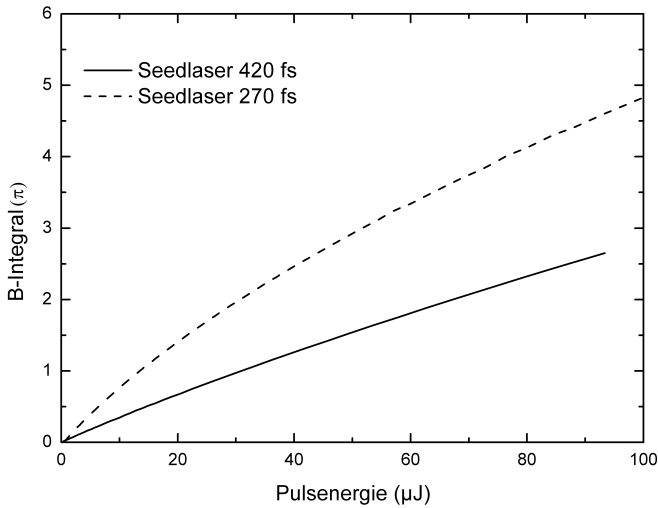


Abbildung 4.14: B-Integral der verstärkten Laserpulse für die beiden Seedlaser mit einer Pulslänge von 420 fs (durchgezogen) und 270 fs (gestrichelt) in Abhängigkeit von der Pulsenergie für optimale GVD-Kompensation von -1900 fs^2 .

Das B-Integral wird wieder, wie oben beschrieben, für die Verstärkung mit beiden Seedlasern bestimmt. Die Werte für das B-Integral sind in Abbildung 4.14 in Abhängigkeit von der Pulsenergie für den jeweils experimentell ermittelten Energiebereich dargestellt. Im Vergleich zum Betrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln ist im Fall der Dispersionskompensation mit -1900 fs^2 das B-Integral für beide Seedlaser deutlich höher und zudem ist das Verhältnis zwischen beiden Seedlasern umgekehrt (vergleiche Abbildung 4.5), das B-Integral wird für Verstärkung mit dem Seedlaser mit kürzerer Pulslänge nahezu doppelt so groß wie für Verstärkung mit langen Seedlaserpulsen. Der kritische Wert $B \approx \pi$ wird für die Verstärkung mit den langen Seedlaserpulsen bei einer Pulsenergie von $30 \mu\text{J}$ erreicht, während mit den kurzen Seedlaserpulsen dieser Wert bereits bei einer Pulsenergie von $13 \mu\text{J}$ erreicht wird. Für die Verstärkung mit den langen Seedlaserpulsen ist der Wert für das B-Integral für eine Pulsenergie von $93 \mu\text{J}$ bei $B \approx 2,6\pi$, mit den kurzen Seedlaserpulsen ist bei einer Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ $B \approx 4,9\pi$. Für die Verstärkung zu höheren Energien mit kurzen Pulslängen sind also bei optimaler GVD-Kompensation die längeren Seedlaserpulse besser geeignet, mit ihnen bleiben die nichtlinearen Effekte bei vergleichbarer Pulsenergie deutlich kleiner und die Pulslänge bleibt kürzer.

Die bei -1900 fs^2 erzielte Dispersionskompensation ist die beste, die mit den vorhandenen GTI-Spiegeln, die eine Kompensation in -100 fs^2 Schritten pro Umlauf im Resonator ermöglichen, erreicht wurde. Die Dispersion im System ist jedoch nicht

vollständig kompensiert. Dies kann bei der Verstärkung zu niedrigen Pulsenergien ($< 2 \mu\text{J}$) bei verschiedenen Umläufen im Resonator beobachtet werden. Um nach verschiedenen Anzahlen von Umläufen im Resonator die gleiche niedrige Pulsenergie zu erzielen, wurde die Pumpleistung reguliert. In Abbildung 4.15 ist für die Verstärkung mit beiden Seedlasern die Entwicklung der Pulslänge für Pulsenergien ($< 2 \mu\text{J}$) zu sehen. Die ursprüngliche Seedlaserpulslänge bleibt in beiden Fällen nicht erhalten. Mit der Zahl der Umläufe im Resonator nimmt die Pulslänge geringfügig zu, was durch die nicht vollständige GVD-Kompensation erklärt werden kann. Dazu sind in Abbildung 4.15 für beide Seedlaser die nach Gleichung 2.6 berechneten Pulslängenverlängerungen durch GVD mit dargestellt. Es wurde exemplarisch eine verbleibende GVD von -70 fs^2 pro Umlauf im Resonator in Gleichung 2.6 eingesetzt. Nichtlineare Effekte können in diesem Energiebereich noch vernachlässigt werden, der B-Integralwert ist in beiden Fällen $B < 0,15\pi$. Die berechneten Pulslängen beschreiben tendenziell den Verlauf der experimentell ermittelten Werte.

Um die Strahlqualität des Verstärkers mit resonatorinterner Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel zu bestimmen, wurde für die Verstärkung mit den langen Seedlaserpulsen bei einer Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ und einer Pulslänge von 650 fs die Beugungsmaßzahl M^2 gemessen, es ergab sich für beide Achsen einen Wert von $M^2 = 1,2$. Der Strahl weist eine sehr kleine Elliptizität ($< 10 \%$) und geringen Astigmatismus auf.

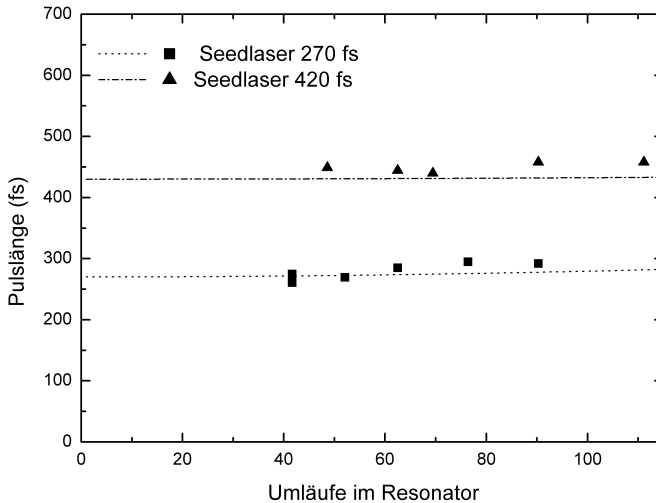


Abbildung 4.15: Pulslänge der auf $\approx 2 \mu\text{J}$ verstärkten Laserpulse für die Seedlaser mit einer Pulslänge von 420 fs (Dreiecke) und 270 fs (Quadrate) in Abhängigkeit von der Anzahl der Umläufe im Resonator für GVD-Kompensation von -1900 fs^2 . Zudem wurde jeweils die Pulslänge nach Gleichung 2.6 berechnet (Seedlaser 420 fs Strich-Punkt; Seedlaser 270 fs Punkte).

4.3 Resonatorexterne Pulskomprimierung durch Gitter

Für die Versuche zur Pulskomprimierung mit Gittern befinden sich keine GTI-Spiegel im Resonator. Die Laserpulse werden während der Verstärkung durch die positive Netto-Dispersion der optischen Komponenten im Verstärkerresonator verlängert. Anschließend werden die Laserpulse durch den Gitterkompressor wieder komprimiert. Für diese Versuche wurde der Seedlaser mit den kurzen Seedlaserpulsen verwendet, der dabei eine Pulslänge von 290 fs aufwies. Alle Experimente mit dem Gitterkompressor wurden bei einer Repetitionsrate von 10 kHz durchgeführt.

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, sollten Laserpulse mit Pulslängen von 300 fs mit niedrigeren Pulsenergien von 4 μJ demonstriert werden. Da geplant war für diese Anwendung zukünftig eine Pockelszelle mit kleinerer Apertur (3 mm \cdot 3 mm) zu verwenden, mussten im vorhandenen Aufbau für ähnliche Leistungsdichten im Verstärkerresonator etwa 28 μJ Pulsenergie erreicht werden. Zudem war auch die Komprimierbarkeit der Laserpulse bei hohen Pulsenergien von Interesse.

Zur Demonstration kleiner Pulsenergien wurden Experimente bei 83 Umläufen im Resonator durchgeführt. Vor dem Kompressor wurde nach 83 Umläufen im Resonator eine Pulsenergie von 28 μJ erzielt, die Pulslänge der Laserpulse beträgt 1,75 ps. Der nach Gleichung 2.11 berechnete optimale Gitterabstand für den Kompressor nach 83 Umläufen im Resonator beträgt 81 mm. Zur Berechnung wurde eine zu kompensierende Dispersion von -1900 fs^2 pro Resonatorumlauf, die bei der GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel als Optimum bestimmt wurde, in die Gleichung eingesetzt. Zur experimentellen Bestimmung des optimalen Gitterabstands wurde die Pulslänge für verschiedene Gitterabstände vermessen. Für einen Gitterabstand von etwa 97 mm wurde die kleinste Pulslänge von 270 fs gemessen (siehe Abbildung 4.16). Dieser Gitterabstand entspricht nach Gleichung 2.11 einer Dispersion von -2270 fs^2 pro Resonatorumlauf. Die Abweichung zum Wert von -1900 fs^2 pro Resonatorumlauf kann durch die Fehler der Spiegel von ($+200 \text{ fs}^2$, -300 fs^2) und die nicht vollständige GVD-Kompensation durch die diskreten GVD-Werte der Spiegel erklärt werden. Hinzu kommt die Ungenauigkeit beim Messen des Gitterabstands und der Resonatorumlaufzahl. Die Autokorrelation der komprimierten Laserpulse hat eine kleine Schulter. Eventuell wird diese schon durch nichtlineare Effekte verursacht. Das B-Integral wurde zu $B = 0,2 \pi$ abgeschätzt. Das zugehörige Spektrum der verstärkten Laserpulse, das in Abbildung 4.17 zu sehen ist, ist breiter als das Spektrum der Seedlaserpulse und zu kleineren Wellenlängen verschoben.

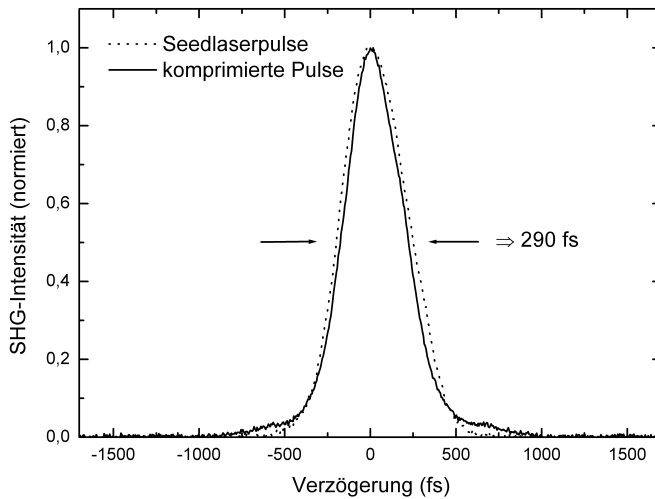


Abbildung 4.16: Autokorrelation der Seedlaserpulse (gepunktete Linie) und der komprimierten Laserpulse (durchgezogene Linie) nach 83 Umläufen im Resonator mit einer Pulsenergie von 28 μJ .

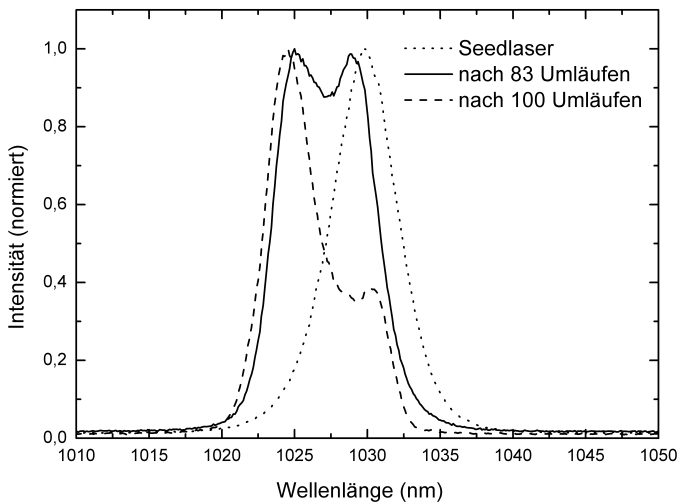


Abbildung 4.17: Spektren der Seedlaserpulse (gepunktet) und der verstärkten Laserpulse nach 83 Umläufen mit einer Pulsenergie von 28 μJ (durchgezogen) und 100 Umläufen im Resonator mit einer Pulsenergie von 150 μJ (gestrichelt).

Zusätzlich wurden auch Versuche mit höherer Pulsenergie durchgeführt. Dabei wurde nur ein kleiner Teil der Pulsenergie über den Gitterkompressor geführt, um eine Degradation der Gitter zu vermeiden und dennoch die Komprimierbarkeit zu demonstrieren. Nach etwa 100 Umläufen im Resonator wurde vor der Kompression eine Pulsenergie von $150\text{ }\mu\text{J}$ bei einer Pulslänge von $2,07\text{ ps}$ erreicht. Der Abstand der Gitter für die bei dieser Energie erreichte kürzeste Pulslänge war 105 mm . Dieser Gitterabstand entspricht nach Gleichung 2.11 einer zu kompensierenden GVD von etwa -2040 fs^2 pro Resonatorumlauf. Die Autokorrelation der Laserpulse ist in Abbildung 4.18 dargestellt, das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Die komprimierten Laserpulse haben dieselbe Halbwertsbreite wie die Seedlaserpulse (290 fs), jedoch eine ausgeprägte Pulsschulter. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.18 zudem die Autokorrelation der Fouriertransformierten des Spektrums dargestellt. Die Halbwertsbreite der Fouriertransformierten des Spektrums liegt bei 275 fs , die Laserpulse sind also nahezu durch ihre spektrale Bandbreite begrenzt.

Bei 100 Umläufen im Resonator wurde zusätzlich die Pumpleistung und damit die Pulsenergie variiert und die Autokorrelation der komprimierten Laserpulse bei gleichem Gitterabstand vermessen (siehe Abbildung 4.19). Die Halbwertsbreite der Autokorrelationen ändert sich bei Pulsenergien zwischen $56\text{ }\mu\text{J}$ und $150\text{ }\mu\text{J}$ nicht, lediglich die Pulsschultern nehmen mit steigender Energie deutlich zu. Die Pulsschultern können damit nicht allein durch den TOD-Beitrag des Gitters, der in diesem Fall für alle Pulsenergien gleich ist, verursacht werden. Die vollständige Kompression wird durch nichtlineare Effekte, die naturgemäß bei höheren Pulsenergien zunehmen, verhindert. Das B-Integral beträgt für die Pulse mit $56\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie $B = 0,36\pi$ und nimmt nahezu linear zu, so dass bei $150\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie ein Wert von $B = 0,9\pi$ erreicht wird.

Eine gute Strahlqualität ist auch für den Verstärker mit Gitterkompressor von höchster Relevanz. Daher wurde beispielhaft für eine Pulsenergie von $170\text{ }\mu\text{J}$ die Beugungsmaßzahl M^2 des Systems bestimmt. Dabei wurden jedoch nur $32\text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie über die Gitter geführt. Der Strahl wurde direkt nach dem Verstärker und nach Durchlaufen des Kompressors vermessen. In beiden Fällen wurde für die beiden Strahlachsen $M_x^2 = 1,3$ und $M_y^2 = 1,1$ gemessen, der Strahl weist eine kleine Elliptizität ($< 10\%$) und geringen Astigmatismus auf. Die Strahlqualität wird bei dieser Pulsenergie durch den Gitterkompressor also nicht verschlechtert. Sollte bei der Komprimierung von Laserpulsen mit höherer Pulsenergie oder größerer mittlerer Leistung eine durch die Gitter verursachte thermisch induzierte Verschlechterung der Strahlqualität auftreten, kann der Strahldurchmesser im Gitterkompressor vergrößert werden.

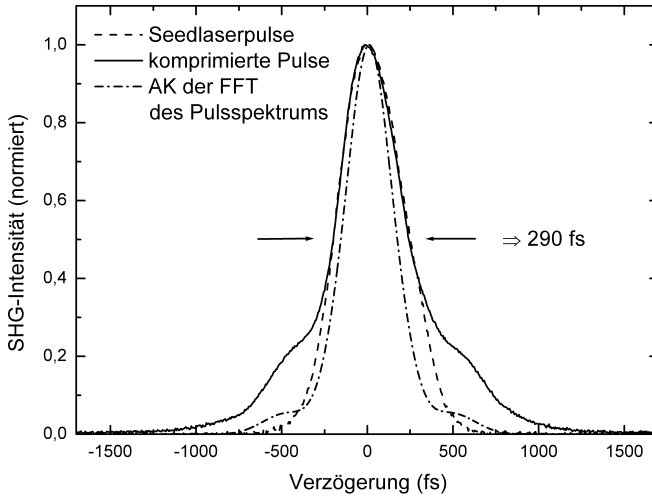


Abbildung 4.18: Autokorrelation der Seedlaserpulse (gestrichelt) und der komprimierten Laserpulse (durchgezogen) nach 100 Umläufen im Resonator. Zudem ist die Autokorrelation der Fouriertransformierten des Pulsspektrums (Strichpunkt) dargestellt.

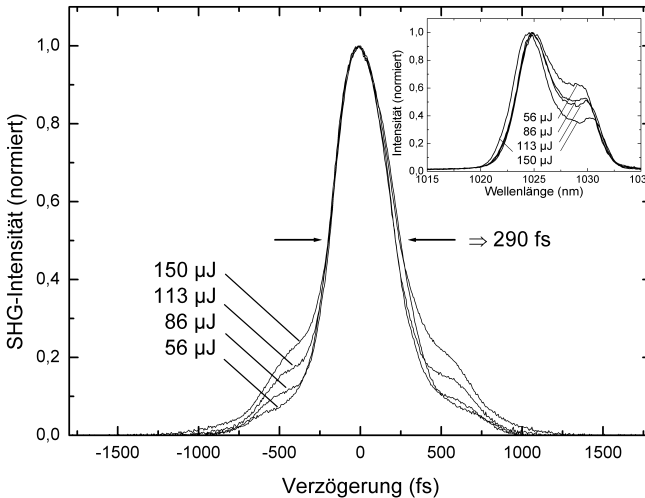


Abbildung 4.19: Autokorrelation der komprimierten Laserpulse nach 100 Umläufen im Resonator bei verschiedenen Pumpleistungen und festem Gitterabstand. Im kleinen Diagramm sind die zugehörigen Pulsspektren zu sehen.

4.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Im Folgenden werden die wichtigsten experimentellen Ergebnisse, die mit dem regenerativen Verstärker und den beiden vorhandenen Seedlasern erzielt wurden, kurz zusammengefasst.

Der Verstärker kann bis zu einer Repetitionsrate von 45 kHz betrieben werden. Die Pulsenergie nimmt mit höheren Repetitionsraten ab, da aufgrund der kürzeren Pumpphase die extrahierbare Energiedichte geringer ausfällt. Bei etwa 10 kHz bis 20 kHz Repetitionsrate wurden Laserpulse mit 165 μJ Pulsenergie unter 900 fs Pulslänge erzielt, bei einer Repetitionsrate von 45 kHz konnten immer noch Laserpulse mit 100 μJ Pulsenergie und 670 fs Pulslänge demonstriert werden. Dabei ist zu beachten, dass dies noch nicht das Maximum der extrahierbaren Energie darstellt (nach Erreichen der gewünschten Zielparameter wurden die Experimente abgebrochen).

Die größte Nettoverstärkung pro Umlauf im Resonator von 13,8 % wurde bei einer Seedlaserwellenlänge von 1025 nm gemessen. Dies war mit den vorhandenen Seedlasern die kleinstmögliche Seedlaserwellenlänge. Das Maximum der Verstärkung wird für Yb:KYW bei 1024 nm erwartet.

Bei Verstärkung ohne Dispersionskompensation ergeben sich für die kürzeren Seedlaserpulse weniger modulierte Pulsspektren. Da die kürzeren Laserpulse durch Dispersion stärker verlängert werden, bevor die Laserpulse hohe Energien erreichen, erfahren sie weniger Selbstphasenmodulation. Die Pulslängen liegen für Pulsenergien von etwa 100 μJ deutlich über einer Pikosekunde.

Im Verstärkerbetrieb mit resonatorinterner Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel wurde die minimale Pulslänge bei einem GVD-Wert der GTI-Spiegel von -1900 fs^2 gemessen. Die Verstärkung der längeren Laserpulse erlaubte Pulslängen von 625 fs bei einer Pulsenergie von etwa 100 μJ , während die kürzeren Seedlaserpulse auf 970 fs verlängert werden. Mit besserer GVD-Kompensation nehmen die nichtlinearen Effekte deutlich zu, die Spektren werden stark verbreitert. Dadurch nimmt auch die Nettoverstärkung pro Umlauf mit besserer GVD-Kompensation im Resonator ab. Auf die kürzeren Seedlaserpulse wirken sich die nichtlinearen Effekte stärker aus. Die längeren Seedlaserpulse sind daher für die Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation besser geeignet. Durch die nur diskret einstellbaren GVD-Werte der GTI-Spiegel ist es auch nicht möglich, die Dispersion vollständig zu kompensieren. Die Pulslängen der verstärkten Laserpulse sind daher auch für kleine Pulsenergien länger als die Seedlaserpulslänge.

Die resonatorexterne Pulskomprimierung durch einen Gitterkompressor ermöglicht die Verstärkung von Laserpulsen mit kürzeren Pulslängen. Mit den kürzeren Seedlaserpulsen wurden Pulslängen von 290 fs bei Pulsenergien von bis zu etwa 100 μJ demonstriert (um die Komprimierbarkeit zu demonstrieren wurde dabei nur ein kleiner

Teil der Pulsenergie über den Gitterkompressor geführt). Mit zunehmender Pulsenergie weisen die Autokorrelationen der Laserpulse jedoch starke Schultern auf, die vollständige Kompression wird durch nichtlineare Effekte verhindert. Bei Pulsenergien bis 20 μJ sind die Schultern vernachlässigbar.

Eine gute Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 \leq 1,3$ wurde sowohl für Verstärkung mit Dispersionskompensation durch resonatorinterne GTI-Spiegel als auch für das System mit dem Gitterkompressor demonstriert.

Sowohl in den Experimenten bei Verstärkung mit resonatorinterner GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel als auch bei Verstärkung mit externer Puls-komprimierung wurden Laserpulse mit etwa 100 μJ Pulsenergie demonstriert. Die Pulslänge bei Verstärkung mit Gitterkompressor ist dabei deutlich kleiner und auch das B-Integral bleibt geringer ($0,9\pi$ im Vergleich zu $2,6\pi$). Damit ist auch das Pulsspektrum weniger moduliert. Der Vorteil des Konzepts mit GTI-Spiegeln liegt jedoch im deutlich kompakteren und einfacheren Aufbau.

5 Modellierung des Systems mit ProPulse

In diesem Kapitel wird das zur Modellierung genutzte Programm ProPulse vorgestellt und die in dieser Arbeit zur Modellierung verwendeten Parameter diskutiert. Um die Zuverlässigkeit des numerischen Modells zu überprüfen, folgt eine Gegenüberstellung von experimentellen Ergebnissen und berechneten Werten. Dies erfolgt anhand einiger Beispiele für verschiedene Seedlaserwellenlängen und Seedlaserpulsweiten sowie für Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel und Gitterkompressor. Daraufhin wird das Modell eingesetzt, um Aussagen über die Optimierung des Systems zu machen.

5.1 Das Modell

5.1.1 Beschreibung des Programms ProPulse

ProPulse (RP Software) [7] ist ein Programm zur numerischen Simulation von Laserpulsen in einem Laserresonator, einem optischen parametrischen Oszillator oder einem Medium wie z.B. einer optischen Faser. Die Laserpulse können dabei Verstärkung, Verluste, Dispersion und Kerr-Nichtlinearität erfahren. Alle optischen Komponenten im Laserresonator werden mit ihrer Wirkung auf den umlaufenden Laserpuls beschrieben. Für jeden Umlauf des Laserpulses im Resonator wird der Einfluss aller Komponenten berücksichtigt. ProPulse berechnet alle Eigenschaften eines durch ein optisches System propagierten Laserpulses, wie zum Beispiel den zeitlichen Verlauf, das optische Spektrum und die Energie.

Es ist möglich, den Laserpuls in der Simulation auch durch resonatorexterne optische Komponenten propagieren zu lassen. So kann der Laserpuls beispielsweise durch einen idealen Kompressor propagieren, wobei berücksichtigt werden kann, bis zu welcher Ordnung die Dispersion kompensiert wird. So ist es möglich, die kleinstmögliche Pulswerte des komprimierten Laserpulses zu bestimmen.

5.1.2 Parameter

Im Folgenden wird kurz auf die Parameter, die zur Berechnung mit ProPulse herangezogen werden, eingegangen.

Innerhalb des Resonators werden die folgenden Komponenten mit ihren Wirkungen berücksichtigt: Die Yb:KYW-Scheibe mit Verstärkung, Dispersion zweiter und dritter Ordnung und Selbstphasenmodulation; die BBO-Pockelszelle mit Dispersion zweiter und dritter Ordnung sowie Selbstphasenmodulation; die GTI-Spiegel mit Dispersion zweiter Ordnung; die Lambda-Verzögerungsplättchen aus kristallinem Quarz mit

Dispersion zweiter und dritter Ordnung und Selbstphasenmodulation. Ebenso werden die Umlaufverluste des Resonators berücksichtigt.

Als Seedlaspuls wird ein solitonartiger Puls mit spektraler Breite, Pulslänge, Wellenlänge und Energie entsprechend der experimentell bestimmten Werte des Seedlasers herangezogen.

Zur Berechnung der Verstärkung in der Scheibe werden die für die axiale Temperaturverteilung (siehe Anhang A.1) in der Scheibe gemittelten Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte (siehe Anhang A.2) verwendet. Das Verstärkungsspektrum wird daraus für eine relative Besetzung des oberen Multipletts von 43 % (siehe Kapitel 4.1.2) bestimmt. Im Programm wird die Besetzung im Lauf der Verstärkung nicht verringert, dies ist eine gute Näherung solange die Pulsenergie der Laserpulse deutlich geringer ist als die aus der Scheibe extrahierbare Energie. Für die Anfangsverstärkung werden experimentell ermittelte Werte, wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, eingesetzt. Zuvor werden diese noch um die Umlaufverluste (siehe unten) korrigiert. Die Berücksichtigung der Sättigung ist für den betrachteten Fall im Programm nicht vorgesehen. Sie kann jedoch simuliert werden, indem die momentane Verstärkung bei der Zentralwellenlänge zu Beginn der Verstärkungsphase auf den Anfangswert gesetzt wird und dann bei jedem Umlauf im Resonator entsprechend der Entnahme der Energie Q_p aus der Scheibe um den Faktor $\exp(-Q_p/Q_{sat})$ reduziert wird. Dabei ist Q_{sat} die Sättigungsenergie der Scheibe; berücksichtigt man den Doppeldurchgang durch die Scheibe wird dieser Wert halbiert [73].

Die Dispersion zweiter und dritter Ordnung der resonatorinternen Medien wird gemäß Gleichung 2.4 und 2.5 mit Hilfe der zugehörigen Sellmeiergleichungen (Tabelle 5.1) berechnet und in das Programm eingesetzt. Für den kristallinen Quarz und den BBO-Kristall wird jeweils über die Werte für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl gemittelt, da der Laserstrahl in diesen Medien im mittel gleichstarke Polarisationskomponenten in beiden Achsen aufweist.

Die Dispersionswerte der GTI-Spiegel werden nach Angaben des Herstellers (Layertec) zur Berechnung herangezogen. Die Werte werden vom Hersteller bestimmt, indem eine Kurve aus dem theoretischen Schichtdesign an die gemessene Transmission angepasst wird, entsprechende Fehler dieser Werte werden vom Hersteller angegeben (siehe Kapitel 3.3). Die Dispersionswerte der jeweiligen Spiegel werden in einem Wellenlängenbereich von 930 nm bis 1070 nm in Schritten von 10 nm vom Programm eingelesen.

Zur Berücksichtigung der Kerr-Nichtlinearität wird der nichtlineare Brechungsindexkoeffizient der resonatorinternen Medien (Tabelle 2.2) eingesetzt. Für Quarz und BBO wird jeweils wieder über die Werte für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl gemittelt. Zudem wird der Strahlradius in den nichtlinearen Medien berücksichtigt: in

der Scheibe beträgt dieser $w_{\text{scheibe}} = 490 \text{ } \mu\text{m}$, in der Pockelszelle $w_{\text{PZ}} = 980 \text{ } \mu\text{m}$ und in den Verzögerungsplättchen $w_{\lambda/4} = 980 \text{ } \mu\text{m}$, $w_{\lambda/2} = 840 \text{ } \mu\text{m}$.

Die Resonatorumlaufverluste werden auf 3 % abgeschätzt und so im Programm berücksichtigt. Sie setzen sich zusammen aus den Verlusten durch die Pockelszelle (Transmission im Einfachdurchgang 99,6%), den resonatorinternen Verlusten für Yb:KYW von etwa 0,35-0,55% [74], die sich im Grundmodebetrieb in etwa verdoppeln [75] und den Verlusten durch die nicht vollkommene HR-Beschichtung der Resonatorspiegel und AR-Beschichtung der Verzögerungsplättchen. Für einen vergleichbaren Yb:YAG regenerativen Verstärker wurden bereits ähnliche Werte für die Umlaufverluste abgeschätzt [21].

Die resonatorexterne Kompression der Laserpulse wird im Programm durch einen idealen, verlustfreien Kompressor simuliert. Da der im Experiment verwendete Gitterkompressor jedoch u.a. auch TOD verursacht, wird für die Simulation der Gitterexperimente die TOD des Gitterkompressors für die verwendeten Gitterabstände (siehe Kapitel 4.3) aus Gleichung 2.12 berechnet und im Programm berücksichtigt. Die Dispersion wird durch den Kompressor bis zur zweiten Ordnung kompensiert.

Material	Sellmeiergleichung (λ in μm)
KYW	$n_m^2 - 1 = 2,17884 + \frac{0,91624\lambda^2}{\lambda^2 - (0,25087)^2} - 0,00485\lambda^2 \quad [22]$
kristalliner Quarz	$n_o^2 - 1 = \frac{0,663044\lambda^2}{\lambda^2 - (0,060)^2} + \frac{0,517852\lambda^2}{\lambda^2 - (0,106)^2} + \frac{0,175912\lambda^2}{\lambda^2 - (0,119)^2} + \frac{0,565380\lambda^2}{\lambda^2 - (8,844)^2} + \frac{1,675299\lambda^2}{\lambda^2 - (20,742)^2} \quad [76]$ $n_e^2 - 1 = \frac{0,665721\lambda^2}{\lambda^2 - (0,060)^2} + \frac{0,503511\lambda^2}{\lambda^2 - (0,106)^2} + \frac{0,214792\lambda^2}{\lambda^2 - (0,119)^2} + \frac{0,539173\lambda^2}{\lambda^2 - (8,792)^2} + \frac{1,807613\lambda^2}{\lambda^2 - (197,7)^2} \quad [76]$
BBO	$n_o^2 - 1 = 1,7462 + \frac{0,01715}{\lambda^2 - 0,02177} \quad [77]$ $n_e^2 - 1 = 1,3785 + \frac{0,01217}{\lambda^2 - 0,01793} \quad [77]$

Tabelle 5.1: Sellmeiergleichungen für die resonatorinternen Medien (Indizes: o = ordentlicher Strahl, e = außerordentlicher Strahl und m = kristallographische Achse N_m in KYW)

5.2 Vergleich zwischen Experiment und Modell

Um die Zuverlässigkeit des numerischen Modells zu überprüfen, folgt eine Gegenüberstellung von experimentellen Ergebnissen und berechneten Werten. Dazu werden die Pulsenergien, die Pulslängen und die Spektren miteinander verglichen.

Bei der Modellierung hat sich gezeigt, dass die Pulsform deutlich von der sech^2 -Form abweicht. Bestimmt man für den jeweiligen Laserpuls die Pulslänge anhand der Halbwertsbreite der berechneten Autokorrelation unter Annahme einer sech^2 -Pulsform, kommt es zu teilweise erheblichen Abweichungen zur Pulslänge, die das Programm direkt aus der Pulsform simuliert. Beispielhaft ist dies in Abbildung 5.1 für Verstärkung mit beiden Seedlasern ohne resonatorinterne GTI-Spiegel für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator (Versuchsbedingungen siehe Kapitel 4.1.3) dargestellt. Um Experiment und Modell zu vergleichen wird daher jeweils die Halbwertsbreite der Autokorrelation herangezogen. Idealerweise sollte für den Vergleich die Pulsform experimentell bestimmt werden, hierfür sind phasensensitive Messverfahren nötig, die experimentell nicht zur Verfügung standen.

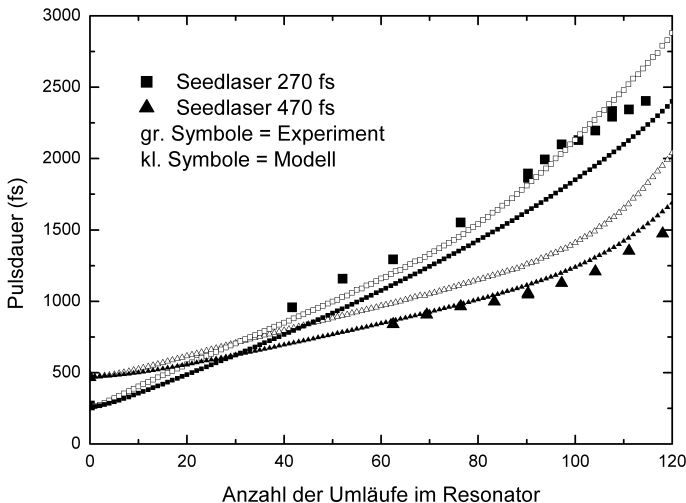


Abbildung 5.1: Experimentell aus der Autokorrelation unter Annahme einer sech^2 -Pulsform ermittelte Pulslänge (große Symbole) und modellierte Pulslänge (kleine, offene Symbole) sowie aus der modellierten Autokorrelation unter Annahme einer sech^2 -Pulsform bestimmte Pulslänge (kleine, geschlossene Symbole) der verstärkten Laserpulse für den Seedlaser mit 270 fs (Quadrate) und 470 fs (Dreiecke) für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator.

In der Modellierung hat sich herausgestellt, dass der TOD-Einfluss der Komponenten vernachlässigbar ist. Die Modellierung mit und ohne TOD ergeben Unterschiede in den Pulslängen von etwa 10 fs, in den Spektren wird kein Unterschied beobachtet. Da alle Parameter zur Berechnung der TOD im Programm integriert wurden, wird dennoch für alle Fälle mit TOD modelliert.

Zum Vergleich können ebenfalls die Werte des B-Integrals aus dem Programm herangezogen werden. Dazu wird die modellierte Pulslänge und Pulsenergie nach jedem Umlauf im Resonator entsprechend Gleichung 4.2 aufsummiert.

5.2.1 Verstärker ohne Dispersionskompensation

5.2.1.1 Variation der Seedlaserwellenlängen

Im Folgenden werden einige Ergebnisse der Modellierung bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen für Verstärkung ohne Dispersionskompensation vorgestellt. Bei der Bewertung der vorgestellten Ergebnisse sollte beachtet werden, dass die Pulsenergie, die Pulslänge und damit auch die spektrale Breite des Seedlasers stark von der Seedlaserwellenlänge abhängen und damit auch die Pulsenergie und Pulslänge der verstärkten Laserpulse.

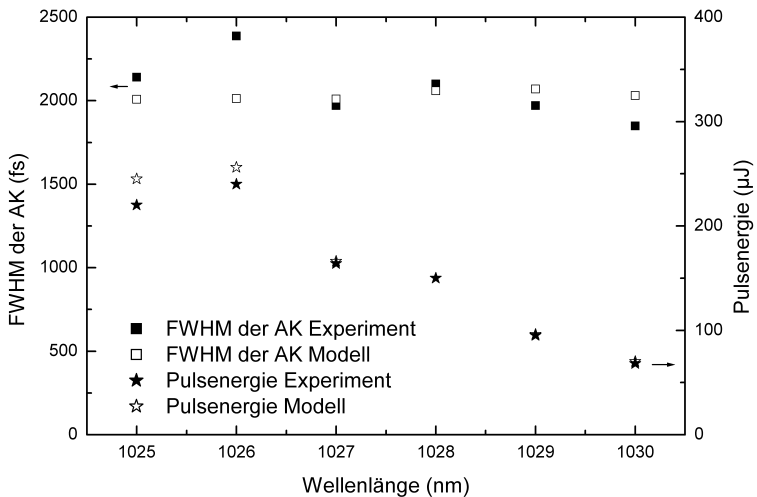


Abbildung 5.2: Halbwertsbreite der Autokorrelation der Laserpulse für experimentelle (gefüllte Quadrate) und modellierte Werte (offene Quadrate) nach 105 Umläufen im Resonator für verschiedene Seedlaserwellenlängen. Zudem ist die experimentell erreichte und modellierte Pulsenergie (Sterne) dargestellt.

In Abbildung 5.2 ist die Halbwertsbreite der Autokorrelation der Laserpulse für experimentell ermittelte und modellierte Werte bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen zu sehen. Die experimentellen Werte wurden nach 105 Umläufen im Resonator bei voller Pumpleistung von 60 W bei einer Repetitionsrate von 10 kHz aufgezeichnet. Die Seedlaserpulslänge und die Seedlaserpulsenergie wurde ebenfalls vermessen (siehe Abbildung 3.2) und im Programm verwendet. Ebenso wurde die Anfangsverstärkung für die verschiedenen Seedlaserwellenlängen aus dem Experiment bestimmt und eingesetzt. Die berechneten Halbwertsbreiten der Autokorrelationen liegen nahe an den gemessenen Werten mit etwa 10 % Abweichung, lediglich bei 1026 nm ergibt sich eine maximale Abweichung von 18 %. Die modellierte Pulsenergie stimmt sehr gut mit den Messwerten überein. Für die Laserpulse bei kleineren Seedlaserwellenlängen, die eine größere Verstärkung pro Resonatorumlauf erfahren, wird die Pulsenergie geringfügig zu hoch modelliert, unter Umständen wird das Sättigungsverhalten durch das Modell nicht richtig beschrieben. Da die Anfangsverstärkung als Parameter in das Programm eingesetzt werden muss, ist mit dem Modell leider keine Aussage über die Verstärkung bei kleineren Seedlaserwellenlängen möglich, da dieser Wellenlängenbereich mit den vorhandenen Seedlasern nicht zugänglich war.

In Abbildung 5.3 sind beispielhaft für Seedlaserwellenlängen von 1025 nm, 1027 nm und 1029 nm modellierte und gemessene Wellenlängenspektren dargestellt. Die modellierten Spektren ähneln den gemessenen Spektren, der kurzwellige Anteil wird jedoch für alle Seedlaserwellenlängen etwas unterschätzt, während der Verlauf bei höheren Wellenlängen gut beschrieben wird. Dies deutet auf eine zu kleine Verstärkung bei kleineren Wellenlängen in der Simulation hin.

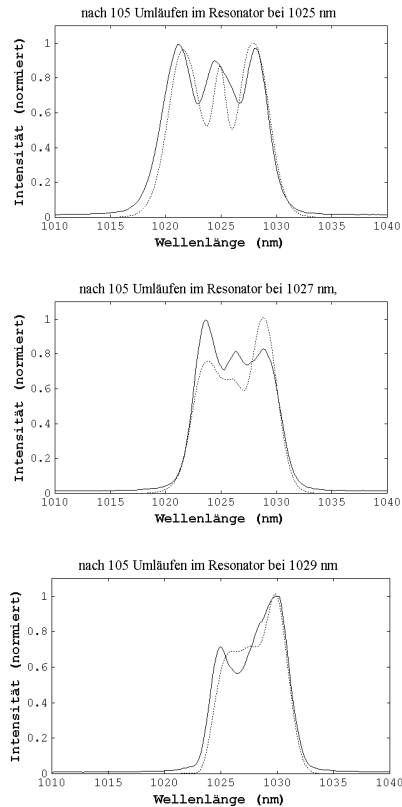


Abbildung 5.3: Modellerte (gepunktete Linie) und gemessene (durchgezogene Linie) Wellenlängenspektren für Verstärkung nach 105 Umläufen im Resonator bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen.

5.2.1.2 Verschiedene Seedlaserpulslängen

Das Programm ProPulse wird genutzt um die experimentellen Ergebnisse mit den beiden Seedlasern ohne Dispersionskompensation bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm zu simulieren. In Abbildung 5.4 ist für die beiden Seedlaser die gemessene Halbwertsbreite der Autokorrelation und die Pulsenergie für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator zu sehen. Die mit ProPulse modellierten Werte sind ebenfalls dargestellt.

Für die Verstärkung mit den langen Seedlaserpulsen stimmen die modellierten Werte sowohl für die Halbwertsbreite der Autokorrelation als auch die Pulsenergie mit den gemessenen Werten gut überein. Bei höheren Umlaufzahlen weicht die modellierte

Halbwertsbreite der Autokorrelation um maximal 10 % nach oben von der gemessen ab. Das Abknicken der Pulsenergie wird eventuell im Modell zu schwach wiedergegeben, wobei in diesem Energiebereich zu wenig Messwerte vorliegen um dies bewerten zu können. Das Modell ergibt für die maximal extrahierbare Pulsenergie 750 μJ mit einer Halbwertsbreite der Autokorrelation von 4,3 ps. Für die kurzen Seedlaserpulse ergibt sich eine größere Abweichung der berechneten Halbwertsbreite der Autokorrelation. Die berechneten Werte sind um bis zu 500 fs kleiner als die gemessenen Werte (18 %). Die modellierte Pulsenergie ergibt ab etwa 110 Umläufen im Resonator zu große Werte, das Abknicken der Pulsenergie wird unter Umständen wieder nicht richtig beschrieben, wobei auch hier zu wenig Messwerte vorliegen. Für die kürzeren Seedlaserpulse ergibt das Modell für die maximal extrahierbare Pulsenergie 800 μJ mit einer Halbwertsbreite der Autokorrelation von 4,4 ps.

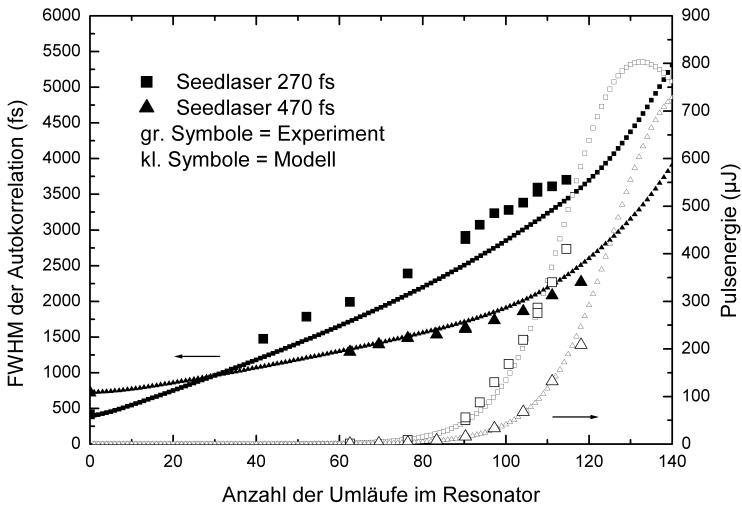


Abbildung 5.4: Gemessene Halbwertsbreite der Autokorrelation (große gefüllte Symbole) und Pulsenergie (große ungefüllte Symbole) für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator für Seedlaser mit einer Pulslänge von 470 fs (Dreiecke) und 270 fs (Quadrate) im Betrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln im Resonator. Die modellierten Werte sind jeweils in entsprechenden kleinen Symbolen dargestellt.

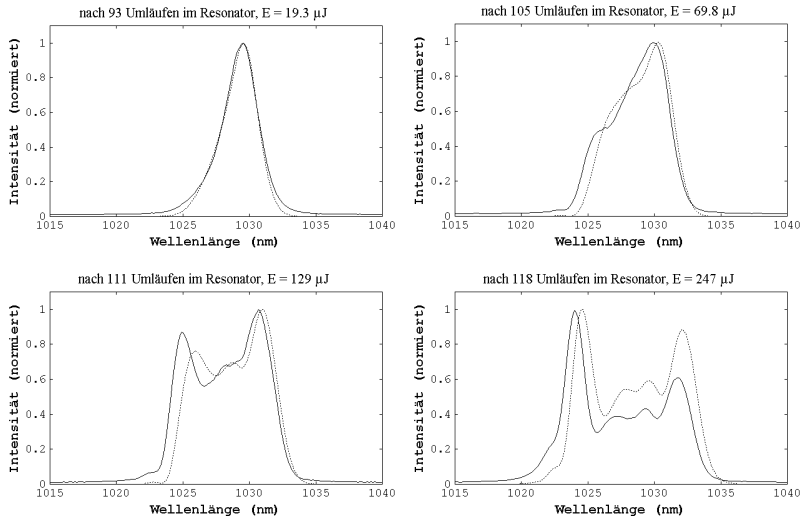


Abbildung 5.5: Gemessene (durchgezogen) und berechnete (gestrichelt) Wellenlängenspektren für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit einer Pulslänge 470 fs bei Betrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln im Resonator. Zudem ist die modellierte Pulsenergie angegeben.

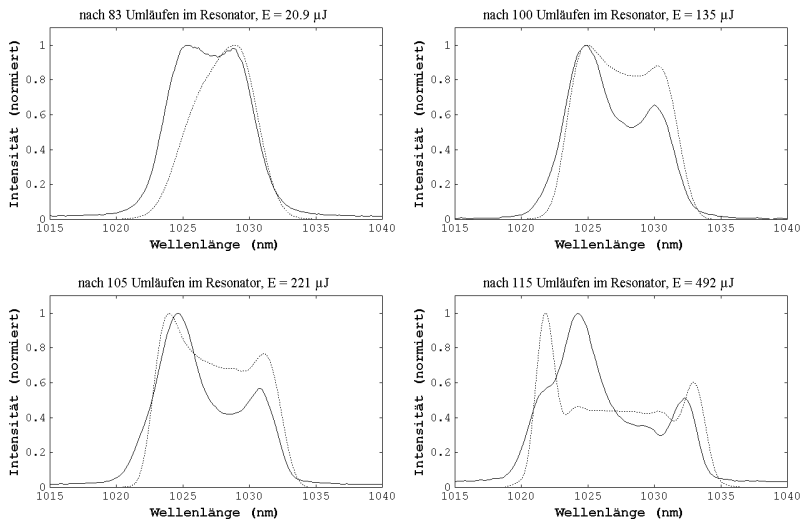


Abbildung 5.6: Gemessene (durchgezogen) und berechnete (gestrichelt) Wellenlängenspektren für verschiedene Anzahl von Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit einer Pulslänge 270 fs bei Betrieb mit gewöhnlichen HR-Spiegeln im Resonator. Zudem ist die modellierte Pulsenergie angegeben.

Abbildung 5.5 und 5.6 zeigen für ein paar ausgewählte Umlaufzahlen gemessene und modellierte Pulsspektren für Verstärkung mit den beiden Seedlasern. Für die Verstärkung mit den längeren Seedlaserpulsen passen die modellierten Pulsspektren bei niedriger Pulsenergie (ca. 20 μJ) sehr gut zu den gemessenen Spektren. Bei höheren Pulsenergien sind die modellierten Spektren im Bereich der kleineren Wellenlängen jedoch um ca. 1 nm schmaler als die gemessenen Spektren, während die Spektren im Bereich höherer Wellenlängen im Verlauf übereinstimmen. Erst bei Energien ab 200 μJ wird das modellierte Spektrum im Bereich höherer Wellenlängen um etwa 1 nm zu breit. Bei Verstärkung mit den kürzeren Seedlaserpulsen kommt es schon bei kleinen Pulsenergien (ab ca. 20 μJ) zu einer deutlichen Abweichung von den gemessenen Pulsspektren. Die modellierten Spektren sind ebenfalls im Bereich kleinerer Wellenlängen deutlich zu schmal (2-3 nm), der kurzwellige Anteil wird stark unterschätzt. Da die Laserpulse in ihrer spektralen Breite unterschätzt werden, erfahren sie im Modell zu wenig Dispersion. Die Pulslänge bleibt während der Verstärkungsphase zu kurz und die Laserpulse erfahren mehr Nichtlinearität. Daher sind die berechneten Spektren bei höheren Pulsenergien auch stärker durch Selbstphasenmodulation moduliert als die gemessenen Spektren. Eine mögliche Ursache für die Abweichung liegt in den Absorptions- und Emissionsspektren die zur Modellierung herangezogen werden. Da die Absorption und Emission stark temperaturabhängig sind, kann das im Modell genutzte, gemittelte Verstärkungsspektrum durchaus vom tatsächlichen Spektrum abweichen. Zudem wird die Änderung der Besetzungsinversion und damit der effektiven Verstärkungsspektren im Programm nicht berücksichtigt. Dass die Ergebnisse der Modellierung bei der Verstärkung mit den langen Seedlaserpulsen dennoch besser mit dem Experiment übereinstimmen als für die kurzen Seedlaserpulse, kann daran liegen, dass die langen Seedlaserpulse spektral deutlich schmaler sind. Die langen Seedlaserpulse mit 470 fs Pulslänge haben eine volle Halbwertsbreite von 2,88 nm während die 270 fs kurzen Seedlaserpulse im Vergleich eine Halbwertsbreite von 5,35 nm haben. Daher fällt der Einfluss der Verstärkungsspektren im Bereich kleinerer Wellenlängen für die längeren Seedlaserpulse deutlich geringer aus. Für die längeren Seedlaserpulse kommt es erst bei höheren Pulsenergien, wenn die Spektren durch Selbstphasenmodulation stärker verbreitert werden zu Abweichungen zwischen Modell und Experiment.

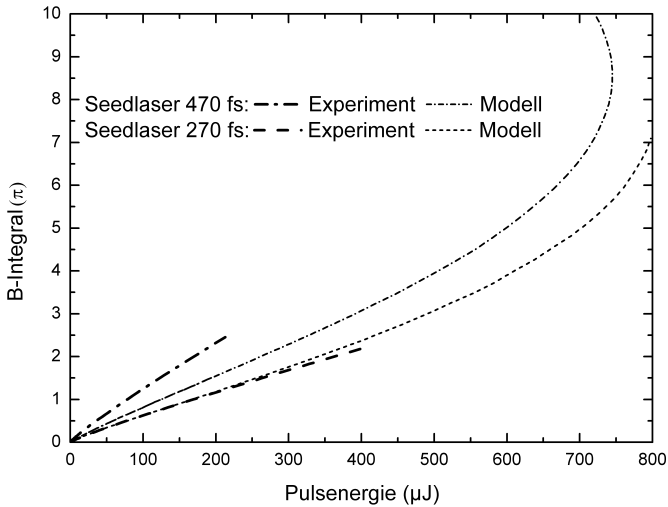


Abbildung 5.7: Aus dem Experiment bestimmtes und mit ProPulse modelliertes B-Integral der verstärkten Laserpulse für die beiden Seedlaser mit einer Pulslänge von 470 fs und 270 fs in Abhängigkeit von der Pulsenergie.

Das mit ProPulse modellierte B-Integral ist für die Verstärkung mit dem Seedlaser der Pulslänge von 470 fs deutlich kleiner (um etwa Faktor 0,7) als das aus dem Experiment abgeschätzte B-Integral (siehe Abbildung 5.7), was dadurch zu erklären ist, dass die modellierten Pulslängen länger sind als die im Experiment aus der Autokorrelation bestimmten Pulslängen (siehe Abbildung 5.1). Für die Verstärkung der kurzen Seedlaserpulse mit 270 fs Pulslänge wird das modellierte B-Integral hingegen größer als das aus dem Experiment abgeschätzte B-Integral. Auch hier ist wieder zu beobachten, dass die modellierte Pulslänge größer als die aus der modellierten Autokorrelationsbreite unter Annahme sech^2 -förmiger Pulse bestimmte Pulslänge ist. Die modellierten Pulslängen sind zum Teil aber immer noch geringer als die im Experiment gemessenen Pulslängen, so dass das modellierte B-Integral etwas größer als das aus dem Experiment bestimmte B-Integral wird. Für die maximal extrahierbaren Pulsenergien ergeben sich mit $B = 8,7\pi$ für die längeren Seedlaserpulse und $B = 7,1\pi$ für die kürzeren Seedlaserpulse sehr hohe Werte des B-Integrals. Die modellierten Pulsspektren sind bei maximal extrahierbarer Pulsenergie stark moduliert und erstrecken sich in beiden Fällen von etwa 1015 nm bis 1040 nm.

5.2.2 Verstärker mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel

Im Folgenden wird das Modell genutzt, um die Verstärkung mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel im Resonator zu modellieren. Zunächst werden die Ergebnisse für die längeren Seedlaserpulse vorgestellt. In Abbildung 5.8 sind experimentelle und modellierte Werte für die Halbwertsbreite der Autokorrelationen in Abhängigkeit von der Umlaufzahl im Resonator für verschiedene GVD-Kompensationen mit GTI-Spiegeln dargestellt. Bis nach etwa 100 Umläufen im Resonator, abhängig von der GVD-Kompensation, ein Wert des modellierten B-Integrals von $B = 0,5\pi$ erreicht wird, passen die Ergebnisse des Modells für die verschiedenen GVD-Kompensationen sehr gut zu den experimentell ermittelten Werten. Für GVD-Kompensationen von 0 fs^2 bis -1500 fs^2 pro Umlauf im Resonator beträgt die Abweichung maximal 7 %. Bei GVD-Werten von -1900 fs^2 und -2000 fs^2 pro Umlauf im Resonator weichen die modellierten Halbwertsbreite der Autokorrelation um etwa 16 % von den gemessenen ab. Für GVD-Kompensation von 0 fs^2 bis -1000 fs^2 weichen die modellierten Werte der Halbwertsbreite der Autokorrelation sogar bis zu einem Wert des B-Integrals von $B = \pi$ um maximal 7 % von den gemessenen ab. Die Übereinstimmung der Modellierung mit dem Experiment nimmt mit höherer Umlaufzahl im Resonator und mit besserer GVD-Kompensation deutlich ab.

Die minimale Halbwertsbreite der Autokorrelation wird anders als im Experiment nicht bei einer GVD-Kompensation von -1900 fs^2 erreicht. In der Simulation ergibt sich bis zu etwa 100 Umläufen im Resonator ein Minimum der Halbwertsbreite bei einer totalen GVD pro Umlauf im Resonator von -50 fs^2 im System, was einer GVD durch GTI-Spiegel von -2280 fs^2 entspricht. Im Folgenden wird dies als das Optimum des Modells bezeichnet. Die GVD-Werte der im Experiment verwendeten GTI-Spiegel können, wie bereits erwähnt, mit Fehlern behaftet sein. Bei der GVD-Kompensation von -1900 fs^2 /- 2000 fs^2 kann sich so durch die Kombination der verwendeten Spiegel ein Fehler von $+200 \text{ fs}^2$ bis -400 fs^2 ergeben, so dass die Diskrepanz zwischen Experiment und Modell innerhalb dieser Fehlergrenze liegt. Es ist also durchaus denkbar, dass die GVD-Werte der GTI-Spiegel in der Modellierung unterschätzt werden. Die GVD von nominal -1900 fs^2 liegt dann nahe an der optimalen GVD-Kompensation und mit den GTI-Spiegeln von nominal -2000 fs^2 ist das System bereits überkompensiert. Sobald im Modell die Pulsform und auch die Autokorrelation erhebliche Flanken oder eine Substruktur aufweist, ergibt die Bestimmung der Halbwertsbreite zum Teil sehr niedrige Werte, wie zum Beispiel für eine GVD-Kompensation zwischen -1900 fs^2 und -2280 fs^2 ab etwa 100 Umläufen im Resonator. In diesem Fall liegt ein wesentlicher Anteil der Pulsenergie außerhalb der Halbwertsbreite. Die Pulsformen sind dann zum Teil stark moduliert, so dass auch die Halbwertsbreiten der Autokorrelation stark schwanken. Die Definition der Pulslänge über die Halbwertsbreite ist dann jedoch nicht mehr aussagekräftig. Für GVD-Werte

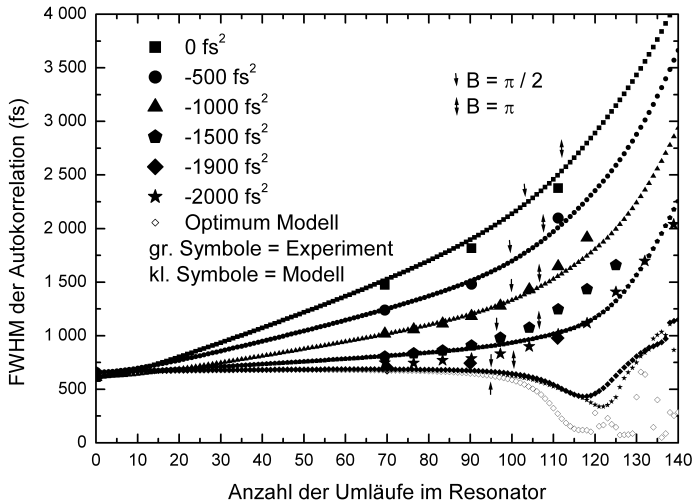


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der FWHM der Autokorrelation von der Anzahl der Umläufe im Resonator für verschiedene Dispersionsbeiträge durch GTI-Spiegel im Resonator für den Seedlaser mit 420 fs/390 fs Pulslänge. Die großen Symbole stellen Messwerte dar, während die kleinen Symbole modellierte Werte zum jeweiligen GVD-Gesamtwert der GTI-Spiegel zeigen. An den mit Pfeilen gekennzeichneten Stellen wird $B = 0,5\pi$, an denen mit Doppelpfeil $B = \pi$ erreicht. Zudem sind die modellierten Werte bei denen die GVD im System optimal kompensiert wird mit offenen Rauten dargestellt, bei höheren Umlaufzahlen sind diese nicht mehr aussagekräftig.

kleiner als -2280 fs^2 werden im Modell die Pulslängen wieder länger, zumindest für Umlaufzahlen unter 100. Für größere Umlaufzahlen ergeben sich zum Teil auch für kleinere GVD-Werte kleinere Halbwertsbreiten der Autokorrelation, jedoch wieder mit wesentlichem Anteil der Pulsenergie außerhalb der Halbwertsbreite.

In Abbildung 5.9 sind beispielhaft Spektrum und Autokorrelation von gemessenen und modellierten Laserpulsen nach 111 Umläufen im Resonator für verschiedene GVD-Kompensationen zu sehen. Die bei einer GVD-Kompensation von -1900 fs^2 gemessenen Daten werden mit denen die sich für das Optimum des Modells ergeben zusammen dargestellt. Die B-Integralwerte sind nach 111 Umläufen im Resonator für alle GVD-Kompensationen bereits größer als $B = \pi$. Die mit besserer GVD-Kompensation im Experiment breiter werdenden Spektren werden durch das Modell im Bereich kleinerer Wellenlängen zum Teil wieder zu schmal wiedergegeben (siehe Kapitel 5.2.1.2), insgesamt werden die Spektren durch die Modellierung recht gut beschrieben. Die modellierte Autokorrelation der Laserpulse beschreibt den gemessenen Verlauf bis zu einer GVD-Kompensation von -1000 fs^2 sehr gut. Mit

besserer GVD-Kompensation wird die modellierte Autokorrelation deutlich schmaler als die gemessene Autokorrelation.

Die experimentell ermittelte und modellierte Pulsenergie ist für verschiedene GVD-Kompensationen in Abbildung 5.10 zu sehen. Die Übereinstimmung ist für den experimentell ermittelten Energiebereich für GVD-Kompensationen bis -1500 fs^2 gut. Ob das Abknicken der Pulsenergie für höhere Umlaufzahlen richtig simuliert wird, kann anhand der vorhandenen experimentellen Daten nicht entschieden werden. Die modellierten Werte für eine GVD-Kompensation von -2000 fs^2 liegen für höhere Umlaufzahlen deutlich zu hoch. Die simulierten Pulsenergien bei optimaler GVD-Kompensation (-2280 fs^2) beschreiben den Verlauf der Pulsenergie für eine GVD-Kompensation von -2000 fs^2 besser als die Modellierung bei -2000 fs^2 . Dies kann durch die Fehler der GVD-Werte der GTI-Spiegel erklärt werden. Die laut Modell maximal extrahierbare Pulsenergie, die nach etwa 140-150 Umläufen im Resonator erreicht wird, nimmt mit besserer GVD-Kompensation ab, da durch die Verbreiterung der Pulsspektren die Verstärkung abnimmt. Ohne GVD-Kompensation sind maximal $760 \text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie extrahierbar, bei optimaler GVD-Kompensation noch $155 \text{ }\mu\text{J}$ Pulsenergie. Die Pulsform bei optimaler GVD-Kompensation ist bei dieser Energie jedoch sehr stark moduliert.

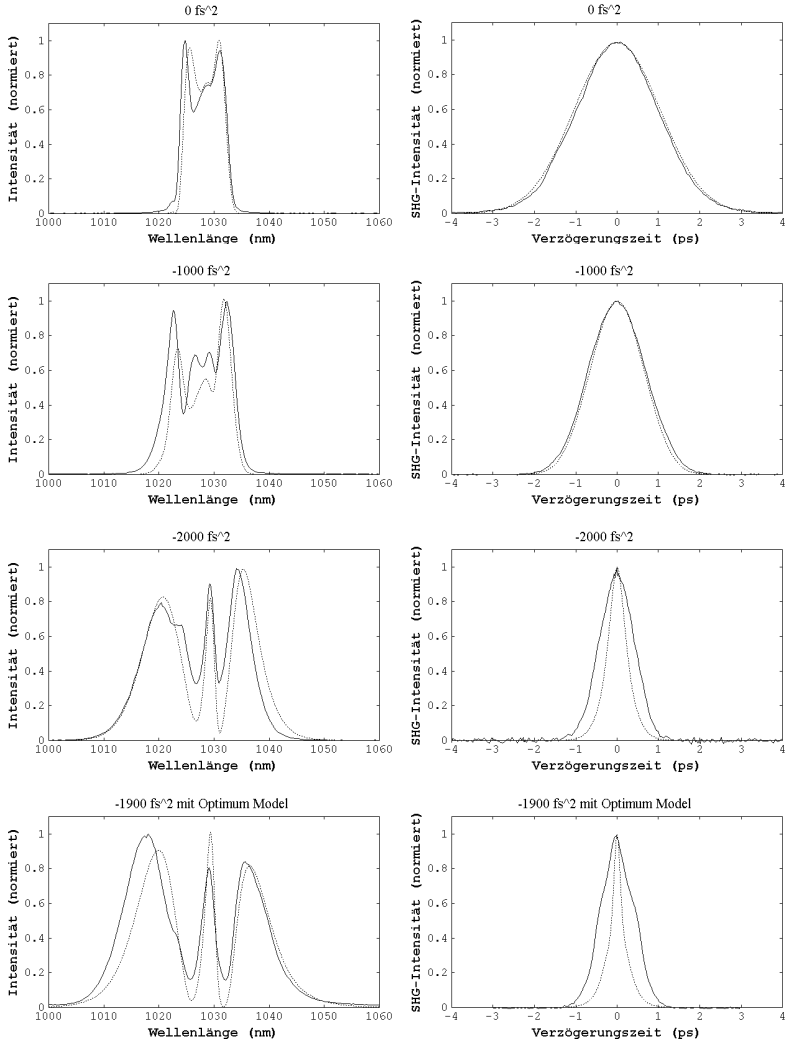


Abbildung 5.9: Gemessene (durchgezogen) und modellierte (gestrichelt) Pulsspektren und zugehörige Autokorrelationen für Verstärkung mit GVD-Kompensation von 0 fs², -1000 fs², -2000 fs², -1900 fs² nach 111 Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit 420 fs/390 fs Pulslänge. Die gemessenen Werte bei -1900 fs² sind zusammen mit den optimalen Ergebnissen des Modells dargestellt.

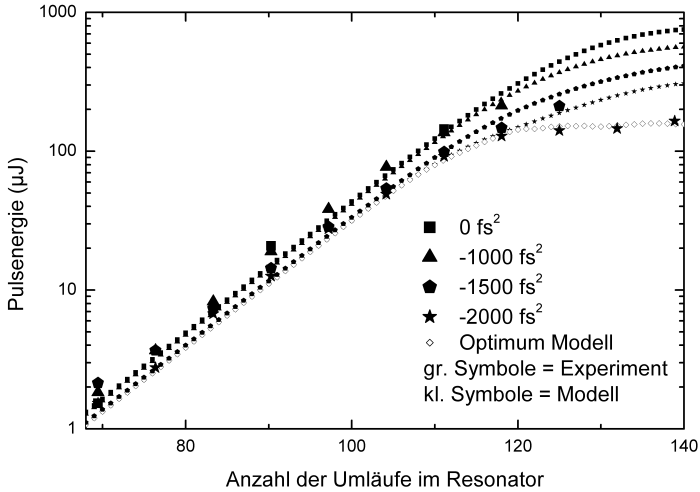


Abbildung 5.10: Abhängigkeit der Pulsenergie von der Anzahl der Umläufe im Resonator für verschiedenen Dispersionsbeitrag durch GTI-Spiegel im Resonator für den Seedlaser mit 420 fs/390 fs Pulslänge. Die großen Symbole stellen Messwerte dar, während die kleinen Symbole modellierte Werte zum jeweiligen GVD-Gesamtwert der GTI-Spiegel zeigen. Zudem ist die Pulsenergie für die modellierte optimale GVD-Kompensation dargestellt.

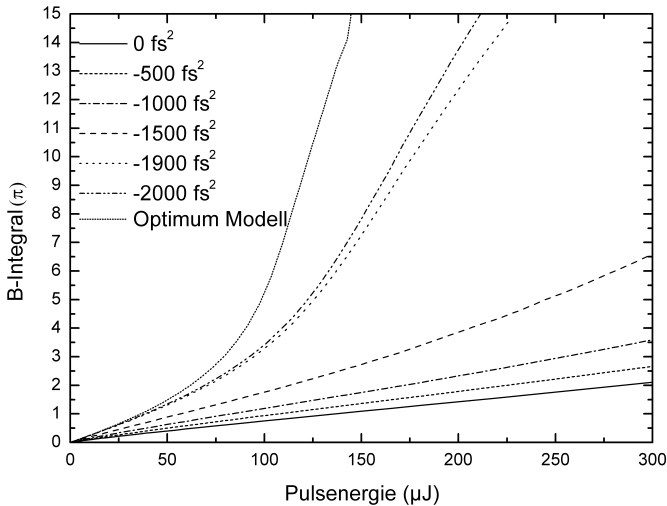


Abbildung 5.11: Modelliertes B-Integral der verstärkten Laserpulse für den Seedlaser mit einer Pulslänge von 420 fs/390 fs in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene GVD-Kompensationen durch GTI-Spiegel.

In Abbildung 5.11 sind die mit ProPulse berechneten B-Integrale für verschiedene Dispersionskompensationen in Abhängigkeit von der Pulsenergie zu sehen. Die aus dem Modell berechneten B-Integrale sind für $0\text{-}1500\text{ fs}^2$ bis zu 26 % niedriger als die aus dem Experiment bestimmten B-Integrale (vergleiche Abbildung 4.11). Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Pulslängen, die das Modell für diese GVD-Kompensationen ergibt, länger sind als die aus der gemessenen Autokorrelation unter Annahme sech^2 -förmiger Pulse bestimmte Pulslänge. Ab einer GVD-Kompensation von -1900 fs^2 sind die modellierten B-Integralwerte höher als die experimentell ermittelten Werte, hier ergibt das Modell kürzere Pulslängen, als im Experiment ermittelt. Das modellierte B-Integral für eine GVD-Kompensation von -1900 fs^2 ist zudem im Gegensatz zum Experiment kleiner als das B-Integral für -2000 fs^2 , wie bereits die modellierten Werte für die Halbwertsbreite der Autokorrelation. Bei optimaler GVD-Kompensation von -2280 fs^2 im Modell ergibt sich, wie erwartet auch das größte B-Integral.

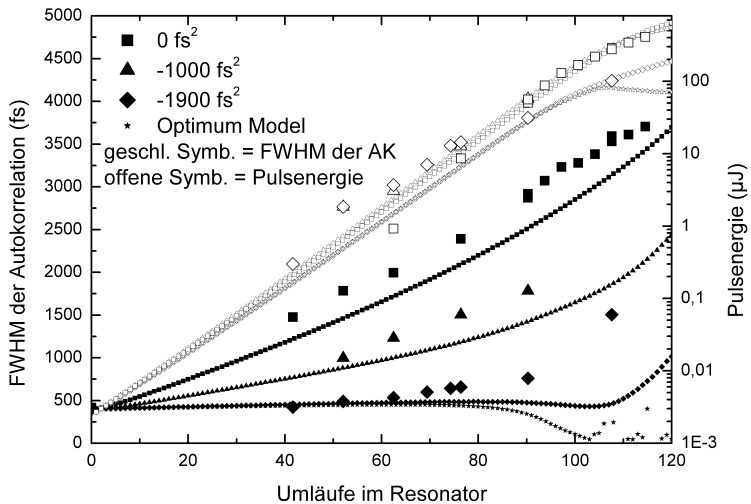


Abbildung 5.12: Abhängigkeit der Halbwertsbreite der Autokorrelation von der Anzahl der Umläufe im Resonator für verschiedenen Dispersionsbeitrag durch GTI-Spiegel im Resonator für den Seedlaser mit 270 fs Pulslänge. Die großen geschlossenen Symbole stellen Messwerte dar, während die kleinen Symbole modellierte Werte zum jeweiligen GVD-Gesamtwert der GTI-Spiegel sind. Die offenen Symbole stellen die Pulsenergie dar. Zudem sind die Werte für optimale GVD-Kompensation aus dem Modell mit dargestellt.

Ebenfalls simuliert wurde die Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse von 270 fs Pulslänge mit verschiedenen GVD-Kompensationen durch GTI-Spiegel. Einige gemessene und modellierte Werte für die Halbwertsbreite der Autokorrelation und Pulsenergie sind in Abbildung 5.12 bei verschiedener GVD-Kompensation von 0 fs², -1000 fs² und -1900 fs² für verschiedene Anzahlen von Umläufen im Resonator dargestellt. Die modellierten Werte für die Halbwertsbreite der Autokorrelation weichen von den gemessenen Werten für bis zu 90 Umläufen im Resonator um bis zu 25 % ab, für höhere Umlaufzahlen im Resonator sogar noch mehr. Im Modell wird auch für die kurzen Seedlaserpulse die minimale Pulslänge bei einer totalen GVD von -50 fs² pro Umlauf im Resonator im System erreicht, was einer GVD durch GTI-Spiegel von -2280 fs² pro Umlauf im Resonator entspricht, diese Werte sind ebenfalls in Abbildung 5.12 gezeigt. Für höhere Umlaufzahlen (> 90) ist es wieder nicht mehr sinnvoll von der optimalen GVD-Kompensation mit minimaler Pulslänge zu sprechen, da die Pulsformen sehr hohe Flanken aufweisen. Die modellierten Pulslängen sind dann nicht mehr aussagekräftig.

Die modellierte Pulsenergie (siehe Abbildung 5.12) stimmt gut mit dem experimentell ermittelten Verlauf überein. Bei kleineren Pulsenergien kommt es zu etwas größeren Abweichungen, was aber durch die Ungenauigkeit der Messungen mit dem Thermodetektor bei kleinen Leistungen zu erklären ist.

In Abbildung 5.13 sind beispielhaft Spektrum und Autokorrelation von gemessenen und modellierten Laserpulsen nach 107 Umläufen im Resonator für GVD-Kompensationen von 0 fs² und -1900 fs² zu sehen. Die bei einer GVD-Kompensation von -1900 fs² gemessenen Daten werden mit denen, die sich aus dem Optimum des Modells ergeben, zusammen dargestellt. Die modellierten Spektren sind in diesem Fall wesentlich breiter und stärker moduliert als die gemessenen. Die modellierte Autokorrelation ist wesentlich schmaler als die gemessene. Auch aus experimenteller Sicht ist die Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse mit resonatorinternen Dispersionskompensation durch die höheren Nichtlinearitäten, die die Pulse erfahren, weniger interessant. Daher wird darauf verzichtet die modellierten Werte für das B-Integral für Verstärkung mit den kürzeren Seedlaserpulsen bei verschiedenen GVD-Kompensationen darzustellen, da die Werte mit den zu kurz modellierten Pulslängen unrealistisch groß werden.

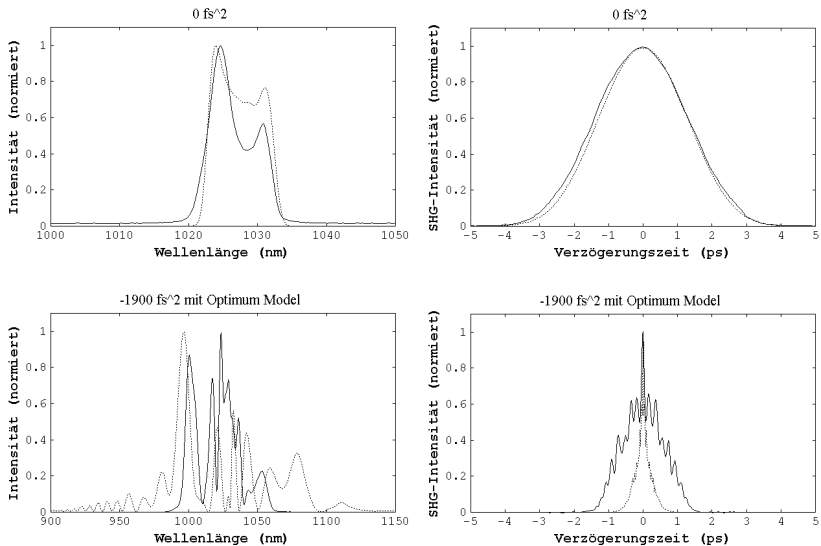


Abbildung 5.13: Gemessene (durchgezogen) und modellierte (gestrichelt) Pulsspektren und zugehörige Autokorrelationen für Verstärkung mit GVD-Kompensation von 0 fs^2 und -1900 fs^2 nach 107 Umläufen im Resonator für den Seedlaser mit 260 fs Pulslänge. Die gemessenen Werte bei -1900 fs^2 sind zusammen mit den optimalen Ergebnissen des Modells dargestellt.

5.2.3 Gitterkompressor

Zur Simulation der Experimente mit resonatorexternem Gitterkompressor ohne resonatorinterne GVD-Kompensation werden die Laserpulse nach der Verstärkungsphase im Programm durch einen idealen Gitterkompressor auf minimale Pulslänge komprimiert. Es muss bedacht werden, dass wie in Kapitel 5.2.1.2 gezeigt für die Modellierung der Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse die Abweichung der Halbwertsbreite der Autokorrelationen bei etwa 18 % liegt und auch die modellierten Pulsspektren weniger gut mit dem Experiment übereinstimmen. Daher kann sich auch für die komprimierten Pulse keine bessere Übereinstimmung ergeben.

Die modellierten und experimentell ermittelten Autokorrelationen und Spektren sind für 83 und 100 Umläufe im Resonator in Abbildung 5.14 dargestellt. Für die kleinere Pulsenergie von $28 \text{ }\mu\text{J}$ nach 83 Umläufen im Resonator ist das Pulsspektrum deutlich zu schmal modelliert, daher sind auch die modellierten, komprimierten Pulslängen mit $\tau = 335 \text{ fs}$ länger als die Laserpulse im Experiment ($\tau = 270 \text{ fs}$). Für die höhere Pulsenergie von $150 \text{ }\mu\text{J}$ nach 100 Umläufen im Resonator weisen die Pulsspektren eine ähnliche Breite auf, die modellierte Pulslänge $\tau = 305 \text{ fs}$ ist etwas länger als die

gemessene Pulslänge mit $\tau = 290$ fs. Die modellierte Autokorrelation weist ebenfalls Schultern auf, diese sind aber weniger ausgeprägt als im Experiment. Die Pulsform aus der Modellierung (siehe Abbildung 5.15) zeigt nach 100 Umläufen im Resonator einen Vor- und Nachpuls, die zusammen etwa 7 % der Pulsenergie beinhalten. Mit zunehmender Umlaufzahl in der Modellierung spaltet der komprimierte Laserpuls durch nichtlineare Effekte in immer mehr Vor- und Nachpulse auf, die zunehmend Pulsenergie beinhalten. Die Pulslänge, die nach 131 Umläufen im Resonator bei maximal extrahierbarer Pulsenergie von 810 μJ erreicht wird, beträgt 125 fs. Die Vor- und Nachpulse tragen dann etwa 40 % der Pulsenergie.

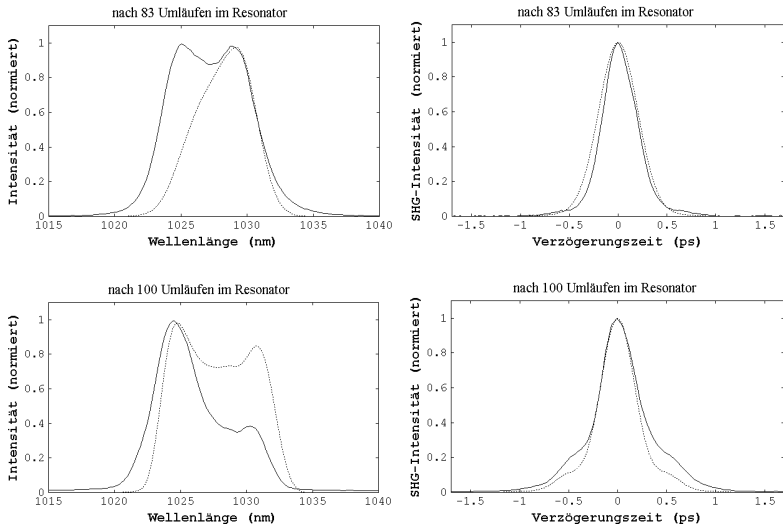


Abbildung 5.14: Spektren (links) und Autokorrelation (rechts) der komprimierten Laserpulse (durchgezogen) und die mit ProPulse modellierte Autokorrelation (gestrichelt) nach 83 und 100 Umläufen im Resonator.

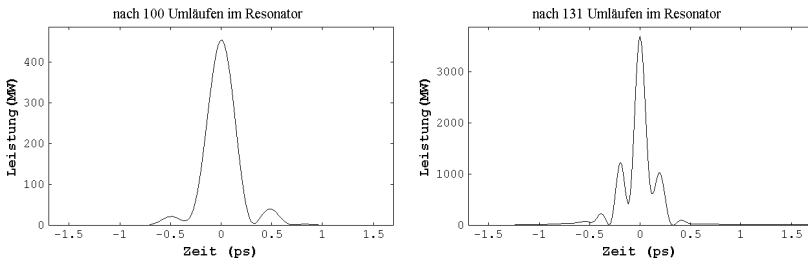


Abbildung 5.15: Pulsform der modellierten, komprimierten Laserpulse nach 100 und 131 Umläufen im Resonator.

5.2.4 Zusammenfassung des Vergleichs

Allgemein hat sich bei der Modellierung gezeigt, dass das Modell die Verstärkung im Bereich kleinerer Wellenlängen unterschätzt. Möglicherweise weicht das für die Modellierung genutzte, gemittelte Verstärkungsspektrum durch die starke Temperaturabhängigkeit von Absorption und Emission von dem tatsächlichen Verstärkungsspektrum ab. Zudem wird die Änderung der Besetzungsinversion während der Verstärkung und damit der effektiven Verstärkungsspektren im Programm nicht berücksichtigt. Auf die Verstärkung mit der kürzeren Seedlaserpulslänge wirkt sich dies aufgrund deren größerer spektraler Breite stärker aus, daher weichen für sie die modellierten Spektren und Halbwertsbreiten der Autokorrelationen stärker ab als für die Verstärkung mit den längeren Seedlaserpulslängen. Um zu beurteilen, ob das Sättigungsverhalten, also das Abknicken der Pulsenergie bei höheren Umlaufzahlen durch das Modell richtig wiedergegeben wird, liegen bei höheren Pulsenergien zu wenige Messwerte vor.

Die Modellierung des Verstärkers ohne Dispersionskompensation bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen (Seedlaserpulslängen > 400 fs) zeigt für die Spektren und die Pulsenergie eine gute Übereinstimmung. Die modellierte Halbwertsbreite der Autokorrelation weicht im beobachteten Wellenlängenbereich um etwa 10 % von den gemessenen Werten ab. Mit dem Modell kann keine Aussage über die Verstärkung bei kleineren Wellenlängen gemacht werden, da die Anfangsverstärkung aus dem Experiment ermittelt werden muss.

Die Modellierung der Verstärkung mit verschiedenen Seedlaserpulslängen ohne resonatorinterne Dispersionskompensation zeigt für die längeren Seedlaserpulse eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Die maximale Abweichung der Halbwertsbreite der Autokorrelation beträgt 10 %. Die modellierten Spektren sind bei größeren Pulsenergien etwas zu schmal, weisen aber große Ähnlichkeit mit den gemessenen auf. Für die kürzeren Seedlaserpulse ergibt sich eine Abweichung der Halbwertsbreite der Autokorrelation bis zu 18 %, die modellierten Pulsspektren weichen bereits bei kleineren Pulsenergien deutlich von den gemessenen ab (siehe oben).

Bei der Modellierung des Verstärkers mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel im Resonator ergibt sich die optimale GVD-Kompensation im Modell, bei der die Laserpulse minimale Pulslängen annehmen, unabhängig von der Seedlaserpulslänge bei einem Wert von -2280 fs^2 durch GTI-Spiegel. Für die längeren Seedlaserpulse zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Modells mit dem Experiment, die mit besserer GVD-Kompensation und mit höherer Umlaufzahl im Resonator jedoch abnimmt. Die modellierten Werte der Halbwertsbreite der Autokorrelation weichen für alle vermessenen GVD-Kompensationen für Werte des modellierten B-Integrals bis $B = 0,5 \pi$ um maximal 16 % von den gemessenen ab. Für

GVD-Kompensation von 0 fs^2 bis -1000 fs^2 weichen die modellierten Werte bis zu einem B-Integral von $B = \pi$ um maximal 7 % von den gemessenen ab. Der Verlauf der Pulsenergie wird durch das Modell insgesamt gut wiedergegeben. Auch der Verlauf der Spektren wird gut durch das Modell beschrieben, wobei die modellierten Spektren im Bereich kleinerer Wellenlängen etwas zu schmal werden. Die Modellierung mit den kürzeren Seedlaserpulsen zeigt eine weniger gute Übereinstimmung der modellierten Werte für die Halbwertsbreite der Autokorrelation mit dem Experiment. Nach bis zu 90 Umläufen im Resonator weichen die Werte um bis zu 25 % voneinander ab, für größere Umlaufzahlen sogar noch mehr. Der Verlauf der Pulsenergie wird recht gut wiedergegeben. Die modellierten Spektren weichen von den gemessenen deutlich ab.

Für die Modellierung der Pulskomprimierung durch einen Gitterkompressor kann die Übereinstimmung von Modell und Experiment nicht besser werden, als für die Modellierung der vorangegangenen Verstärkungsphase. Im Rahmen dieser Genauigkeit kann das Modell dennoch die Komprimierbarkeit der Laserpulse demonstrieren.

5.3 Optimierungsmöglichkeiten

Im Folgenden wird das Modell genutzt, um Aussagen über die Optimierbarkeit des Verstärkersystems zu machen. Dabei wird die Vergrößerung der Verstärkung, die Vergrößerung der Strahlradien in kritischen resonatorinternen Komponenten, der Einfluss der Seedlaserpulslänge und die Leistungsskalierung über die gepumpte Fläche diskutiert. Der Nutzen einzelner Maßnahmen in Bezug auf eine Verkürzung der Pulslänge, die Verringerung der Nichtlinearitäten und die Erhöhung der Pulsenergie bei vorgegebenem Wert des B-Integrals wird beispielhaft an der Modellierung mit Seedlaserpulsen der Pulslänge von 450 fs bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm demonstriert. Bei dieser Seedlaserpulslänge und Wellenlänge hatte sich in Kapitel 5.2.1.2 und 5.2.2 eine gute Übereinstimmung der modellierten Werte mit dem Experiment gezeigt. Lediglich zur Modellierung bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen und Seedlaserpulslängen wird davon abgewichen.

5.3.1 Vergrößerung der Verstärkung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Verstärkung auf die Pulseigenschaften untersucht. Die Verstärkung kann auf verschiedene Weise erhöht werden. Zum Beispiel kann die Seedlaserwellenlänge auf das Maximum des Verstärkungsprofils des Verstärkermediums angepasst werden. Die Verstärkung kann durch eine höhere Dotierung des Yb:KYW oder größere Scheibendicke, eine bessere Yb:KYW-Kristallqualität und optimierte Pumpleistungsdichte erhöht werden. Ebenso kann mit geeigneter Resonatorkonfiguration mit mehreren Durchgängen durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator die Verstärkung vergrößert werden. Zudem können die Verluste

im Resonator verkleinert werden. Da sich diese jedoch kaum reduzieren lassen, wird dieser Fall nicht weiter diskutiert.

5.3.1.1 Optimierte Seedlaserwellenlänge

In den Experimenten mit dem durchstimmbaren Seedlaser zeigte sich bei kleineren Seedlaserwellenlängen eine größere Verstärkung. Der Seedlaser erlaubte jedoch nur den Betrieb mit Wellenlängen bis zu 1025 nm. Die Seedlaserpulslänge betrug dann etwa 700 fs. Diese Laserpulse haben eine relativ kleine spektrale Breite. Die Modellierung ergab gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Ob dies auch für Laserpulse mit größerer spektraler Breite bei kleinen Wellenlängen zutrifft muss erst noch experimentell verifiziert werden. Dennoch wird die Modellierung für Laserpulse mit 450 fs Pulslänge bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen durchgeführt. Die kleinste Wellenlänge wurde zu 1024 nm gewählt, wo das Maximum des Verstärkungsprofils von Yb:KYW erwartet wird. Für die Modellierung wurde die Anfangsnettoverstärkung wie experimentell gemessen bei einer Wellenlänge von 1030 nm mit 11 % und für eine Wellenlänge von 1027 nm mit 12,8 % eingesetzt. Für eine Wellenlänge von 1024 nm wurde der bei 1025 nm gemessene Wert von 13,8 % im Programm verwendet, wobei durchaus eine höhere Verstärkung möglich erscheint.

Zunächst wird der Verstärkerbetrieb ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit anschließender Kompression betrachtet. Die Modellierung wird beispielhaft mit bandbreitebegrenzten, solitonartigen Seedlaserpulsen einer Pulsenergie von 1 nJ durchgeführt. Die Pulse werden nach der Verstärkung durch einen idealen, verlustfreien Kompressor bis zur Dispersion zweiten Ordnung komprimiert. Es wird angenommen, dass der Kompressor keine Dispersion dritter Ordnung und höherer Ordnungen verursacht. Bei Betrachtung der komprimierten Pulsenergien muss im Auge behalten werden, dass reale Gitterkompressoren Verluste zwischen 10 % und 30 % und Dispersion höherer Ordnung verursachen.

In Abbildung 5.16 sind die modellierten Werte für die Pulslängen nach der Verstärkung sowie mit nachfolgender Komprimierung in Abhängigkeit von der Pulsenergie dargestellt. Zudem sind die Werte des B-Integrals mit abgebildet. Bei kleineren Pulsenergien sind die Laserpulse bei Verstärkung mit kleinerer Seedlaserwellenlänge zunächst noch kürzer als für die größeren Seedlaserwellenlängen. Bis zu einer Pulsenergie von etwa 125 μ J, bei der ein B-Integralwert von $B \approx \pi$ erreicht wird, unterscheiden sich die B-Integrale kaum voneinander. Allgemein sind bei höheren Pulsenergien für die komprimierten Laserpulse kürzere Pulslängen als die des Seedlasers erzielbar, was auf die Verbreiterung der Pulsspektren durch Selbstphasenmodulation zurückgeführt werden kann. Die komprimierten Laserpulse haben für die verschiedenen Seedlaserwellenlängen bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ nahezu gleiche Pulslängen um 330 fs. Die entsprechenden Pulsspektren und komprimierten Pulsformen sind für eine Seedlaserwellenlänge von

1024 nm und 1030 nm in Abbildung 5.17 zu sehen. Das Spektrum bei Verstärkung mit einer Seedlaserwellenlänge von 1024 nm ist etwas weniger moduliert als bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm. Die Zentralwellenlänge liegt bei 1024 nm, bzw. bei 1028,7 nm, verschiebt sich also in Richtung des Verstärkungsmaximums. Die Pulsformen weisen kleine Vor- und Nachpulse auf, die für die größere Seedlaserwellenlänge etwas stärker ausgeprägt sind. Die maximal extrahierbare Pulsenergie, die jeweils dem größten in Abbildung 5.16 dargestellten Energiewert entspricht, ist bei der Verstärkung kleinerer Seedlaserwellenlängen geringer als bei der Verstärkung größerer Seedlaserwellenlängen. Bei Annäherung an diese Energie nehmen sowohl die Pulslänge als auch das B-Integral deutlich zu. Die komprimierte Pulslänge nimmt mit höherer Pulsenergie weiter ab, wobei mehr Pulsenergie in Vor- und Nachpulsen beinhaltet wird. Für die kleineren Seedlaserwellenlängen sind die Vor- und Nachpulse weiterhin etwas weniger stark ausgeprägt.

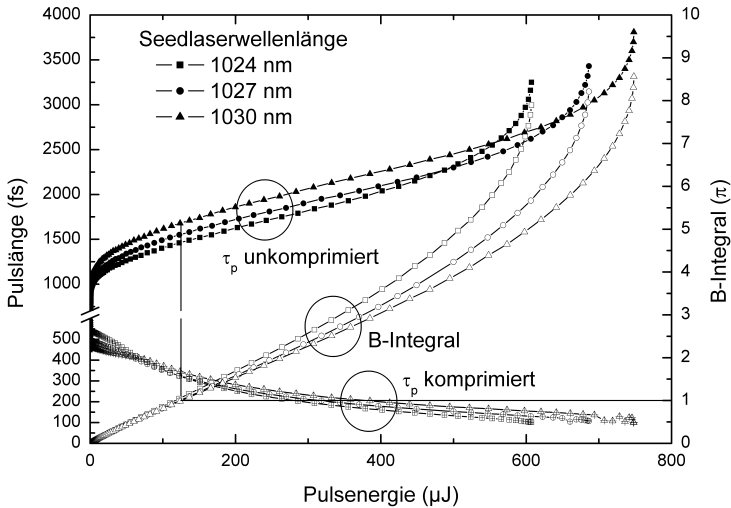


Abbildung 5.16: Modellierte Pulslänge vor (geschlossene Symbole) und nach (gekreuzte Symbole) der Komprimierung und Werte des B-Integrals (offene Symbole) in Abhängigkeit der Pulsenergie für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen für eine Seedlaserpulslänge von 450 fs. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist hervorgehoben.

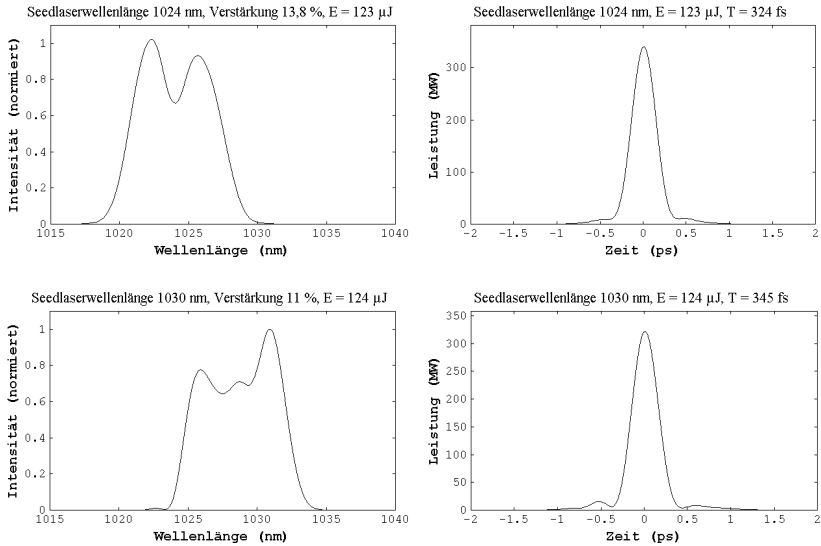


Abbildung 5.17: Modellierte Pulsspektren und komprimierte Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen (1024 nm oben, 1030 nm unten) und einer Seedlaserpulslänge von 450 fs.

Der Verstärkerbetrieb mit resonatorinterner GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel wird ebenfalls bei verschiedenen Seedlaserwellenlängen modelliert. Die Seedlaserpulsparemeter und Nettoverstärkungen werden wieder gleich wie im vorigen Fall beschrieben gewählt. Im Gegensatz zum Experiment wird angenommen, dass die Verstärkung für alle GVD-Kompensationen gleich hoch ist, die GTI-Spiegel also keine weiteren Verluste in den Resonator einbringen. Um die Dispersion pro Umlauf weiter zu reduzieren sind keine Verzögerungsplatten aus kristallinem Quarz im Resonator berücksichtigt. Auf das Lambda-Halbe-Verzögerungsplättchen kann leicht verzichtet werden, wenn die Yb:KYW Scheibe im Resonator um die Scheibennormale drehbar gehalten wird. Das Lambda-Viertel-Verzögerungsplättchen wird durch geeignete Justage der Pockelszelle überflüssig. Das Entfernen der resonatorinternen Verzögerungsplatten führt im Fall ohne Dispersionskompensation zu einer Reduzierung des B-Integrals um etwa 10 %. Die Pulslängen werden durch die Reduzierung der Dispersion ebenfalls etwas kürzer (7 %). Die Modellierung wird für verschiedene Werte der GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel durchgeführt. Das Optimum des Modells, für das sich jeweils die kürzesten Laserpulse ergeben, liegt bei einem durch GTI-Spiegel in den Resonator eingebrachten GVD-Werte von -2100 fs^2 pro Umlauf im Resonator.

In Abbildung 5.18 sind die modellierten Werte für die Puls­längen in Ab­hän­gig­keit von der Puls­energie für ver­schie­dene GVD-Werte bei einer Wellen­länge von 1024 nm und 1030 nm dar­ge­stellt. Zwi­schen der GVD-Kompensation von 0 fs^2 und -2100 fs^2 wurde für zwei wei­tere GVD-Werte in äqui­dis­tan­tem Ab­stand mo­del­liert. Ab­bil­dung 5.19 zeigt die zugehörigen B-Integral­werte. Für GVD-Kompensation bis -700 fs^2 blei­ben die Puls­längen für die klei­neren Seed­laser­wellen­länge zwar et­was kür­zer, das B-Integral un­ter­scheidet sich je­doch bis zu einem B-Integral­wert von $B \approx \pi$ kaum für die ver­schie­de­nen Seed­laser­wellen­längen. Für grö­ßere Puls­energien ist das B-Integral für die Ver­stärkung mit der klei­neren Seed­laser­wellen­länge wie­der ge­ring­fügig grö­ßer. Für GVD-Kompensation von -1400 fs^2 bis zum Optimum des Modells sind die Puls­längen für Ver­stärkung der klei­neren Seed­laser­wellen­länge länger als für die grö­ßere Seed­laser­wellen­länge, das B-Integral ist da­her et­was klei­ner für die Ver­stärkung mit der kür­ze­ren Seed­laser­wellen­länge. Bei einer Puls­energie von et­wa $50 \mu\text{J}$, wo das B-Integral für die Ver­stärkung mit der Seed­laser­wellen­länge von 1030 nm den Wert $B \approx \pi$ an­nimmt, ist das B-Integral für die Seed­laser­wellen­länge bei 1024 nm um den Faktor 0,7 klei­ner.

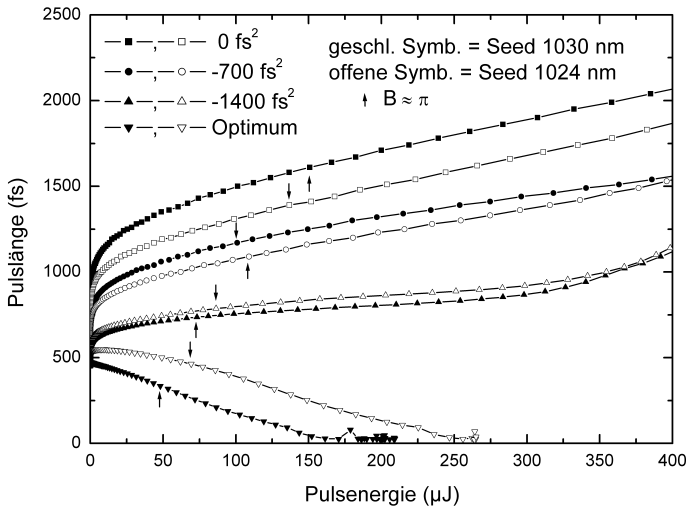


Abbildung 5.18: Modellierte Puls­länge in Ab­hän­gig­keit der Puls­energie für ver­schie­dene Seed­laser­wellen­längen (ge­schlos­se­ne Symbole 1030 nm, offe­ne Symbole 1024 nm) und für ver­schie­dene GVD-Kompensation pro Umlauf im Resonator. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist je­weils mit einem Pfeil ge­kenn­zeich­net. Bei hö­he­ren Puls­energien ist im Optimum des Modells die Puls­länge nicht mehr aus­sa­ge­kräf­tig

Für die Modellierung mit besserer GVD-Kompensation muss die Abnahme der Übereinstimmung mit dem Experiment im Auge behalten werden. Die modellierten Puls­längen und auch die Werte des B-Integrals sind mit entsprechenden Fehlern behaftet (siehe Kaptitel 5.2.2). Für den Vergleich einzelner Optimierungsmöglichkeiten werden dennoch Spektren und Pulsformen bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ herangezogen, auch wenn sich für optimale GVD-Kompensation bei diesem Wert größere Abweichungen (40 %) ergaben.

Die Spektren und Pulsformen für die Verstärkung bei einer Seedlaserwellenlänge von 1024 nm sind für verschiedene GVD-Kompensationen in Abbildung 5.20 gezeigt, für Verstärkung bei 1030 nm in Abbildung 5.21. Die Zentralwellenlänge der Laserpulse liegt bei 1024 nm bzw. bei etwa 1028,7 nm. Die Spektren sind im Fall der kleineren Seedlaserwellenlänge geringfügig weniger moduliert. Die Puls­länge nimmt jeweils mit besserer GVD-Kompensation ab. Die Pulsform im Optimum des Modells hat jeweils stark ausgeprägte Flanken, mit zunehmender Pulsenergie werden diese noch stärker ausgeprägt und die Pulsform wird zum Teil stark moduliert, so dass auch die modellierten Puls­längen dann nicht mehr aussagekräftig sind.

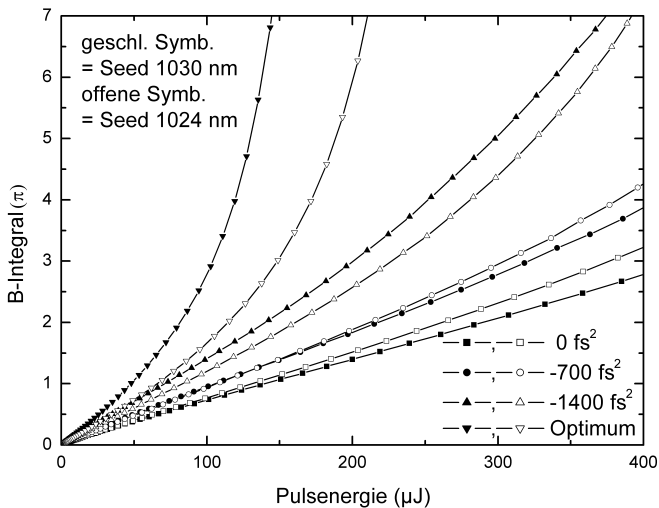


Abbildung 5.19: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Seedlaserwellenlängen (geschlossene Symbole 1030 nm, offene Symbole 1024 nm) und verschiedene GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator.

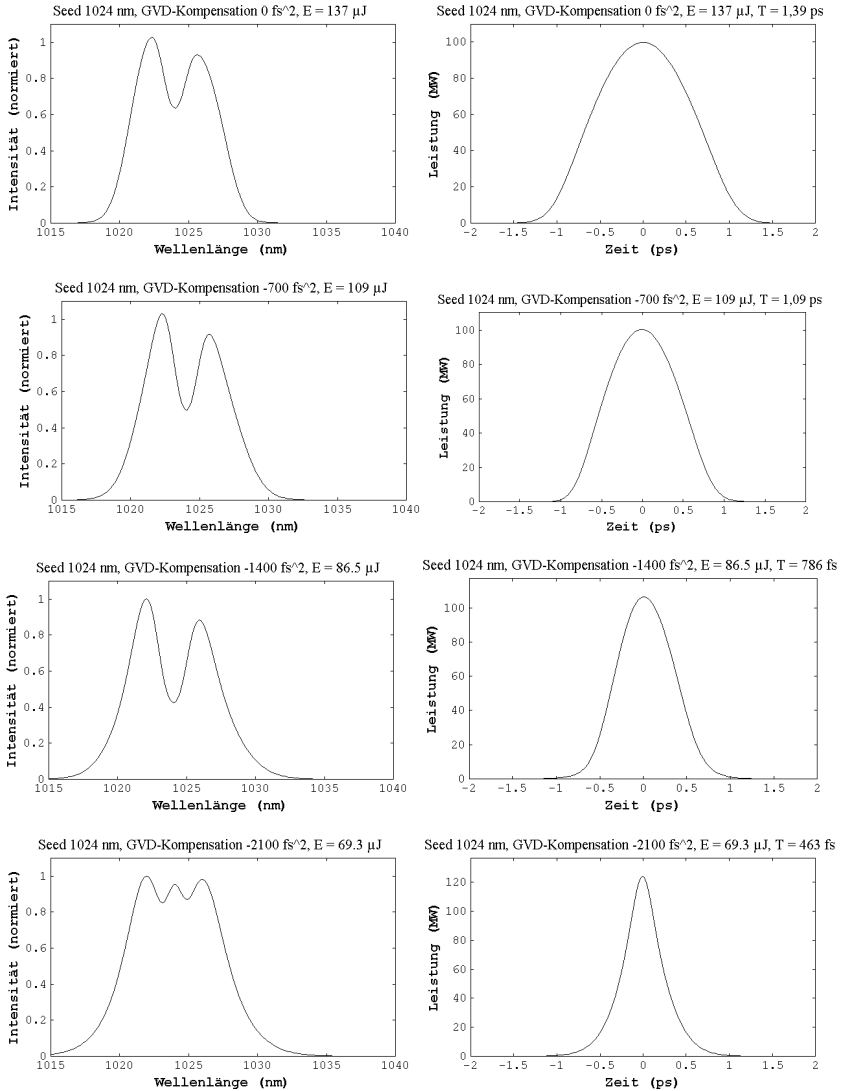


Abbildung 5.20: Modellierte Pulsspektren und Pulsformen bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für eine Seedlaserwellenlänge von 1024 nm, einer Seedlaserpulslänge von 450 fs und Verstärkung im Doppeldurchgang durch die Scheibe mit Verstärkung von 13,8 % pro Umlauf im Resonator bei verschiedenen GVD-Kompensationen.

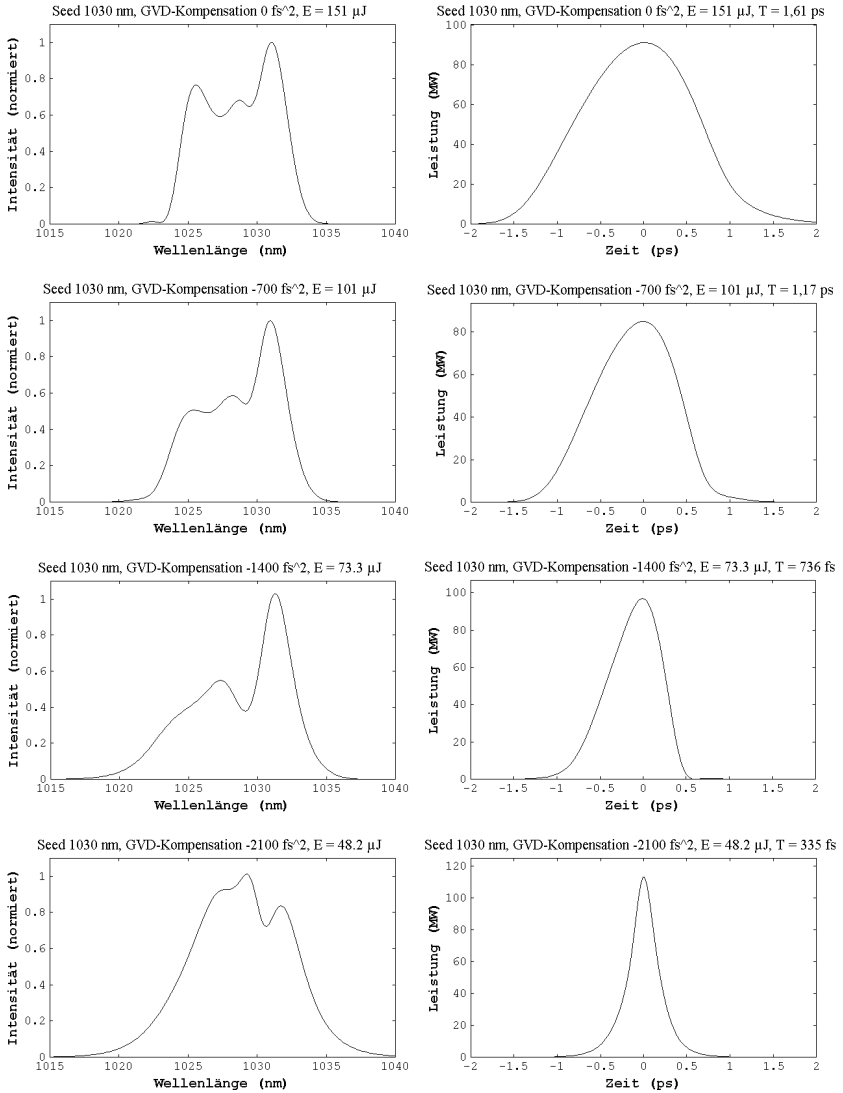


Abbildung 5.21: Modellierte Pulsspektren und Pulsformen bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für eine Seedlaserwellenlänge von 1030 nm, einer Seedlaserpulslänge von 450 fs und Verstärkung im Doppeldurchgang durch die Scheibe mit Verstärkung von 11 % pro Umlauf im Resonator bei verschiedenen GVD-Kompensationen.

5.3.1.2 Optimierung der Verstärkung

Die Verstärkung lässt sich durch eine höhere Dotierung oder eine größere Scheibendicke und eine bessere Kristallqualität des Yb:KYW erhöhen. Die theoretisch erzielbare Verstärkung kann mit einem numerischen Modell des Scheibenlasers ermittelt werden. Dabei wird die Scheibe in einzelne Volumenelemente diskretisiert und in jedem Volumenelement die quasistationären Differentialgleichungen für Pumpabsorption, Inversion und Temperatur unter Berücksichtigung ihrer gegenseitigen Kopplung in einem iterativen Verfahren gelöst [9]. Bei der verwendeten Pumpleistungsdichte von $6,3 \text{ kW/cm}^2$ und dem verwendeten Dicken-Dotierungsprodukt von 1 mm\% erreicht man maximal eine Besetzung des oberen Laserniveaus von 43 % und eine maximale Verstärkung von 15 %. Auch mit einer höheren Pumpleistungsdichte lässt sich jedoch maximal eine Besetzung des oberen Laserniveaus von 45 % erreichen, da dann der Zero-Phonon-Pumpübergang ausbleicht. Um eine Verstärkung von 20 % zu erzielen, müsste man das Dicken-Dotierungsprodukt auf $1,3 \text{ mm\%}$ erhöhen [75]. Eine Erhöhung der Pumpleistungsdichte führt zudem dazu, dass die Inversion in der Pumpphase schneller wieder aufgebaut wird [21]; dies hat allerdings bei Repetitionsraten bis einige kHz nur einen kleinen Einfluss auf die erzielbare Verstärkung.

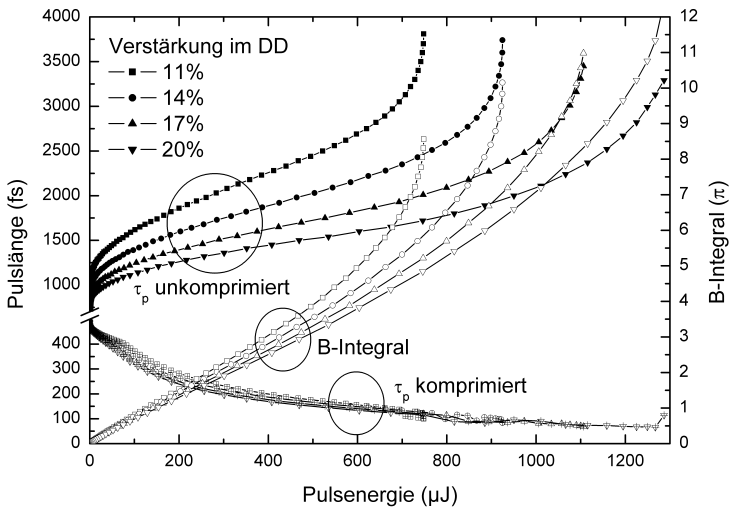


Abbildung 5.22: Modellerte Pulslänge vor (geschlossene Symbole) und nach (gekreuzte Symbole) der Komprimierung und Werte des B-Integrals (offene Symbole) in Abhängigkeit der Pulsenergie für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Anfangsnettoverstärkungen pro Umlauf im Resonator für eine Seedlaserpulslänge von 450 fs und eine Seedlaserwellenlänge von 1030 nm.

Im Folgenden wird der Einfluss der Verstärkung bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm untersucht. Zuerst wird wieder die Verstärkung ohne resonatorinterne GVD-Kompensation mit anschließender Kompression betrachtet. Die Ergebnisse für verschiedene Verstärkungen sind in Abbildung 5.22 dargestellt. Die Anfangsparameter für die Modellierung sind entsprechend zu Kapitel 5.3.1.1 gewählt. Da zum Erreichen gleicher Pulsenergie bei höherer Verstärkung weniger Umläufe im Resonator erforderlich sind, nimmt die Gesamtdispersion, die ein Laserpuls während der Verstärkung erfährt, deutlich ab. Die Pulslänge nimmt daher bei gleicher Pulsenergie mit zunehmender Verstärkung ab. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ beträgt die Pulslänge bei einer Verstärkung von 11 % pro Umlauf im Resonator 1,68 ps und nimmt ab auf 1,21 ps bei einer Verstärkung von 20 %. Die maximal extrahierbare Pulsenergie nimmt mit zunehmender Verstärkung zu, von 750 μJ bei einer Verstärkung von 11 % auf 1,3 mJ bei einer Verstärkung von 20 %. Bei kleineren Pulsenergien bis etwa 150 μJ , bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$, unterscheiden sich die B-Integralwerte für die verschiedenen Verstärkungen kaum voneinander. Erst bei höheren Pulsenergien wird das B-Integral für die größere Verstärkung kleiner. Für größere Verstärkung wird auch die komprimierte Pulslänge geringfügig kürzer als für kleinere Verstärkung. In Abbildung 5.23 sind Pulsspektren und Pulsformen bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ für verschiedene Verstärkungen gezeigt. Die Spektren unterscheiden sich kaum voneinander, die Pulse haben leichte Vor- und Nachpulse. Mit größerer Pulsenergie werden diese wieder stärker ausgeprägt.

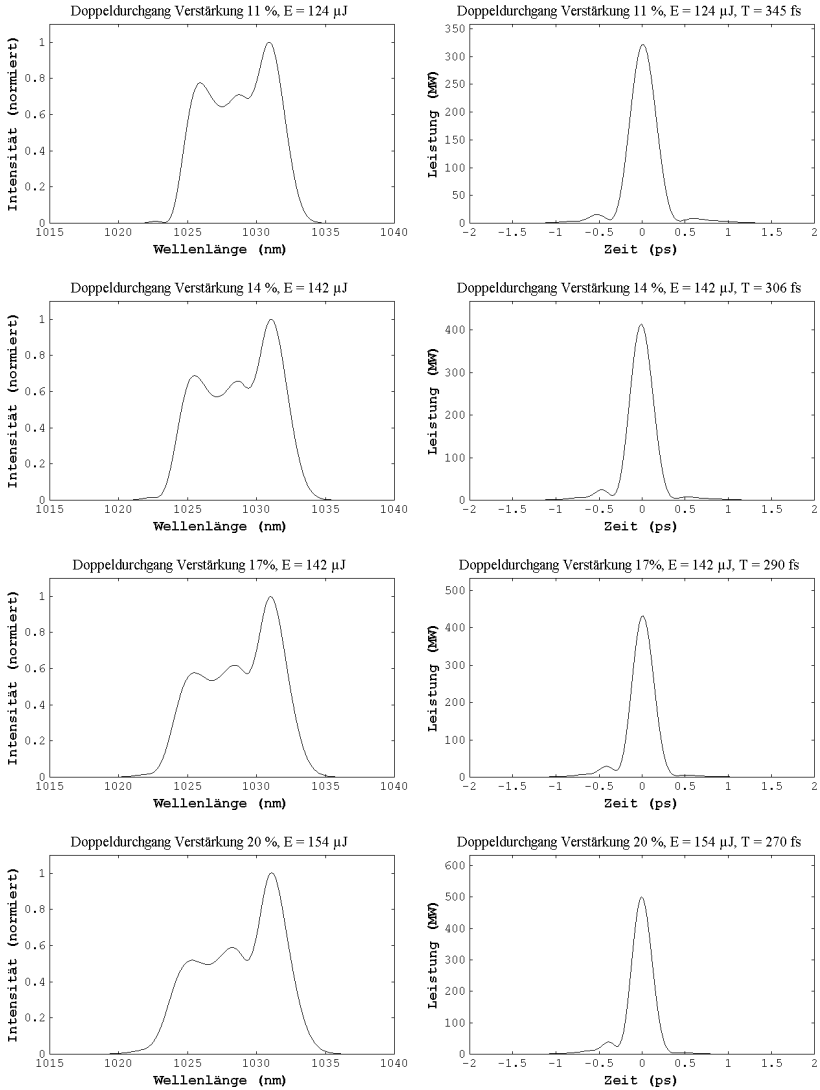


Abbildung 5.23: Modellierte Pulsspektren und komprimierte Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Anfangsnettoverstärkungen pro Umlauf im Resonator bei einer Seedlaserpulslänge von 450 fs und einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm.

Das Modell wurde ebenfalls zur Modellierung für verschiedene resonatorinterne GVD-Kompensationen bei verschiedenen Verstärkungen angewendet. Die Bedingungen entsprechen wieder denen aus dem vorigen Kapitel 5.3.1.1 bei einer Seed-laserwellenlänge von 1030 nm. In Abbildung 5.24 ist die Pulslänge in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene GVD-Kompensationen für Verstärkung mit 11 % und 20 % pro Umlauf im Resonator dargestellt. In Abbildung 5.25 sind die Werte des B-Integrals gezeigt. Für GVD-Kompensationen von 0 fs^2 bis -1400 fs^2 ergibt das Modell für die höhere Verstärkung deutlich kürzere Pulslängen. Im Optimum des Modells (bei -2100 fs^2) sind die Pulslängen für die höhere Verstärkung etwas länger. Es muss in jedem Fall wieder beachtet werden, dass die Pulsformen bei optimierter GVD-Kompensation bei höheren Pulsenergien stark moduliert sind, so dass sie modellierten Pulslängen nicht mehr aussagekräftig sind. Mit besserer GVD-Kompensation nimmt das B-Integral für die höhere Verstärkung bei gleicher Pulsenergie zunehmend ab. Während der Wert des B-Integrals bei einer Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ und eine GVD-Kompensation von 0 fs^2 für die höhere Verstärkung 0,9-mal kleiner ist, als für die kleinere Verstärkung, wird er im Optimum des Modells bei dieser Pulsenergie halbiert. Pulsspektren und Pulslängen sind für einen Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ in Abbildung 5.26 für eine Verstärkung von 20 % zu sehen. Für eine Verstärkung von 11 % wurden diese bereits in Abbildung 5.21 gezeigt. Die Spektren haben für gleiche GVD-Kompensation jeweils sehr große Ähnlichkeit, wobei die erzielten Pulsenergien bei der größeren Verstärkung höher sind. Im Optimum des Modells sind die Flanken in der Pulsform wieder stark ausgeprägt. Unter Umständen ist daher der Betrieb mit nicht optimaler Dispersionskompensation von -1400 fs^2 durch das weniger modulierte Pulsspektrum mit höherer Pulsenergie besser geeignet.

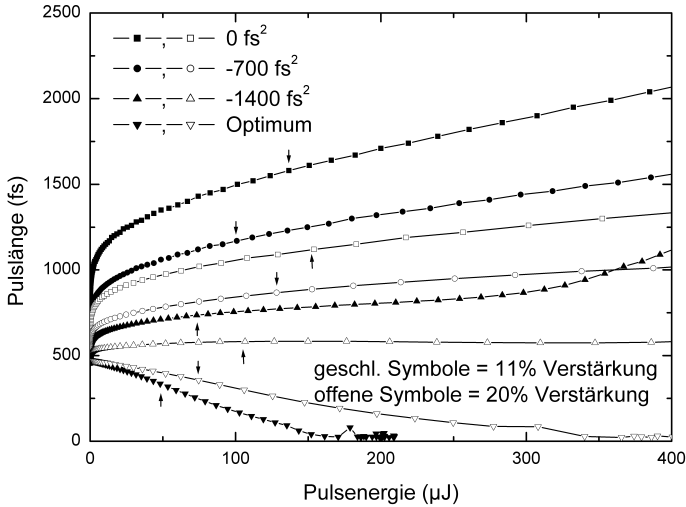


Abbildung 5.24: Modellierter Verlauf der Pulslänge in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Anfangsnettoverstärkungen (geschlossene Symbole 11 %, offene Symbole 20 %) und für verschiedene GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet.

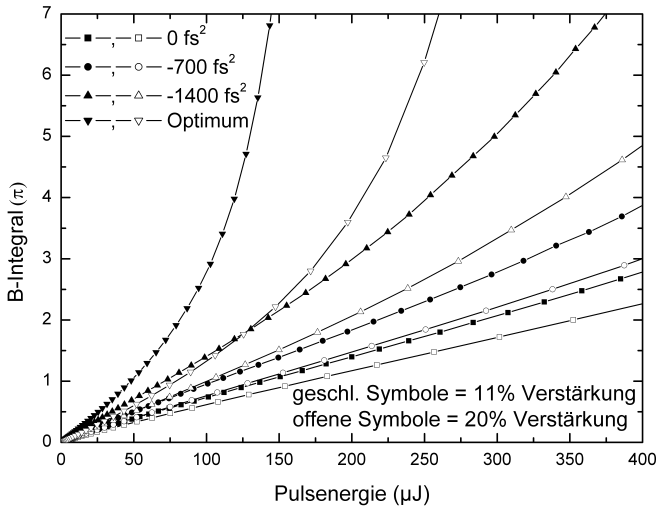


Abbildung 5.25: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Anfangsnettoverstärkungen (geschlossene Symbole 11 %, offene Symbole 20 %) und für verschiedene GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator.

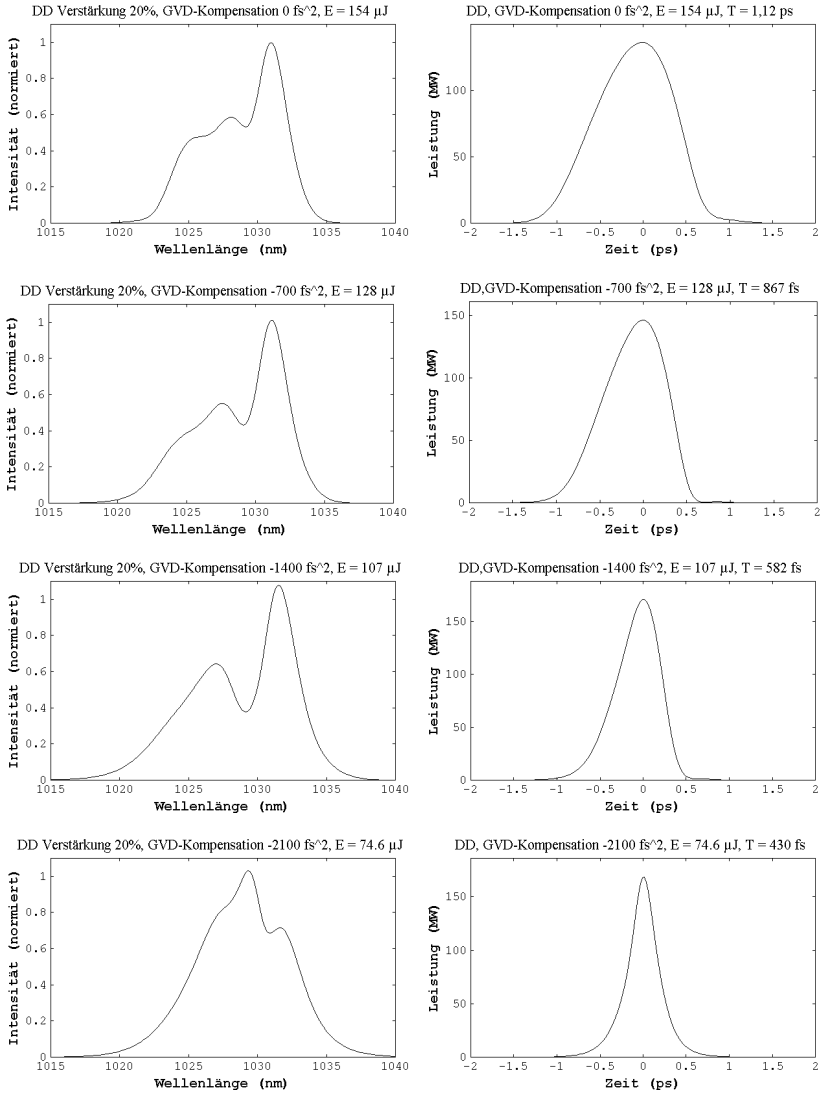


Abbildung 5.26: Modellierte Pulsspektren und Pulsformen bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für verschiedene GVD-Kompensationen und Anfangsverstärkung von 20 % im Doppeldurchgang (DD) durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator und einer Seedlaserpulslänge von 450 fs.

5.3.1.3 Resonatordesign mit Mehrfach-Durchgang durch die Scheibe

Im realisierten Verstärkersystem wurde die Scheibe als Umlenkspiegel genutzt, die Scheibe also pro Umlauf im Resonator doppelt durchlaufen. Um die Verstärkung weiter zu erhöhen, kann ein Verstärkerresonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf des Laserpulses [78] realisiert werden. Damit verdoppelt sich die Verstärkung pro Umlauf, während der Verlust durch die Pockelszelle gleich bleibt, da diese weiterhin nur zweifach pro Umlauf durchlaufen wird. Ein zusätzlicher Vorteil des Doppeldoppeldurchgangs liegt in der Reduzierung der insgesamt während der Verstärkungsphase im Medium der Pockelszelle zurückgelegten Wegstrecke, somit werden die Dispersion und Nichtlinearitäten reduziert. Nachteilig ist der verkleinerte Stabilitätsbereich (ungefähr halbiert) für einen Resonator mit Doppeldoppeldurchgang über die Scheibe im Vergleich zu einem Resonator, in dem die Scheibe doppelt durchlaufen wird. Die Vergrößerung der Verstärkung wird daher mit einer Verkleinerung des dynamisch stabilen Bereichs erkauft. Prinzipiell ist es möglich, den Verstärkerresonator noch öfter über die Scheibe zu falten, um die Verstärkung weiter zu erhöhen, wobei dadurch der dynamisch stabile Bereich jedoch weiter verkleinert wird.

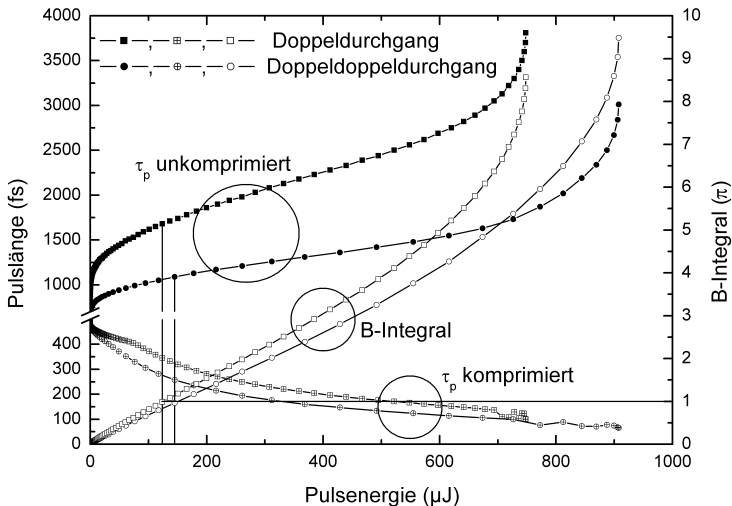


Abbildung 5.27: Modellerte Pulslänge vor (geschlossene Symbole) und nach (gekreuzte Symbole) der Komprimierung und Werte des B-Integrals (offene Symbole) in Abhängigkeit der Pulsenergie für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Anzahlen von Scheibendurchgängen pro Umlauf im Resonator und eine Seedlaserpulslänge von 450 fs. Zudem ist der B-Integralwert von $B \approx \pi$ hervorgehoben.

Die Ergebnisse des Modells werden genutzt, um einen Resonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe in Vergleich zum einfachen Doppeldurchgang durch die Scheibe ohne resonatorinterne Dispersionskompensation zu setzen. Die Seedlaserwellenlänge wurde wieder bei 1030 nm gewählt. Für den einfachen Doppeldurchgang durch die Scheibe wurde, wie im Experiment ermittelt, eine Anfangsnettoverstärkung von 11% pro Umlauf im Resonator angenommen. Damit ergibt sich für den Doppeldoppeldurchgang eine Anfangsnettoverstärkung von 25 %, wenn die Resonatorumlaufverluste mit 3 % gleich bleiben. Die sonstigen Anfangsparameter sind wieder wie in Kapitel 5.3.1.1 gewählt.

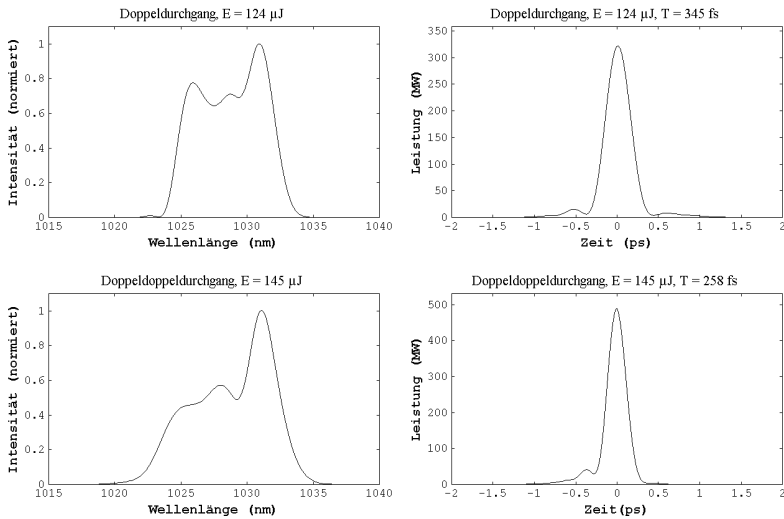


Abbildung 5.28: Modellierter Pulsspektren und komprimierte Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Anzahlen von Durchgängen durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator für eine Seedlaserpulswlänge von 450 fs.

In Abbildung 5.27 sind die modellierten Werte der Pulslängen nach der Verstärkung sowie mit nachfolgender Komprimierung und die Werte für das B-Integral in Abhängigkeit von der Pulsenergie gezeigt. Für die Laserpulse im Resonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe bleibt die Pulslänge bei gleicher Pulsenergie deutlich kleiner als für den Doppeldurchgang. Durch die größere Verstärkung sind deutlich weniger Umläufe im Resonator (etwa halb so viele) erforderlich. Daher nimmt die Pulsverlängerung durch Dispersion in den optischen Medien im Resonator deutlich ab. Demzufolge ist es beispielsweise mit einem

Resonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe möglich, Laserpulse mit 100 μJ Pulsenergie bei einer Pulslänge von knapp 1 ps direkt ohne Dispersionskompensation zu verstärken. Die komprimierten Laserpulse sind im Fall des Resonators mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe etwas kürzer als für den Doppeldurchgang. Die Werte für das B-Integral sind für die Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe etwas geringer als für die Verstärkung mit Doppeldurchgang. Für den Resonator mit Doppeldoppeldurchgang wird die Weglänge in den resonatorinternen nichtlinearen Medien zwar deutlich reduziert, dafür ist die Pulslänge bei gleicher Pulsenergie geringer als im Fall des Doppeldurchgangs. Dies führt zu ähnlichen Werten des B-Integrals. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ wird für den Doppeldoppeldurchgang bei einer Pulsenergie von etwa 150 μJ erreicht, die komprimierte Pulslänge beträgt etwa 250 fs. Im Doppeldurchgang wird der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ bei einer Pulsenergie von etwa 125 μJ erreicht, die komprimierte Pulslänge beträgt etwa 360 fs. Pulsspektren und Pulsform der komprimierten Laserpulse sind in Abbildung 5.28 für beide Fälle dargestellt. Die Pulsspektren sind in beiden Fällen ähnlich moduliert, sind jedoch für die kürzeren Pulse etwas breiter. Beide Pulsformen weisen kleine Vor- und Nachpulse auf. Die maximal extrahierbare Pulsenergie beträgt für Verstärkung im Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe etwa 900 μJ und ist etwas höher im Vergleich zur Verstärkung im Doppeldurchgang mit etwa 750 μJ , wobei wieder ein wesentlicher Anteil der Pulsenergie in Vor- und Nachpulsen enthalten ist.

Die Ergebnisse des Modells werden ebenfalls genutzt um die Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang mit dem Doppeldurchgang durch die Scheibe für resonatorinterne Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel zu vergleichen. Die Seedlaserpulssparameter für die Modellierung sind wie in Kapitel 5.3.1.1 gewählt und die Anfangsnettoverstärkungen sind gleich wie im vorigen Fall beschrieben.

Abbildung 5.29 zeigt die modellierten Werte für Pulslängen und Abbildung 5.30 Werte für das B-Integral in Abhängigkeit von der Pulsenergie. Die Pulslängen bei gleicher Pulsenergie werden für Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe im Vergleich zur Verstärkung mit Doppeldurchgang deutlich reduziert. Lediglich im Optimum des Modells bei -2100 fs^2 ergeben sich für Verstärkung mit Doppeldurchgang kürzere Pulslängen, wobei sich in Kapitel 5.2.2 gezeigt hat, dass in diesem Dispersionsbereich größere Abweichungen zwischen Experiment und Modell vorliegen. Die Pulsenergie, bei der ein Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ erreicht wird, steigt für Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe an. Allgemein werden für Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe die Werte des B-Integrals bei gleicher Pulsenergie kleiner als für Verstärkung mit Doppeldurchgang. Während der Unterschied ohne GVD-Kompensation noch gering ausfällt (17 %), wird das B-Integral im Fall des Optimums des Modells mehr als halbiert.

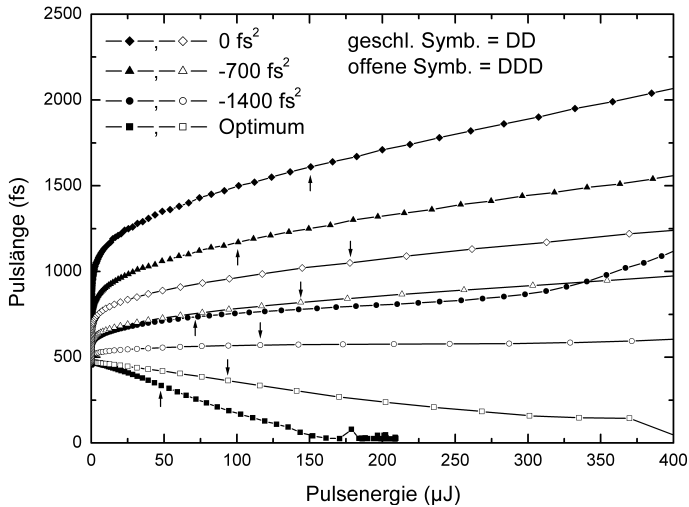


Abbildung 5.29: Modellierter Verlauf der Pulslänge in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Anzahl von Durchgängen (DD = Doppeldurchgang, DDD = Doppeldoppeldurchgang) durch die Scheibe und für verschiedene GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet.

Bereits aus Abbildung 5.21 sind Spektren und Pulsformen bei verschiedenen GVD-Kompensationen für Verstärkung im Doppeldurchgang durch die Scheibe bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ bekannt. Abbildung 5.31 zeigt entsprechende Spektren und Pulsformen für die Verstärkung im Doppeldoppeldurchgang. Bei vergleichbaren Modulationen in den Spektren haben die Laserpulse im Fall des Doppeldoppeldurchgangs teils erheblich höhere Pulsenergie und kürzere Pulslängen.

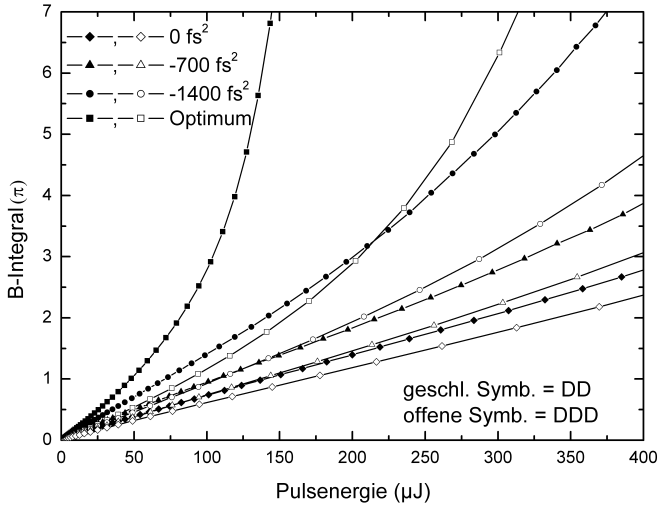


Abbildung 5.30: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Anzahl von Scheibendurchgängen (DD = Doppeldurchgang, DDD = Doppeldoppeldurchgang) und verschiedenen GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator.

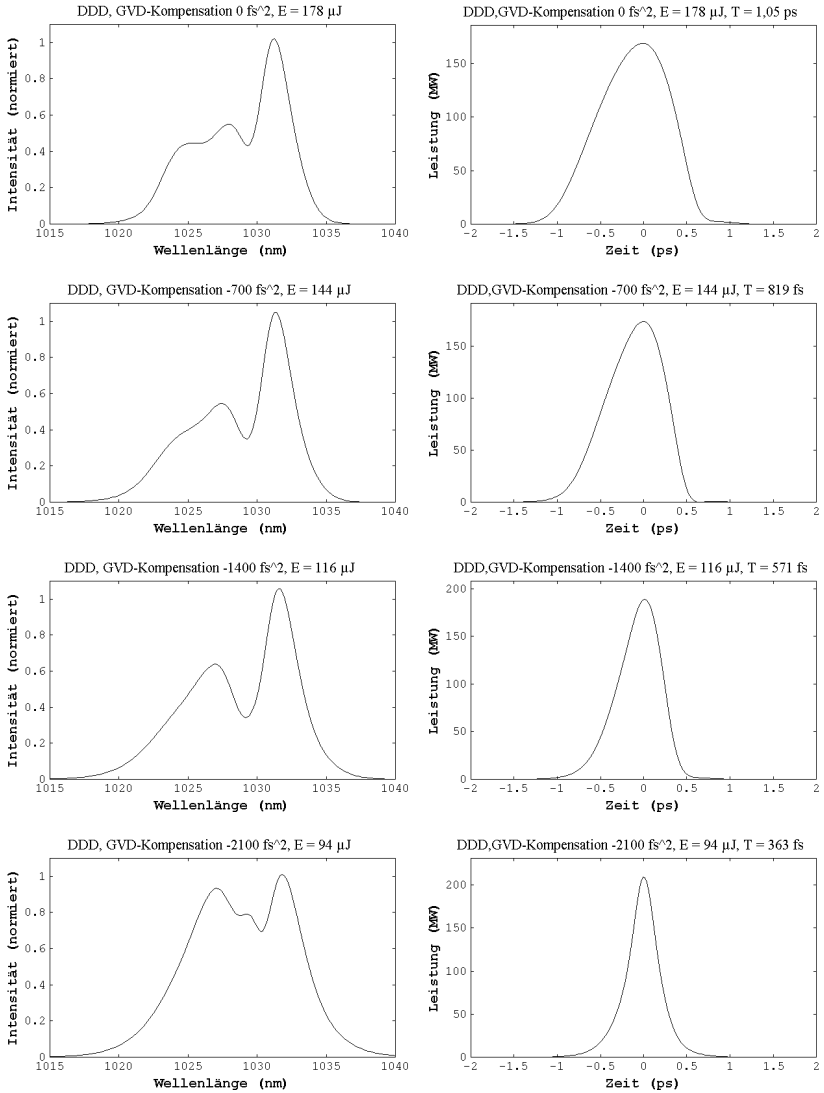


Abbildung 5.31: Modellerte Pulsspektren und Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für verschiedene GVD-Kompensation und für eine Verstärkung im Doppeldoppeldurchgang (DDD) durch die Scheibe von 25 % pro Umlauf im Resonator bei einer Seedlaserpulslänge von 450 fs.

5.3.2 Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle

Eine weitere Möglichkeit, die Nichtlinearitäten im Verstärker zu reduzieren und somit die erzielbaren Pulsängen zu verkürzen, ist die Vergrößerung der Strahlradien in den resonatorinternen nichtlinearen Medien. Den größten Beitrag zur Nichtlinearität liefert das Pockelszellenmaterial, daher erscheint es sinnvoll, den Strahlradius in dieser Komponente so groß wie möglich zu wählen. Alternativ wäre es zur Reduzierung der Nichtlinearität auch möglich, die Wegstrecke im nichtlinearen Medium zu verkürzen. Sowohl eine Pockelszelle mit größerem Elektrodenabstand, als auch ein kürzerer Kristall erfordern eine höhere Schaltspannung. Die Schaltspannung ist proportional zum Elektrodenabstand und umgekehrt proportional zur Kristalllänge (siehe Gleichung 3.1). Die Nichtlinearität ist dagegen proportional zur Weglänge und umgekehrt proportional zur Strahlfläche. Daher ist es vorteilhafter, den Strahlradius in der Pockelszelle zu vergrößern. Im Folgenden wird deshalb nur die Vergrößerung des Strahlradius diskutiert.

Die Transmission eines Gauss-Strahls durch eine runde Blende beträgt $T_{op} = 99,9\%$ für ein Verhältnis von Strahldurchmesser zu Blendendurchmesser von 1:2. Für ein Verhältnis von Strahldurchmesser zu Blendendurchmesser von 2:3 beträgt die Transmission noch $T_{op} = 98,8\%$. Im vorgestellten Resonator betrug der Strahlradius in der Pockelszelle etwa 1 mm bei einem Blendendurchmesser von 6 mm vor der Pockelszelle, das heißt, ohne die Verluste erheblich zu erhöhen, wäre in solch einer Pockelszelle durchaus ein Strahlradius von 1,5 mm in der Pockelszelle realisierbar. Die Nichtlinearität wird durch diese Maßnahme, wie im Folgenden gezeigt wird, deutlich reduziert. BBO-Pockelszellenkristalle sind mit maximaler Apertur von 20 mm · 20 mm erhältlich. Für große Aperturen sind jedoch auch große Schaltspannungen nötig. Derzeit ist es möglich 12 mm · 12 mm · 20 mm BBO-Pockelszellen mit einer Lambda-Viertel-Spannung von 16 kV bei Repetitionsraten bis zu 10 kHz zu betreiben. In solch einer Zelle sind Strahlradien von 3 bis 4 mm realisierbar, wodurch die Nichtlinearität noch weiter reduziert werden kann. Zum Schalten einer 6 mm · 6 mm · 20 mm BBO-Pockelszelle, die mit Repetitionsraten bis zu 50 kHz betrieben werden kann, ist eine Lambda-Viertel-Spannung von 7 kV ausreichend. Für noch höhere Repetitionsraten bis zu 200 kHz kann mit zur Zeit kommerziell erhältlichen Hochspannungsschaltern eine Spannung von 4 kV erreicht werden. Um dennoch einen großen Strahlradius zu ermöglichen, können zwei 6 mm · 6 mm · 20 mm BBO-Pockelszellenkristalle, an denen die halbe Lambda-Viertel-Spannung anliegt, durchlaufen werden [79]. Dadurch wird die Nichtlinearität jedoch erhöht. Dies kann durch einen Resonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe kompensiert werden. Es herrschen dann wieder gleiche Verhältnisse wie bei der Verstärkung mit einfachem Doppeldurchgang durch die Scheibe mit einem einzelnen Pockelszellenkristall.

Der Einfluss des Strahlradius in der Pockelszelle auf die Verstärkung wird im Folgenden modelliert. Dabei ist die Pockelszellenlänge konstant (20 mm). Es wird zudem angenommen, dass die Verluste durch die Pockelszelle unabhängig vom gewählten Strahlradius sind. Zunächst wird wieder für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Strahlradien in der Pockelszelle und einer Nettoverstärkung von 11 % pro Umlauf im Resonator mit einfachem Doppeldurchgang die Pulslänge nach der Verstärkung und mit nachfolgender Komprimierung modelliert. Die Seedlaserparameter sind wieder wie in Kapitel 5.3.1.3 gewählt. Die Strahlradien in den resonatorinternen Verzögerungsplättchen wurden ebenfalls entsprechend vergrößert.

Die Pulslängen der Laserpulse (siehe Abbildung 5.32) bleiben für größere Strahlradien in der Pockelszelle kürzer, die Werte für das B-Integral (siehe Abbildung 5.33) werden deutlich reduziert. Bei den größeren Strahlradien wird das Pulsspektrum weniger durch Selbstphasenmodulation verbreitert, die Laserpulse erfahren daher geringere Pulsverlängerung durch Dispersion. Bei Vergrößerung des Strahlradius von 1 mm auf 1,5 mm halbiert sich der Wert des B-Integrals bei gleicher Pulsenergie nahezu. Bei Verdopplung des Strahlradius wird der Wert des B-Integrals fast 3-mal kleiner. Mit weiter zunehmendem Strahlradius wird die Abnahme des B-Integrals geringer. Für einen Strahlradius von 4 mm in der Pockelszelle ist der Wert des B-Integrals um gut 6-mal kleiner. Die Pulsenergie, für die ein Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ erreicht wird, nimmt etwa im umgekehrten Verhältnis zu, wie das B-Integral mit zunehmendem Strahlradius abnimmt. Für einen Strahlradius von 1 mm wird $B \approx \pi$ bei einer Pulsenergie von 125 μJ erreicht, bei einem Strahlradius von 4 mm erst bei einer Pulsenergie von 730 μJ . Für noch größere Strahlradien nähert sich die Pulsenergie bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ einen Wert von etwa 800 μJ (siehe Abbildung 5.35) an.

Pulsspektren und zeitlicher Pulsverlauf für einen Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ sind für 2 mm und 4 mm Strahlradius in der Pockelszelle in Abbildung 5.34 zu sehen, bereits in Abbildung 5.28 oben sind diese für 1 mm Strahlradius gezeigt. Die Pulsspektren und Pulsformen unterscheiden sich kaum voneinander. Die Laserpulse haben jeweils kleine Vor- und Nachpulse. Die maximal extrahierbare Pulsenergie (jeweils die größte dargestellte Pulsenergie in den Abbildungen 5.32 und 5.33) nimmt mit zunehmendem Strahlradius etwas zu. Die Pulslänge der komprimierten Laserpulse ist bei gleicher Pulsenergie für größere Strahlradien länger als für die kleineren Strahlradien, da die Halbwertsbreite der Pulsspektren im Fall der größeren Strahlradien deutlich kleiner sind. Die komprimierten Pulslängen sind aber in jedem Fall deutlich unter 500 fs. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ sind die komprimierten Laserpulse nahezu gleich lang mit Pulslängen um $370 \text{ fs} \pm 20 \text{ fs}$.

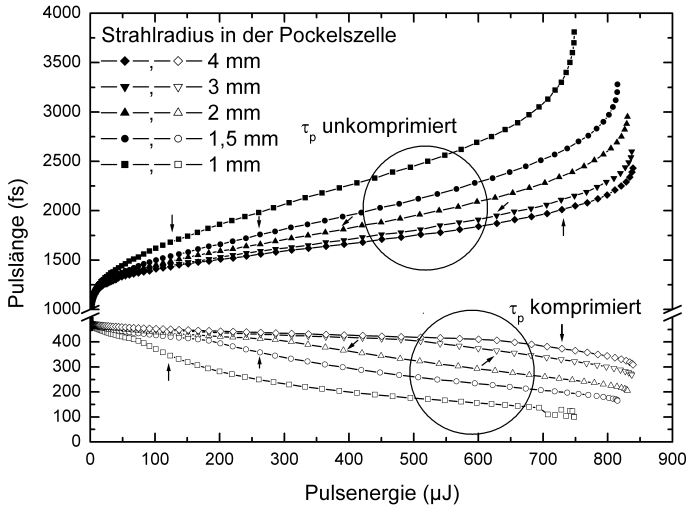


Abbildung 5.32: Modellierte Pulslänge vor (geschlossene Symbole) und nach (offene Symbole) der Komprimierung in Abhängigkeit der Pulsenergie für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Strahlradien in der Pockelszelle für Doppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet.

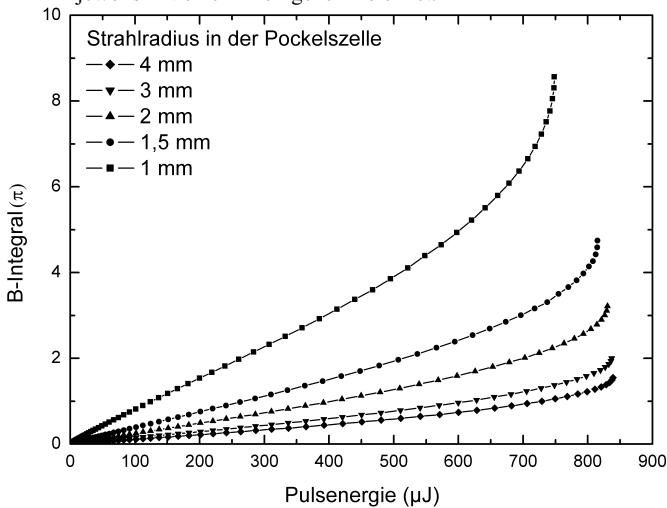


Abbildung 5.33: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Strahlradien in der Pockelszelle für Doppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator.

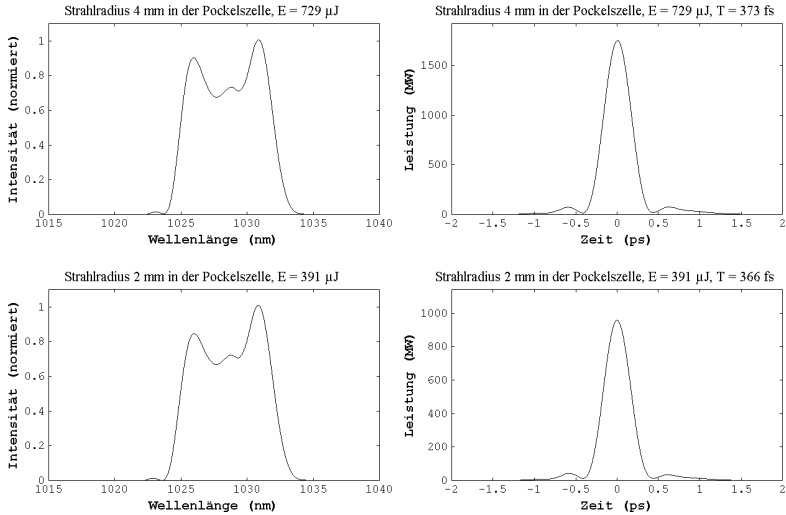


Abbildung 5.34: Modellierte Pulsspektren und komprimierte Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation bei verschiedenen Strahlradien in der Pockelszelle für eine Seedlaserpulslänge von 450 fs für Doppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator. Spektrum und Pulsform für 1 mm Strahlradius siehe Abbildung 5.28 oben.

Die Modellierung des Doppeldoppeldurchgangs für verschiedene Strahlradien in der Pockelszelle für eine Verstärkung von 25 % pro Umlauf im Resonator bei sonst gleichen Anfangsparametern wie im vorigen Fall zeigt entsprechend zu den Ergebnissen im Doppeldurchgang eine Reduzierung der Pulslänge und des B-Integrals für größere Strahlradien in der Pockelszelle. Die komprimierten Pulslängen sind wie im Fall des Doppeldurchgangs etwas länger für größere Strahlradien in der Pockelszelle, jedoch stets kürzer als für den entsprechenden Strahlradius beim Doppeldurchgang. Bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ beträgt die komprimierte Pulslänge etwa 260 fs. Die Pulsenergien bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ bleiben vergleichbar zum Doppeldurchgang und nehmen mit zunehmendem Strahlradius zu (siehe Abbildung 5.35). Die maximal extrahierbare Pulsenergie ist auch im Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe für größere Strahlradien etwas höher als bei kleineren Strahlradien.

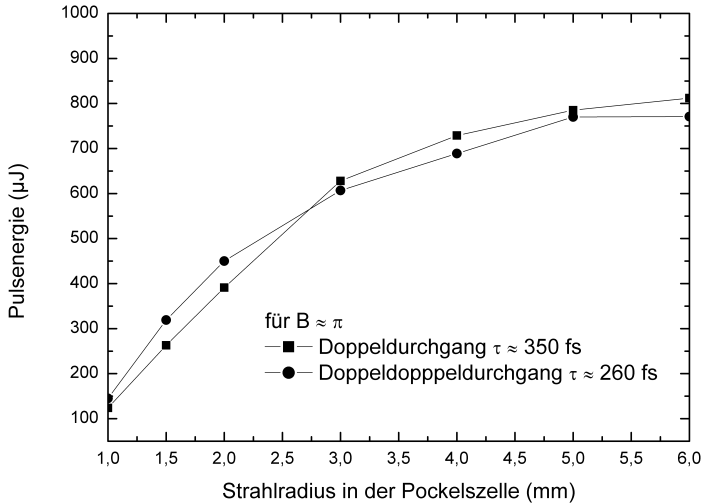


Abbildung 5.35: Modellierter Pulsenergie in Abhängigkeit des Strahlradius in der Pockelszelle für Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation für Doppeldurchgang (Quadrate) und Doppeldoppeldurchgang (Kreise) durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator bei einem Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$.

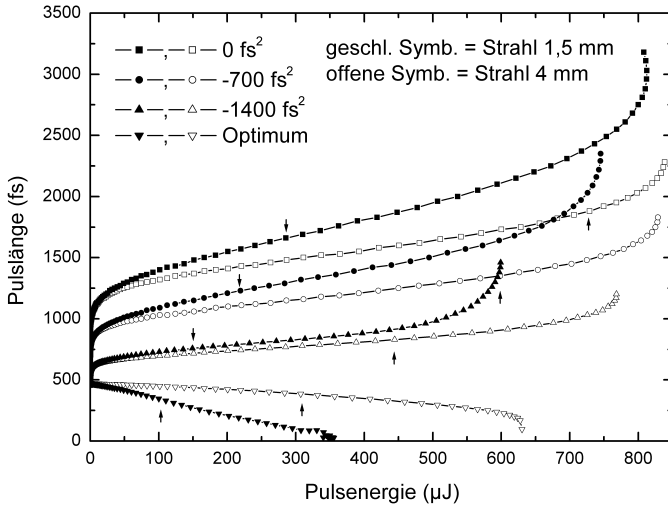


Abbildung 5.36: Modellierter Pulslänge in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Strahlradien in der Pockelszelle (1,5 mm geschlossene Symbole, 4 mm offene Symbole) und für verschiedene GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet.

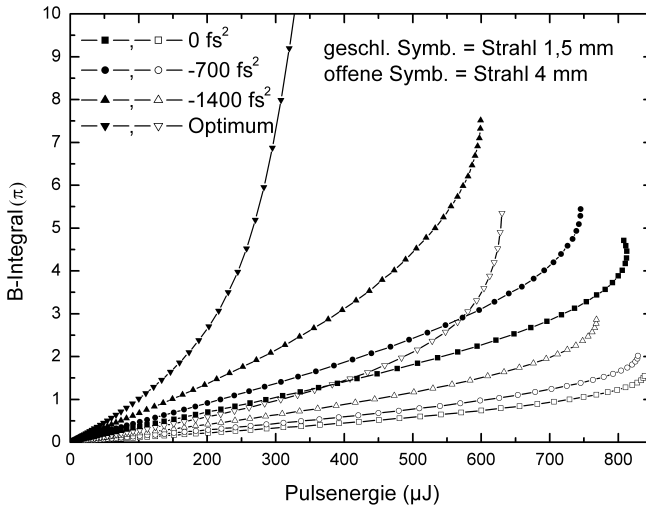


Abbildung 5.37: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Strahlradien in der Pockelszelle (1,5 mm geschlossene Symbole, 4 mm offene Symbole) und GVD-Kompensationen pro Umlauf im Resonator.

Auch für die Verstärkung mit resonatorinterner GVD-Kompensation wurde der Einfluss des Strahlradius in der Pockelszelle bei einfachem Doppeldurchgang durch die Scheibe modelliert. Die sonstigen Anfangsparameter waren wieder wie in Kapitel 5.3.1.1 gewählt. In Abbildung 5.36 sind die Pulslängen in Abhängigkeit der Pulsenergie für Strahlradien von 1,5 mm und 4 mm in der Pockelszelle für verschiedene GVD-Kompensationen dargestellt. In Abbildung 5.37 sind die B-Integrale zu sehen. Die Ergebnisse für einen Strahlradius von 1 mm in der Pockelszelle finden sich bereits in Abbildung 5.18 und Abbildung 5.19.

Bei Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle von 1 mm auf 1,5 mm verdoppelt sich die bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ erreichbare Pulsenergie für die betrachteten GVD-Kompensationen. Dabei werden die erzielbaren Pulslängen nur um etwa 5 % länger. Bei Vergrößerung der Strahlradien in der Pockelszelle von 1 mm auf 4 mm wird die bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ erreichbare Pulsenergie ebenfalls für die betrachteten GVD-Kompensationen etwa 6-mal größer. Die erzielbaren Pulslängen werden bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ um etwa 15 % länger.

Auf die Darstellung weiterer Pulsspektren und Pulsformen bei verschiedenen Strahlradien in der Pockelszelle mit $B \approx \pi$ wird verzichtet, da sich die Spektren für die verschiedenen Strahlradien nicht von denen in Abbildung 5.21 bei 1 mm Strahlradius in der Pockelszelle unterscheiden. Lediglich die Pulsenergien, bei denen sie auftreten,

sind für größere Strahlradien höher. Auch die Pulsformen unterscheiden sich nur gering in ihrer Halbwertsbreite.

Die Modellierung wurde ebenfalls für verschiedene Strahlradien in der Pockelszelle und Verstärkung von 25 % im Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator mit resonatorinterner Dispersionskompensation bei sonst gleichen Anfangsparametern wie im vorigen Fall durchgeführt. Die Pulsenergie bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ steigt für die betrachteten GVD-Kompensationen mit zunehmendem Strahlradius vergleichbar zur Verstärkung im Doppeldurchgang an. Die erreichbare Pulslänge nimmt im Doppeldoppeldurchgang weiter ab, wobei mit besserer GVD-Kompensation die Unterschiede der erzielbaren Pulslängen abnehmen. Bei einer GVD-Kompensation von 0 fs^2 nehmen die Pulslängen im Vergleich zum Doppeldurchgang um etwa 55 %, bei -700 fs^2 um etwa 45 % und bei -1400 fs^2 noch um etwa 30 % ab, während die Pulslängen im Optimum des Modells nahezu gleich sind.

5.3.3 Einfluss der Seedlaserpulslänge

Der Einfluss der Pulslänge der Seedlaserpulse wird im Folgenden für Verstärkung im einfachen Doppeldurchgang durch die Scheibe ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit anschließender Komprimierung modelliert. Die Seedlaserpulse für die Modellierung sind wieder solitonartig und bandbreitebegrenzt, die Pulslängen werden zwischen 150 fs und 750 fs variiert. Die sonstigen Parameter sind wie in Kapitel 5.3.1.1 beschrieben gewählt.

In Abbildung 5.38 ist die komprimierte Pulslänge und der Wert des B-Integrals in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Seedlaserpulslängen dargestellt. Für die Verstärkung mit Seedlaserpulslängen länger als 450 fs nimmt die komprimierte Pulslänge mit zunehmender Pulsenergie deutlich ab. Bei einer Pulsenergie von etwa $100 \mu\text{J}$ haben die Laserpulse vergleichbare komprimierte Pulslängen um 400 fs bei einem Wert des B-Integrals von etwa $B \approx \pi$. Für höhere Pulsenergien mit damit höherem B-Integral sind nach dem Modell noch kürzere Pulslängen zu erwarten, wobei zunehmend Energie in Vor- und Nachpulsen beinhaltet ist. Bei der Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse kommt es zunächst zu einer kleinen Pulsverlängerung im niedrigen Energiebereich, während die komprimierte Pulslänge dann bis zu einer Pulsenergie von etwa $100 \mu\text{J}$ nahezu konstant bleibt. Um kleine Pulsenergien im Bereich bis etwa $30 \mu\text{J}$ mit Pulslängen unter 300 fs zu realisieren eignen sich demnach nur Seedlaserpulse mit darrunterliegenden Pulslängen. Für höhere Pulsenergien kann es zum Beispiel aus Preisgründen sinnvoll sein, eine längere Seedlaserpulslänge zu wählen. Bei höheren Pulsenergien nimmt die Pulslänge wieder etwas ab, aber nicht so stark wie für die längeren Seedlaserpulse. Auch hier ist zunehmend Energie in Vor- und Nachpulsen enthalten. Insgesamt ist bei der Bewertung der Ergebnisse zu beachten, dass die Modellierung für die Seedlaserpulse bei 290 fs stärker vom

Experiment (siehe Kapitel 5.2.1.2 und 5.2.2) abwichen als die Modellierung bei Seedlaserpulsen von etwa 400 fs.

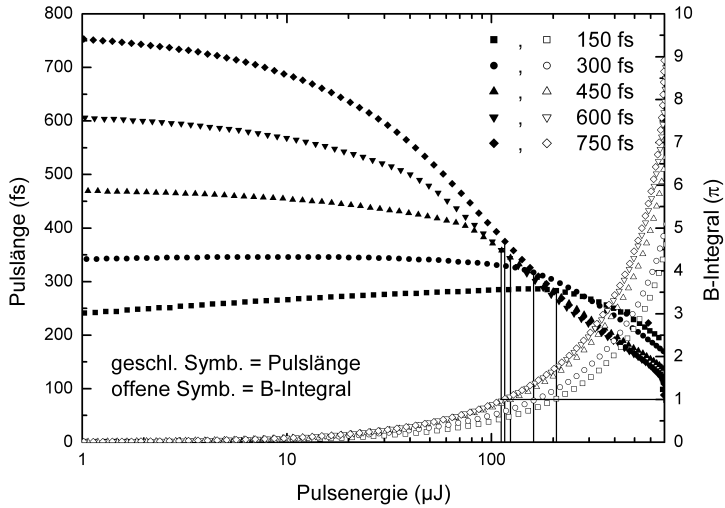


Abbildung 5.38: Modellierte Pulslänge nach der Komprimierung (geschlossene Symbole) und Werte des B-Integrals (offene Symbole) in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Seedlaserpulslängen. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist hervorgehoben.

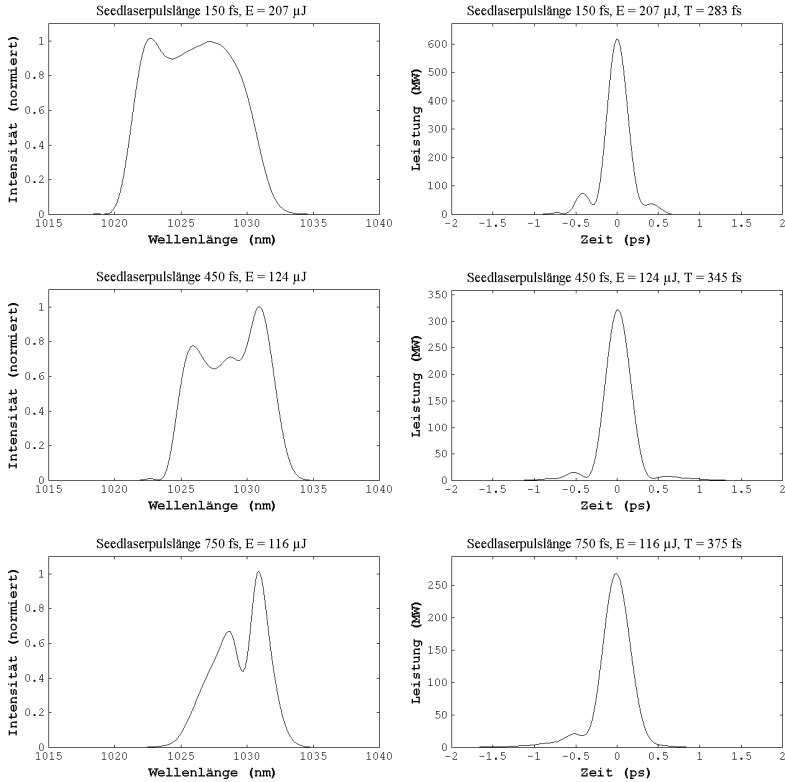


Abbildung 5.39: Modellierte Pulsspektren und komprimierte Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für verschiedene Seedlaserpulslängen.

In Abbildung 5.39 sind Pulsspektren und komprimierte Pulsformen für verschiedene Seedlaserpulslängen mit einem B-Integral von $B \approx \pi$ dargestellt. Mit zunehmender Seedlaserpulslänge werden die Spektren schmaler und die verstärkten Laserpulse länger.

Das Modell wurde ebenfalls genutzt, um den Einfluss der Seedlaserpulslänge auf die Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation im Doppeldurchgang durch die Scheibe darzustellen. Es wurde für solitonartige, bandbreitebegrenzte Seedlaserpulse mit Pulslänge von 450 fs und 750 fs modelliert. Kürzere Seedlaserpulse wurden für die Optimierung nicht betrachtet, da das Modell für kürzere Seedlaserpulse größere Abweichungen zum Experiment ergab. Sonstige Anfangsparameter waren wie in Kapitel 5.3.1.1 gewählt.

In Abbildung 5.40 ist die Pulslänge in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene GVD-Kompensationen dargestellt. Das Optimum des Modells ergibt sich wieder für eine GVD-Kompensation von -2100 fs^2 . Ohne Dispersionskompensation ergeben sich etwas kürzere Pulslängen für die Verstärkung mit den längeren Seedlaserpulsen. Für größere GVD-Kompensation hingegen bleiben mit den längeren Seedlaserpulsen auch die verstärkten Laserpulse länger. Dafür nimmt das B-Integral, das Abbildung 5.41 zeigt, für Verstärkung der längeren Seedlaserpulse im Vergleich zu den kürzeren Seedlaserpulsen mit besserer GVD-Kompensation deutlich ab, bei einer Pulsenergie von $100 \mu\text{J}$ im Optimum des Modells um mehr als den Faktor 2. Dies ist auch wieder an den Pulsspektren mit einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ bei verschiedenen GVD-Kompensationen zu sehen. In Abbildung 5.42 sind die Pulsspektren und Pulsformen für die Verstärkung der Seedlaserpulse bei 750 fs dargestellt, in Abbildung 5.21 wurden diese bereits für die Verstärkung der Seedlaserpulse bei 450 fs dargestellt. Erst bei höheren Energien sind die Pulsspektren bei Verstärkung der längeren Seedlaserpulse ähnlich moduliert, wobei die verstärkten Laserpulse deutlich länger sind.

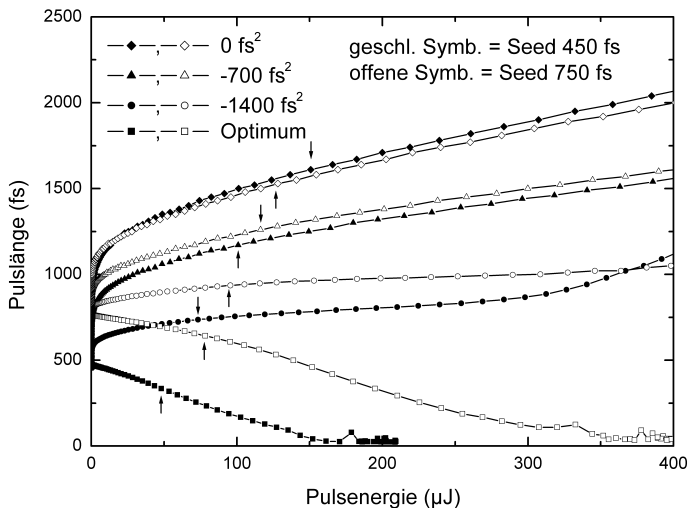


Abbildung 5.40: Modellierte Pulslänge in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Seedlaserpulslängen bei verschiedenen GVD-Kompensationen. Die Seedlaserpulslänge von 450 fs ist in geschlossenen Symbolen, von 750 fs mit offenen Symbolen dargestellt. Der Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ ist jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet.

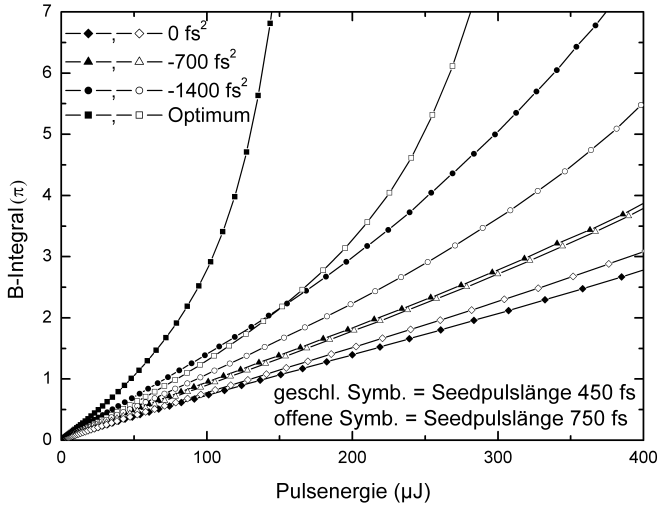


Abbildung 5.41: Modelliertes B-Integral in Abhängigkeit der Pulsenergie für verschiedene Seedlaserpulslängen bei verschiedenen GVD-Kompensationen. Die Seedlaserpulslänge von 450 fs ist mit geschlossenen Symbolen, von 750 fs mit offenen Symbolen dargestellt.

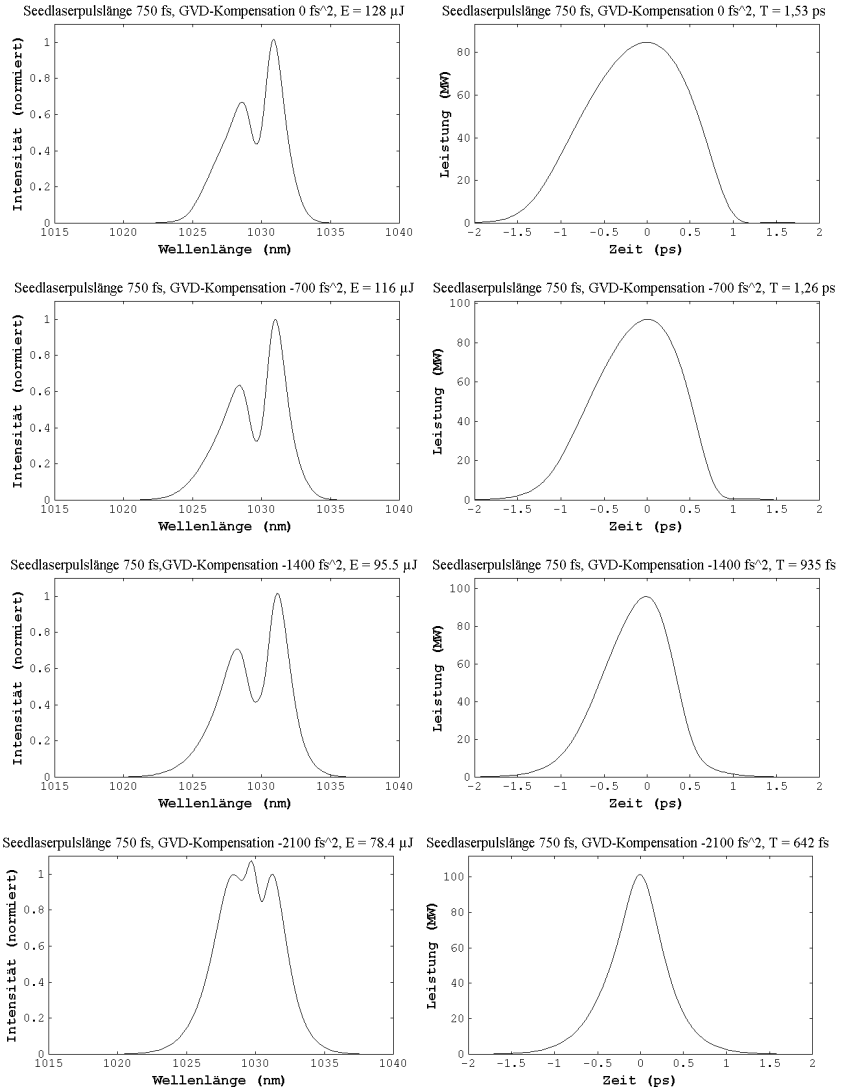


Abbildung 5.42: Modellierte Pulsspektren und Pulsformen mit Wert des B-Integrals von $B \approx \pi$ für verschiedene GVD-Kompensationen und eine Seedlaserpulslänge von 750 fs für Verstärkung im Doppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator.

5.3.4 Leistungsskalierung über die Fläche

Ein Vorteil des Scheibenlaserprinzips liegt darin, dass die Leistung durch die Vergrößerung der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte einfach skalierbar ist. Dies ist auch für den regenerativen Verstärker gültig. Um die Nichtlinearitäten nicht zu erhöhen, muss bei der Verstärkung ultrakurzer Laserpulse beachtet werden, dass auch die Strahlradien in den nichtlinearen resonatorinternen Medien im selben Maße wie die Pumpradien vergrößert werden. Dann ist es möglich, bei gleicher Pulslänge und gleichem B-Integralwert eine entsprechend skalierte Pulsenergie aus dem Resonator zu extrahieren. Der Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle sind jedoch, wie bereits in Kapitel 5.3.2 diskutiert, Grenzen gesetzt. Ein weiterer Nachteil der Skalierung über die Fläche ist, dass mit zunehmendem Modendurchmesser die Strahlqualität, die dynamische Stabilität und die Justagestabilität des Resonators abnehmen können.

5.3.5 Zusammenfassung der Optimierungsmöglichkeiten

Für eine Anwendung muss je nach Anforderungen an Pulslänge, Pulsenergie, Repetitionsrate und sonstigen vorgegebenen Rahmenbedingungen entschieden werden, welche Anfangsparameter die geeignetsten sind. Die hier vorgestellten Optimierungsmöglichkeiten mit ihrem Einfluss auf Pulslänge, Pulsenergie und das B-Integral können dabei hilfreiche Wegweiser sein.

Dem Modell zufolge bietet eine Seedlaserwellenlänge im Maximum des Verstärkungsprofils für die Verstärkung ohne resonatorinterne Dispersionskompensation keine wesentlichen Vorteile. Die Pulsspektren sind bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ etwas weniger moduliert und die Vor- und Nachpulse der komprimierten Laserpulse sind etwas weniger stark ausgeprägt als für größere Seedlaserwellenlängen. Für Verstärkung mit resonatorinterner GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel bietet die Verstärkung bei einer Seedlaserwellenlänge im Maximum des Verstärkungsprofils geringe Vorteile. Bei optimaler GVD-Kompensation ist das B-Integral um den Faktor 0,7 kleiner im Vergleich zu größeren Seedlaserwellenlängen und damit sind bei gleicher Pulsenergie die Spektren weniger moduliert, dafür sind die Pulsängen jedoch auch etwas länger.

Für größere Verstärkungen im Doppeldurchgang durch die Scheibe bei Betrieb ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit anschließender Pulskompression wird im Bereich von Pulsenergien bis etwa 150 μJ , entsprechend einem B-Integral von $B \leq \pi$, die Nichtlinearität nicht merklich reduziert. Erst bei höheren Pulsenergien wird das B-Integral für größere Verstärkung etwas kleiner. Die komprimierten Pulsängen sind nahezu gleich für die betrachteten Verstärkungen. Die maximal extrahierbare Pulsenergie steigt mit zunehmender Verstärkung an. Für den Fall mit resonatorinterner Dispersionskompensation wird bereits bei kleineren Pulsenergien mit besserer GVD-

Kompensation die Nichtlinearität durch eine größere Verstärkung deutlich reduziert, das B-Integral wird im Optimum des Modells in etwa halbiert. Die Pulsenergie, bei der ein B-Integralwert von $B \approx \pi$ erreicht wird, ist für die größere Verstärkung etwas höher, im Optimum des Modells in etwa verdoppelt. Bis zu einer GVD-Kompensation von -1400 fs^2 sind die Pulslängen bei größerer Verstärkung kürzer im Vergleich zu kleinerer Verstärkung.

Ein Resonator mit Doppeldoppeldurchgang durch die Scheibe pro Umlauf im Resonator ermöglicht ohne Dispersionskompensation die Verstärkung mit deutlich kürzeren (60 %) Pulslängen im Vergleich zum einfachen Doppeldurchgang. Nach der Kompression ist die Pulslänge bis zu 30 % kürzer als bei der Verstärkung im Doppeldurchgang durch die Scheibe. Die Werte für das B-Integral bleiben für kleine Pulsenergien vergleichbar, werden jedoch für größere Pulsenergien für die Verstärkung mit Doppeldoppeldurchgang etwas geringer. Die Erhöhung der Verstärkung durch den Resonator mit Doppeldoppeldurchgang ist auch für den Verstärkerbetrieb mit resonatorinterner Dispersionskompensation von Vorteil. Bei gleicher Pulsenergie kann eine kürzere Pulslänge mit kleinerem Wert des B-Integrals erreicht werden, d.h. die Spektren sind weniger moduliert.

Die Maßnahme mit der größten Reduzierung der Nichtlinearität ist die Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle. Für den Betrieb ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit anschließender Pulskompression kann die mit einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ erzielbare Pulsenergie deutlich vergrößert werden, bei Vergrößerung des Strahlradius von 1 mm auf 4 mm etwa um das 6-fache. Die komprimierten Pulslängen unterscheiden sich bei einem B-Integral von $B \approx \pi$ kaum voneinander. Bei Übergang zum Doppeldoppeldurchgang mit vergrößertem Strahlradius in der Pockelszelle kann die bei $B \approx \pi$ erzielbare Energie nicht weiter erhöht werden, dafür kann aber die komprimierte Pulslänge um etwa 30 % reduziert werden. Die Modellierung zeigt auch für die Verstärkung mit resonatorinternen Dispersionskompensation einen deutlichen Rückgang der Nichtlinearität durch größere Strahlradien in der Pockelszelle. Die mit einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ erzielbare Pulsenergie kann deutlich vergrößert werden, bei Vergrößerung des Strahlradius von 1 mm auf 4 mm ebenfalls in etwa um das 6-fache für alle betrachteten GVD-Kompensationen. Die Pulslängen werden dabei um nur bis zu 15 % länger.

Die Modellierung der Verstärkung ohne resonatorinterne Pulskomprimierung bei verschiedenen Seedlaserpulslängen von 150 fs bis 750 fs ergibt für die kürzeren Seedlaserpulse ein kleineres B-Integral. Mit zunehmender Seedlaserpulslänge nimmt bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ die Pulsenergie ab und die komprimierte Pulslänge bleibt vergleichsweise länger. Zur Erzielung kleiner Pulsenergien mit Pulslängen unter 300 fs ist es daher notwendig, die Pulslänge des Seedlasers kürzer als die angestrebte Pulslänge zu wählen. Bei höheren Pulsenergien werden auch für Verstärkung der längeren Seedlaserpulse kürzere Pulslängen erreichbar, wobei

zunehmend Pulsenergie in Vor- und Nachpulsen enthalten ist. Für die Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation ergibt die Modellierung für längere Seedlaserpulse mit zunehmender Dispersionskompensation ein kleiner werdendes B-Integral. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ können etwas größere Pulsenergien erzielt werden als für die Verstärkung der kürzeren Seedlaserpulse, die Pulslängen bleiben dabei aber etwas länger.

Die Leistung ist für die Verstärkung mit beiden Konzepten durch die Vergrößerung der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte skalierbar. Dabei muss beachtet werden, dass auch der Strahlradius in den nichtlinearen resonatorinternen Medien entsprechend vergrößert werden muss, um die Nichtlinearitäten konstant zu halten. Bei gleicher Pulslänge und gleichem B-Integralwert ist es dann möglich, eine entsprechend skalierte Pulsenergie aus dem Resonator zu extrahieren.

Im Vergleich zwischen den beiden Konzepten wird wie in den Experimenten wieder deutlich, dass für das Konzept mit Gitterkompressor bei gleicher Pulsenergie das B-Integral deutlich geringer bleibt als mit GVD-Kompensation im Resonator. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ ist die Pulsenergie für das Konzept mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel deutlich geringer, auch dann noch wenn Verluste von 30 % durch den Gitterkompressor berücksichtigt werden. Die Laserpulse sind im System mit GTI-Spiegeln in jedem Fall länger als die extern komprimierten Laserpulse. Die maximal extrahierbare Pulsenergie nimmt mit zunehmender resonatorinterner GVD-Kompensation deutlich ab. Einziger Vorteil des Konzepts mit resonatorinterner GVD-Kompensation bleibt der einfachere und kompaktere Aufbau.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Scheibenlaserkonzept hat in den vergangenen Jahren in unterschiedlichen Betriebsarten seine Vorteile unter Beweis gestellt. In der vorliegenden Arbeit wurde die Eignung des Scheibenlaserprinzips für die Verstärkung ultrakurzer Laserpulse demonstriert.

Die geringe Verstärkung des Scheibenmaterials erfordert eine hohe Anzahl von Umläufen im Resonator, daher kommt ein regenerativer Verstärker zum Einsatz. Als Seedlaser für den Verstärker wird ein modengekoppelten Yb:Glas-Oszillator verwendet. Für die Experimente standen zwei Oszillatoren mit Pulslängen von etwa 290 fs bzw. 450 fs zur Verfügung. Die aus dem Seedlaser emittierten niederenergetischen Laserpulse werden zunächst durch eine Strahlformungseinheit geführt, um den Seedlaserstrahl auf den Verstärkerresonatormode anzupassen. Danach durchlaufen sie eine Separationseinheit, in der die verstärkten Laserpulse von den Seedlaserpulsen getrennt werden. Zur Verstärkung um mehrere Größenordnungen wird ein Laserpuls mit Hilfe einer BBO-Pockelszelle in den Verstärkerresonator eingekoppelt, darin gewinnt er bis zum Auskoppeln bei jedem Durchgang durch die Yb:KYW-Scheibe Energie hinzu. Der Verstärkerresonator ist für Grundmodebetrieb ausgelegt. Die Yb:KYW-Kristall ist senkrecht zur b-Achse geschnitten, etwa 100 μm dick und mit 10 at.% Ytterbium dotiert. Die Scheibe wird mit einem Diodenlasermodul bei 980 nm gepumpt, mit Hilfe der Pumpoptik werden 16 Pumplichtdurchgänge durch die Scheibe ermöglicht. Nach der Verstärkung wird der verstärkte Laserpuls mit Hilfe der Pockelszelle ausgekoppelt und gelangt zum Ausgang des Verstärkersystems. Die Repetitionsrate des Verstärkers ist durch die Pockelszellenschaltung auf 45 kHz begrenzt.

Durch die resonatorinternen Medien, insbesondere durch das Pockelszellenmaterial, kommt es bei der Verstärkung zu einer dispersiven Pulsverlängerung. Ohne Dispersionskompensation ergeben sich für Pulsenergien von etwa 100 μJ Pulslängen, die deutlich über einer Pikosekunde liegen. Zur Verstärkung mit kürzerer Pulslänge werden daher zwei Konzepte herangezogen: resonatorinterne und externe Dispersionskompensation.

Um die dispersive Pulsverlängerung zu verhindern, kommen beim ersten Konzept resonatorinterne GTI-Spiegeln zur Dispersionskompensation zum Einsatz. Der Vorteil dieses Konzepts liegt im einfachen und kompakten Aufbau. Durch die nur diskret einstellbaren GVD-Werte mit den vorhandenen GTI-Spiegeln ist es aber nicht möglich, die Dispersion vollständig zu kompensieren. Die Pulslängen der verstärkten Laserpulse sind daher auch für kleine Pulsenergien länger als die Seedlaserpulslänge. Mit optimaler GVD-Kompensation nehmen bei höheren Pulsenergien die nichtlinearen

Effekte deutlich zu, die Spektren werden stark verbreitert. Dadurch nimmt auch die Nettoverstärkung pro Umlauf mit besserer GVD-Kompensation im Resonator ab. Auf die kürzeren Seedlaserpulse wirken sich die nichtlinearen Effekte stärker aus. Die Verstärkung der längeren Laserpulse erlaubte Pulslängen von 625 fs bei einer Pulsenergie von etwa 100 μJ , während die kürzeren Seedlaserpulse bei dieser Pulsenergie auf 970 fs verlängert werden. Die längeren Seedlaserpulse erweisen sich für die Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation als besser geeignet. Bei einer Repetitionsrate von 45 kHz konnten Laserpulse mit 100 μJ Pulsenergie und 670 fs Pulslänge demonstriert werden.

Beim zweiten Konzept wird die dispersive Pulsverlängerung durch die resonator-internen optischen Komponenten während der Verstärkung nicht kompensiert. Die Laserpulse werden in diesem Fall nach der Verstärkungsphase durch einen Gitterkompressor komprimiert. Durch die dispersive Verlängerung der Laserpulse setzen nichtlineare Effekte erst bei höheren Pulsenergien ein. Die vergleichsweise niedrige Dispersion im System ermöglicht den Einsatz von Gittern mit niedriger Liniendichte, die Justageempfindlichkeit ist daher wesentlich geringer als in gewöhnlichen CPA-Systemen. Durch den Gitterkompressor ist dieses Konzept etwas anspruchsvoller und weniger kompakt als das erste, erlaubt dafür aber Verstärkung kürzerer Laserpulse. Mit den kürzeren Seedlaserpulsen wurden Pulslängen von 290 fs bei Pulsenergien von bis zu 100 μJ demonstriert (um die Komprimierbarkeit zu demonstrieren, wurde dabei nur ein kleiner Teil der Pulsenergie über den Gitterkompressor geführt). Mit zunehmender Pulsenergie weisen die Autokorrelationen der komprimierten Laserpulse jedoch starke Schultern auf, die vollständige Kompression wird durch nichtlineare Effekte verhindert. Bei Pulsenergien bis 20 μJ sind die Schultern vernachlässigbar.

Beide Konzepte erlauben die Verstärkung ultrakurzer Laserpulse mit guter Strahlqualität. Die Beugungsmaßzahl wurde in beiden Fällen zu $M^2 \leq 1,3$ gemessen.

Zur Modellierung des Systems wurde das Programm ProPulse genutzt. Das Modell wurde kurz vorgestellt und die in dieser Arbeit zur Modellierung verwendeten Parameter diskutiert. Um die Zuverlässigkeit des numerischen Modells zu überprüfen, erfolgte eine Gegenüberstellung von experimentellen Ergebnissen und berechneten Werten. Diese werden anhand der Halbwertsbreiten der Autokorrelation, der Pulsenergie und der Spektren in Abhängigkeit von der Umlaufzahl im Resonator verglichen. Noch besser wäre es, die Pulsformen direkt zu vergleichen, zur Messung der Pulsformen stand aber kein phasensensitives Messverfahren zur Verfügung. Für zukünftige Arbeiten ist dies jedoch sehr empfehlenswert. Insgesamt weisen die Vergleiche der modellierten Werte mit experimentellen Daten zum Verstärkerbetrieb überwiegend eine gute Übereinstimmung auf.

Es hat sich gezeigt, dass das Modell die Verstärkung im Bereich kleinerer Wellenlängen unterschätzt. Auf die kürzeren Seedlaserpulse wirkt sich dies aufgrund deren

größerer spektralen Breite stärker aus als auf die längeren Seedlaserpulse. Daher sollten die Emissions- und Absorptionsspektren erneut im interessierenden Temperaturbereich vermessen werden. Um das Modell weiter zu verbessern, können der Inversionsabbau während der Verstärkungsphase und die damit verbundene Änderung des spektralen Verstärkungsprofils in das Programm integriert werden. Eine weitere Aufgabe für zukünftige Arbeiten ist, zu beurteilen, ob das Sättigungsverhalten durch das Modell richtig wiedergegeben wird. Hierfür liegen bei höheren Pulsenergien momentan zu wenige Messwerte vor. Da kein Ersatzkristall zur Verfügung stand, wurde in den Experimenten darauf verzichtet, die maximal extrahierbare Pulsenergie zu ermitteln. Dabei müssen bei höheren Pulsenergien mögliche Pulsenergiefluktuationen und die Zerstörschwellen der optischen Elemente im Auge behalten werden.

Bei der Modellierung des Verstärkers mit Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel im Resonator ergab sich für die längeren Seedlaserpulse eine gute Übereinstimmung des Modells mit dem Experiment, die mit besserer GVD-Kompensation und mit höherer Umlaufzahl im Resonator jedoch abnimmt. Die Modellierung mit den längeren Seedlaserpulsen zeigt etwas bessere Übereinstimmung der modellierten Werte mit dem Experiment als die kürzeren Seedlaserpulse.

Für die Modellierung der Pulskomprimierung durch einen Kompressor kann die Übereinstimmung von Modell und Experiment nicht besser werden als die Modellierung der vorangegangenen Verstärkungsphase. Im Rahmen dieser Genauigkeit kann das Modell dennoch die Komprimierbarkeit der Laserpulse demonstrieren.

Abschließend wurden anhand des Modells Möglichkeiten aufgezeigt, wie mit dem Verstärkersystem kürzere Pulslängen und höhere Pulsenergien bei niedrigem B-Integral erreicht werden können. Dabei wurde die Vergrößerung der Verstärkung, die Vergrößerung der Strahlradian in kritischen resonatorinternen Komponenten und der Einfluss der Seedlaserpulslänge auf die Pulseigenschaften untersucht.

Die Verstärkung lässt sich auf verschiedene Weisen erhöhen. Zum Beispiel durch eine an das Maximum des Verstärkungsprofils angepasste Seedlaserwellenlänge, durch eine höhere Dotierung oder größere Scheibendicke, eine bessere Yb:KYW-Kristallqualität und optimierte Pumpleistungsdichte, sowie durch Resonatorkonfigurationen mit Mehrfachdurchgang durch die Scheibe. Eine Seedlaserwellenlänge von 1024 nm im Maximum des Verstärkungsprofils bringt jedoch wenige Vorteile, lediglich die Pulsspektren sind etwas weniger moduliert als für größere Seedlaserwellenlängen. Es ist jedoch zu beachten, dass der Betrieb bei kleinen Seedlaserwellenlängen mit großer spektraler Breite der Seedlaserpulse nicht experimentell zugänglich war, die Übereinstimmung von Experiment und Modell daher nicht bekannt ist. Mit einer höheren Verstärkung bei einer Seedlaserwellenlänge von 1030 nm lässt sich die maximal extrahierbare Pulsenergie deutlich erhöhen. Für

kleinere Pulsenergien bis etwa $150 \mu\text{J}$ mit einem B-Integral von $B \leq \pi$ ergibt das Modell ohne resonatorinterne Pulskomprimierung jedoch keine Verringerung der Nichtlinearität durch eine größere Verstärkung. Für eine größere Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation durch GTI-Spiegel wird das B-Integral für bessere GVD-Kompensationen dagegen deutlich reduziert. Von den Maßnahmen zur Vergrößerung der Verstärkung zeigte sich die Erhöhung der Durchgänge auf einen Doppeldoppeldurchgang pro Umlauf im Resonator als die Wirkungsvollste. Zusätzlich zur Erhöhung der Verstärkung führt der Doppeldoppeldurchgang zu einer deutlichen Reduzierung der gesamten Weglänge in den nichtlinearen Medien des Resonators. Das B-Integral wird dadurch reduziert und für beide Konzepte wird eine kürzere Pulslänge der verstärkten Pulse erzielbar.

Die Pockelszelle liefert den größten Beitrag zur Nichtlinearität im Resonator. Daher wurde die Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle modelliert. Dabei wurde darauf geachtet, nur für solche Strahlradien zu simulieren, bei denen die Lambda-Viertel-Spannung der dazu nötigen Pockelszelle mit heutiger Technik schaltbar ist. Die Vergrößerung des Strahlradius in der Pockelszelle ist von den vorgestellten Optimierungsmöglichkeiten die Maßnahme mit der größten Reduzierung der Nichtlinearität. Für den Betrieb ohne resonatorinterne Dispersionskompensation mit anschließender Pulscompression kann die mit einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ erzielbare Pulsenergie deutlich vergrößert werden, bei einer Vergrößerung des Strahlradius von 1 mm auf 4 mm in der Pockelszelle um den Faktor 6. Die komprimierten Pulslängen unterscheiden sich dabei kaum voneinander. Mit vergrößertem Strahlradius in der Pockelszelle kann beim Übergang zum Doppeldoppeldurchgang die erzielbare Energie nicht weiter erhöht werden, dafür kann aber die komprimierte Pulslänge noch weiter reduziert werden. Auch für die Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation ergibt sich ein deutlicher Rückgang der Nichtlinearität durch größere Strahlradien in der Pockelszelle. Die mit einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ erzielbare Pulsenergie kann für jede GVD-Kompensation deutlich vergrößert werden und dies mit nur geringfügig längeren Pulsdauern.

Die Modellierung für die Verstärkung ohne resonatorinterne Pulskomprimierung bei Seedlaserpulslängen von 150 fs bis 750 fs ergibt mit kürzeren Seedlaserpulsen ein kleineres B-Integral bei gleicher Pulsenergie. Zur Erzielung kleiner Pulsenergien mit Pulslängen unter 300 fs kommen nur kürzere Seedlaserpulse als die vorgegebenen Zielpulslängen für die Verstärkung in Frage. Bei höheren Pulsenergien werden durch Selbstphasenmodulation auch für Verstärkung von Seedlaserpulsen ab etwa 450 fs kürzere Pulslängen erreichbar, wobei zunehmend Pulsenergie in Vor- und Nachpulsen steckt. Die Modellierung der Verstärkung mit resonatorinterner Dispersionskompensation ergibt für längere Seedlaserpulse mit zunehmender Dispersionskompensation auch längere verstärkte Laserpulse als für Verstärkung kürzerer Seedlaserpulse. Das B-Integral wird für längere Seedlaserpulse mit besserer GVD-

Kompensation kleiner. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ können dann etwas größere Pulsenergien als für Verstärkung kürzerer Seedlaserpulse erzielt werden.

Für beide Verstärkerkonzepte kann die Leistung durch die Vergrößerung der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpleistungsdichte skaliert werden. Dabei muss der Strahldurchmesser in allen nichtlinearen resonatorinternen Medien entsprechend skaliert werden, um die Nichtlinearitäten konstant zu halten. So ist es möglich bei gleicher Pulslänge und gleichem B-Integralwert eine entsprechend höhere Pulsenergie aus dem Resonator zu extrahieren.

Im Vergleich der beiden Verstärkungskonzepte wird sowohl im Experiment als auch in der Modellierung deutlich, dass für das Konzept mit Gitterkompressor bei gleicher Pulsenergie das B-Integral deutlich geringer bleibt. Bei einem B-Integralwert von $B \approx \pi$ ist die Pulsenergie für die Dispersionskompensation mit GTI-Spiegeln deutlich geringer. Die Laserpulse sind im System mit GTI-Spiegeln in jedem Fall länger als die extern komprimierten Laserpulse. Die maximal extrahierbare Pulsenergie nimmt mit zunehmender resonatorinterner GVD-Kompensation deutlich ab. Der Vorteil des Konzepts mit resonatorinterner GVD-Kompensation durch GTI-Spiegel liegt im deutlich einfacheren und kompakteren Aufbau.

Für eine Anwendung muss je nach Anforderungen an Pulslänge, Pulsenergie und gewünschter Repetitionsrate der verstärkten Laserpulse und sonstigen vorgegebenen Rahmenbedingungen entschieden werden, welche Parameter die geeignetsten sind. Dabei kann das Modell genutzt werden, um Aussagen über die zu erwartenden Pulseigenschaften zu machen. Die durch die Modellierung gewonnen Erkenntnisse müssen jedoch noch experimentell verifiziert werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Resultate unterstreichen das Potential von Yb:KYW regenerativen Scheibenlaserverstärkern für den Aufbau von kompakten, leistungsfähigen Ultrakurzpulsstrahlquellen. Der industriellen Umsetzung steht nichts im Wege, so dass in den kommenden Jahren Verstärker auf Basis des Scheibenlaserprinzips zunehmend Verbreitung finden werden.

Literaturverzeichnis

- [1] H. ENDERT, A. GALVANAUSKAS, G. SUCHA, R. PATEL, M. STOCK: Novel ultrashort pulse fiber lasers for micromachining applications. *Riken Review*, Nr. 43, 2002; Focused on 2nd International Laser Symposium on Laser Precision Microfabrication (LPM2001)
- [2] A. V. RODE, E. G. GAMALY, B. LUTHER-DAVIES, B. T. TAYLOR, J. DAWES, A. CHAN, R. M. LOWE AND P. HANNAFORD: Subpicosecond laser ablation of dental enamel. *Journal of Applied Physics*, Band 92, Nr. 4, 2002, S. 2153
- [3] J. SERBIN, T. BAUER, C. FALLNICH, A. KASENBACHER, W. H. ARNOLD: Femtosecond lasers as novel tool in dental surgery. *Appl. Surf. Sci.*, Band 197-198, 2002, S. 737-740
- [4] M. H. NIEMZ, A. KASENBACHER, M. STRASSL, A. BÄCKER, A. BEYERTT, D. NICKEL, A. GIESEN: Tooth ablation using a CPA-free thin disk femtosecond laser system. *Appl. Phys. B* 79, 2004, S. 269-271
- [5] Fachhochschule Mannheim, Institut für Biomedizinische Technik (BMT), Windeckstr. 85, 68163 Mannheim
- [6] JENOPTIK Laser, Optik, Systeme GmbH, Göschwitzerstr. 25, 07745 Jena, Deutschland
- [7] freundlicherweise zur Verfügung gestellt von Dr. RÜDIGER PASCHOTTA, RP Photonics Consulting GmbH, Kurfürstenstr. 63, 8002 Zürich, Switzerland
- [8] S. ERHARD: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation.
- [9] K. CONTAG: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [10] A. VOB: *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [11] C. STEWEN: *Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [12] M. KARSZEWSKI: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation

- [13] L. D. LOACH, S. A. PAYNE, L. L. CHASE, L. K. SMITH, W. L. SMITH, W. L. KWAY, W. F. KRUPKE: Evaluation of Absorption and Emission properties of Yb Doped Crystals for Laser Applications. *IEEE J. Quantum Electron.*, Band 29, 1993, S. 1179-1191
- [14] N. V. KULESHOV, A. A. LAGATSKY, A. V. PODLIPENSKY, V. P. MIKHAILOV, G. HUBER: Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂. *Optics Letters*, Band 22, Nr. 17, 1997, S. 1317-1319
- [15] A. R. REINBERG, L. A. RISEBERG, R. M. BROWN, R. W. WACKER, W. C. HOLTON: GaAs:Si LED pumped Yb-doped YAG laser. *Appl. Phys. Lett.*, Band 19, Nr.1, 1971, S.11
- [16] P. LACOVARA, H. K. CHOI, C. A. WANG, R. L. AGGARWAL, T. Y. FAN: Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser. In: *Optics Letters*, Band 16, Nr. 14, 1991, S. 1089
- [17] *Commercial disk laser reaches 4 kW output*. Laser focus World, September 2004, S. 19
- [18] J. AUS DER AU, G. J. SPÜHLER, T. SÜDMEYER, R. PASCHOTTA, R. HÖVEL, M. MOSER, S. ERHARD, M. KARSZEWSKI, A. GIESEN, U. KELLER: 16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disc laser. *Optics Letters*, Band 25, Nr. 11, 2000, S. 859
- [19] I. JOHANSEN, S. ERHARD, A. GIESEN: Q-switched Yb:YAG thin disk laser. *OSA Trends in Optics and Photonics Series Band50: Advanced Solid State Lasers*. CHRISTOPHER MARSHALL, ed. (Washington DC : Optical Society of America), 2001, S.191-196
- [20] C. HÖNNINGER, I. JOHANSEN, M. MOSER, G. ZHANG, A. GIESEN, U. KELLER: Diode-pumped thin-disk Yb:YAG regenerative amplifier. *Applied Physics B*, Band B65, Nr. 3, 1997, S. 423
- [21] D. MÜLLER: *Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign*. München: Herbert Utz Verlag, 2005. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [22] M. C. PUJOL, M. A. BURSZKOVA, F. GÜELL, X. MATEOS, R. SOLÉ, JNA. GAVALDÀ, M. AGUILÓ, J. MASSONS, F. DÍAZ, P. KLOPP, U. GRIEBNER, V. PETROV: Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal KYb(WO₄)₂. *Physical Review B*, Band 65, Nr. 16, 2002, 165121
- [23] N. V. KULESHOV, A. A. LAGATSKY, V. G. SHCHERBITSKY, V. P. MIKHAILOV, E. HEUMANN, T. JENSEN, A. DEINING, G. HUBER: CW laser performance of Yb and Er,Yb doped tungstates. *Applied Physics B*, Band 64, 1997, S. 409-413
- [24] A. A. KAMINSKI, et.al.: *Jpn. J. Appl. Phys.*; Part 2 (Letters) 36, 1997, L107-L109

- [25] A. AZNAR, R. SOLÉ, M. AQUILÓ, F. DIAZ, U. GRIEBNER, R. GRUNWALD, AND V. PETROV: Growth, optical characterization, and laser operation of epitaxial Yb: KY(WO₄)₂/ KY(WO₄)₂ composites with monoclinic structure. *Applied Physics Letters*, Band 85, Nr. 19, 2004, S. 4313-4315
- [26] V. E. KISEL, A. E. TROSHIN, V. G. SHCHERBITSKY, AND N. V. KULESHOV: Luminescence lifetime measurements in Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂. In: *Advanced Solid State Photonics 2004 : Technical Digest*. Washington DC : Optical Society of America, 2004
- [27] K. V. YUMASHEV, N. N. POSNOV, P. V. PROKOSHIN, V. L. KALASHNIKOV, F. MEJID, I. G. POLOYKO, V. P. MIKHAILOV AND V. P. KOZICH: Z-scan measurements of nonlinear refraction and Kerr-lens mode-locking with Yb³⁺:KY(WO₄)₂. *Optical and Quantum Electronics*, Band 32, 2000, S. 43-48
- [28] U. KELLER, K. J. WEINGARTEN, F. X. KÄRTNER, D. KOPF, B. BRAUN, I. D. JUNG, R. FLUCK, C. HÖNNINGER, N. MATUSCHEK, J. AUS DER AU: Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2, 1996 , S. 435-453
- [29] J. INNERHOFER, T. SÜDMEYER, F. BRUNNER, R. HÄRING, A. ASCHWADEN, R. PASCHOTTA, C. HÖNNINGER, M. KUMKAR, AND U. KELLER: 60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser. *Optics Letters* 28, Nr. 5, 2003, S. 367-369
- [30] F. BRUNNER, T. SÜDMEYER, E. INNERHOFER, F. MORIER-GENOUD, R. PASCHOTTA, V. E. KISEL, V. G. SHCHERBITSKY, N. V. KULESHOV, J. GAO, K. CONTAG, A. GIESEN, AND U. KELLER: 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser. *Optics Letters*, Band 27, Nr. 13, 2002, S.1162-1164
- [31] G. MOUROU: The ultrahigh-peak-power laser: present and future. *Applied Physics. B*, Band B 65, Nr. 2, 1997, S. 205-211
- [32] T. B. NORRIS: Femtosecond pulse amplification at 250 kHz with a Ti:sapphire regenerative amplifier and application to continuum generation. *Optics Letters*, Band 17, Nr.14, 1992, S. 1009-1011
- [33] T. JOO, Y. JIA, AND G. R. FLEMING: Ti:sapphire regenerative amplifier for ultrashort high-power multikilohertz pulses without an external stretcher. *Optics Letters*, Band 20, Nr. 4, 1995, S. 389
- [34] F. LINDNER, G. G. PAULUS, F. GRASBON, A. DREISCHUH, AND H. WALTHER: Dispersion Control in a 100-kHz-Repetition-Rate 35-fs Ti:Sapphire Regenerative Amplifier System. *IEEE Journal Q. Electron.*, Band 38, Nr. 11, 2002, S. 1465-1470

- [35] *Internetseite von Thales Laser S.A.* vom 13.12.2005: www.thales-laser.com; Produkt: Bright mit Repetitionsrate 5-10 kHz, mittlere Leistung 2 W, Pulslänge 150 fs
- [36] *Internetseite von Cyber Laser, Inc.* vom 13.12.2005: www.cyber-laser.com; Produkte: FS-10 mit Repetitionsrate 10 kHz 10 W, Pulslänge 200fs, Pulsenergie 1 mJ; IFRIT-BIO mit Repetitionsrate 10-40 kHz, Pulsenergie 7µJ, Pulslänge < 180 fs
- [37] *Internetseite von Coherent, Inc.* vom 13.12.2005: www.coherent.com; Produkt: Legend-P mit Repetitionsrate 1-5 kHz, Pulsenergie 2,5 mJ bei 1 kHz, Pulslänge 0,5-2 ps
- [38] *Internetseite von Clark-MXR, Inc.* vom 13.12.2005: www.cmxr.com; Produkt: CPA-2210 mit Repetitionsrate 1-2 kHz, Pulsenergie 1,5 mJ, Pulslänge < 150 fs
- [39] S. BACKUS, R. BARTELS, S. THOMPSON, R. DOLLINGER, H. C. KAPTEYN, AND M. M. MURNANE: High-efficiency, single-stage 7-kHz high-average-power ultrafast laser system. *Optics Letters*, Band 26, Nr. 7, April 2001, S. 465
- [40] N. ZHAVORONKOV, G. KORN: Regenerative amplification of femtosecond laser pulses in Ti:sapphire at multikilohertz repetition rates. *Optics Letters*, Band 29, Nr. 2, 2004, S.198-200
- [41] *Internetseite von Spectra-Physics* vom 13.12.2005: www.newport.com; Produkt: Eclipse mit Yb:KGW, mittlere Leistung 4 W, Repetitionsrate 7 kHz, Pulslänge < 500 fs
- [42] *Internetseite von LASER 2000* vom 13.12.2005: www.laser2000.de; Produkt von Amplitude Systems: s-pulse mit Yb-dotiertem Verstärkermedium, Pulsenergie 100 µJ, Repetitionsrate 1-10 kHz, Pulslänge < 400 fs
- [43] J. LIMPET, T. CLAUSNITZER, A. LIEM, T. SCHREIBER, H.-J. FUCHS, H. ZELLMER, E.-B. KLEY, A. TÜNNERMANN: High-average-power femtosecond fibre chirped-pulse amplification system. *Optics Letters*, Band 28, Nr. 20, 2003, S. 1984-1986
- [44] H. ZELLMER, S. NOLTE, A. TÜNNERMANN: Faserlaser. *Physik Journal*, Band 4, Nr. 6, 2005, S. 29-35
- [45] A. MALINOWSKI, A. PIPER, J. H. V. PRICE, K. FURUSAWA, Y. JEONG, J. NILSON, AND D.J. RICHARDSON: Ultrashort-pulse Yb³⁺-fiber-based laser and amplifier system producing >25-W average power. *Optics Letters*, Band 29, Nr.17, 2004, S. 2073-2075
- [46] A. GALVANAUSKAS: Mode-Scaleable Fiber-Based Chirped Pulse Amplification Systems: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., Band 7, Nr. 4, 2001, S. 504

- [47] Internetseite von IMRA America, Inc. vom 13.12.2005: www.imra.com; Produkt: FCPA μ -Juwel: Pulsenergie 2 μ J mit Pulslängen unter 500 fs bei 250 kHz
- [48] A. DUBIETIS, G. JONUSAUSKAS, AND A. PISKARSKAS: Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications*, Band 88, Nr. 4-6, 1992, S. 437-440
- [49] T. WILHELM, J. PIEL, AND E. RIEDLE: Sub-20-fs pulses tunable across the visible from blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter. *Optics Letters*, Band 22, Nr. 19, 1997, S. 1494-1496
- [50] I. JOVANOVIĆ, B. J. COMASKEY, C. A. EBBERS, R. A. BONNER, D. A. PENNINGTON, E. C. MORSE: Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti:sapphire regenerative amplifiers. *Applied Optics*, Band 41, Nr. 15, 2002, S. 2923-2929
- [51] C. P. HAURI, P. SCHLUP, G. ARISHOLM, J. BIEGERT, AND U. KELLER: Phase-preserving chirped-pulse optical parametric amplification to 17.3 fs directly from a Ti:sapphire oscillator. *Optics Letters*, Band 29, Nr. 12, 2004, S. 1369-1371
- [52] F. FÜRBACH, X. PENG, L. TURI, F. KRAUSZ: Compact high-energy picosecond laser for micromachining applications. *Applied Physics B*, Band B78, Nr. 3-4 2004, S. 261-264
- [53] D. MÜLLER, S. ERHARD, A. GIESEN: High power thin disk Yb:YAG regenerative amplifier. *OSA Trends in Optics and Photonics Series Band 50: Advanced Solid State Lasers*. CHRISTOPHER MARSHALL, ed. (Washington DC: Optical Society of America), 2001, S. 319-324
- [54] A. BEYERTT, D. MÜLLER, D. NICKEL, A. GIESEN: CPA-free femtosecond thin disk Yb:KYW regenerative amplifier with high repetition rate. *OSA Trends in Optics and Photonics Series Vol 94: Advanced Solid State Photonics*. G. J. QUARLES, ed. (Washington DC: Optical Society of America), 2004, presentation number WA 5
- [55] A. BEYERTT, D. NICKEL, A. GIESEN: Femtosecond thin disk Yb:KYW regenerative amplifier. *Applied Physics B*, 80, 2005, S. 655-660
- [56] P. M. W. FRENCH: The generation of ultrashort laser pulses. *Rep. Prog. Phys.* 58, 1995, S. 169-267
- [57] A. E. SIEGMAN: *Lasers*. Mill Valley, Calif., University Science Books, 1986, S. 385-386
- [58] R. ADAIR, L. L. CHASE, S. A. PAYNE: Nonlinear refractive index of optical crystals. *Physical Review B*, Band 39, Nr. 5, 1989, S. 3337-3350
- [59] H. P. LI, C. H. KAM, Y. L. LAM, W. JI: Femtosecond Z-Scan measurements of nonlinear refraction in nonlinear optical crystals. *Optical Materials*, Band 15,

- Nr. 4, 2001, S. 237-242, Werte gemittelt über die x- und y- Achse des BBO-Kristalls
- [60] R. L. FORK, O. E. MARTINEZ, AND J. P. GORDON: Negative dispersion using pairs of prisms. *Optics Letters*, Band 9, Nr. 5, May 1984, S.150
 - [61] R. SZIPÖCS, K. FERENCZ, C. SPIELMANN AND F. KRAUSZ: Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. *Optics Letters*, Band 19, Nr. 3, 1994, S. 201-203
 - [62] 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. *Optics Letters*, Band 22, Nr. 11, 1997, S. 831-833
 - [63] F. GIRES AND P. TOURNOIS : Interferomètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modules en fréquence. *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* 258, 1964, S. 6112-6115
 - [64] E. B. TREACY: Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE J. Quantum. Electron.* QE5, 1969, S. 454-458
 - [65] T. CLAUSNITZER, J. LIMPERT, K. ZÖLLNER, H. ZELLMER, H. J. FUCHS, E. B. KLEY, A. TÜNNERMANN, M. JUPÉ AND D. RISTAU: Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped.pulse amplification systems. *Applied Optics*, Band. 42, Nr. 34, 2003, S. 6934-6938
 - [66] D. KOPF, F. X. KÄRTNER, U. KELLER, K. J. WEINGARTEN: Diode-pumped mode-locked Nd:glass lasers with an antiresonant Fabry-Perot saturable absorber. *Optics Letters*, Band 20, Nr. 17, 1995, S. 1169-1171
 - [67] V. MAGNI: Multielement stable resonators containing a variable lens. In: *Journal of the optical Society of America A* 4, Nr. 10, 1987, S. 1962
 - [68] R. DESALVO, A. A. SAID, D. J. HAGAN, E. W. VAN STRYLAND, AND M. SHEIK-BAHAIE: Infrared to Ultraviolet Measurements of Two-Photon Absorption and n_2 in wide Bandgap Solids. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Band 32, Nr. 8, 1996, S.1324-1333
 - [69] M. ROTH, M. TSEITLIN AND N. ANGERT: Oxide Crystals for Electro-optic Q-Switching. *Glass Physics and Chemistry* (Russia), Band 31, Nr. 1, Jan.-Feb. 2005, S. 86-95
 - [70] Internetseite von FUJIAN CASTECH CRYSTALS, INC. vom 13.12.2005: www.castech.com
 - [71] Norm DIN ISO 11146: *Optik und optische Instrumente- Laser und zugehörige Ausstattung- Testmethoden für Laserstrahlparameter: Strahldurchmesser, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor.*
 - [72] J. SPEISER; persönliche Mitteilung 2005

- [73] R. PASCHOTTA, persönliche Mitteilung, 2005
- [74] Verbundprojekt: Scheibenlaser höchster Brillanz, Förderkennzeichen 13N8383
- [75] J. SPEISER; persönliche Mitteilung 2006
- [76] M. BASS: *Handbook of Optics*. Band 2,2: Devices, measurements, and properties-2.ed- spons. by the Optical Society of America, New York: McGraw-Hill 1995
- [77] D. EIMERL, L. DAVIS, S. VELSKO, E. K. GRAHAM, AND A. ZALKIN: Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate. *J. of Appl. Phys.*, Band 62 Nr. 5, 1987, S.1968-1983
- [78] F. BUTZE, M. LARIONOV, K. SCHUHMANN, C. STOLZENBURG, A. GIESEN: Nanosecond pulsed thin disk Yb:YAG lasers. In: *Advanced Solid State Photonics 2004 : Technical Digest*. Washington DC : Optical Society of America, 2004
- [79] D. NICKEL, C. STOLZENBURG, A. BEYERTT, A. GIESEN, J. HÄUSSERMANN, F. BUTZE, M. LEITNER: 200 kHz electro-optic switch for ultrafast laser systems. *Review of Scientific Instruments* 76, 2005, 033111
- [80] M. LARIONOV: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation in Vorbereitung
- [81] H. D. BAEHR, K. STEPHAN: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springerverlag, 1994, S. 126-129
- [82] C. STOLZENBURG; persönliche Mitteilung über Messungen 2005
- [83] Verbundprojekt: Scheibenlaser höchster Brillanz, Förderkennzeichen 13N8383, Verbundtreffen 02/2005
- [84] D. E. MCCUMBER: Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra. *Physical Review*, Band 136, Nr. 4A, 1964, S. A954-A957
- [85] M. MOND: *Bericht des ILP zur Temperaturabhängigkeit der Absorption und Emission von Yb:KYW*, Universität Hamburg, Institut für Laser-Physik, April 2004
- [86] R. W. BOYD: *Nonlinear Optics*. San Diego, Cal.; Academic Press, Inc, 1992
- [87] S. A. AKHMANOV, V. A. VYSLOUKH, A. S. CHIRKIN: *Optics of femtosecond laser pulses*. New York, AIP, 1992
- [88] P. CERNY, P. G. ZVEREV, H. JELINKOVA, T. T. BASIEV: Efficient Raman shifting of picosecond pulses using BaWO₄ crystal. *Optics Communications* 177, 2000, S. 397-404
- [89] T. T. BASIEV, A. A. SOBOL, P. G. ZVEREV, V. V. OSIKO, R. C. POWELL: Comparative spontaneous Raman spectroscopy of crystals for Raman laser. *Applied Optics*, Band 38, Nr. 3, 1999, S. 594-598

-
- [90] A. S. GRABTCHIKOV, A. N. KUZMIN, V. A. LISINETSII, V. A. ORLOVICH, A. A. DEMIDOVICH, M. B. DANAILOV, H. J. EICHLER, A. BEDNARKIEWICZ, W. STREK, A. N. TITOV: Laser operation an Raman self-frequency conversion in Yb:KYW microchip laser. *Applied Physics B* , Band 75, 2002, S. 795-797
- [91] A. A. KAMINSKI, H. NISHIOKA, Y. KUBOTA, K. UEDA, H. TAKUMA, S. N. BAGAEV, A. A. PAVLYUK: New Optical Phenomena in Laser Insulating Crystal Hosts with Third-Order Nonlinear Susceptibilities. *Physica status. solidi A* 148, Nr.2, 1995, S.619-628

A Anhang

A.1 Axiale Temperaturverteilung in der Scheibe

Die axiale Temperaturverteilung in der Scheibe der Dicke d kann anhand einer eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung abgeschätzt werden, wenn das Verhältnis von Pumpfleckradius R_p zu Scheibendicke die Bedingung $R_p/d > 6$ erfüllt [80]. Die Temperatur in der Scheibe hängt nur von einer Ortskoordinate ab, die mit z bezeichnet wird und einem parabolischen Verlauf [81] folgt:

$$T(z) = c_0 + c_2 z - \frac{W_0 z^2}{2\lambda_{th}}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei sind c_0 und c_2 Konstanten, die den Randbedingungen anzupassen sind, W_0 ist die auf das Volumen bezogene, im Material erzeugte Wärmeleistung und λ_{th} die Wärmeleitfähigkeit der Scheibe.

Für den betrachteten Fall wird der Koordinatenursprung an der Rückseite der Scheibe gewählt. Die maximale Temperatur T_{\max} wird an der Vorderseite der Scheibe bei $z = d$ erreicht. Unter der Annahme, dass der Wärmefluss durch die Vorderseite der Scheibe vernachlässigt werden kann, ergibt sich:

$$c_2 = \frac{W_0}{\lambda_{th}} d. \quad (\text{A.2})$$

c_0 ist die Temperatur an der Rückseite der Scheibe und damit die minimale Temperatur in der Scheibe T_{\min} und kann aus

$$c_0 = T(z=0) = T_{\min} = T_K + R_{th} W_0 d \quad (\text{A.3})$$

berechnet werden, wobei T_K die Temperatur im Kühlmittel ist, R_{th} der Wärmewiderstand zwischen Kühlmittel und Scheibenrückseite und $W_0 d$ der Wärmefluss aus dem Kristall ist. Der Wärmewiderstand R_{th} setzt sich zusammen aus dem Wärmewiderstand der HR-Schicht der Scheibe $R_{th,HR}$, des Lötmaterials $R_{th,Lot}$ und des Kupferkühlkörpers $R_{th,Cu}$. Für die Temperaturverteilung ergibt sich damit folgende Gleichung

$$T(z) = T_K + R_{th} W_0 d + d \frac{W_0}{\lambda_{th}} z - \frac{W_0 z^2}{2\lambda_{th}} \quad (\text{A.4})$$

Die maximale Temperatur T_{\max} an der Vorderseite einer 10 % dotierten, 100 μm dicken Yb:KYW-Scheibe wurde mit einem Pyrometer im Fluoreszenzbetrieb vermessen [82]. Extrapoliert auf eine Pumpleistungsdichte von 6,3 kW/cm^2 ergibt sich

eine Temperatur von 55°C. Messungen der Firma Trumpf Lasertechnik & Co KG bestätigen diese niedrige Temperatur [83]. Die Temperatur des Kühlwassers T_K an der Rückseite des Kupferkühlkörpers beträgt 15 °C. Typische Werte für den Wärmewiderstand der HR-Schicht der Scheibe $R_{th,HR}$ liegen zwischen 5 und 10 Kmm²/W, für den Wärmewiderstand des Lötmaterials bei $R_{th,Lot} \approx 1$ Kmm²/W und des 1 mm dicken Kupferkühlkörpers bei $R_{th,Cu} \approx 2,5$ Kmm²/W [75]. Mit einem Wärmewiderstand R_{th} von 10 Kmm²/W, der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th} = 3$ W/Km und obigen Temperaturwerten ergibt sich an der Scheibenrückseite eine Temperatur von 30°C. Die mittlere Temperatur T_m der Scheibe berechnet aus

$$T_m = T_{min} + 2/3(T_{max} - T_{min}), \quad (A.5)$$

ergibt für den betrachteten Fall etwa 47 °C.

A.2 Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt

Zwischen dem effektiven Emissionswirkungsquerschnitt σ_{em} und dem effektiven Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} besteht der Zusammenhang [84]

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \frac{Z_u}{Z_o} e^{(Q_{2L} - h\nu)/k_B T}, \quad (A.6)$$

wobei $Z_{u/o}$ die Zustandssumme des unteren/oberen Multipletts, Q_{2L} der Energieabstand der untersten Stark-Niveaus der beiden Multipletts (zero phonon line), und $h\nu$ die Energie des Photons der Wellenlänge λ , k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur des Kristalls ist.

Die Zustandssumme erhält man aus

$$Z = \sum_{k=1}^n g_k e^{(Q_k / k_B T)}. \quad (A.7)$$

Dabei ist g_k der Entartungsgrad der Stark-Niveaus (für Yb:KYW $g_k = 2$). Die Energien Q_k werden ausgehend vom untersten Starkniveau des jeweiligen Multipletts bestimmt. Die Reziprokitätsmethode (Gleichung A.6) ist hilfreich, um das Emissionsspektrum anhand eines gemessenen Absorptionsspektrums zu bestimmen. Die Methode liefert jedoch nur für den kurzwelligen Bereich sinnvolle Werte. Für längere Wellenlängen, bei denen die unteren Niveaus dieser Übergänge nur schwach bevölkert sind, ist die Absorption sehr schwach und der Messfehler dementsprechend groß.

Eine weitere Möglichkeit den Emissionswirkungsquerschnitt zu bestimmen ist die Messung des Fluoreszenzspektrums $I(\lambda)$. Aus diesem erhält man den effektiven Emissionswirkungsquerschnitt durch die Füchtbauer-Ladenburg-Gleichung

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\lambda^5 I(\lambda)}{8\pi n_0^2 c \tau_{rad} \int I(\lambda) \lambda d\lambda} \quad (\text{A.8})$$

wobei τ_{rad} die Fluoreszenzlebensdauer und n_0 der Brechungsindex des Materials ist. Man kann die Kalibrierung der Fluoreszenzmessung auch über

$$\sigma_{em}(\lambda) = C \lambda^5 I(\lambda) \quad (\text{A.9})$$

vornehmen. Dabei ist C ein Parameter, den man aus der Reziprokitätsmethode gewinnt. Zur Bestimmung des Parameters C orientiert man sich am kurzwelligen Bereich des nach der Reziprokitätsmethode aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt bestimmten Emissionswirkungsquerschnitts. Die Messung des Fluoreszenzspektrums kann durch Reabsorption und anschließende Reemission bei einer anderen Wellenlänge verfälscht werden. Durch Verwenden von sehr dünnen Proben und Blenden im Messstand kann dem entgegengewirkt werden.

Die Literaturwerte für die Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte [14] basieren auf Messungen bei Raumtemperatur. Die Wirkungsquerschnitte von Yb:KYW sind jedoch stark temperaturabhängig. Daher werden zur Bestimmung der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte für die Simulation Messungen vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg herangezogen [85]. Die Absorptionsspektren und die Fluoreszenzspektren wurden für einen 320 μm dicken Yb:KYW (10 at. %) bei verschiedenen Temperaturen (30°C, 80°C, 120°C, ...) für Polarisation parallel zu den verschiedenen kristallo-optischen Achsen vermessen. Zwischen den Wirkungsquerschnitten wird linear genähert und die Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte anhand der axial eindimensionalen Temperaturverteilung (siehe Gleichung A.4) im Kristall ermittelt. Diese Näherung ist für kleine Temperaturunterschiede in der Scheibe, wie sie hier vorliegen gültig.

Bei der Bestimmung des effektiven Emissionswirkungsquerschnitts ist zudem folgendes zu beachten: Zum einen führt die Anregung bei 925 nm in der Messung der Fluoreszenzspektren zu einem erhöhten Peak im Fluoreszenzspektrum. Zum anderen ist die Reabsorption bei 981 nm deutlich höher als in anderen Spektralbereichen, so dass der Peak bei 981 nm im Fluoreszenzspektrum schwächer erscheint. Daher wurde der Emissionswirkungsquerschnitt für den Spektralbereich bis 1001 nm nach der Reziprokitätsmethode (Gleichung A.6) aus dem Absorptionswirkungsquerschnitt bestimmt. Für höhere Wellenlängen wurde der Emissionswirkungsquerschnitt aus dem Fluoreszenzspektrum nach Gleichung A.9 berechnet. Der Parameter C wurde dazu bei einer Wellenlänge von 1001 nm bestimmt. Die effektiven Wirkungsquerschnitte für Emission und Absorption für Polarisation parallel zur optischen N_m -Achse des Kristalls, von der angenommen wird, dass diese Polarisation im Experiment anschwingt, sind in Abbildung A.1 für eine mittlere Kristalltemperatur von 47 °C dargestellt.

Für Yb:KYW als Drei-Niveau-System hängt das Verstärkungsspektrum aufgrund der Reabsorption (nicht verschwindender Absorptionskoeffizient bei der Laserwellenlänge, wodurch Laserphotonen im laseraktiven Medium absorbiert werden können) von der Inversion ab. Abbildung A.2 zeigt das resultierende Verstärkungsprofil für verschiedene relative Besetzungszahlen des oberen Multipletts bei einer mittleren Kristalltemperatur von 47°C für einen Kristall der senkrecht zur b-Achse geschnitten ist. Die Polarisation des emittierten Lichts ist parallel der N_m -Achse des Kristalls.

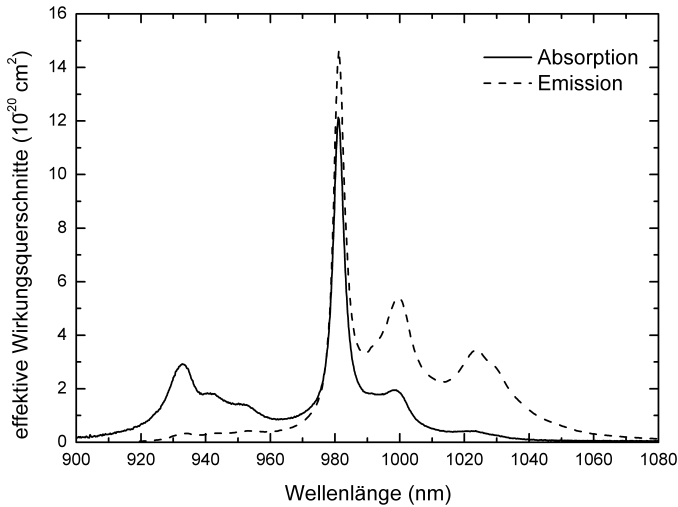


Abbildung A.1: Effektive Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte von Yb:KYW (10 at. %) bei einer mittleren Temperatur von 47 °C für Polarisation parallel zur N_m -Achse des Kristalls.

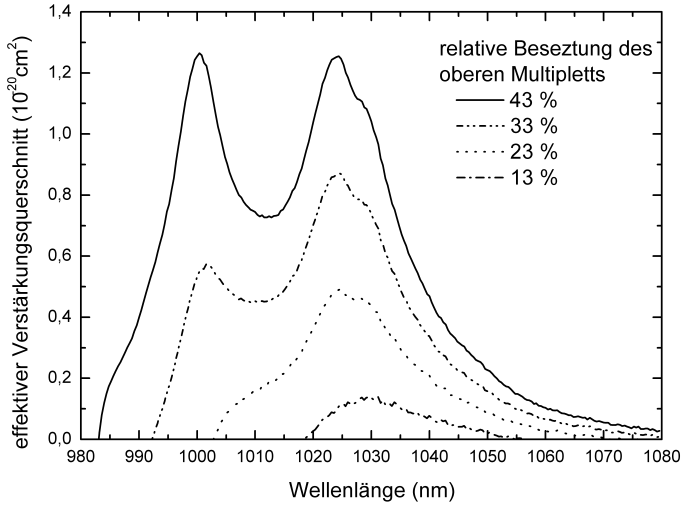


Abbildung A.2: Effektiver Verstärkungswirkungsquerschnitt von Yb:KYW (10 at. %) bei 47 °C für Polarisation parallel zur N_m -Achse des Kristalls für verschiedene relativen Besetzungen des oberen Multipletts.

A.3 Spektrale Frequenzverteilung eines Laserpulses

Lichtpulse mit einem Leistungsdichteprofil $E(t)$ bestehen aus einer Mischung verschiedener Frequenzkomponenten. Die spektrale Frequenzverteilung $\tilde{E}(\nu, \nu_0)$ kann aus dem zeitlichen Leistungsdichteprofil über eine Fouriertransformation berechnet werden:

$$\tilde{E}(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{\pm i 2\pi \nu t} dt \quad (\text{A.10})$$

für die Rücktransformation gilt:

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\nu, \nu_0) e^{\pm i 2\pi \nu t} d\nu \quad (\text{A.11})$$

Aus der Messung des spektralen Leistungsdichteprofiles lässt sich keine Information über die Phase $\Phi(\nu)$ gewinnen. Eine Rücktransformation in den Zeitbereich kann also nur den zeitlichen Verlauf $E(t)$ unter der Annahme einer konstanten Phase im Frequenzbereich liefern, d.h. sie gilt nur für Bandbreite-begrenzte Pulse.

A.4 Stimulierte Raman-Streuung

Beim Raman-Effekt handelt es sich um unelastische Streuung von Licht an Materie. Die Frequenz der Streustrahlung ν' wird um die durch das Planksche Wirkungsquantum dividierte Energie eines Rotations-, Rotations-Schwingungs- oder Schwingungsübergangs ν_M gegenüber der Frequenz der einfallenden Strahlung ν verschoben. Im Spektrum des Streulichts finden sich im allgemeinen mehrere frequenzverschobene Linien neben einer starken unverschoben Linie (Rayleigh-Streuung). Die niederfrequenten Komponenten nennt man Stokes-Linien, die zu höheren Frequenzen verschobenen Anti-Stokes-Linien. Die Stokes-Linien sind typischerweise um Größenordnungen intensiver als die Anti-Stokes-Linien.

Im quantenmechanischen Bild kann der Raman-Effekt als gleichzeitig erfolgende Absorption eines Photons der Energie $h\nu$ und Emission eines Photons der Energie $h\nu'$ beschrieben werden (siehe Abbildung A.3). Die Stokes-Linien entstehen durch Anregung des Grundniveaus des Moleküls. Das Molekül wird angeregt und die Energie des emittierten Photons ist kleiner als die des eingestrahlt Photons. Anti-Stokes-Linien entstehen durch Streuung an einem bereits angeregten Molekül, dessen Energie an das eingestrahlte Photon abgegeben wird.

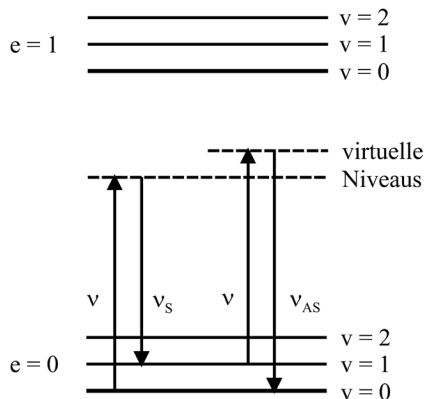


Abbildung A.3: Schematische Darstellung der Raman-Streuung. Quantenmechanische Übergänge beim Raman-Effekt: $e=0$ elektronischer Grundzustand, $e=1$ erster elektronisch angeregter Zustand des Moleküls, ν Schwingungszustände, ν eingestrahlte, ν_S Stokes- und ν_{AS} Anti-Stokes-Frequenz.

Wird Licht aus einer konventionellen Lichtquelle eingestrahlt, erfolgt die Raman-Streuung als ein spontaner Prozess. Dabei wird ein kleiner Anteil der Strahlung (typischerweise 10^{-6}) frequenzverschoben. Die Streustrahlung ist inkohärent. Unter intensiver Lichteinstrahlung eines Lasers ist die Streustrahlung stark genug, um auf den Streuprozess zurückzuwirken und ihn somit wesentlich effektiver zu machen. Dies wird als stimulierte Raman-Streuung (SRS) bezeichnet. Ein großer Prozentsatz der Laserstrahlung (10 % und mehr) wird in Stokes-Strahlung umgewandelt [86]. Diese ist dann kohärent.

Bei der SRS müssen zwei Fälle, abhängig von der Pumpimpulslänge τ_p und der Schwingungsrelaxationszeit des Raman-aktiven Mediums T_2 unterschieden werden. Im quasistationären Zustand ($\tau_p \gg T_2$) wächst die Leistungsdichte der Stokes-Strahlung E_s der ersten Stokes-Linie exponentiell mit der Länge des Raman-aktiven Mediums l , der Pumpleistungsdichte E_p und dem quasistationären Raman-Verstärkungskoeffizient g_{ss} an [87]:

$$E_s(l) = E_s(0) \exp(g_{ss} E_p l) \quad (\text{A.12})$$

Dabei ist $E_s(0)$ die Leistungsdichte der spontanen Stokes-Emission. Der SRS-Effekt wird beobachtet wenn die Laserleistungsdichte eine gewisse Schwelle überschreitet. Um die SRS-Schwelle zu erreichen ist im Exponenten ein Wert von $g_{ss} E_p l \approx 25$ erforderlich [88]. Der quasistationären Raman-Verstärkungskoeffizient

g_{ss} ist linear proportional zum Raman-Streuquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und umgekehrt proportional zur Raman-Linienbreite $\Delta\omega_R$. Das Produkt $\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot (\Delta\omega_R)^{-1}$ kann aus dem Maximum im spontanen Raman-Streuspektrum bestimmt werden [89] und wird als Σ_{Peak} bezeichnet.

Für den Fall, dass die Pumpimpulsdauer kleiner als die Schwingungsrelaxationszeit ist ($\tau_p < T_2$), und die spektrale Breite des Pumpasers $\Delta\omega_p$ breiter ist als die Raman-Linienbreite $\Delta\omega_R$ spricht man von impulsiver Raman-Streuung (im Englischen: transient). Dann wird die Pumpleistungsdichte, die zum Erreichen der Schwelle benötigt wird um einen Faktor F erhöht, der vom Verhältnis τ_p / T_2 abhängt. In diesem Fall ist die Verstärkung proportional zum integralen Wert der Raman-Linienleistungsdichte im spontanen Raman-Streuspektrum, der Σ_{int} genannt wird.

Doppelwolframate zählen aufgrund ihrer großen nicht-linearen Suszeptibilitätstensoren $\chi^{(3)}$ zu den besonders Raman-aktiven Medien [90, 91]. Dennoch spielt der Raman-Effekt für den hier vorgestellten regenerativen Verstärker keine Rolle, wie im folgenden näher erläutert wird.

Messungen an $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ bei einer Pumpwellenlänge von 1064 nm und Pumppulsen von 28 ps Pulslänge ergeben eine Raman-Verstärkung von 4,7 cm/GW [88]. Die Schwingungsrelaxationszeit T_2 für $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ liegt bei 1,5 ps [88]. Für den quasistationären Fall ergibt sich eine Raman-Verstärkung von $g_{ss}=5,1$ cm/GW [88].

Um den Wert von $g_{ss}E_p l$ für den hier vorgestellten regenerativen Verstärker abzuschätzen, wird für $g_{ss}=5,1$ cm/GW, für l die doppelte $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ -Kristalllänge von 200 μm , und zur Berechnung von E_p ein Strahldurchmesser von 1,1 mm und verschiedene Pulsenergien und Pulslängen aus den Experimenten eingesetzt. Es ergeben sich Werte von $g_{ss}E_p l < 21$. Das heißt die Pumpulsleistungsdichte liegt unterhalb der quasistationären Schwelle. Zudem ist die Pumppulsdauer in der Größenordnung der Schwingungsrelaxationszeit T_2 , womit zudem von einer erhöhten Schwelle ausgegangen werden muss. Ebenso ist zu beachten, dass die Pulsenergie über ein breites Spektrum verteilt ist und so der berechnete Wert eine obere Grenze darstellt.

BBO, als weiteres nichtlineares Medium im regenerativen Verstärker, weist im Vergleich zu den Wolframaten deutlich kleinere Werte von Σ_{Peak} und Σ_{Int} auf [89] (siehe Tabelle A.1). Die Schwingungsrelaxationszeit T_2 kann aus $T_2 = (\pi c \Delta\omega_R)^{-1}$ abgeschätzt werden. Es ergibt sich $T_2 = 2.4$ ps. Somit ist auch für BBO $\tau_p < T_2$ und damit die Schwelle im Vergleich zur quasistationären Schwelle erhöht. Die Weglänge im BBO ist zwar mit $l = 20$ mm 100 mal größer als im Laserkristall, aber da der Strahldurchmesser mit ca. 2 mm in der Pockelszelle größer ist als in der Scheibe (d.h. E_p etwa viermal kleiner) und Σ_{Int} etwa 50 mal kleiner ist, kann davon ausgegangen werden kann, dass auch hier die Schwelle für SRS nicht erreicht wird.

Material	Raman Frequenz (cm ⁻¹)	$\Delta\omega_R$ (cm ⁻¹)	Σ_{Int} (w.E)	Σ_{Peak} (w.E.)	Ausbreitungs- richtung im Medium	Polarisations- richtung
KY(WO ₄) ₂	905,6	7	50	24	$\perp C_2$	$\perp C_2$
KY(WO ₄) ₂	905,6	7	45	22	$\perp C_2$	$\parallel C_2$
KY(WO ₄) ₂	767,4	8,4	20	9	$\perp C_2$	$\perp C_2$
KY(WO ₄) ₂	767,4	8,4	64	24	$\perp C_2$	$\parallel C_2$
KYb(WO ₄) ₂	908	7,4	48	24	$\perp C_2$	$\perp C_2$
KYb(WO ₄) ₂	908	7,4	48	24	$\perp C_2$	$\parallel C_2$
KYb(WO ₄) ₂	757	15	25	13,8	$\perp C_2$	$\perp C_2$
KYb(WO ₄) ₂	757	15	70	25	$\perp C_2$	$\parallel C_2$
Ba ₃ (B ₃ O ₆) ₂	636	4,5	1	0,6	$\parallel C_3$	$\perp C_3$

Tabelle A.1: Spontane Raman-Streuungsparameter einiger Materialien [89]. Σ_{Int} und Σ_{Peak} normiert auf Diamant ($\Sigma_{Peak}(\text{Diamant}) = 100$ und $\Sigma_{Int}(\text{Diamant}) = 100$)).

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei ...

... Herrn Prof. Dr. H. Hügel für die freundliche Aufnahme am IFSW.

... Herrn Prof. Dr. T. Graf für die schnelle Übernahme des Hauptberichts.

... Herrn Prof. Dr. W. Lüthy für die Übernahme des Mitberichts.

... Herrn PD Dr. A. Giesen für die wissenschaftliche Betreuung und die interessanten Projekte, die ich in seiner Arbeitsgruppe bearbeiten konnte.

... Herrn Dr. R. Paschotta für die Überlassung des Programms ProPulse.

... allen Industriepartnern für die kooperative und angenehme Zusammenarbeit.

... meinen Kolleginnen und Kollegen am Institut. Besonders bedanke ich mich bei Daniel Müller und Andreas Letsch für eine sehr schöne Zeit in unserem grünen Büro, sowie bei Frank Butze, Steffen Erhard, Mikhail Larionov, Jochen Speiser und Christian Stolzenburg für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima.

... Jürgen Häußermann und Roland Greschner für erstklassige Elektronik- und Mechanikarbeiten.

... Sibylle Fischer für die Rechtschreibkorrektur.

... meiner Mutter für ihre außergewöhnliche Unterstützung.

... dem Rest der Familie und meinen Freunden.

... Samuel, Tabea und Benjamin für ihre Geduld.

... Simon, der immer für mich da ist.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorriz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißseignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungs-laserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schicht-charakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Dreh-zentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahl-formungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanal-gekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetall-schichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Mo-lybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grund-mode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laser-abtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus faser-gekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laser-strahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermik-robohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karoseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtrags von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzl, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen Bestimmung des Reflexionsgrades optischer Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und Kleben mit Hochleistungsdiodelnlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

Optische und gerätetechnische Entwicklungen zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Systemkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Aluminiumguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

Effiziente Lösung des inversen Problems beim Laserstrahlschweißen durch Simulation und Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminiumgusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahltaiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variab-lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Naht-eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiter-scheibenlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminium-legierungen mit Laserstrahlung: Prozessver-ständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breitting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

