

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND
ASTRONOMIE

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von

Georg Gademann
aus Heidelberg

Juli 2007

Komprimierung ultrakurzer Lichtimpulse mit Hilfe der Filamentation und eines adaptiven Impulskompressors

Diese Diplomarbeit wurde von Georg Gademann ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg unter der Betreuung von

Herrn Dr. Konstantinos Simeonidis

sowie von

Herrn Prof. Dr. Joachim Ullrich

ZUSAMMENFASSUNG

Die Filamentation ist ein vielversprechender Ansatz, Lichtimpulse mit wenigen optischen Zyklen bei hohen Laserintensitäten zu erzeugen und geeignet, bestehende Verfahren, wie die Verwendung einer Glaskapillare abzulösen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Realisierung einer neuartigen optischen Anordnung für die Filamentation und eines anschließenden adaptiven Impulskompressors beschrieben. Die Eingangsimpulse mit einer Anfangsdauer von ca. 25 fs und einer Einzelimpulsenergie von ca. 1 mJ liefert ein kommerzielles Lasersystem.

Eine intensive Untersuchung des Filamentationsprozesses und Messungen zum Einfluss einer Vielzahl von Parametern wurden vorgenommen. Optimale Parameter bezüglich der Fokussierung und des Betriebsmodus für eine maximale spektrale Verbreiterung wurden ermittelt. Eine starke Abhängigkeit der Filamentation vom Intensitätsprofil des Laserbündels verminderte die optimale spektrale Verbreiterung der Lichtimpulse. Nichts desto weniger unterstützten die erzeugten spektralen Bandbreiten Lichtimpulse von 10.4 fs.

Insbesondere ist die Entdeckung einer bisher nicht beschriebenen Abhängigkeit der Filamentation von der Repetitionsrate hervorzuheben. Einige Ansätze für eine Erklärung dieses Phänomens werden angesprochen. Ein solcher Effekt könnte ohne Gegenmaßnahme die Verwendung der Filamentation auf niedrige Impulsrepetitionsraten beschränken.

Zudem werden eine Vielzahl von Vorschlägen für die Justage, Kalibrierung und Weiterentwicklung der adaptiven Kompressoreinheit erarbeitet.

ABSTRACT

Filamentation is a promising method for achieving few-cycle ultrashort laser pulses. It has the potential to overtake gas filled hollow fibers as the standard technique for compressing intense laser pulses.

This diploma thesis describes the development and construction of a novel setup for filamentation and a tool for adaptive pulse compression. The initial pulses with a duration of 25 fs and a single pulse energy of about 1 mJ, are produced by a commercially available laser system.

A detailed study of the parameter dependence of the filamentation process was conducted. In the course of this study the optimum parameters both, for focal length and operating mode were determined. A strong dependence on the beam profile was observed to finally limit the broadening of the pulses' spectral bandwidth. The spectra obtained supported pulses with a duration of 10.4 fs, but methods for improvement are suggested.

Of particular interest is a discovery that was made concerning a dependence of filamentation on the repetition rate of the laser system. Such a dependence has till now not been published and could pose a limitation to the use of filamentation in combination with high repetition rates. Several potential explanations are provided.

Furthermore, a procedure for aligning, calibrating and future development of the adaptive pulse compressor is included within this thesis.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse	5
1.1.1 Das Laserprinzip	5
1.1.2 Die Güteschaltung	7
1.1.3 Die Modenkopplung	8
1.2 Dispersion und ihre Auswirkung auf ultrakurze Lichtimpulse	12
1.2.1 Propagation von Lichtwellen in Materie	12
1.2.2 Einfluss der Dispersion auf die Impulsform	14
1.3 Möglichkeiten der Dispersionskontrolle	18
1.3.1 Der Gitterkompressor	18
1.3.2 Der Prismenkompressor	20
1.3.3 Dispersive Spiegel	21
1.3.4 Adaptive Anordnungen zur Dispersionskontrolle . . .	22
1.4 Verbreiterung der spektralen Bandbreite mittels sogenannter Fiamentation	24
1.4.1 Drei einfache Modelle zur Filamentation	25
1.4.2 Eigenschaften der Filamentation	27
1.5 Charakterisierung ultrakurzer Lichtimpulse	33
1.5.1 Autokorrelation	33
1.5.2 FROG	34
1.5.3 ZAP-SPIDER	35
2 Der experimentelle Aufbau	37
2.1 Das Lasersystem	37
2.2 Die Filamentationseinheit	43
2.2.1 Optimierung von Bündelprofil und Astigmatismen . .	44
2.2.2 Anpassung des Bündeldurchmessers zur Erzeugung eines Filamentes	47
2.3 Der Impulskompressor	48
2.3.1 Die dispersiven Spiegel	49
2.3.2 Adaptiver Impulskompressor	50

2.4	Aufbau einer unabhängigen Stromversorgung	57
3	Experimentelle Ergebnisse	61
3.1	Experimentelle Ergebnisse der Filamentation	61
3.1.1	Einfluss der Fokussierung	61
3.1.2	Einfluss des Bündelprofils	62
3.1.3	Druckabhängigkeit der Selbstfokussierung	64
3.1.4	Einfluss der Repetitionsrate der Lichtimpulse	65
3.1.5	Hinweise zum Weisslichteffekt	70
3.1.6	Besprechung der Ergebnisse	70
3.2	Geplante Experimente zum Kompressoraufbau	72
3.2.1	Justage des adaptiven Kompressors	72
3.2.2	Realisierung einer Closed-Loop Kontrolle	73
4	Fazit und Ausblick	75

Einleitung

Die Erfindung des Lasers markierte einen wissenschaftlichen Durchbruch, der bis heute einen nahezu revolutionären Einfluss auf unser tägliches Leben hat. Das Akronym „LASER“ steht dabei für „**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation“¹.

Die ersten Anstöße zur Entwicklung des Lasers lieferte bereits 1917 Albert Einstein, als er seine theoretische Abhandlung „Zur Quantenmechanik der Strahlung, spontane und stimulierte Emission“ zu diesem Thema verfasste. Der experimentelle Nachweis der stimulierten Emission wurde aber erst elf Jahre später von R. Ladenburg erbracht [1]. Bis zur ersten Realisierung eines Apparates, der kohärente Mikrowellenstrahlung unter Ausnutzung der stimulierten Emission erzeugte, vergingen weitere 26 Jahre. Es handelte sich hierbei um den ersten MASER von Ch. Townes im Jahr 1954 [2].

Angeregt durch Schawlow und Townes begann bald die gezielte Suche nach einem Aufbau, der kohärente Strahlung auch im infraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums erzeugen sollte. Die Forscher versprachen sich dadurch ein noch mächtigeres Werkzeug für die spektroskopische Untersuchung von Molekülen.

Im August des Jahres 1960 veröffentlichte R. J. Collins et al. eine Arbeit über die Inbetriebnahme des ersten funktionsfähigen Lasers mit einem Rubin-Kristall als aktivem Medium [3]. Bis heute gibt es unter Laserphysikern eine leidenschaftlich geführte Debatte, ob nicht schon T. H. Maiman die erste Realisierung eines Lasers gelang. Aus einem von ihm veröffentlichtem Aufsatz vom Januar 1961 [4] geht jedoch, nach heutiger Definition eines Lasers, zweifelsfrei das Gegenteil hervor.

Seitdem hat die Entwicklung des Lasers rasante Fortschritte gemacht. Innerhalb weniger Jahre wurden Gaslaser, Farbzentrenlaser, Halbleiterlaser und Farbstofflaser, die erstmals eine Durchstimmung der emittierten Wellenlänge zuließen, in vielen Variationen entwickelt.

Was ursprünglich als ein rein wissenschaftliches Werkzeug begann, legte den Grundstein für einen heute gewaltigen Industriezweig. Die Resultate dieser Entwicklung sind aus unserem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Vom Laserpointer, CD-Spieler, der Supermarktkasse bis hin zur

¹engl. Lichtverstärkung durch die stimulierte Emission elektromagnetischer Strahlung.

Datenübertragung in Glasfaserkabeln ist der Laser im heutigen Alltag verankert.

Laserlicht kann nicht nur kontinuierlich, sondern auch gepulst emittiert werden. So sind mittlerweile Impulsdauern auf einer Zeitskala von Femtosekunden ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) realisierbar. Um ein Gefühl für diese unglaublich kurzen Zeitspannen zu bekommen, lohnt sich ein Vergleich: 100 fs entsprechen einer Zeit, in der das Licht eine Strecke zurücklegt, die kleiner ist als der Durchmesser eines menschlichen Haares! Heutzutage sind kommerzielle Lasersysteme erhältlich, die bereits Impulsdauern von bis zu 10 fs realisieren. In der Forschung verwendet und entwickelt man nun Methoden, mit welchen eine noch weitergehende Komprimierung möglich ist. Diese extrem kurzen Impulsdauern ermöglichen eine Vielzahl neuartiger Experimente zur zeitaufgelösten Untersuchung sehr schnell ablaufender Prozesse.

Ein solches experimentelles Verfahren ist die sogenannte Pump-Probe-Technik. Hiermit ist zum Beispiel die Untersuchung der Dynamik von Molekülen möglich. Mit Hilfe eines ersten Lichtimpulses (Pump) wird dabei eine Dynamik im Molekül, z.B. eine Schwingung angeregt, die im Anschluss mit einem Abtastimpuls (Probe) analysiert wird. Variiert man nun die Verzögerung dieser beiden Impulse gegeneinander, so kann man durch Aneinanderreihen der entstehenden Momentaufnahmen, ähnlich einem Film, die Bewegung des Systems rekonstruieren. Diese Methode eignet sich für die Beobachtung einer Vielzahl von zeitabhängigen Prozessen in unterschiedlichsten Systemen, wie in einzelnen Atomen, Molekülen [5, 6], sogenannten Clustern oder ganzen Biomolekülen.

Die Zeitauflösung dieser Messungen hängt dabei von der zeitlichen Ausdehnung der verwendeten Lichtimpulse ab. Um also eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung zu erzielen, werden immer kürzere Lichtimpulse benötigt. Die kürzesten möglichen Impulsdauern mit infrarotem Licht sind durch ihre Wellenlänge auf eine theoretische Grenze von ca. 3 fs beschränkt². In bisher beschriebenen experimentellen Anordnungen wurden kürzeste Impulsdauern von bis zu 5 fs nachgewiesen. Noch kürzere Impulse sind nur mit kürzeren Wellenlängen realisierbar.

Dieser Ansatz wird in einem Projekt verfolgt, in dessen Rahmen diese Diplomarbeit stattgefunden hat. Durch Fokussierung intensiver Lichtimpulse in einem Gas können Impulse mit Wellenlängen im extrem ultravioletten und weichen Röntgenbereich des elektromagnetischen Spektrums generiert werden. Dabei wird mit jedem Zyklus des elektrischen Feldes bei Überschreitung der entsprechenden Feldstärke ein Attosekundenlichtimpuls ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) erzeugt. Voraussetzung für eine Realisierung einzelner Attosekundenimpulse sind demnach Fundamentalimpulse, die nur wenige Zyklen aufweisen, wobei die benötigte Schwellenfeldstärke möglichst nur bei einem Zyklus erreicht wird. Diese Bedingung wird nur durch die kürzesten bisher

²bei 800nm ist die Grenze 2,65fs.

realisierbaren Laserimpulse erfüllt. Mit Attosekundenimpulsen lassen sich elektrodynamische Prozesse in Atomen und Molekülen nicht nur auf der Ebene der Kernbewegung [7] sondern in Zukunft sogar die Elektronenbewegung selbst untersuchen, welche ja die langsame Kernbewegung steuert. Diese findet dementsprechend auf einer erheblich kleineren Zeitskala als bisher untersuchte physikalische Abläufe statt.

Ziel dieser Diplomarbeit war es, intensive Laserimpulse bereitzustellen, die von ihrer Dauer für die Erzeugung einzelner Attosekundenimpulse ausreichen. Dafür stand ein kommerzielles Lasersystem zur Verfügung, das Lichtimpulse mit einer Dauer von 25 fs bei einer Repetitionsrate von bis zu 10 kHz liefert. Die heutzutage gebräuchliche Methode, diese Impulse auf die benötigte zeitliche Ausdehnung zu komprimieren, besteht in der Verwendung einer gasgefüllten Glaskapillare. In dieser wirken Effekte, die das Frequenzspektrum eines Impulses stark verbreitern. Eine große spektrale Bandbreite ist Voraussetzung für die Erzeugung der benötigten kurzen Impulsdauern.

Allerdings sind mit dieser Methode einige gravierende Nachteile, wie eine stark eingeschränkte Skalierbarkeit zu großen Einzelimpulsenergien, verbunden, die durch die Wahl eines neuen Ansatzes zur Verbreiterung des Spektrums umgangen werden können. Es handelt sich dabei um die sogenannte „Filamentation“. Diese Methode wurde erstmals 2004 von J. Biegert et al. beschrieben [8]. Sie basiert auf der Selbstleitung intensiver Lichtimpulse in einem gasförmigen Medium, was eine Kapillare zur Leitung des Lichtes und die damit verbundenen Nachteile überflüssig macht. Ein solcher Aufbau wurde in der vorliegenden Arbeit entworfen, realisiert und um einige entscheidende Details verbessert, die den experimentellen und materiellen Aufwand erheblich vermindern.

Außerdem wurde eine Methode entwickelt und baulich umgesetzt, die eine zeitliche Komprimierung und Formung der Lichtimpulse ermöglicht. Dies wird immer dann nötig, wenn ultrakurze Lichtimpulse dispersive Medien durchlaufen und dadurch eine Änderung der Form, vor allem aber eine erhebliche Verlängerung der Impulsdauer resultiert.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 1 werden die Grundlagen für die Erzeugung, Kontrolle und Messung von ultrakurzen Lichtimpulsen diskutiert. Außerdem werden die der Filamentation zugrunde liegenden Effekte erläutert. In Kapitel 2 wird das kommerzielle Lasersystem, sowie die experimentellen Anordnungen für die Filamentation und den Impulskompressor beschrieben. In diesem Kapitel finden sich außerdem Hinweise für die Optimierung des Bündelprofils des Lasersystems. Im dritten Kapitel werden die Ergebnisse der Filamentation besprochen. Dabei wurde eine bisher nicht in der Literatur beschriebene Abhängigkeit der Filamentation von der Repetitionsrate des Lasersystems entdeckt, zu der einige Erklärungsansätze gegeben werden. Im Anschluss wird die Vorgehensweise für eine Kalibrierung des adaptiven Impulskompressors aufgezeigt gefolgt von ei-

nigen Vorschlägen zu dessen Weiterentwicklung. Im abschließenden Kapitel 4 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

Kapitel 1

Grundlagen

Eine ständige Herausforderung moderner Lasertechnologie besteht unter anderem darin, Laserimpulse mit immer kürzeren Impulsdauern und hoher Einzelimpulsenergie bei gleichzeitig hoher Repetitionsrate zu erzeugen. Dies ist nicht ohne Weiteres zur selben Zeit möglich. Zum Beispiel gehen hohe Impulsenergien im Normalfall auf Kosten der Repetitionsrate. Sollen sehr intensive Lichtimpulse erzeugt werden, so müssen diese extern verstärkt werden, was wiederum nur mit einer bestimmten spektralen Bandbreite möglich ist. Dieses Phänomen ist unter dem Namen „spectral gain narrowing“ bekannt und wurde beispielsweise von Maiman in seinen Arbeiten beschrieben [9]. Wie in den folgenden Kapiteln zu sehen sein wird, beschränkt dieser Effekt die möglichen Impulsdauern, so dass man, um sehr kurze Impulse zu erzielen, die spektrale Breite eines Lichtimpulses nach dem Verstärkungsprozess künstlich wieder vergrößern muss. Die vorliegende Arbeit beschreibt wie dies mit Hilfe der Filamentation in einem Edelgas und einem nachgeschalteten Impulskompressor erreicht wird. Die theoretischen Grundlagen dieses Verfahrens werden im Folgenden aufgezeigt.

1.1 Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse

1.1.1 Das Laserprinzip

Da die Grundlagen des Laserprinzips als weitgehend bekannt vorausgesetzt werden, wird an dieser Stelle der Aufbau eines Lasersystems nur grob skizziert. Die Beschreibung orientiert sich dabei an [10]. Grundsätzlich muss ein Laseroszillator folgende Einheiten besitzen:

- einen optischen Verstärker mit einer Gewinnsättigung
- ein Rückkopplungssystem
- einen Mechanismus zur Frequenzselektion

- ein Auskopplungssystem

Die Verstärkung wird durch stimulierte Emission eines atomaren oder molekularen Systems bewirkt, das sich bezüglich der für die Lasertätigkeit relevanten Zustände in Besetzungsinversion befindet. Es existiert also eine nichtthermische Besetzungsdifferenz zwischen dem sogenannten oberen und unteren Laserniveau. Die Verstärkungsbandbreite wird durch die Linienbreite des angeregten Überganges bestimmt.

Die Rückkopplung wird garantiert, indem das aktive Medium in einen optischen Resonator gebracht wird. In einem Fabry-Perot-Resonator, der aus zwei im Abstand d stehenden Spiegeln besteht, werden ausschließlich Moden unterstützt, deren Phasenverschiebung pro Umlauf ein Vielfaches von 2π beträgt. Wenn man die im aktiven Medium verursachte Phasenverschiebung vernachlässigt, ergibt sich somit:

$$k \cdot 2 \cdot d = \frac{4\pi\nu d}{c} \stackrel{!}{=} q \cdot 2\pi, \quad (1.1)$$

wobei k die Wellenzahl, ν die Frequenz und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dies entspricht Moden mit den Frequenzen

$$\nu_q = q \cdot \Delta\nu_R, \quad q = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.2)$$

wobei $\Delta\nu_R = c/2d$ der Frequenzabstand der einzelnen Resonatormoden ist.

Um den Laser in Oszillation zu versetzen, muss sowohl der Gewinn durch das aktive Medium stärker sein als die Verluste im Oszillator, als auch die Phasenverschiebung pro Umlauf inklusive der Phasenverschiebung durch das Medium ein Vielfaches von 2π betragen. Ersteres ist abhängig von der Besetzungsdifferenz der Laserniveaus, welche wiederum proportional zur Pumprate ist. Die zweite Bedingung sieht mathematisch folgendermaßen aus:

$$\frac{2d}{\lambda} + 2 \cdot \varphi(\nu) \cdot d = 2\pi \cdot q, \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

In diesem Fall stellt $\varphi(\nu)$ die im Medium akkumulierte Phase dar. Bezieht man diesen Anteil in die Berechnung der Resonatormoden ein, sieht man, dass die neuen Frequenzen leicht hin zur Mittelfrequenz ν_0 des Überganges hin verschoben sind. Das erzeugte Laserlicht setzt sich demnach aus allen Frequenzen zusammen, für die erstens die Phasenbedingung zutrifft und die zudem genug Verstärkung aus dem Medium erhalten, um ihre Verluste im Resonator mindestens auszugleichen.

Da der Frequenzabstand der longitudinalen Moden $\Delta\nu_R$ in einem Laserresonator im Allgemeinen sehr viel kleiner ist als die spektrale Bandbreite des Verstärkungsprofils, schwingen im Normalfall viele Moden gleichzeitig an. Will man den Laseroszillator auf eine einzelne Frequenz beschränken, kann man die entsprechende longitudinale Mode über eine Verkürzung der

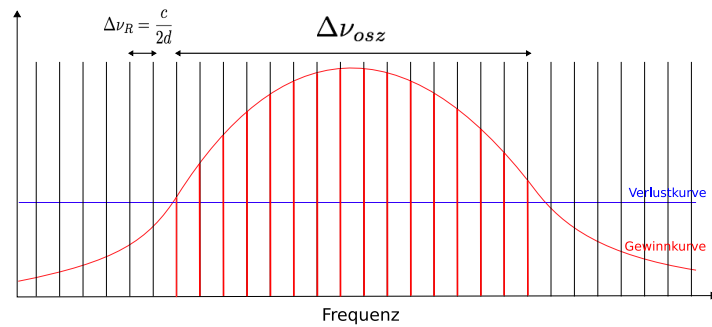


Abbildung 1.1: Verstärkungsprofil (rot) des aktiven Mediums und longitudinale Moden des Laserresonators, von welchen nur jene anschwingen, die innerhalb des Verstärkungsprofils liegen und deren Gewinn höher ist als die resonatorinternen Verluste.

Resonatorlänge oder ein im Resonator integriertes Interferometer auswählen. Genauere Angaben zu möglichen Realisierungen sind in [11] nachzulesen.

Die Einschränkung der spektralen Breite auf eine Frequenz würde einem Dauerstrichlaser¹ entsprechen. Um ultrakurze Laserimpulse zu erzeugen, ist dies natürlich nicht wünschenswert, wie im Abschnitt 1.1.3 noch näher beschrieben wird. Da im hier vorliegenden Kontext nur sehr kurze Lichtimpulse von Interesse sind, werden nachfolgend zwei Möglichkeiten zu deren Erzeugung besprochen.

1.1.2 Die Güteschaltung

Die einfachste Art einen gepulsten Laser zu verwirklichen wäre es, einen Dauerstrichlaser mit einem externen Modulator oder Schalter zu verknüpfen, der nur für kurze Zeit transmittiv ist. Diese Methode hätte jedoch entscheidende Nachteile. Es würde Energie verschwendet werden, da das Licht während der Aus-Phase einfach blockiert würde und die Spitzenleistung eines einzelnen Impulses könnte niemals die Durchschnittsleistung des Dauerstrichbetriebes überschreiten.

Eine wesentlich effizientere Methode ist es, den entsprechenden Modulator in den Resonator selbst zu integrieren und auf diese Weise den Laser ein- und auszuschalten, wobei die Energie während der Phase ohne Laseremission entweder im aktiven Medium oder im Resonator gespeichert wird. Es gibt mehrere Möglichkeiten dies zu verwirklichen. Die einfachste Methode beruht darauf, den Pumpmechanismus ein- und auszuschalten (Gain Switching) und somit die Gewinne nur bei eingeschaltetem Pumpmechanismus die Verluste übersteigen zu lassen.

Die zweite und übliche Methode ist die sogenannte Güteschaltung (Q-Switching). In diesem Fall werden die Verluste im Laserresonator (also die

¹engl. continuous wave (cw).

Güte des Resonators) mittels eines optischen Schalters, z.B. eines Akkusto-Optischen Modulators (AOM) oder einer Pockelszelle, zeitlich variiert, während das aktive Medium kontinuierlich gepumpt wird. In den Zeitspannen hoher Verluste baut sich keine Oszillation auf und die Energie wird in Form einer ansteigenden Besetzungsdifferenz gespeichert, bis sie im Augenblick niedriger Verluste schlagartig abgebaut wird. Die so erzeugten Lichtimpulse liegen auf einer Zeitskala von einigen 10 bis zu einigen 100 Nanosekunden. Typische Beispiele für solche Systeme sind Nd:YAG-Laser, Nd:Glas oder Rubin-Laser.

Als letzte derartige Methode bleibt noch das sogenannte „Cavity-Dumping“ zu nennen. Diese Technik beruht, anders als die Güteschaltung darauf, die Energie nicht in einer Besetzungsdifferenz, sondern als Photonen im Resonator zu speichern. Dies wird verwirklicht, indem während der Phase ohne Laseremission kein Licht den Resonator durch den Auskoppelspiegel verlässt und somit die Verluste im Resonator vernachlässigbar werden. Die optische Leistung im Resonator wächst solange an, bis der Auskoppelspiegel, zum Beispiel durch Drehen aus der Resonatorachse, vollkommen entfernt wird und die gespeicherten Photonen wieder abrupt freigesetzt werden. Diese Art der Impulserzeugung findet häufig Einsatz bei CO₂-Lasern.

Laser, die mit einer dieser Methoden einen gepulsten Betrieb verwirklichen, sind aufgrund der erreichbaren Einzelimpulsenergien beliebt für industrielle Anwendungen wie die Materialbearbeitung. Außerdem werden sie, wie auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit, als Pumplaser für andere gepulste Systeme eingesetzt. Mit der Güteschaltung lassen sich jedoch keine ultrakurzen Lichtimpulse in der Größenordnung von Femtosekunden verwirklichen.

1.1.3 Die Modenkopplung

Der Effekt der Modenkopplung wird genutzt, um ultrakurze Lichtimpulse zu erzeugen. Deshalb wird an dieser Stelle auf deren mathematische Beschreibung genauer eingegangen, zumal ein genaues Verständnis solcher Impulse auch für das weitere Verständnis dieser Diplomarbeit entscheidend ist. Eine genauere Herleitung findet sich in [12]. Im Folgenden wird ω die Kreisfrequenz darstellen, die mit der Frequenz ν über einen Faktor 2π verknüpft ist.

Ausgangsannahme sei ein Resonator mit äquidistanten Resonatormoden (1.2), in dem sich ein aktives Medium befindet, dessen Verstärkungsprofil eine spektrale Breite $\Delta\nu_{vp}$ besitze, die sehr viel größer sei als der Abstand $\Delta\nu_R$ der einzelnen Moden (siehe Abb.1.1).

$$\Delta\nu_R \ll \Delta\nu_{vp} \quad (1.3)$$

Die Phasen der einzelnen Moden in aktiven Medien fluktuieren zeitlich statistisch und unabhängig voneinander. Können jedoch die einzelnen Moden zeitlich gekoppelt werden, so entsteht ein ultrakurzer Lichtimpuls.

Seien $2n + 1$ Moden symmetrisch um die Mittenfrequenz ω_0 des atomaren Überganges verteilt und nimmt man jede einzelne Mode als ebene Welle an, wird dies erkennbar. So ergibt sich bei Summierung über alle Moden:

$$E(t) = \sum_{n=-q}^q E_0 e^{i[(\omega_0 + n \cdot \Delta\omega)t + n \cdot \phi]} \quad (1.4)$$

In diesem speziellen Fall sollen die Phasen ϕ_n und Amplituden E_{0n} der einzelnen Moden einander entsprechen:

$$\begin{aligned} E_{0n} &= E_0 \\ \phi_q - \phi_{q-1} &= \phi \\ \Delta\omega &= 2\pi \cdot \Delta\nu_R = 2\pi \cdot \frac{c}{2d} = \frac{\pi c}{d} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Man kann nun (1.4) zerlegen in eine mit ω_0 schnell oszillierende Trägerwelle und die langsam variierende Einhüllende

$$E(t) = e^{i\omega_0 t} \underbrace{\sum_{n=-q}^q E_0 e^{i[(n \cdot \Delta\omega)t + n \cdot \phi]}}_{\text{Amplitude}} \quad (1.6)$$

Die Summe in (1.6) lässt sich leicht berechnen, da $\exp(i[(n \cdot \Delta\omega)t + n \cdot \phi])$ eine geometrische Reihe darstellt:

$$a_{n+1} = a_n \cdot b, \quad b = e^{i(\Delta\omega \cdot t + \phi)}$$

Die Summe für die geometrische Reihe mit $2n + 1$ Gliedern sieht folgendermaßen aus:

$$S_{2n+1} = a_1 \frac{b^{2n+1} - 1}{b - 1}$$

Mit der Relation

$$\sin(\alpha) = \frac{e^{i\alpha} - e^{-i\alpha}}{2i},$$

ergibt sich für das gesamte elektrische Feld folgende Form:

$$E(t) = E_0 \underbrace{\frac{\sin\left[(2n+1)\frac{\Delta\omega \cdot t + \phi}{2}\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega \cdot t + \phi}{2}\right]}}_{\text{Amplitude}} e^{i\omega_0 t} \quad (1.7)$$

Anhand dieser Formel erkennt man, dass die zeitliche Kopplung der Moden zu Interferenzerscheinungen führt, die $E(t)$ veranlassen sich wie eine sinusförmige Trägerwelle mit Mittenfrequenz ω_0 und zeitabhängiger Amplitude zu verhalten.

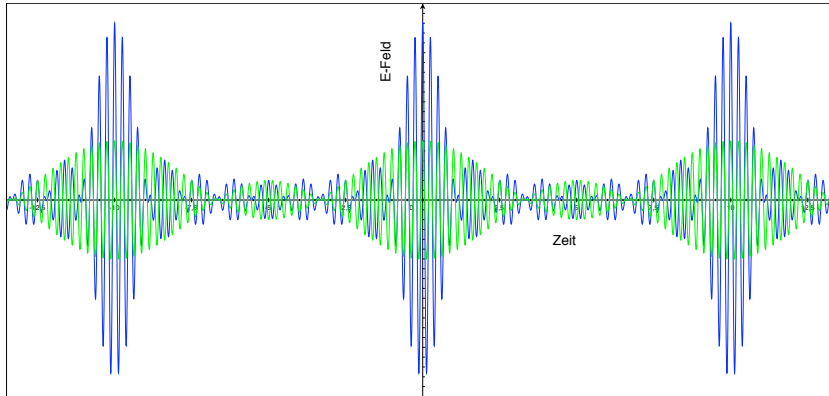


Abbildung 1.2: Kopplung von drei (grün) und neun (blau) Kosinuswellen mit konstanter Phase. Der Frequenzabstand der einzelnen Wellen ist 10Hz, dementsprechend beträgt die Periode des Impulszuges 10 Sekunden. Deutlich wird außerdem die Verkürzung der Impulsdauer bei steigender spektraler Breite.

Ein Maximum tritt immer dann auf, wenn $\sin\left[\frac{(\Delta\omega \cdot t + \phi)}{2}\right] = 0$. Daraus folgt unmittelbar $\Delta\omega \cdot t + \phi = 2n\pi$. Folglich beträgt der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima:

$$\begin{aligned} \Delta\omega \cdot t_1 + \phi - (\Delta\omega \cdot t_2 + \phi) &= 2n\pi - 2(n+1)\pi \\ \Rightarrow \Delta\omega(t_1 - t_2) &= 2\pi \\ \Rightarrow \Delta t = \frac{2\pi}{\Delta\omega} &= \frac{2\pi}{2\pi \cdot \frac{c}{2d}} = \frac{2d}{c} = \frac{1}{\Delta\nu_R} = T_R \end{aligned} \quad (1.8)$$

Die Periode eines Impulszuges entspricht demnach dem Inversen des Frequenzabstandes der einzelnen Moden. Die Periode ist gerade die Zeit, die ein vollständiger Umlauf im Resonator benötigt. Das Licht in einem modengekoppelten Laser kann daher als schmaler Lichtimpuls angesehen werden, der zwischen den beiden Resonatorspiegeln oszilliert. Bei jeder Reflexion am Auskoppelspiegel wird ein bestimmter Bruchteil dieses Impulses transmittiert, der den Lichtimpuls außerhalb des Resonators formt.

Weiter zeigt eine Analyse von (1.7), dass die Impulsdauer des Impulszuges von der Anzahl angeregter Moden abhängig ist, welche wiederum zu der verstärkenden Linienbreite $\Delta\nu_{vp}$ proportional ist. Die Nullstellen der Einhüllenden finden sich für:

$$(2n+1)(\Delta\omega \cdot t + \phi) = 2q \cdot \pi$$

Die Differenz der q -ten und $(q+1)$ -ten Nullstelle ergibt:

$$\Delta\tau_{pulse} = \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} \Rightarrow \Delta\tau_{pulse} = \frac{1}{\Delta\nu_{vp}} \quad (1.9)$$

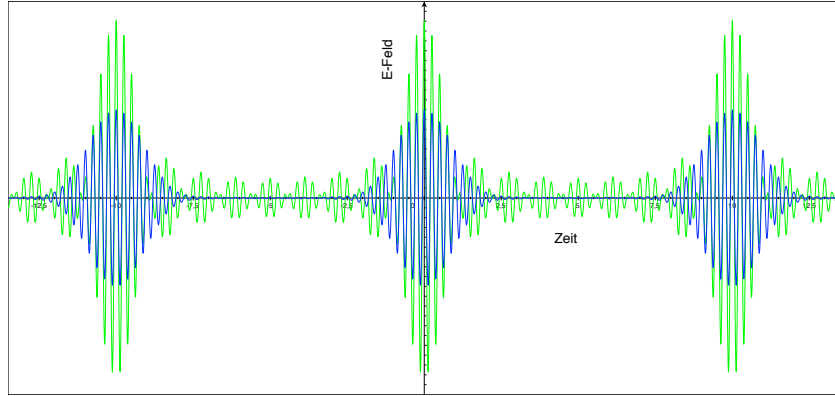


Abbildung 1.3: Zum Vergleich sind zwei Lichtimpulse mit gleicher spektraler Breite, aber mit verschiedenen spektralen Amplituden gezeigt. Einerseits ist eine konstante Amplitude für alle Moden gewählt (grün), der zweite Impuls (blau) dagegen hat eine Gaußverteilung als spektrale Amplitudenfunktion. Man erkennt, dass durch eine Gaußförmige Amplitudenverteilung die Oszillationen zwischen den einzelnen Impulsen stark abgeschwächt sind.

Auch die Spitzenintensität in einem modengekoppelten System ist um einen Faktor, der der Anzahl der verwendeten Moden entspricht, höher als in einem ungekoppelten System. Da die spektralen Breiten $\Delta\nu_{vp}$ der Verstärkungsprofile in Festkörpern sehr groß sein können, sind auch die realisierbaren Impulsdauern bei diesen Medien extrem kurz und die Spitzenleistungen bei weitem höher als bei den vorher besprochenen Methoden zur Impulserzeugung.

Bisher wurde ausschließlich die zeitliche Darstellung der Modenkopplung betrachtet. Um eine möglichst einfache algebraische Form zu erhalten, wurden einige Vereinfachungen wie gleiche Phase ϕ_{0n} und gleiche Amplitude E_{0n} der einzelnen Moden angenommen. Da dies normalerweise fern der Realität ist, kann zur allgemeineren Berechnung über die Fouriertransformation eine äquivalente Darstellung im Frequenzbild gewählt werden. Die Verknüpfungen für eine Welle die in z -Richtung propagiert sehen folgendermaßen aus:

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \cdot E(z, \omega) \cdot e^{i\omega t} \quad (1.10)$$

$$E(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot E(z, t) \cdot e^{-i\omega t} \quad (1.11)$$

Darüber hinaus lässt sich die spektrale Amplitude $E(z, \omega)$ in eine spektrale Amplitude $a(\omega)$ und eine dazugehörige spektrale Phase $\phi(z, \omega)$ zerlegen:

$$E(z, \omega) = a(\omega) \cdot e^{i\phi(z, \omega)} \quad (1.12)$$

Als Größe zur Charakterisierung der Impulseigenschaften hat sich analog zur Heisenbergschen Unschärferelation das Zeit-Bandbreitenprodukt der jeweiligen Halbwertsbreiten etabliert.

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau \geq \text{const} , \quad (1.13)$$

wobei die Konstante abhängig von der jeweiligen Impulsform ist. So beträgt sie für einen Gaussförmigen Impuls 0.441, für einen sech-Impuls 0.315 und für einen Lorentz-Impuls nur 0.142. Gilt im Zeit-Bandbreiteprodukt das Gleichheitszeichen so nennt man den Impuls „bandbreitenbegrenzt“, was bedeutet, dass alle schwingenden Moden genau so gekoppelt sind, um den kürzest möglichen Impuls zu erzeugen. Gilt das Größerzeichen, so ist die Kopplung nicht ideal und der Impuls ist phasenmoduliert, was bedeutet, dass ein Teil der Frequenzkomponenten zu einer Phasenmodulation des elektrischen Feldes beiträgt und der Impuls daher nicht optimal komprimiert ist. Der englische Ausdruck „chirp“ beschreibt dieses Phänomen und deutet an, dass sich die instantane Frequenz $\omega(t) = \omega_0 - (d\varphi/dt)$ im Impuls zeitlich ändert. Auf diese Eigenschaften und ihre Ursachen wird im nachfolgenden Abschnitt 1.2.2 ausführlich eingegangen.

1.2 Dispersion und ihre Auswirkung auf ultrakurze Lichtimpulse

Die Dispersion beschreibt allgemein die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Frequenz des eingestrahlten Lichtes. Anders als im Vakuum ist in dispersiven Medien die Wellenzahl $k(\omega)$ nicht mehr direkt proportional zur Frequenz. Daher ändert sich die Geschwindigkeit der einzelnen Frequenzkomponenten, was ein Auseinanderlaufen des Wellenpaketes bewirkt.

1.2.1 Propagation von Lichtwellen in Materie

Dielektrische Materialien werden oft durch eine komplexe Suszeptibilität $\chi = \chi_R + i\chi_I$ beschrieben. Zwar folgt aus den Maxwell-Gleichungen, dass die Helmholtz-Gleichung $\nabla^2 U + k^2 U = 0$ anwendbar bleibt, wobei k jetzt aber ebenfalls komplex ist:

$$k = \omega \cdot (\epsilon\mu_0)^{\frac{1}{2}} = (1 + \chi)^{\frac{1}{2}} k_0 , \quad (1.14)$$

mit

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi) \quad \text{und} \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0} . \quad (1.15)$$

Da eine ebene Welle mit Propagationsrichtung entlang der z-Achse durch die komplexe Amplitude $U = A \cdot e^{-ikz}$ beschrieben wird, ändern sich bei komplexem k ihr Betrag und ihre Phase mit z . Das Absorptionsverhalten des Materials kann man durch χ_I beschreiben. Im Falle schwach absorbierender Medien wird deshalb der Brechungsindex n und somit die dispersiven Eigenschaften vor allem durch den Realteil der Suszeptibilität χ_R bestimmt.

Dispersive Medien zeichnen sich durch eine frequenzabhängige Suszeptibilität $\chi(\nu)$ und daher durch einen ebenfalls frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\nu)$ aus. Die Phasengeschwindigkeit im Medium beträgt somit $c(\nu) = c_0/n(\nu)$. Da ein Lichtimpuls, wie in Abschnitt 1.1.3 erwähnt (siehe 1.10 und 1.12), durch

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \cdot E(z, \omega) \cdot e^{i\omega t} \quad (1.16)$$

beschrieben wird, kann der Einfluss eines frequenzabhängigen Brechungsindex auf die Phase am besten durch eine Taylorreihenentwicklung nach der Frequenz verstanden werden.

Die Phase $\phi(z, \omega) = k(\omega)z + \phi_0 = \frac{\omega}{c_0}n(\omega)z + \phi_0$ stellt sich dann folgendermaßen dar:

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1 \frac{\omega - \omega_0}{1!} + \phi_2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} + \dots, \quad (1.17)$$

mit

$$\phi_1 = \left. \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{dk}{d\omega} \cdot z = \frac{z}{v_G} = GD(\omega). \quad (1.18)$$

wobei $v_G = \frac{d\omega}{dk}$ die Gruppengeschwindigkeit ist. Dieser erste Term der Taylorentwicklung wird als Gruppenverzögerung² bezeichnet. Die Gruppenverzögerung hat keinen Einfluss auf die Impulsform und gibt lediglich eine zeitliche Verzögerung des Impulsmaximums wieder. Sie wird deshalb meist in Femtosekunden angegeben. Dies lässt sich auch aus einer leichten Überlegung heraus erschließen. Da die Phase einheitenlos ist und nach der Kreisfrequenz abgeleitet wird, deren Einheit $Hz = 1/s$ ist, ergibt sich nach der Ableitung $(1/s)^{-1} = s$. Rechnet man die Kreisfrequenz in PHz, so ergibt sich daraus entsprechend die Einheit Femtosekunden.

Der zweite Term der Entwicklung

$$\phi_2 = \left. \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{dGD(\omega)}{d\omega} = \frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} z = GDD(\omega) \quad (1.19)$$

gibt die sogenannte Gruppenverzögerungsdispersion³ an. Da die GD ebenfalls frequenzabhängig ist, erfahren verschiedene Frequenzanteile verschiedene Verzögerungen. Dadurch verändert sich sowohl die Dauer als auch die Form des Lichtimpulses. Die GDD gibt an, welche zeitliche Verbreiterung pro Frequenzintervall des Impulses auftritt. Die Einheit ist wird in fs^2 gemessen. Auch dies ist einleuchtend: Wenn wir Femtosekunden pro Petahertz rechnen, ergibt sich daraus gerade fs^2 als Einheit.

²engl. group delay (GD).

³engl. group delay dispersion (GDD).

1.2.2 Einfluss der Dispersion auf die Impulsform

Entsprechend der spektralen Phase $\phi(\omega)$, kann man analog die zeitliche Phase $\varphi(t)$ definieren. Diese ist jedoch hauptsächlich für Einflüsse auf das spektrale Profil des Impulses verantwortlich. So wird sie in Abschnitt 1.4.2 herangezogen werden, um die Selbstphasenmodulation aufgrund eines zeitabhängigen Brechungsindex zu beschreiben. Da in diesem Teil Änderungen der Impulsform im Zeitraum analysiert werden sollen, wird hier hauptsächlich die spektrale Phase verwendet. Über die Fouriertransformation wird anschließend das zeitabhängige elektrische Feld berechnet.

Sei die komplexe spektrale Feldstärke des einlaufenden Impulses gegeben durch:

$$\tilde{E}_{in}^+(\omega) = G(\omega) \cdot e^{-i\phi(\omega)} \quad (1.20)$$

Die Feldstärke kann in diesem Fall in ihre Einhüllende $G(\omega) = \sqrt{I(\omega)}$ und die spektrale Phase $\phi(\omega)$ zerlegt werden. Außerdem sei der Impuls nicht phasenmoduliert $\phi(\omega) = \phi_0 + \omega_0 t$. Durchläuft dieser Impuls ein dispersives Medium, so kann dessen Einfluss beschrieben werden durch eine frequenzmodulierende komplexe Reaktionsfunktion $H(\omega) = e^{-i(\psi(\omega))}$ [13]. Eine Amplitudenmodulation, die ebenfalls auftreten könnte, wird an dieser Stelle vernachlässigt. Das resultierende auslaufende Feld hat folgende Form:

$$\tilde{E}_{out}^+(\omega) = e^{-i\psi(\omega)} \cdot \tilde{E}_{in}^+(\omega) \quad (1.21)$$

Wird $\psi(\omega)$ entsprechend 1.17 in einer Taylorreihe entwickelt, in $\tilde{E}_{out}^+(\omega)$ eingesetzt und anschließend eine Fouriertransformation durchgeführt, so ergibt sich das resultierende elektrische Feld im Zeitraum, anhand dessen der Einfluss der einzelnen Terme abgelesen werden kann. Es gilt:

$$\begin{aligned} E_{out}^+(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}^+(\omega) e^{-i \sum_{n=0} \frac{1}{n!} \psi_n(\omega-\omega_0)^n} e^{i(\omega-\omega_0)t} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} e^{-i\psi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}^+(\omega) e^{-i \sum_{n=1} \frac{1}{n!} \psi_n(\omega-\omega_0)^n} e^{i(\omega-\omega_0)t} d\omega \quad (1.22) \\ &= \frac{1}{2\pi} e^{-i\psi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}^+(\omega) e^{-i\psi_1(\omega-\omega_0)} e^{-i \sum_{n=2} \frac{1}{n!} \psi_n(\omega-\omega_0)^n} e^{i(\omega-\omega_0)t} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} e^{-i\psi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}^+(\omega) e^{-i \sum_{n=2} \frac{1}{n!} \psi_n(\omega-\omega_0)^n} e^{i(\omega-\omega_0)(t-\psi_1)} d\omega \quad (1.23) \end{aligned}$$

Der nullte Term ψ_0 gibt somit eine Phasenverschiebung der Trägerwelle zur Einhüllenden an, d.h. ψ_0 bestimmt die sogenannte Carrier-Envelope-Offset (CEO)-Phase. Betrachtet man ψ_1 , so erkennt man, dass es sich hierbei um eine zeitliche Verschiebung des gesamten Impulses handelt, eben um die im vorigen Teil eingeführte Gruppenverzögerung (siehe Gleichung 1.18).

Die höheren Ordnungen $n \geq 2$ geben die Phasenmodulation $(n-1)$ ter Ordnung im Frequenzraum an. Dementsprechend gibt ψ_2 die lineare Frequenzraum-Phasenmodulation an. Wie oben angedeutet führt eine solche

Phasenmodulation ebenfalls zu einer linearen Phasenmodulation im Zeitraum. Wird ein Gaussförmiger Impuls verwendet [14]

$$E_{in}^+(t) = \frac{E_0}{2} e^{-2\ln(2)\left(\frac{t}{\Delta\tau}\right)^2} \cdot e^{i\omega_0 t} \quad (1.24)$$

$$\tilde{E}_{in}^+(\omega) = \frac{E_0 \Delta\tau}{4\sqrt{\ln(2)}} \cdot e^{-\frac{\Delta\tau^2}{8\ln(2)}(\omega-\omega_0)^2}, \quad (1.25)$$

so lässt sich ein solches Verhalten ersichtlich machen. $\Delta\tau$ stellt hier die Halbwertsbreite der Intensität der Einhüllenden des Lichtimpulses dar. Nach Durchlaufen des dispersiven Mediums ergibt sich nach [15] die mathematische Beschreibung zu:

$$\tilde{E}_{out}^+(\omega) = \frac{E_0 \Delta\tau}{4\sqrt{\ln(2)}} \cdot e^{-\frac{\Delta\tau^2}{8\ln(2)}(\omega-\omega_0)^2} \cdot e^{-\frac{1}{2}i(\omega-\omega_0)^2\psi_2} \quad (1.26)$$

$$E_{out}^+(t) = \frac{E_0}{2\gamma^{\frac{1}{4}}} \cdot e^{-\frac{t^2}{4\beta\gamma}} \cdot e^{\delta \cdot (t^2 - \epsilon)} \cdot e^{i\omega_0 t} \quad (1.27)$$

mit

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\Delta\tau^2}{8\ln(2)} \\ \gamma &= 1 + \frac{\psi_2^2}{4\beta^2} \\ \delta &= \frac{\psi_2}{8\beta^2\gamma} \\ \epsilon &= \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\psi_2}{2\beta}\right) \end{aligned}$$

Man sieht demnach, dass δ einen linearen zeitlichen Verlauf der Phasenmodulation im Zeitraum beschreibt, also einer quadratischen zeitlichen Phase entspricht. Unter Einbeziehung der höheren Terme der Taylorentwicklung stellt sich heraus, dass dieses analoge Verhalten von zeitlicher und spektraler Phase nur für Terme mit geradem Exponenten gegeben ist.

Außerdem geht mit der Phasenmodulation eine Verbreiterung des Impulses um den Faktor $\sqrt{\gamma}$ einher, der mit einer Verringerung der maximalen Amplitude verbunden ist. Setzt man γ und β entsprechend ein, so ergibt sich direkt eine inverse Proportionalität der anfänglicher Dauer des Lichtimpulses zur Dauer nach dem Durchlaufen des dispersiven Mediums:

$$\begin{aligned} \Delta\tau(\psi_2) &= \sqrt{\gamma} \Delta\tau_0 \\ &= \Delta\tau_0 \sqrt{1 + \frac{64\psi_2 \ln(2)^2}{4\Delta\tau_0^2}} \quad (1.28) \end{aligned}$$

$$\approx 4\ln(2) \frac{\psi_2}{\Delta\tau_0} \quad (1.29)$$

Nutzt man nun die Relation $k_2 = \frac{\psi_2}{z}$, so folgt die Verbreiterung in Abhängigkeit der Länge des durchlaufenen Mediums.

Wie man auf der Abbildung 1.4 erkennt, nimmt für $\psi_2 \geq 0$ die Frequenz des Impulses linear mit fortschreitender Zeit zu. Das Gegenteil ist für $\psi_2 \leq 0$ der Fall (nicht dargestellt). Die Einhüllende behält ihre Gaussform, wird aber zeitlich gestreckt.

Der Einfluss einer positiven kubischen spektralen Phase, folglich einer quadratischen Phasenmodulation, erkennt man an rückseitigen Satelliten-Impulsen. Eine spektrale Phase vierter Ordnung zeichnet sich durch beidseitige Flügel am Impuls aus. Höhere Frequenzen zu späteren Zeiten des Impulses sprechen für eine positive Phase vierter Ordnung. Eine positive Phase fünfter Ordnung hingegen bewirkt wieder ein oszillatorisches Verhalten im abfallenden Bereich des Impulses und so weiter.

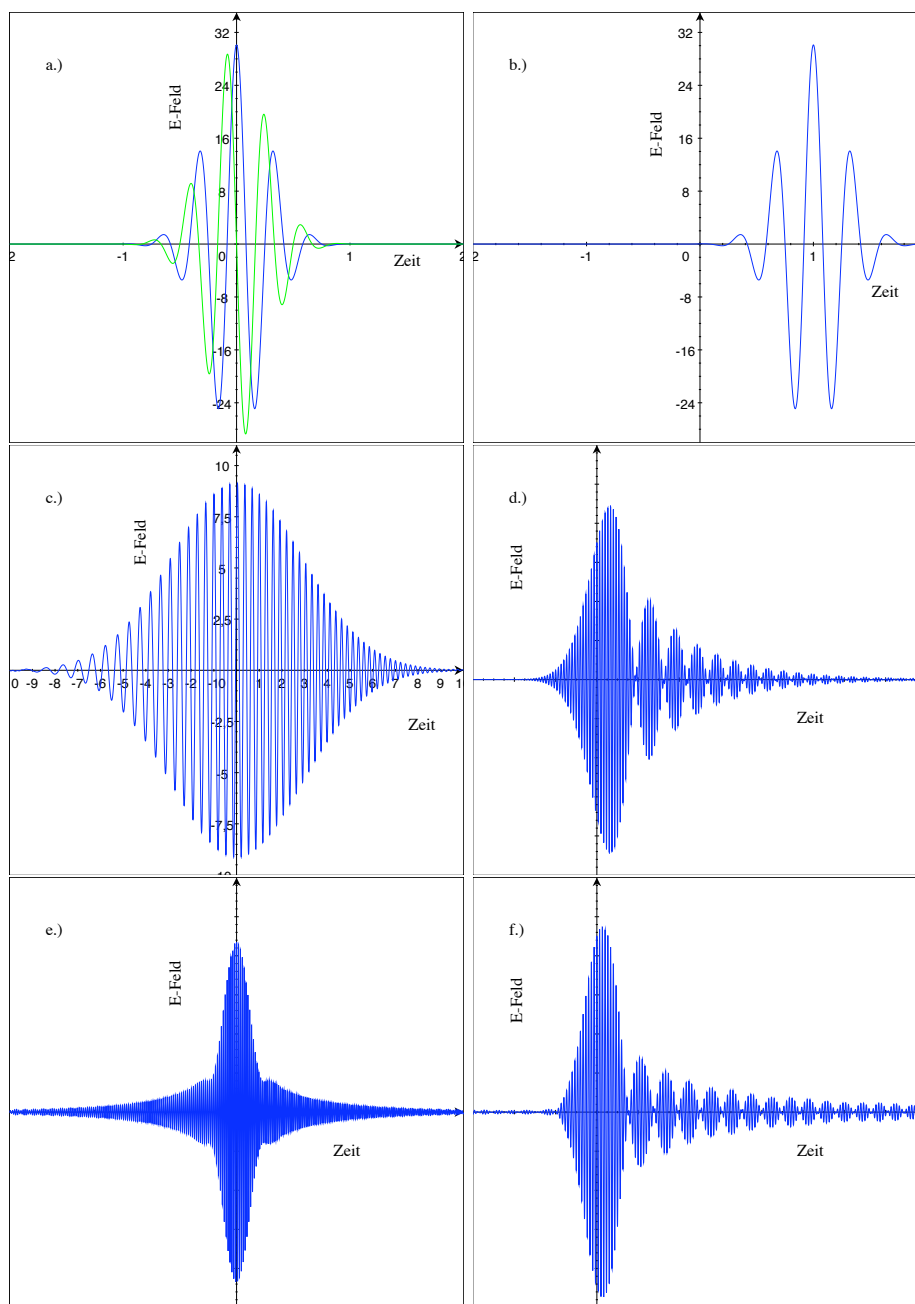


Abbildung 1.4: In **a.)** wird sowohl der Originalimpuls dargestellt, wie auch ein um die Phase $\psi_0 = \pi/2$ verschobener Impuls, wodurch aus einem cos- ein sin-Impuls wird. In **b.)** wird der Einfluss von $\psi_1 = 1$ verdeutlicht, eine Verschiebung entlang der Zeitachse, ohne Auswirkung auf die Impulsform. **c.)** gibt eine lineare Phasenmodulation durch ψ_2 wieder. Man beachte hierbei die Skalen im Vergleich zu **a.)** und **b.)**. In den übrigen Graphen ist der Einfluss von Dispersion höherer Ordnung zu sehen. **d.)** eine positive Phase dritter Ordnung $\psi_3 > 0$ sowie fünfter Ordnung **f.)** $\psi_5 > 0$ erkennt man an Satellitenimpulsen auf der abfallenden Flanke des Lichtimpulses. In **e.)** ist ein Impuls mit positiver spektraler Phase vierter Ordnung $\psi_4 > 0$ dargestellt. Man erkennt einen Vor- und Nachimpuls sowie eine Änderung der momentanen Frequenz (letzteres ist am besten in **c.)** zu erkennen).

1.3 Möglichkeiten der Dispersionskontrolle

Wie aus dem letzten Abschnitt folgt, kann ein Lichtimpuls sich nur im Vakuum störungsfrei fortbewegen. Da es unrealistisch ist eine ganze Versuchsanordnung im Vakuum zu betreiben, ist der Experimentator immer gezwungen dispersive Medien zu durchlaufen. Dadurch wird die Form und vor allem die Dauer sowie die Spitzenintensität eines Lichtimpulses verändert. Um einen optimal komprimierten Impuls am Reaktionsort zu garantieren, müssen deshalb Wege gefunden werden, den Einfluss der durchlaufenen Medien zu kompensieren.

1.3.1 Der Gitterkompressor

Der Gitterkompressor wurde schon Ende der 60er Jahre entwickelt, um kurze Lichtimpulse zu komprimieren [16]. Er besteht, wie in Abbildung 1.5 dargestellt, aus zwei parallel aufgestellten identischen Gittern. Nach Auftreffen auf das erste Gitter wird der Lichtimpuls in seine Spektralanteile zerlegt, die entsprechend des Gittergesetzes divergent weiterpropagieren. Dieser Farbfächer wird mit Auftreffen auf das zweite Gitter wieder kollimiert und auf einen Faltungsspiegel gelenkt. Die reflektierten Strahlen durchlaufen die optische Anordnung anschließend rückwärts. Wie aus der Zeichnung erkennbar ist, legen hierbei die roten Frequenzanteile eine größere optische Weglänge zurück als blaue Frequenzen. Dadurch wird eine negative Phasenmodulation aufaddiert, die die in normal dispersiven Medien akkumulierte positive Phasenmodulation kompensiert.

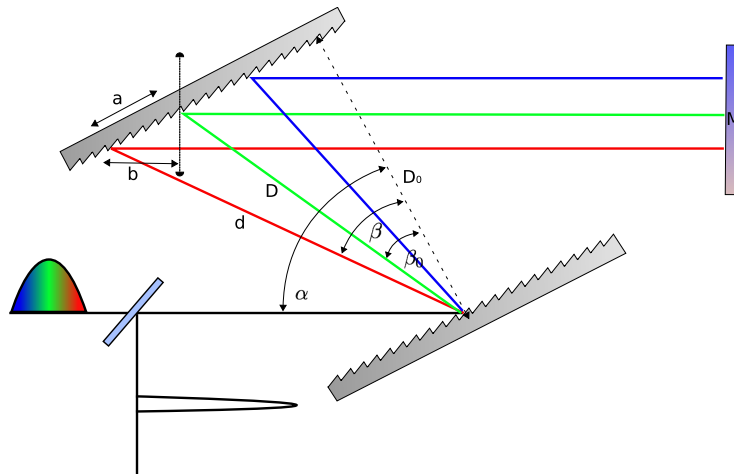


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines Gitterkompressors, mit den Bezeichnungen wie sie zur Berechnung der akkumulierten Phase verwendet werden. M ist ein Faltungsspiegel, ohne welchen zwei weitere symmetrische angeordnete Gitter nötig wären.

Mathematisch lässt sich die spektrale Phase über einfache Geometriebeobachtung berechnen. Mit der Gittergleichung

$$\sin(\alpha) + \sin(\beta) = N \cdot \lambda ,$$

wobei N die Anzahl der Gitterlinien pro Millimeter ist, α der Einfallswinkel und β der Beugungswinkel [17], ergibt sich die geometrische Weglänge zwischen Ausgangsort am ersten Gitter und dem Auftreffort am zweiten Gitter

$$d = D_0 / \cos(\beta) = D \cdot \frac{\cos(\beta_0)}{\cos(\beta)} , \quad (1.30)$$

wobei β_0 der Beugungswinkel und D die Weglänge der Zentralwellenlänge, D_0 ist der senkrechte Abstand der beiden Gitter zueinander (siehe Abb. 1.5). Der Einfallswinkel wird hier so gewählt, dass die Littrow-Bedingung möglichst gut erfüllt ist, d.h. der Einfallswinkel der Zentralwellenlänge beim Auftreffen auf das erste Gitter muss mit ihrem Beugungswinkel möglichst gut übereinstimmen. In dieser Konfiguration wird die beste Effizienz der Gitter gewährleistet. Somit ergibt sich für die gesamte spektrale Phase:

$$\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (b + d) - 2\pi \cdot a \cdot N , \quad (1.31)$$

zur Bedeutung der beiden Strecken a und b , siehe Abb.1.5

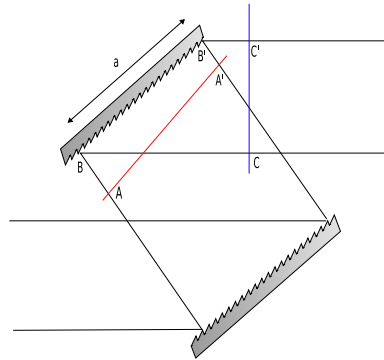


Abbildung 1.6: Geometrisch anschauliche Begründung für den Korrekturterm in Formel 1.31. Die Wellenfront $\overline{AA'}$ liegt in diesem Fall nicht zwingenderweise senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Hierbei ist der letzte Term eine Korrektur, welche die 2π -Phasensprünge an den einzelnen Gitterlinien berücksichtigt. In der nebenstehenden Zeichnung stellen $\overline{AA'}$ und $\overline{CC'}$ Wellenfronten dar. Der Weg \overline{ABC} ist offensichtlich bedeutend länger als die Strecke $\overline{A'B'C'}$ und somit müssten sich für die verschiedenen Seiten eines Bündels verschiedene Phasen ergeben. Die Phasen Anpassung wird jedoch durch den oben genannten 2π -Phasensprung an jeder zwischen B und B' liegenden Gitterlinie ausgeglichen. Eine ähnliche Überlegung trifft auch für die Strecke a in Abbildung 1.5 zu. Die gesamte spektrale Phase ergibt sich nach weiteren Berechnungen zu [18]:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} D \cdot \cos(\beta_0 - \beta(\omega)) \quad (1.32)$$

Daraus ergeben sich die Dispersionskoeffizienten

$$\begin{aligned}\phi_1 &= 2\frac{D}{c}, \\ \phi_2 &= -2\frac{D}{c}\frac{\lambda}{2\pi c}\left(\frac{\lambda N}{\cos(\beta_0)}\right)^2, \\ \phi_3 &= -3\phi_2\frac{\lambda}{2\pi c}\left(1 + \frac{\lambda N \sin(\beta_0)}{\cos^2(\beta_0)}\right).\end{aligned}$$

Der entscheidende Nachteil des Gitterkompressors ist, dass er für geringe Dispersion nicht geeignet ist. In den meisten Fällen ist die in optischen Aufbauten eingeführte Dispersion zu gering, um mit einem Gitterkompressor kompensiert zu werden. Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen wäre die Verwendung von Transmissionsgittern. Diese können aufgrund ihrer Eigenschaft, transmittiv zu arbeiten, mit einem kleineren Abstand betrieben werden, was den kompensierbaren Bereich der Dispersion deutlich zu kleineren Werten erweitert [19, 20].

Andererseits haben selbst wellenlängenoptimierte Gitter nur eine effektive Reflektivität von ca. 90% (Transmissionsgitter haben einen eher noch schlechteren Wirkungsgrad). Deswegen wird mit Gitterkompressoren maximal eine Effizienz von 50-70% erreicht.

Wenn es jedoch darum geht viel Dispersion auszugleichen oder zu erzeugen, zum Beispiel in einem „Chirped-Pulse-Verstärker“ (siehe Abschnitt 2.1), sind Gitterkompressoren oder „Stretcher“⁴ von großem Interesse.

1.3.2 Der Prismenkompressor

Eine der üblichsten Varianten einer dispersionskompensierenden Anordnung ist der Prismenkompressor. Er wurde 1984 von Gordon und Fork vorgeschlagen [21, 22] und basiert ursprünglich auf vier identischen Prismen, auf die das Lichtbündel jeweils im Brewsterwinkel trifft.

Die Prismen sind hierbei so angeordnet und geschnitten, dass der Winkel der Zentralwellenlänge immer im Brewsterwinkel auf das nächste Prisma trifft. Da die optische Anordnung symmetrisch ist, wird auf die letzten zwei Prismen verzichtet und über einen Faltungsspiegel der Aufbau nach Erreichen der Symmetrieachse wieder rückwärts durchlaufen. Der Strahlengang ist für diesen Fall in Abbildung 1.7 dargestellt und entspricht bezüglich des Funktionsprinzips demjenigen des Gitterkompressors.

Wie man unschwer erkennt, müssen die verschiedenen Frequenzen unterschiedlich lange Wege durch das Prismenmaterial zurücklegen. Durch geeignete Wahl des Abstandes, sowie des Materials und der Eindringtiefe des

⁴engl. Impuls-Strecker, geometrische Anordnung eines Gitterkompressors, der positive Dispersion erzeugt.

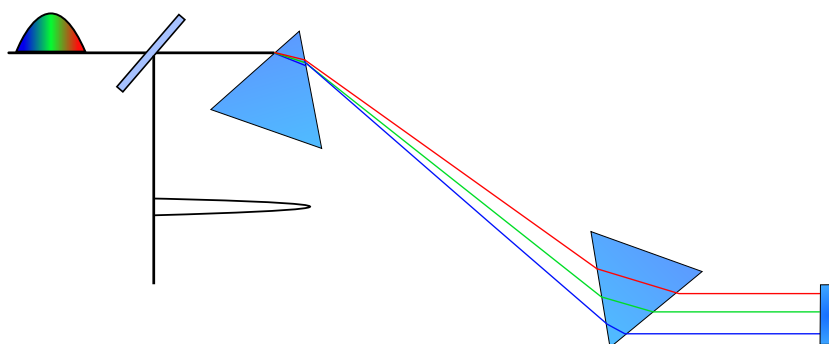


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung eines Prismenkompressors. Es ist die übliche Version mit zwei Prismen und Faltungsspiegel dargestellt.

Strahlenbündels vom Apex des Prismas aus ist es möglich die GDD von negativen bis zu positiven Werten kontinuierlich durchzustimmen. Dabei stehen die zweite und dritte Ordnung der Dispersion immer in einem fixen Verhältnis. Nach der Festlegung auf ein bestimmtes Prismenmaterial kann somit kein Einfluss mehr auf den qualitativen Verlauf der Dispersion genommen werden. Um diese Einschränkung zu beheben, wurden Kombinationen von Gitter- und Prismenkompressoren erwogen [23]. Man entwickelte sogenannte Grisms [24], die eine direkte Kombination aus Gitter und Prisma darstellen.

Weitaus häufiger werden Prismenkompressoren aber in Kombination mit dispersiven Spiegeln verwendet, die im folgenden Abschnitt 1.3.3 besprochen werden. Mit ihnen lässt sich auch gezielt Dispersion zweiter und dritter Ordnung kompensieren.

Im Gegensatz zu Gitterkompressoren weisen Prismenkompressoren eine sehr gute Effizienz auf. Es besteht allerdings die Gefahr bei zu großen optischen Intensitäten unerwünschte nichtlineare Effekte im Glas zu erzeugen. In diesem Fall greift man deshalb bevorzugt auf reflektiv arbeitende optische Kompressoren zurück.

1.3.3 Dispersive Spiegel

Eine andere weit verbreitete Möglichkeit negative Dispersion zu erzeugen, ist die Verwendung von dispersiven Spiegeln. Ähnlich hochreflektierenden Bragg-Spiegeln sind auch dispersive Spiegel in Schichten aufgebaut. Hierbei wechseln sich Schichten mit stark unterschiedlichen Brechungsindizes gegenseitig ab, die in verschiedenen Schichtdicken aufgebracht werden. Der Verlauf der Schichtdicken ist dabei so gewählt, dass die Bragg-Bedingung für kurze Wellenlängen näher an der Spiegeloberfläche erfüllt ist als für langwelliges Licht. Dadurch lassen sich für die spektralen Anteile eines Lichtimpulses verschiedene optische Weglängen verwirklichen.

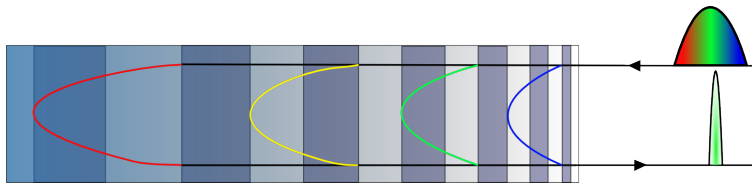


Abbildung 1.8: Prinzipieller Aufbau eines dispersiven Spiegels mit verschiedenen Schichtdicken unterschiedlicher Brechungsindizes und angedeuteten Lichtwellen deren Bragg-Bedingung nach jeweils verschiedener Eindringtiefe erfüllt wird.

Durch ausgereifte Optimierungsalgorithmen lassen sich Schichtfolgen derart entwerfen, dass fast beliebige Formen von Dispersion höherer Ordnung effektiv kompensiert werden können. Nachteile der ersten dispersiven Spiegel waren unerwünschte Reflexe an der Spiegeloberfläche, die zu Oszillationen der spektralen Phase führten. Diesen wurden durch eine Antireflexbeschichtung und der Entwicklung von sogenannten „double-chirped mirror (DCM)“-Paaren begegnet. Hier wird den unerwünschten Oszillationen vorgebeugt, indem auf einem von zwei identischen dispersiven Spiegel eine $\lambda/4$ -starke Schicht aufgebracht wird. Diese bewirkt eine Phasenverschiebung der Oszillationen, die bei paarweiser Verwendung der Spiegel dazu führt, dass die Oszillationen sich gegenseitig aufheben.

Eine weitere Möglichkeit stellen die sogenannten „backside-coated-mirrors“ dar. Hier wird eine keilförmige Schicht aufgebracht. Dadurch können Reflexionen nicht mehr mit dem einfallenden Laserlicht interferieren und Oszillationen werden vermieden.

Speziell für extrem große spektrale Breiten sind die DCM-Paare am ehesten zu verwenden. Nur sie können die gewünschte Bandbreite bei gleichzeitig hoher Reflektivität unterstützen. Für die heutzutage herstellbaren ultrakurzen Impulse mit oktavbreiten Spektren sind dispersive Spiegel nahezu unverzichtbar geworden. Da sie jedoch für eine dem Aufbau spezifischen Dispersionskurve entworfen werden müssen, sind sie in ihrer Handhabung eher unflexibel und es ist schwer auf Änderungen im Experiment spontan zu reagieren.

1.3.4 Adaptive Anordnungen zur Dispersionskontrolle

Um dem Problem der flexiblen Dispersionskontrolle gerecht zu werden, gibt es heutzutage verschiedene Ansätze. Sehr beliebt ist die Verwendung von LC-Displays, mit denen anhand von Phasen- und Amplitudenmodulation die Form eines Laserimpulses beeinflusst wird. Wie beim Gitter- und Prismenkompressor wird auch hier der Lichtimpuls räumlich in seine Farben zerlegt und diese anschließend durch die einzelnen Pixel des Displays moduliert.

Mit einem LC-Display lassen sich sehr große Phasenunterschiede erzielen. Insbesondere ist dies selbst zwischen unmittelbar benachbarten Pixeln

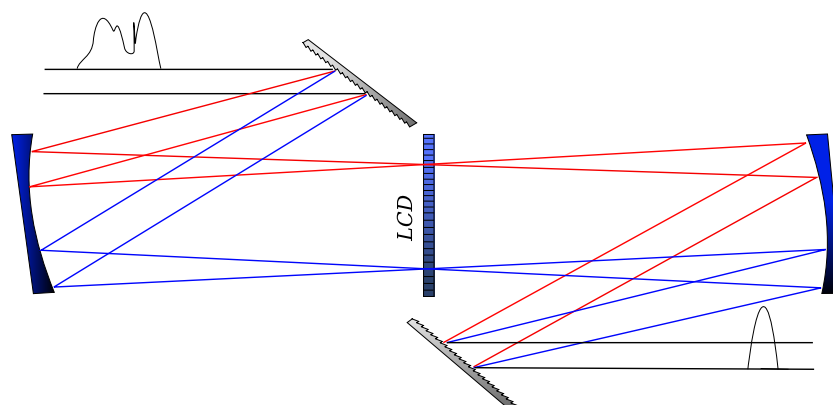


Abbildung 1.9: Aufbau eines Impulskompressors mit Hilfe eines LC-Displays. Die Pixel des Displays prägen den Spektralanteilen des Lichtimpulses eine Phasen- und Amplitudenmodulation auf.

möglich, wodurch eine quasidiskrete Modulation der Frequenzen erzeugt werden kann. Die Skalierung zu großen Intensitäten ist jedoch problematisch, da durch den Anteil absorbiertes Leistung die Schadensgrenze herabgesetzt wird [25]. Außerdem stellen eine langsame Reaktionszeit und Lücken zwischen den Pixeln, die Satelliten-Impulse verursachen können, weitere Nachteile eines solchen Aufbaus dar.

Für den Fall hoher Intensitäten bedeuten deformierbare Spiegel eine gute Alternative, da sie beliebig beschichtet werden können und somit aufgrund der guten Reflektivität eine wesentlich höhere Zerstörschwelle besitzen. Im Gegensatz zu LC-Displays lässt sich die Phase über das gesamte spektrale Profil ohne Lücken modulieren. Deformierbare Spiegel sind in vielen Ausführungen erhältlich. Oft werden kreisförmige Spiegel angeboten, um räumliche Phasenunterschiede und Astigmatismen anzupassen.

Es gibt jedoch auch speziell für die Impulskomprimierung entwickelte rechteckige Spiegel, deren Aktuatoren nur entlang einer Achse liegen. So wird im Fourierraum den einzelnen Frequenzen ein Gangunterschied aufgeprägt. Normalerweise werden sie als Faltungsspiegel, direkt in einem Prismen- oder Gitterkompressor verwendet [26]. In dieser Arbeit wurde jedoch eine optische Anordnung entwickelt, die die unabhängige Implementierung eines deformierbaren Spiegels in einen optischen Strahlengang zulässt (siehe Abb. 1.10).

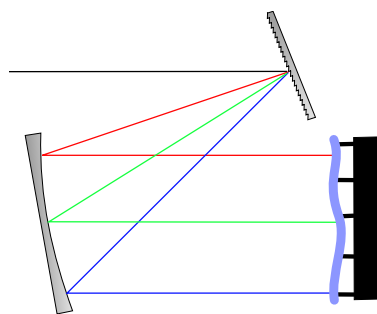


Abbildung 1.10: Vereinfachte Darstellung eines in dieser Arbeit entwickelten Impulskompressors auf der Basis eines deformierbaren Spiegels.

Vor- und Nachteile verschiedener Realisierungen deformierbarer Spiegel werden in Abschnitt 2 geliefert. Grundsätzlich liegen die Nachteile solcher adaptiver Optiken in der begrenzten Auslenkung der optischen Oberfläche und speziell in der relativen Auslenkung unmittelbar benachbarter Stellelemente zueinander, was als Nachteil gegenüber LC-Displays gewertet werden kann. Letzteres begründet sich durch die begrenzte Elastizität des verwendeten Substrates. Durch den reflektiven Aufbau sind sie jedoch besser für höhere optische Leistungen geeignet als das LC-Display.

Ein entscheidender Vorteil jeglicher adaptiver Optik gegenüber statischen optischen Anordnungen ist über eine Kopplung mit einem Messsystem realisierbar. So ist es möglich in einem evolutionären Algorithmus selbst während des Betriebes auf Änderungen der Parameter zu reagieren, und die Impulsform nach festgelegten Kriterien zu optimieren.

1.4 Verbreiterung der spektralen Bandbreite mittels sogenannter Fimentation

Wie in Abschnitt 1.1.3 zur Modenkopplung beschrieben, ist die minimale Impulsdauer invers proportional zur spektralen Breite des Impulses. Da Lasersysteme meist nur eine begrenzte spektrale Bandbreite unterstützen, sind die so erzeugten Impulse meist auch zeitlich nach unten begrenzt. Um Lichtimpulse mit einer Dauer von unter 10 fs zu erzeugen, wird daher oft ein Aufbau verwendet, der auf einer gasgefüllten Hohlfasern basiert. Im Gas finden nichtlineare optische Effekte, vor allem Selbst-Phasemodulation statt, welche die spektrale Breite vergrößern. Man nutzt in diesem Fall die Eigenschaft der Kapillare als ein räumlicher Filter zu wirken, der eine hohe räumliche Kohärenz garantiert. Außerdem dient sie der Wellenleitung, um eine hohe Intensität über eine längere Strecke zu gewährleisten. Die Einkopplung des Laserbündels in die Faser ist jedoch kritisch und es ist technisch aufwendig diese über längere Zeiträume stabil zu halten. Schwankungen der Strahlrichtung wirken sich dabei direkt auf die Impulsenergie und andere Impulsparameter aus, was ein ernsthaftes Problem für Atom- und Molekülphysiker darstellt. Als weitere Einschränkung kommt die Qualität der Faser hinzu, welche die Effizienz des Prozesses stark prägt. Insbesondere stellt auch die Skalierung zu höheren Leistungen aufgrund der Zerstörschwelle der Faser ein Problem dar und beschränkt die Einzelimpulsenergie auf ca. 0.4 mJ.

In den vergangenen Jahren wurde jedoch ein anderes für hochenergetische Laserimpulse auftretendes Phänomen entdeckt, welches eine Verbreiterung der spektralen Bandbreite ermöglicht, jedoch obige Schwierigkeiten überwindet. Gleichzeitig behält es die guten Eigenschaften dieser Methode bei und übertrifft sie zum Teil sogar. 1995 wurde erstmals experimentell nachgewiesen, dass ultrakurze Lichtimpulse über eine lange Strecke in einem Gas ohne Fokussierelemente kollimiert propagieren konnten, ohne dass

Intensität und Bündeldurchmesser aufgrund von Beugung und GDD massiv beeinflusst wurden [27]. Dieses Phänomen beruht hauptsächlich auf der Wirkung des Kerr-Linsen-Effektes. Allgemein wurde diese Art der Propagation unter dem Namen Filamentation bekannt. Sie beschreibt eine dynamische Struktur mit intensivem Kern, die über eine Strecke, die einem Vielfachen der normalen Beugungslänge entspricht, kollimiert propagiert, ohne auf die Hilfe externer Lichtleiterelemente angewiesen zu sein. Die Namenswahl „Filamentation“ ist insofern irreführend, als dass sie auf eine ausgedehnte Lichtfaser hindeutet, wohingegen der Lichtimpuls sich tatsächlich entlang der Propagationsrichtung verkürzt, während er eine stark begrenzte Ausdehnung in der Transversalebene beibehält. Daher wurde der zutreffendere Begriff „Lichtgeschosse“⁵ [28] vorgeschlagen, der sich allerdings in der Literatur nicht durchgesetzt hat.

Die einzelnen Effekte, auf denen die Filamentation beruht, sind mittlerweile gut verstanden. In vielen theoretischen Arbeiten wird versucht das komplexe Zusammenspiel zu beschreiben und mit numerischen Simulationen zu modellieren [29, 30, 31]. Das genaue zeitliche und räumliche Verhalten ist jedoch noch nicht zweifelsfrei bestätigt. Die zeitliche Entwicklung des Filamentationprozesses basiert diesen Arbeiten zufolge auf einer dynamischen Konkurrenz von Beugung, optischem Kerr-Effekt, Photoionisation und Multi-Photon-Absorption. Zusätzlich wird das zeitliche, spektrale und räumliche Profil der Lichtimpulse aufgrund von GDD, Selbst-Phasenmodulation und „self-steepening“⁶ stark beeinflusst. Auf die einzelnen Effekte wird in den folgenden Unterabschnitten separat eingegangen.

1.4.1 Drei einfache Modelle zur Filamentation

Selbst-Wellenleitendes Modell⁷

Dieses ist das am häufigsten zum allgemeinen Verständnis verwendete Modell, allerdings ist es für eine vollständige Beschreibung des Phänomens ungenügend. Es werden drei Prozesse betrachtet, die das Filament aufrecht erhalten. Hierbei bilden normale Beugung, Selbstfokussierung durch den intensitätsabhängigen Brechungsindex und Defokussierung durch das gebildete Plasma ein statisches Gleichgewicht und erzeugen so ein stabiles, selbstleitendes Filament (siehe Abb. 1.13 und Abb. 1.14). Dieses Gleichgewicht wird nach einer gewissen Zeit durch einen nichtlinearen Energieverlust des Plasmas aufgehoben, sodass der Effekt in sich zusammenfällt. Angenommen wird, dass dieses Verhalten durch ein Gleichgewicht der Veränderung des

⁵engl. "light bullets".

⁶engl. Selbst-Aufsteilung, also eine selbstinduzierte Erhöhung der zeitlichen Flankensteilheit der Lichtimpulse, siehe Abschnitt 1.4.2.

⁷engl. self-waveguiding model.

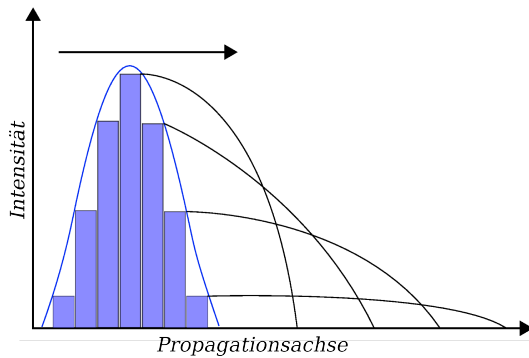


Abbildung 1.11: Schematische Darstellung des „moving focus model“
Jeder Abschnitt des Impulses hat aufgrund des Kerr-Linsen-Effektes einen eigenen Brennpunkt.

Brechungsindex aufgrund der drei Effekte beschrieben werden kann

$$n_2 \cdot I = \frac{\rho(I)}{2\rho_c} + \frac{(1,22\lambda_0)^2}{8\pi n_0 \omega_0^2}. \quad (1.33)$$

Hierbei sind ρ die Intensitätsabhängige sowie ρ_0 die kritische Elektronendichte, λ_0 die Zentralwellenlänge, ω_0 der Bündeldurchmesser sowie n_0 der zugehörige Brechungsindex. Auf der linken Seite der Gleichung beschreibt $n_2 I$ die intensitätsbedingte Selbstfokussierung durch den nichtlinearen Brechungsindex, während auf der rechten Seite die Terme für die Defokussierung im Plasma sowie durch Beugung stehen.

Da jedoch sowohl die Intensität als auch die Elektronendichte ρ als Funktion der Propagationstiefe variieren, tritt ein solches Gleichgewicht höchstens lokal auf [27, 32]. Trotzdem können anhand des einfachen Ansatzes über die Spitzenintensität erstaunlich genaue Aussagen über die Größenordnung der Elektronendichte und umgekehrt getroffen werden [33].

Modell mit sich bewegendem Fokalfunkt⁸

In diesem Modell wird der Lichtimpuls in Zeitabschnitte entlang der Zeitachse eingeteilt, die als unabhängig voneinander angesehen werden. Der Kollaps des Strahlenbündels findet aufgrund der unterschiedlichen Energie für jeden der Zeitabschnitte mit einer anderen „Brennweite“ statt. Der Fokalfunkt ist somit über eine längere Strecke der Propagationsachse verteilt und kann nicht mehr eindeutig definiert werden (siehe Abb. 1.11). Dieses Modell beschreibt recht gut die Anfangsphase der Filamentationsentstehung, vernachlässigt aber die Selbstleitung durch Plasmadefokussierung. So erwartet man bei konvergierenden Strahlenbündeln nach dem geometrischen Fokalfunkt keinen erwähnenswerten Energietransport in Propagationsrichtung, was klar den experimentellen Ergebnissen widerspricht. Erweitert man dieses Modell mit einer stärkeren Kopplung der einzelnen Zeitabschnitte, so nähert man sich wieder der Beschreibung der anderen Modelle an [34].

⁸engl. moving focus model.

Modell der dynamisch räumlichen Ergänzung⁹

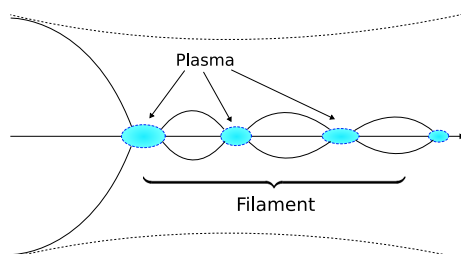


Abbildung 1.12: Zu sehen sind die im „dynamic spatial replenishment“-Modell vorgeschlagenen Zyklen aus Selbstfokussierung und Plasmadefokussierung. Der ursprüngliche Bündelverlauf ohne Selbstfokussierung ist zum Vergleich mit einer unterbrochenen Linie dargestellt.

Das Modell der dynamisch räumlichen Ergänzung [35] ist eine Weiterentwicklung der beiden erstgenannten Modelle. Da die beschriebenen Modelle sich nur mit der Selbstfokussierung und der Plasmadefokussierung auseinandersetzen, vereinfachen sie die wahre Dynamik über die Maßen. In Wirklichkeit formt die Selbstfokussierung zunächst eine führende Spitze im Impuls, die in ihrem Nachlauf das Plasma erzeugt. Dadurch wird nun der rückwärtige Schweif des Impulses defokussiert, während der vorseilende Teil durch Multiphoton-Absorption abgeschwächt wird. Mit abfallender

Energie fehlt dem Impuls das Vermögen das Plasma aufrechtzuerhalten, das sodann in sich zusammenfällt. Da die Selbstfokussierung immer noch aktiv ist, wird dem Impuls erneut die Möglichkeit gegeben, ein Plasma zu erzeugen und der Prozess wiederholt sich. Dies geschieht solange dem Impuls genügend Leistung für einen optischen Kerr-Effekt bleibt. Die Schlussfolgerung dieses Modells ist, dass kein globales stabiles Gleichgewicht existiert, sondern viele dynamische Gleichgewichtspositionen, die dem Strahlenbündel eine robuste Struktur entlang der Propagationsrichtung geben.

Weitere Vorschläge zur Beschreibung der Filamentation sind räumliche Solitonen, konische X-Wellen und konische ungleichgewichtige Besselstrahlen.

1.4.2 Eigenschaften der Filamentation

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten physikalischen Effekte, die in der Filamentation auftreten, nochmals im Einzelnen beschrieben. Diese greifen in einer sehr komplexen Art und Weise ineinander, deren genaue Beschreibung den Rahmen dieser Diplomarbeit sprengen würde. Deswegen wird für eine tiefgreifende, theoretische Beschreibung und numerische Simulationen auf die zusammenfassende Arbeit zur Filamentation von A. Couairon verwiesen [36].

Beugung: Räumliche und Zeitliche Defokussierung

Die Beugung von Laserstrahlung tritt sogar bei Propagation im Vakuum auf. Der Gauss-Optik zufolge nimmt der Durchmesser eines Strahlenbündels mit

⁹engl. dynamic spatial replenishment (DSR) model.

ebenen Wellenfronten um einen Faktor $\sqrt{2}$ zu, wenn er über eine typische Länge, die Rayleigh-Länge, propagiert:

$$L_R = \frac{k\omega_0^2}{2} = \frac{\pi n_0 \omega_0}{\lambda_0} \quad (1.34)$$

In diesem Fall stellt ω_0 den Bündeldurchmesser dar und λ_0 die Laserwellenlänge im Vakuum. Demnach ist für ein Strahlenbündel mit $\omega_0 = 100\mu m$ bei $\lambda_0 = 800nm$ die Rayleighlänge $L_R = 3,9$ cm. Im Vergleich hierzu erkennt man die Ausmaße der Selbstleitung, wenn man Experimente betrachtet, bei denen Filamente über mehrere Kilometer Länge aufrechterhalten wurden [37].

Nach Gleichung 1.34 werden blaue Frequenzen stets schwächer gebeugt als rote Frequenzen. Da ein Lichtimpuls nie monochromatisch ist, verliert daher der innere Teil des Bündels nach einer gewissen Propagation einen Teil seiner spektralen Anteil. Dies hat unter anderem wiederum Einfluss auf die zeitliche Dauer eines Lichtimpulses, so dass ein räumlich begrenzter Detektor nach längerer Propagation einen längeren Impuls messen würde als zum Entstehungszeitpunkt.

Kerr-Linsen Effekt

Wird der Brechungsindex nach dem anliegenden elektrischen Feld entwickelt

$$n(E(r, t)) = n_0 + \frac{n_1}{1!}|E(r, t)| + \frac{n_2}{2!}|E(r, t)|^2 + \frac{n_3}{3!}|E(r, t)|^3 + \dots, \quad (1.35)$$

so gibt n_2 den nichtlinearen Brechungsindex zweiter Ordnung an, der das dispersive Verhalten in Abhängigkeit der Intensität $I = |E|^2$ beschreibt. Dieser ist mit der dritten Ordnung der Suszeptibilität durch $\chi^{(3)} = 4\epsilon_0 c n_2 n_0^2 / 3$ verknüpft, wobei ϵ_0 die Permittivität des Vakuums ist. In normalen Fällen ist n_2 positiv, was zu einer Vergrößerung des Brechungsindex bei höherer Intensität führt. Da das elektrische Feld sowohl einen räumlichen, meist radial variierenden, als auch einen zeitlich variierenden Anteil besitzt, kann der Einfluss des nichtlinearen Brechungsindex ebenfalls eine räumliche als auch zeitliche Wirkung entfalten. An dieser Stelle wird zunächst die räumliche Wirkung betrachtet, während die zeitliche Auswirkung im Kapitel zur Selbst-Phasenmodulation erläutert werden wird.

Da ein gewöhnliches Laserbündel im Zentrum des Bündelprofils die höchste Intensität hat, tritt eine Verformung der Wellenfronten auf,

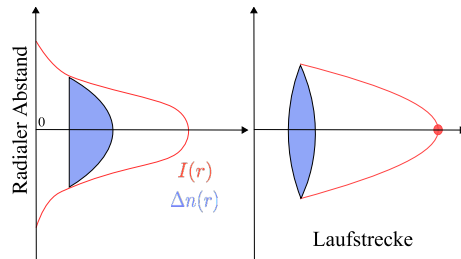


Abbildung 1.13: Veranschaulichung der Wirkungsweise des Kerr-Linsen-Effekts.

ähnlich wie bei einer Linse. In Abwesenheit von sättigenden Effekten kann dies zu einem vollständigen Kollaps des Strahlenbündels führen. Es ist wichtig zu erkennen, dass der entscheidende Parameter der Selbstfokussierung nicht die Flächenleistungsdichte (Leistung pro Einheitsfläche) sondern die Gesamtleistung selbst ist. Die kritische Leistung, bei der die Selbstfokussierung die Beugung übertrifft, ist gegeben durch:

$$P_{cr} = \frac{3,77 \cdot \lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (1.36)$$

Der Wert 3,77 ist abhängig von der Form des Bündelprofils. Hier wird von einem Gaussförmigen Intensitätsprofil eines Strahlenbündels ausgegangen. Die Strecke bis zum Kollaps eines kollimierten Bündels wird durch die empirische Formel

$$L_c = \frac{0,367 \cdot L_R}{\sqrt{[(P_{in}/P_{cr})^{1/2} - 0.852]^2 - 0.0219}} \quad (1.37)$$

beschrieben, wobei P_{in} die Gesamtleistung darstellt. Für ein konvergentes Bündel mit Brennweite f verschiebt sich der geometrische Fokalfunkt nach:

$$\frac{1}{L_{c,f}} = \frac{1}{L_c} + \frac{1}{f} \quad (1.38)$$

Ein solcher vollständiger Kollaps würde in Abwesenheit defokussierender Effekte das Auftreten einer räumlichen und energetischen Singularität bedeuten. In der Realität kommt dies jedoch nicht vor, da defokussierende Mechanismen bei einer gewissen Intensität einsetzen und schließlich die fokussierende Wirkung des Kerr-Effekts überwiegen. In Gasen ist der stärkste Beitrag in diese Richtung die durch Multiphotonionisation bedingte Plasmaerzeugung und die damit einhergehende Defokussierung.

Es muss beachtet werden, dass der Kerr-Linsen-Effekt verschiedene Anteile hat. Einer ist rein elektronischen Ursprunges mit einer Zeitkonstante von unter 1 fs. Der zweite Anteil ist auf nukleare Bewegungen zurückzuführen und weist sehr viel längere Reaktionszeiten auf. Dieser zweite Anteil ist als Raman-Anteil des Kerr-Effektes bekannt. Der Kerr-Effekt ist daher ebenfalls abhängig von der Impulsdauer. Ist die Impulsdauer kürzer als die Reaktionszeit des Raman-Anteils spielt nur die quasiinstantane elektronische Antwort des Systems eine Rolle. In Luft ist dies für Impulsdauern von etwa 10 fs der Fall. In Gasen mit anisotropen Molekülen hat die Orientierung der Moleküle als Reaktion auf das eingestrahlte elektrische Feld jedoch einen großen Einfluss auf den nichtlinearen Brechungsindex [31].

Plasma-Defokussierung

Die Erzeugung eines Plasmas ist immer mit einer lokalen Verminderung des Brechungsindex verbunden

$$n \approx n_0 - \frac{\rho(r, t)}{2\rho_c}, \quad (1.39)$$

wobei $\rho(r, t)$ die freie Elektronendichte darstellt und ρ_c die kritische Dichte für ein opakes Plasma angibt.

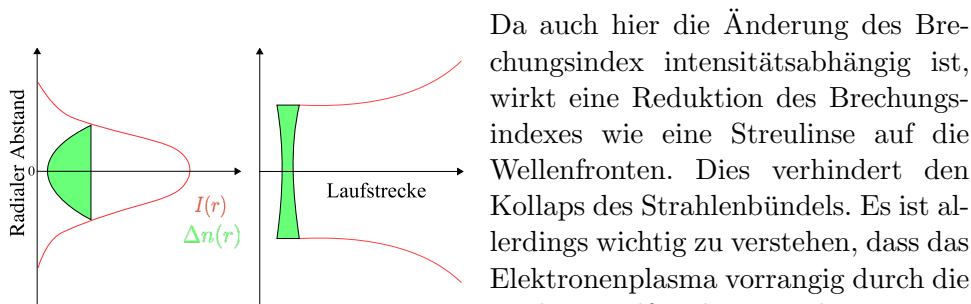


Abbildung 1.14: Schematische Darstellung der Defokussierung durch Plasmaerzeugung.

Da auch hier die Änderung des Brechungsindex intensitätsabhängig ist, wirkt eine Reduktion des Brechungsindexes wie eine Streulinse auf die Wellenfronten. Dies verhindert den Kollaps des Strahlenbündels. Es ist allerdings wichtig zu verstehen, dass das Elektronenplasma vorrangig durch die vordere Hälfte des Impulses erzeugt wird, dessen defokussierende Wirkung somit fast ausschließlich auf den nachfolgenden Anteil wirkt. Daher defokussiert das Plasma nicht nur räumlich, sondern verzerrt auch stark das zeitliche Profil des Laserimpulses.

Durch das Plasma im Rücken des Impulses wird außerdem eine weitere spektrale Verbreiterung und eine Verschiebung zu höheren Frequenzen verursacht. Ein zusätzlicher Einfluss des Plasmas besteht in der Änderung der dispersiven Eigenschaften des Mediums [38]. So kann in Luft bei 800 nm die GDD dermaßen stark beeinflusst werden, dass das Medium quasi nichtdispersiv ist.

Selbst-Phasenmodulation

Die Selbst-Phasenmodulation ist der für die Ergebnisse dieser Arbeit wichtigste Effekt. Wie schon früher erwähnt, ist für Einflüsse auf das spektrale Profil eines Lichtimpulses dessen zeitliche Phase entscheidend. Wird das zeitliche Profil eines Impulses durch die Gaussförmige Intensitätseinhüllende

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\Delta\tau}} \quad (1.40)$$

beschrieben, so ist auch der Brechungsindex bei Vorliegen nichtlinearer Beiträge zeitabhängig. Dies geht, wie bereits erwähnt, aus der Entwicklung 1.35 des Brechungsindex hervor. Der Term der ersten Ordnung wird in diesem Fall nicht berücksichtigt, da dessen Wirkung bereits über die spektrale Phase

in 1.17 beschrieben wird.

$$n(t) = n_0 + n_2 \cdot I(t) \quad (1.41)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = n_2 \frac{dI(t)}{dt} = n_2 I_0 \frac{-2t}{\Delta\tau^2} \cdot e^{-\left(\frac{t}{\Delta\tau}\right)^2} \quad (1.42)$$

Berücksichtigt man diese Abhängigkeit in der zeitlichen Phase, so ergibt sich diese nach der bisher zurückgelegten Strecke L zu:

$$\varphi(t) = \frac{\omega_0}{c} \cdot n(t) \cdot L \quad (1.43)$$

Die momentane Frequenz ist bekanntlich gegeben durch $\omega(t) = \omega_0 - \frac{d\varphi(t)}{dt}$. Setzt man (1.42) und (1.43) ein, so findet man:

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{2\omega_0 L n_2 I_0}{c \Delta\tau^2} \cdot t \cdot e^{-\left(\frac{t}{\Delta\tau}\right)^2} \quad (1.44)$$

Anhand dieser Formel kann man erkennen, dass in der Impulsfront rote Frequenzen und im Impulsrücken blaue Frequenzen erzeugt werden [39], was in Abbildung 1.15 dargestellt ist. Der alleinige Einfluss der Selbst-Phasenmodulation erzeugt also eine positive Phasenmodulation, wobei die Form des Impulses unter Vernachlässigung der Dispersion aber qualitativ unverändert bleibt. Die zusätzlichen Frequenzen entstehen dabei symmetrisch auf beiden Seiten des spektralen Profils. Eine Schwierigkeit bei der spektralen Verbreiterung ist die damit einhergehende Modulation des erzeugten spektralen Profils, wodurch Vor- und Nachimpulse zum eigentlichen Lichtimpuls entstehen.

Eine anschaulichere Erklärung der Phasenmodulation besteht darin, anzunehmen, dass durch die niedrigeren Energien in den Impulsflanken diese aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex eine andere Geschwindigkeit als das Impulsmaximum haben. Die zeitlich frühere Flanke lief dem Impulsmaximum davon, wobei es die vorderen Wellenlängen „streckt“. Die hintere Impulsflanke läuft im Gegensatz dazu auf das Impulsmaximum auf und staucht die Wellenlängen zu höheren Frequenzen [40].

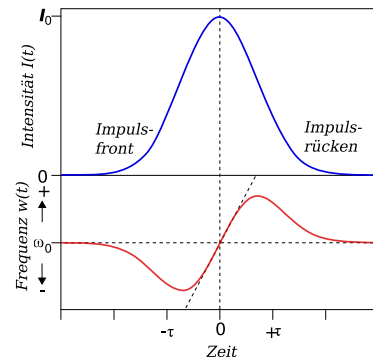


Abbildung 1.15: Dargestellt sind die zeitliche Form eines Lichtimpulses und die zugehörige momentane Frequenz.

Self-Steepening¹⁰

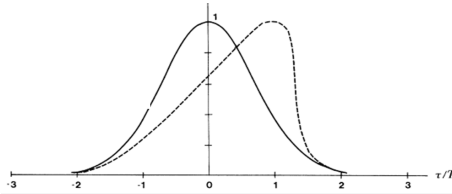


Abbildung 1.16: Einfluss des Self-Steepening auf die Impulsform [39].

Da die intensitätsabhängige Brechungsindexänderung aufgrund ihrer elektronischen Natur ein praktisch instantaner Effekt ist, verringert sich die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit steigender Intensität im Verlauf des Impulses. Daher laufen die elektrischen Felder der abfallenden Impulsflanke auf das Impulsmaximum auf, während die vorderen Felder der Spitze davoneilen. Dies führt zu einem steilen Abfall auf der hinteren Impulsseite.

Dieser Effekt führt zu einer schnelleren Selbstfokussierung der rückwärtigen Seite des Impulses und zu einer Verstärkung der blauen Frequenzen, die im hinteren Teil des Impulses gebildet werden.

Photo-Ionisation

Wie schon im DSR-Modell beschrieben, bedarf die Filamentation einer fast verlustfreien Kerr-Region, gefolgt von einem möglichst abrupten Einsetzen der Multiphotonionisation und damit der Plasmadefokussierung. Dies ist dann guterfüllt wenn die Energie der einfallenden Laserphotonen nur einen Bruchteil des Ionisationspotentials U_i der Gasatome beträgt, also die Bedingung $\hbar\omega_0 \ll U_i$ gegeben ist. Dann wird nämlich eine große Zahl $n \propto U_i/\hbar\omega_0$ von Photonen zur Ionisation benötigt, die simultan absorbiert werden muss. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist dann stark abhängig von der Intensität, nämlich proportional I^n , so dass die Absorption bei geringem Bündeldurchmesser sehr abrupt auftritt.

Die so erzeugte Elektronendichte hat damit ein schwellwertiges Verhalten, sodass die dann einsetzende Plasmadefokussierung lokal die Selbstfokussierung überkompensiert und somit die Spitzenleistung im Filament limitiert. Deshalb sind die möglichen Spitzenintensitäten, die mit der Filamentation erreicht werden können, auf einen materialabhängigen Höchstwert begrenzt¹¹. Dieser liegt jedoch mit einigen zehn Terawatt noch in dem Bereich der zum Beispiel zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung benötigten Leistung der ultrakurzen Lichtimpulse.

Selbstkomprimierung und räumliche Modenoptimierung

Die verschiedenen Effekte, die bei der Filamentation das zeitliche Profil des Lichtimpulses beeinflussen, führen letztendlich in einer komplexen Kombi-

¹⁰engl. „Selbst-Aufsteilung“, eine selbstinduzierte Erhöhung der zeitlichen Flankensteilheit der Lichtimpulse.

¹¹engl. intensity clamping.

nation zu einer signifikanten Verkürzung der Impulsdauer. Theoretische Berechnungen [41, 42, 35] sagen eine mögliche Komprimierung bis fast auf das Ein-Zyklen-Limit voraus, und auch experimentell wurde der Effekt nachgewiesen [43]. Außerdem zeigen jüngere Messungen, dass zudem die CEO-Phase (siehe Abschnitt 1.2.2) des Lichtimpulses beibehalten wird, so dass damit die Filamentation insgesamt nach heutigen Erkenntnissen eine extreme Vereinfachung auf dem Weg zur phasenstabilen Erzeugung hoher harmonischer Strahlung darstellt.

Experimente von Prade et al.[44] weisen außerdem eine eindeutige Verbesserung des Bündelprofils im Fernfeld nach. Dies steht im Gegensatz zu bisherigen Erfahrungen, wonach nichtresonante, nichtlineare Wechselwirkungen, im Gegensatz zu linearen Wechselwirkungen, in starken Fluktuationen des Signals resultieren. Bei der Filamentation hingegen bildet hauptsächlich die fundamentale räumliche Mode den Kern des Filaments, während Moden höherer räumlicher Phasen nur das Reservoir an Laserenergie des Filamentes bilden und somit letztendlich unterdrückt werden. Eine ausführliche mathematische Beschreibung ist in [29] zu finden.

1.5 Charakterisierung ultrakurzer Lichtimpulse

Für die zeitliche Charakterisierung eines Prozesses bedarf es einer Sonde, welche eine noch kürzere zeitliche Ausdehnung hat als der Prozess selbst. Da die Zeitskala ultrakurzer Lichtimpulse um mindestens einen Faktor 1000 kleiner ist als die kürzesten elektronisch erzeugbaren Impulse, müssen neue Möglichkeiten für deren zeitliche Charakterisierung gefunden werden. Die drei üblichsten Methoden werden im Nachfolgenden schematisch beschrieben [45].

1.5.1 Autokorrelation

Da es keine für Messung zugänglichen Sonden gibt, die kürzer sind als Femtosekundenpulse, muss man die Lichtimpulse selbst nutzen, um das zu messende Signal abzutasten. In anderen Worten heißt das, Abtastimpuls und abzutastender Impuls stammen von derselben Quelle. Diese Methode der Impulsvermessung wird allgemein als Autokorrelation bezeichnet.

Um die Produktbildung von Abtastimpuls und Signalimpuls zu gewährleisten, wird ein nichtlinearer Prozess, z.B. die Summenfrequenzbildung, ausgenutzt. Der zu vermessende Strahl wird in einem Strahlteiler in zwei gleich große Teilimpulse zerlegt, die über eine variable Verzögerungsstrecke, zeitlich um τ gegeneinander verschoben werden, bevor sie in einem nichtlinearen Kristall wieder zur Überlagerung gebracht werden. Das gemessene Signal hat mathematisch folgende Form:

$$S_{AC}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) \cdot I(t - \tau) dt \quad (1.45)$$

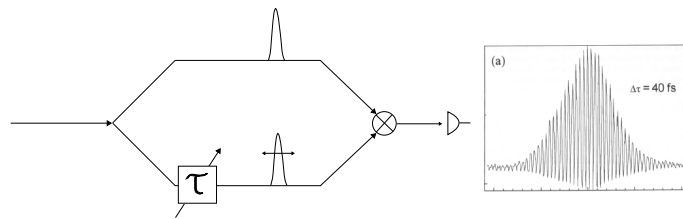


Abbildung 1.17: Prinzip eines Autokorrelators und die Form eines gemessenen Signals.

Diese Überlagerung kann kollinear oder nichtkollinear erfolgen. Den ersten Fall nennt man interferometrische Autokorrelation. Sie ist besonders für kurze Lichtimpulse geeignet, besitzt jedoch prinzipiell einen Signaluntergrund, der aus der nichtkohärenten Summe der Teilimpulse resultiert.

Im Falle der zweiten Variante, fällt ein solcher Untergrund fort, jedoch ist die zeitliche Auflösung dieser Methode auf Impulse mit einer Dauer von über 20 fs limitiert.

Das Prinzip der Autokorrelation besteht darin, die Messung einer Zeit in die Messung einer variablen Strecke des Verzögerungsarms umzuwandeln. Das Summenfrequenzsignal wird folglich in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen den beiden Lichtimpulsen gemessen.

Da die ermittelte Halbwertsbreite der Autokorrelation grundsätzlich länger ist als die Halbwertsbreite der zugrundeliegenden Impulse, wird diese mit einem Entfaltungsfaktor, der je nach Impulsform zwischen 0.5 und 1 liegt, korrigiert. So ist der Faktor für einen Gauss-Impuls 0.71, für einen sech-Impuls 0.65 [46].

Der Nachteil der Autokorrelation liegt demnach vor allem darin, dass sie keine eindeutige Rekonstruktion des zeitlichen Profils des gemessenen Impulses zulässt. Außerdem sind Messungen der Autokorrelation immer symmetrisch und erlauben daher speziell bei stark unsymmetrischen Impulsprofilen keinen Rückschluss auf die Richtung der Zeitachse. Ein weiterer Nachteil ist die durch den zur Aufteilung des Impulses nötigen Strahlteiler eingeführte Dispersion, die eine Messung zusätzlich verfälscht.

1.5.2 FROG

Aufgrund der Beschränkungen der Autokorrelation, wurden Verfahren entwickelt, die zusätzlich die spektrale Phasenmodulation bestimmen können und daher eine Möglichkeit der vollständigen Impulscharakterisierung darstellen [47].

Statt wie bisher in der Autokorrelation die Intensität des nichtlinearen Signals gegen die Verzögerung aufzuzeichnen, wird nun der spektrale Intensitätsverlauf gegen die Verzögerung erfasst. Man erhält dann eine spektral aufgelöste Autokorrelation [48]. Diese zusätzliche Information reicht aus, um

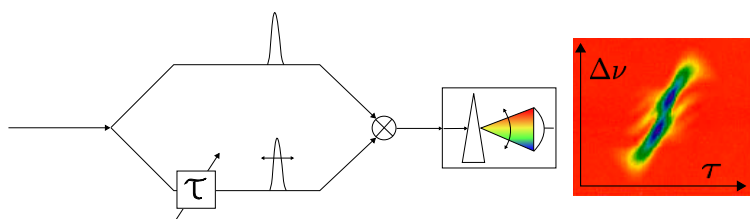


Abbildung 1.18: Das FROG-Prinzip entspricht weitgehend dem eines Autokorrelators. Es gibt jedoch Realisierungen, die sich trotzdem stark unterscheiden, und mit einem klassischen Autokorrelator nicht mehr viel gemeinsam haben. In dem FROG-Signal ist die Intensität des Signals in Form einer Farbkodierung als Funktion der Verzögerung und der Wellenlänge aufgetragen.

anhand von iterativen Computeralgorithmen eine passende Impulsform zu finden. Dieses Verfahren wird allgemein als „**F**requency **R**esolved **O**ptical **G**ating“ (FROG) bezeichnet.

Es bleibt jedoch nach wie vor eine Vertauschbarkeit bezüglich der Zeit als Nachteil zu nennen. Bei hohen Akquisitionsraten ist für komplexe Impulsformen außerdem der Rechenaufwand für Echtzeitmessungen zu groß, so dass FROG für solche Bedingungen nicht geeignet ist.

1.5.3 ZAP-SPIDER

Werden zwei identische Impulse in einem Spektrographen überlagert so ergibt sich ein spektrales Profil mit derselben Einhüllenden wie diejenige des Einzelimpulses, jedoch mit einer zusätzlichen Modulation. Deren spektrale Periode entspricht dem zeitlichen Abstand der Einzelimpulse. Sind die beiden Impulse identisch, so ist die Periode der Modulation über das gesamte spektrale Profil gleich.

Ist jedoch einer der beiden Impulse phasenmoduliert, so ist der zeitliche Abstand der einzelnen Frequenzanteile verschieden und somit auch die Modulation des spektralen Profils des Messsignals von der Wellenlänge abhängig [45]. Durch ein genaues Vermessen des spektralen Profils und Vergleich mit einem äquidistanten Interferenzmuster lassen sich genaue Aussagen über den zeitlichen Versatz der einzelnen Frequenzanteile, also die spektrale Phase, machen. Dieses Verfahren wird „**Z**ero **A**dditional **P**hase - **S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric field **R**econstruction“ genannt (ZAP-SPIDER). „**Z**ero-**A**dditional-**P**hase“¹² bezieht sich hier auf eine spezielle experimentelle Anordnung, die auf einen Strahlteiler für den zu messenden Impuls verzichtet und somit eine dem Messsystem inhärente Dispersion verhindert [49, 50].

Im Normalfall liegt jedoch kein Referenzimpuls ohne Phasenmodulation vor und es muss ein weiterer Trick angewendet werden. Zusätzlich zu dem

¹²engl: ohne zusätzliche spektrale Phase.

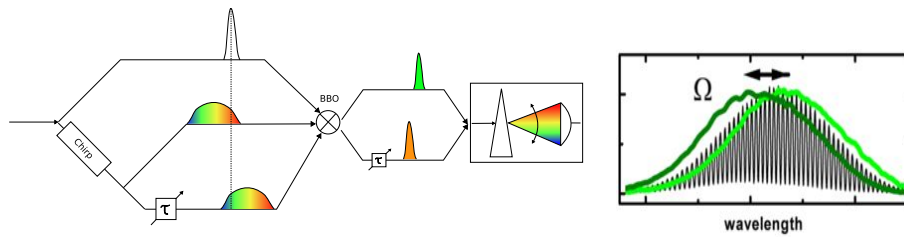


Abbildung 1.19: Das Funktionsprinzip des ZAP-SPIDER. Zu sehen ist außerdem ein typisches SPIDER-Signal mit den gegeneinander verschobenen spektralen Profilen der Hilfsimpulse, aus welchem eine Rekonstruktion der zeitlichen Impulsform möglich ist.

zeitlichen Versatz, wird den beiden Impulsen eine spektrale Verschiebung aufgezwungen. Daher interferieren die Frequenzanteile des einen Impulses mit denen einer spektral um einige Nanometer verschobenen Kopie desselben Impulses. Um dies zu bewerkstelligen, wird der zu messende Impuls mit zwei stark linear phasenmodulierten und zeitlich gegeneinander verschobenen Hilfsimpulsen in einem nichtlinearen Kristall überlagert, wobei er jeweils mit einer anderen spektralen Komponente jener phasenmodulierten Hilfsimpulse die Summenfrequenz bildet.

Hat sich die spektrale Phase im unbekanntem Impuls und damit auch in den spektral gegeneinander verschobenen Repliken desselben geändert, so erscheint die Modulation des sich ergebenden spektralen Profils des Messsignals an dieser Stelle entweder gestaucht oder gestreckt, abhängig davon, ob sich die Phase vergrößert oder verkleinert hat. Eine Auswertung des erzeugten Interferogramms ergibt die Steigung der spektralen Phase. Integriert man diese über alle gemessenen Phasendifferenzen auf, so ergibt sich die spektrale Phase selbst.

Mit der ebenfalls gemessenen Intensitätsverteilung des spektralen Profils, lässt sich anschließend mit Hilfe einer Fouriertransformation die exakte Impulsform rekonstruieren. Da der Rechenaufwand wesentlich geringer ist als die Impulsrekonstruktion mit FROG, stellt die Ausleserate der verwendeten Kamera die einzige zeitliche Beschränkung von SPIDER dar [51].

Kapitel 2

Der experimentelle Aufbau

In diesem Kapitel soll die technische Realisierung der Filamentation und Impulskomprimierung, deren im vorhergehenden Kapitel erarbeitet wurden, besprochen werden. Um die weitere zeitliche Komprimierung ultrakurzer Lichtimpulse zu ermöglichen, wurde sowohl ein Aufbau für eine zweifache Filamentation entworfen und aufgebaut, als auch ein Impulskompressor entwickelt und ebenfalls aufgebaut.

Die Filamentationseinheit dient der spektralen Verbreiterung der Lichtimpulse, die von einem kommerziellen System erzeugt werden.

Der Impulskompressor für die anschließende Rekomprimierung der Laserimpulse wurde derart entworfen, dass er möglichst flexibel auf sich verändernde Parameter angepasst werden kann. Darüber hinaus erlaubt er es höhere Ordnungen der Dispersion effektiver ausgleichen, als dies ein ausschließlich aus dispersiven Spiegeln bestehender Aufbau vermag. Verwendet wurde ein deformierbarer Spiegel, der für die verwendeten Impulsenergien geeigneter ist als andere Möglichkeiten adaptiver Optik (siehe Abschnitt 1.3.4). Der somit adaptive Impulskompressor wird in Kombination mit dispersiven Spiegeln verwendet, welche die im Strahlengang akkumulierte Dispersion bereits grob vorkompensieren. Mit dieser Anordnung wird es möglich sein, ultrakurze Lichtimpulse mit einer Impulsdauer von deutlich unter 10 fs zu erzeugen.

In Zukunft sollen mit Hilfe dieser sogenannten „few-cycle-pulses“¹ über die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung einzelne Attosekundenimpulse generiert werden.

2.1 Das Lasersystem

Das verwendete Lasersystem ist ein kommerziell von Kapteyn-Murnane Laboratories [52] produziertes System, das über die sogenannte „Chirped Pulse Amplification (CPA)“ infrarote Laserimpulse mit einer Repetitionsrate von bis zu 10 kHz bei einer Einzelimpulsenergie von ca. 0.8 mJ erzeugt. Dabei

¹engl. Impulse, die aus wenigen Lichtzyklen bestehen.

handelt es sich um einen Laserverstärker, der die Impulse erst zeitlich streckt, diese anschließend dem eigentlichen Verstärkungsprozess zuführt und danach wieder auf eine kurze Impulsdauer komprimiert. Die Repetitionsrate des Systems, kann zwischen 3 kHz und 10 kHz variiert werden. Die möglichen Einzelimpulsenergien der Lichtimpulse liegen bei kleinen Raten deutlich über einem Millijoule. Im Weiteren wird das CPA-Verfahren näher erläutert.

Ein modengekoppelter Titan-Saphir-Laser, der ebenfalls von KM-Labs gefertigt wird, generiert dabei die Ausgangsimpulse. Diese haben eine spektrale Breite von 70 nm, weisen allerdings eine Dauer von 180 fs auf. Um ihre Transformationsgrenze von ca. 15 fs zu erlangen, müssten diese Impulse weiter komprimiert werden, was hinsichtlich des nachfolgenden CPA-Verfahren nicht nötig ist. Die Leistung des Oszillators liegt bei 650 mW, von der 30% vor dem Verstärkungsprozess für die Phasenstabilisierung (siehe Abschnitt 1.2.2) abgezweigt werden. Somit stehen für die Verstärkung maximal 400 mW mit einer Einzelimpulsenergie von 5nJ zur Verfügung.

Der Oszillator wird seinerseits durch einen frequenzverdoppelten Nd:YVO-Dauerstrichlaser der Firma Coherent, Modell „Verdi V6“, gepumpt [53]. Dieser emittiert bei einer Wellenlänge von 532 nm mit einer Dauerstrichleistung von bis zu 6.5 W, und zeichnet sich durch sein extrem geringes Untergrundrauschen aus. Es handelt sich hierbei um einen sogenannten „Diode-Pumped Solid-State(DPSS)“ -Laser, was bedeutet, dass er durch ein wartungsarmes Laserdiodenarray gepumpt wird.

Um die für die Filamentation und für die anstehende Erzeugung hoher harmonischer Strahlung benötigten Energien zu generieren, werden die Ausgangsimpulse des Oszillators verstärkt. Wie oben schon erwähnt, wird dies mit dem CPA-Verfahren möglich gemacht. Das hier verwendete Modell „Dragon“ besteht aus fünf wichtigen Untersystemen:

Der Pumplaser: Als Pump-Laser für den Verstärkerkristall wird ebenfalls ein kommerzieller Laser verwendet, der normalerweise in der Industrie seine Anwendung findet. Es handelt sich um das Modell LDP-200MQG von Lee Lasers. Wie der „Verdi“ ist der LDP-200MQG ein frequenzverdoppelter Neodymlaser, hier allerdings ein ND:YAG Laser, der ebenfalls über ein Dioden-Array gepumpt wird und über Güteschaltung mit Hilfe zweier AOMs (siehe Abschnitt 1.1.2) Impulse mit einer Dauer von ca. 100 ns erzeugt [54]. Der Vorteil eines Diodenarray ist, dass die Wellenlänge der Laserdioden exakt auf die Absorptionslinie der Neodym-Atome im YAG-Kristall eingestellt wird, und somit keine Energie unnötigerweise eingestrahlt wird, was zum Beispiel in einer unerwünschten Wärmeentwicklung resultieren könnte. Somit emittiert der Laser bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Durchschnittsleistung von 100 W. Die Repetitionsrate ist zwischen 3 kHz und 20 kHz frei wählbar. Das Triggersignal für die Ansteuerung der AOMs wird direkt vom Oszillator abgeleitet.

Um im Kristall einen optimalen Überlapp mit dem zu verstärkenden Laserbündel zu haben, muss der Fokuspunkt des Pumpstrahles im Kristall einen Durchmesser von 500-750 μm besitzen. Dies bedarf einer exakten Bündelanpassung, die aufgrund eines Austausches des Lasersystemes im Rahmen dieser Diplomarbeit ebenfalls durchgeführt werden musste.

Der Pulse-Stretcher²:

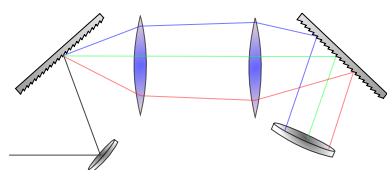


Abbildung 2.1: Einfache Realisierung eines Gitterstretchers. Im Verstärker kommt ein komplizierterer Aufbau mit Faltungsspiegel zum Einsatz, der im Wesentlichen dem gezeigten Prinzip entspricht.

Die Ausgangsimpulse des TiSa-Oszillators müssen vor dem Verstärkungsprozess zeitlich gestreckt werden, um die Spitzenleistung zu verringern, und somit das Risiko von Schäden im Verstärkerkristall zu minimieren. Die zeitliche Streckung wird erzielt, indem mit Hilfe eines Gitters die spektralen Komponenten des Impulses zunächst räumlich zerlegt und anschließend durch unterschiedliche Laufzeiten der Komponenten zeitlich gegeneinander verschoben werden. Dies geschieht analog dem Verfahren des Gitterkompressors (siehe Abschnitt 1.3.1).

Die Impulse nach dem Stretcheraufbau haben eine Dauer von ca. 200ps, was einer Streckung um drei Größenordnungen entspricht.

Die Pockelszelle

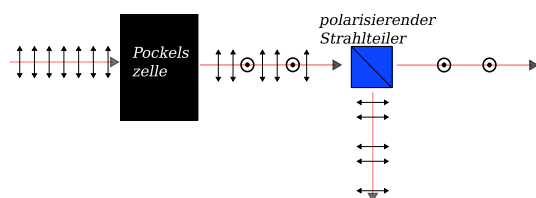


Abbildung 2.2: Darstellung der Impulsselektion durch die Pockelszelle mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers.

Nimmt man eine Transformationseffizienz von Pumplicht zu verstärktem Lichtimpuls von 10% an, würde bei einer erwünschten Einzelimpulsenergie von 1 mJ die benötigte Pumpenergie 10 mJ betragen. Dies entspricht bei einer Repetitionsrate des Oszillators von 80 MHz einer benötigten durchschnittlichen Pumpleistung von 800 kW.

Eine solche Leistung ist in dieser Klasse von Lasern bisher nicht realisierbar und würde zudem sämtliche optische Komponenten zerstören. Der verwendete Pump Laser liegt mit einer Durchschnittsleistung von 100 W bereits im oberen Bereich des heutzutage technisch Möglichen.

Um eine signifikante Verstärkung der Oszillatorimpulse zu erzielen muss, demnach die Repetitionsrate der Verstärkung deutlich niedriger sein. Hierzu

²engl. Aufbau zur zeitlichen Streckung von Lichtimpulsen.

wird die Repetitionsrate des Oszillators auf einen der Repetitionsrate des Pumpasers entsprechenden Wert heruntergeteilt. Dies geschieht mit Hilfe einer Pockelszelle. Beim Anlegen einer Hochspannung dreht diese die Polarisation des linear polarisierten Oszillatorbündels um 90° . Wird die Hochspannung entsprechend getaktet, so können einzelne Impulse des Oszillators ausgewählt werden, deren Polarisation dann um 90° gedreht ist. Diese werden anschließend durch einen Polarisator von den übrigen Impulsen separiert und dem Verstärkungsprozess zugeführt. Das Triggersignal für die Pockelszelle wird, wie auch jene für den Pumpaser, vom Oszillator abgeleitet.

Der Verstärker-Ring: Bei Eingang in den Verstärkerprozess beträgt die Einzelimpulsenergie auf Grund zahlreicher Verluste an optischen Elementen nur 1-2nJ. Nach dem Verstärkungsprozess besitzen dieselben Impulse, mit ca. 700 μJ , eine um fünf Größenordnungen höhere Einzelimpulsenergie. Diese wird erreicht, indem die Impulse in einem Ring aus fünf planen und zwei fokussierenden Spiegeln, 13 mal durch den Verstärkerkristall geleitet werden (siehe Übersichtsabbildung 2.3 auf Seite 42). Jeder der einzelnen Durchgänge findet unter einem leicht anderen Winkel an derselben Stelle im Kristall statt und überlappt dort sowohl zeitlich als auch räumlich mit den Impulsen des Pumpasers (siehe Übersichtszeichnung 2.3 auf Seite 42).

Der Kristall befindet sich in einer Vakuumkammer bei einem Druck von ca. 10^{-8} mbar und wird kryogen auf ca. 60K gekühlt. Einerseits benötigt man dies, um einer Verkürzung der Lebensdauer des oberen Laserniveaus aufgrund von phononeninduzierten Strahlungsübergängen und nichtstrahlenden Multiphononenzerfällen vorzubeugen [55], andererseits befindet sich der Kristall bei dieser Temperatur in einem Zustand optimaler Wärmeleitfähigkeit, wodurch ein etwaiger thermischer Linseneffekt verhindert wird. Auf diese Weise wird eine Konversionseffizienz von Pump- zu Laserlicht von tatsächlich ca. 10% möglich, was der verwendeten Abschätzung im vorangehenden Abschnitt recht gut entspricht.

Der Gitterkompressor: Die durch den Stretcher und durch optische Komponenten im Verstärker erzeugte Dispersion wird nach dem Verstärkungsprozess in einem Gitterkompressor kompensiert (für eine ausführliche Erklärung des Gitterkompressors siehe Abschnitt 1.3.1). Vor dem Eintritt in den Kompressor wird die Leistungsdichte des verstärkten Lichtbündels durch Aufweitung mittels eines Teleskopes reduziert, um ein Verformen oder einen Schaden der Gitter durch die hohen Durchschnitts- und Spitzenleistungen zu verhindern. Die Impulsdauern nach dem Kompressor liegen nach Herstellerangaben bei 25 fs. Eigenen Messungen zufolge [56] werden Impulsdauern von 28,5 fs erreicht.

Ob der Impuls optimal komprimiert ist, wird während des Betriebes anhand der Form und der Ramanstrahlung eines hinter einer 50mm-Linse erzeugten Luftplasmas erkannt. Außerdem erhält man Hinweise auf einen möglichen Astigmatismus des Bündels. Eine weitere verwendete Möglichkeit

ist das Beobachten der Fluoreszenzverteilung in einem mit Farbstoff dotierten Kunststoff, der sogar qualitative Rückschlüsse auf die Art der vorhandenen Phasenmodulation zulässt [57]. So lässt sich beispielsweise erkennen, ob eine positive oder eine negative Phasenmodulation vorliegt.

Für eine anschließende Ausbauphase stehen außerdem zwei Systeme zur Phasenstabilisierung bereit. Das erste System ist für die Stabilisierung der CEO-Phase des Oszillators mit seiner hohen Repetitionsfrequenz zuständig, die zweite dagegen wird zur Phasenstabilisierung der verstärkten Impulse verwendet [58].

Die spektrale Mitte der so erzeugten ultrakurzen Lichtimpulse liegt bei etwa 795 nm, wobei nur die kurzwelligen Ausläufer, für das menschliche Auge wahrnehmbar sind. Durch die hohe Spitzenleistung und die Tatsache, dass der Großteil der Strahlung nicht wahrgenommen werden kann, stellen die so erzeugten Impulse eine große Gefahr für das Auge des Bedieners dar. Aus diesem Grund wird zu Justagezwecken das gepulste Lichtbündel durch jenes eines Helium-Neon-Lasers mit einer Wellenlänge von 633 nm ersetzt, das für das menschliche Auge weitgehend ungefährlich ist. Dieses wird außerhalb des Verstärkers, durch einen im Spektralbereich um 800 nm hochreflektierenden Spiegel hindurch und über zwei Blenden, auf exakt den Strahlengang des Experimentierbündels gebracht, der während der Justage blockiert bleibt. An einigen Stellen, muss jedoch, wegen der Verwendung dielektrischer Spiegel, die für das HeNe-Licht transmissiv sind, auf das TiSa-Bündel zurückgegriffen werden. In diesen Fällen, wird das unverstärkt durch den Dragon laufende Strahlenbündel verwendet und über handelsübliche Internetkameras, die infrarot sensitiv sind, justiert.

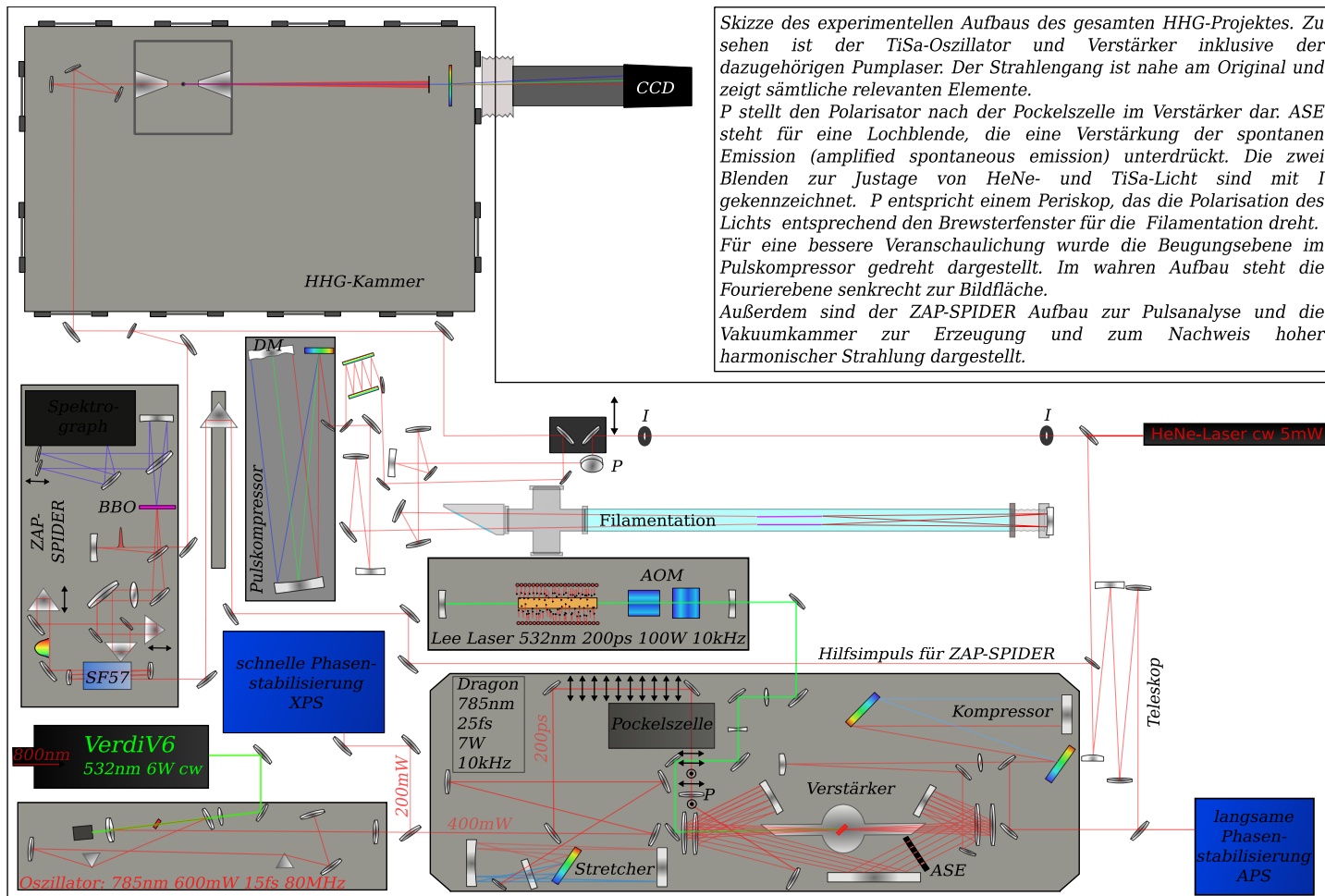


Abbildung 2.3: Übersichtsskizze des gesamten optischen Tisches, mit allen bereits vorhandenen Aufbauten.

2.2 Die Filamentationseinheit

Der Aufbau der Filamentationseinheit orientiert sich an den Arbeiten von Biegert et al. [59, 8] und besteht hauptsächlich aus einem Glas-Kleinflansch-Rohr, in dem sich das Gas zur nichtlinearen Wechselwirkung befindet. Die Gaszelle wird über zwei Ventile evakuiert, sowie mit Gas befüllt. Entsprechend den bisher durchgeführten Experimenten, wird als Wechselwirkungsgas Argon verwendet. Edelgase eignen sich aufgrund ihrer instantanen Nichtlinearität und der chemischen Passivität besonders gut zur Erzeugung eines stabilen Filamentes [60]. Versuche beispielsweise mit CO_2 als Wechselwirkungsmedium zu verwenden blieben ohne Erfolg.

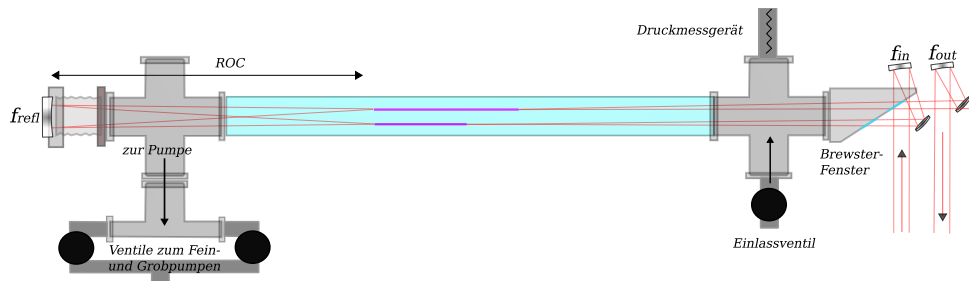


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Filamentationseinheit. Zu sehen sind die Brewster-Fenster für den Ein- und Austritt des Lichtbündels. Außerdem sind zwei Filamente angedeutet, sowie der reflektierende Spiegel f_{refl} mit Krümmungsradius (ROC) und eingangs fokussierend und ausgangs kollimierende Spiegel f_{in} und f_{out} .

Der Aufbau zur Vergrößerung der spektralen Breite, beruht auf einer zweifachen Filamentation. Das erste Filament dient vorrangig der Verbesserung der räumlichen Mode [44, 27] und einer anfänglichen Verbreiterung des spektralen Profils, wohingegen das zweite Filament für den maßgeblichen Anteil der weiteren spektralen Verbreiterung verantwortlich ist.

Anstatt wie in bisherigen Experimenten zwei separate Gaszellen zu verwenden, wurde hier ein Aufbau entwickelt, in dem beide Filamente in ein und derselben Zelle verwirklicht werden. Dies hat den Vorteil, dass zusätzliche Dispersion durch Ein- und Austrittsfenster vermieden wird. Wurde in bisherigen Aufbaute stets eine Rekomprimierungsstufe zwischen den beiden Filamentationszellen benötigt, ist diese nun obsolet.

Ein solcher Strahlengang wird durch einen fokussierenden Spiegel an der dem Eintrittsfenster gegenüber-

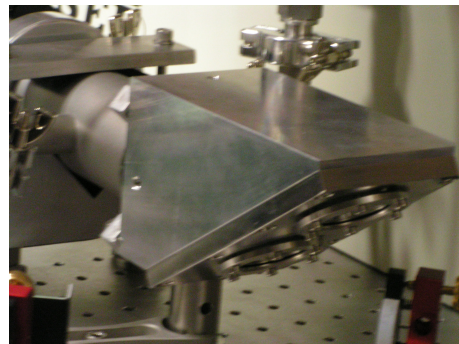


Abbildung 2.5: Foto des Eintrittsstückes der Filamentationseinheit. Zu erkennen sind die Brewsterfenster aus Quarzglas.

liegenden Seite des Rohres ermöglicht. Das erste Filament muss in dieser Anordnung durch den fokussierenden Spiegel am Eintritt so positioniert werden, dass der Endpunkt des Filaments genau im Radialpunkt des Reflexionsspiegels liegt. Dieser steht unter einem kleinen Winkel und gewährleistet somit, dass sich das Lichtbündel an einer leicht transversal versetzten Position im Rohr reproduziert. Auf dem Rückweg wird anschließend ein zweites Filament geformt, bevor das Bündel die Zelle durch das Austrittsfenster verlässt. Dies wird in der Abbildung 2.4 deutlich.

Um einen möglichst verlustfreien Ein- und Austritt in die Filamentationszelle zu ermöglichen, wurden die Fenster im Brewsterwinkel angeordnet und die lineare Polarisation des Laserbündels über ein Periskop (P in der Übersichtsskizze 2.3 auf Seite 42) entsprechend den Bedingungen gedreht. Durch diese Wahl werden außerdem für den Experimentator gefährliche Reflexionen auf die Tischplatte gelenkt. Da die Projektion der Fenster in Strahlrichtung recht schmal ist (Abb. 2.5), ist es überlegenswert, die Brewsteranordnung gegen senkrecht zum Strahl stehende antireflexbeschichtete Fenster auszutauschen, um einen großen Bündeldurchmesser ungehindert passieren zu lassen.

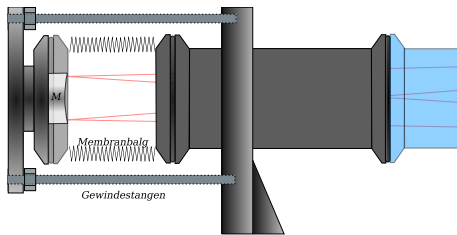


Abbildung 2.6: Skizze des Spiegelhalters. Insgesamt werden drei Gewindestangen verwendet, die eine vollkommene Justage des Spiegels ermöglichen. Diese stützen sich gegen ein auf dem optischen Tisch verankerten Fuß ab, und fixieren somit die Position des Spiegels sowohl bei Unter- als auch bei Überdruck.

Um die Filamentationszelle möglichst flexibel zu halten, ist sie aus mehreren Teilstücken zusammengesetzt. So ist es möglich die Länge des Rohres gezielt auf die verwendete Brennweite des Eintrittsspiegels hin abzustimmen. Außerdem wurde im Laufe der Arbeit deutlich, dass der hintere Reflexionsspiegel justierbar montiert werden muss. Dieses Problem wurde durch mehrere flexible Membranbälge und eine spezielle Spiegelhalterung gelöst, die einerseits justierbar ist, andererseits den Druckdifferenzen standhält und somit eine Dejustage des Spiegels verhindert.

Da die Filamentation ein sehr komplexer Effekt ist, tragen viele Faktoren zum Erfolg einer Realisierung bei. Dies wird in den nächsten beiden Abschnitten deutlich. Um optimale Bedingungen zu schaffen, bedurfte es vieler Eingriffe in das bestehende System und einer exakten Anpassung der Bündelparameter.

2.2.1 Optimierung von Bündelprofil und Astigmatismen

Wie sich im Laufe des Experimentes herausstellte, hat das räumliche Profil des Lichtbündels, also die Intensitätsverteilung über dem Querschnitt des

Bündels, einen entscheidenden Einfluss auf die Erzeugung eines verwertbaren Filamentes. Dies wird leicht ersichtlich, bedenkt man, dass die Filamentation ein stark intensitätsabhängiger Prozess ist.

Ein grundsätzliches Problem des verwendeten Verstärkers ist ein inhärent schlechtes Bündelprofil. Dies wird durch eine sogenannte ASE-Blende verursacht (siehe Übersichtsskizze 2.3 auf Seite 42). Hierbei handelt es sich um ein Metallplättchen, das mit einer Lochreihe versehen ist, durch die das Strahlenbündel sukzessive nach jedem Durchgang durch den Verstärkerkristall laufen muss. Sinn dieser Blenden ist es, eine Verstärkung von spontaner Emission³ bestmöglich zu unterdrücken. Diese würden zu einem unerwünschten Untergrundimpuls auf der Zeitskala des Pumpasers führen und zudem einen beträchtlichen Anteil der Besetzungsinversion abbauen. Letzteres würde zu einer signifikanten Energieeinbuße von bis zu 30% der ultrakurzen Lichtimpulse führen.

Der Nachteil einer solchen Blende ist die bei jedem Durchgang an den Rändern der Blende auftretende Beugung, die dem Laserbündel ein Interferenzmuster aus konzentrischen Ringen aufprägt (siehe Abb. 2.7). Dies führt ohne Gegenmaßnahmen zu einem großen äußeren Ring, zahlreichen justageabhängigen kleineren Ringen und häufig einem Minimum der Intensität in der Mitte des Bündels. Hinzu kommen weitere vertikale Strukturen, die von einer Abnutzung der Gitter herrühren könnten.



Abbildung 2.8: ASE-Blende für ein verbessertes Bündelprofil. Versuchen zufolge müssen die Durchmesser in einem exakten Verhältnis zueinander stehen, um den gewünschte Effekt zu erzielen.

Ab Werk befinden sich auf der Blende 13 Löcher mit einem Durchmesser von 2,5 mm. Um eine Verbesserung des Bündelprofils zu bewirken, wurde eine Optimierung der Lochdurchmesser vorgenommen. Als Ergebnis wurde eine Kombination von Löchern mit 1,6 mm und 2,5 mm Durchmesser gefunden. Durch die kleineren Lochdurchmesser werden erzeugte Ringstrukturen im äußeren Bereich des Bündelprofils abgeschnitten, bevor sie verstärkt werden können. Da die Verstärkung für die mittleren Durchgänge am stärksten ist, ist gerade hier solch eine räumliche Filterung nötig. Die letzten Durchgänge erfahren kaum eine weitere Verstärkung, daher muss das letzte Blendenloch wieder größer gewählt werden, um eine Ringstruktur seinerseits zu minimieren. Es zeigt

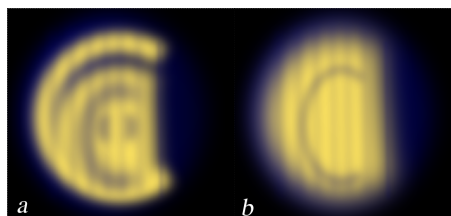


Abbildung 2.7: Darstellung der Intensitätsprofile des Laserbündels vor (a) und nach (b) einer Optimierung.

³engl. amplified spontaneous emission (ASE).

sich, dass der Durchmesser des letzten Loches exakt gewählt werden muss, da sonst Interferenzerscheinungen erneut zu einem lokalen Minimum in der Mitte des Bündelprofils führen können.

Wie sich im Verlaufe des Betriebes herausstellte, können durch diese Anordnung aber Intensitätsüberhöhungen entlang der Propagationsachse entstehen, die zu einer Beschädigung der optischen Komponenten im Verstärker führen. Daher wurde die weitere Verwendung dieser Art von Blenden eingestellt und nach anderen Möglichkeiten der Bündeloptimierung gesucht.

Der Versuch, das Bündelprofil mittels eines Filamentes in Luft zu verbessern schlug fehl. Verantwortlich dafür sind wahrscheinlich das Fehlen stabiler Rahmenbedingungen und die geringe räumliche Ausdehnung des erzeugten Filamentes. Ein nennenswerter Filtereffekt würde erst bei längeren Filamenten erkennbar werden [44].

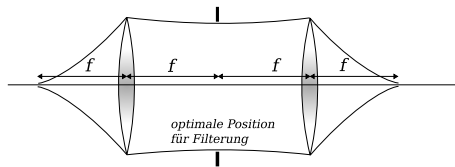


Abbildung 2.9: Ein typischer 4f-Aufbau. Eine Filterung der Fourierkomponenten befindet sich in der Strahltaile der abbildenden Elemente.

Eine genaue Berechnung der Weglängen im Verstärkerring ergab, dass sich die ASE-Blende an einer fourieroptisch nicht idealen Position befindet. Der Verstärkerring ist im vereinfachten Sinne ein 4f-Aufbau. Eine solche Anordnung ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Eine ideale räumliche Filterung kann nur exakt in der Mitte der beiden Linsen vorgenommen werden, da an dieser Position die Fourieranteile

bestmöglich getrennt sind. An jeder anderen Position, verwaschen diese Strukturen, so dass bei einer Filterung stets neue Strukturen entstehen.

Im Strahlengang des Dragon stellen zwei gekrümmte Spiegel für die Fokussierung in den Kristall die Linsen in Abbildung 2.9 dar, obgleich die beiden mittleren Brennpunkte in der geometrischen Position nicht übereinstimmen. Dies macht einen optimalen Standpunkt der ASE-Blende unmöglich, da somit keine eindeutige Fourierebene definiert ist. Erst eine Neugestaltung des Strahlenganges könnte dieses Problem beheben, was aufgrund Platzmangels im Verstärker nicht ohne weiteres möglich ist.

Die derzeitige Position, wurde aufgrund dieser Überlegungen, dem Optimum angenähert, was tatsächlich in einer Verbesserung des Bündelprofils resultierte. Es finden sich jedoch weiterhin starke Strukturen in der Intensitätsverteilung des Bündelquerschnittes.

Ein endgültig optimales Bündelprofil könnte sich vermutlich erst mit dem Verwenden weicher Blenden einstellen. Weiche Blenden könnten zum Beispiel durch einen sättigbaren Absorber, der nur an der Stelle des Intensitätsmaximums durch Ausbleichen vollständig transmittiv wird und mit abnehmender Intensität stärker absorbiert, verwirklicht werden. Eine solche Blende wäre zudem selbstjustierend.

Ein weiteres Problem lag in einem sehr großen Astigmatismus des Strahlenbündels. Dieser wurde bei der Verwendung großer Brennweiten evident und behinderte die Bildung eines stabilen Filamentes, da die möglichen Spitzenintensitäten am Ort des Brennpunktes dramatisch mit einem zunehmenden Astigmatismus fallen. Grund für diesen Astigmatismus waren zum einen eine thermische Linse im Kristall aufgrund eines schlechten Wärmekontaktes zwischen Kristall und Kühlvorrichtung. Um diesen zu verbessern, wurde mit verschiedenen wärmeleitenden Materialien versucht das Problem zu beheben. Sowohl mit einem speziellen Vakuumsfett (Apiezon N) als auch wie ursprünglich mit Indium wurden gute Resultate erzielt. Das Fett führte allerdings beim Abpump- und Kühlprozess zu einer Verunreinigung des Kristalls.

Zum anderen trugen den größten Teil zum Astigmatismus Verformungen planer Silberspiegel auf einem BK7-Substrat bei. Trifft das hochintensive Laserbündel auf diese Spiegel, so reicht das absorbierte Licht aus, um eine thermische Verformung zu bewirken. Diese wirkt bei einer nicht senkrechten Inzidenz wie ein sphärischer Spiegel, der unter einem starken Winkel getroffen wird und verursacht dadurch unterschiedliche Divergenzen des Strahlenbündels in horizontaler und vertikaler Richtung. Da bei einem schrägen Einfall, im Gegensatz zu normaler Inzidenz, die Verformung nicht radialsymmetrisch ist, potenziert sich vermutlich das beschriebene Verhalten.

Durch Austausch dieser Spiegel gegen hochreflektierende dielektrische Spiegel, konnte auch dieses Problem behoben werden. Da dielektrische Spiegel nur für eine geringe spektrale Bandbreite eine hohe Reflektivität aufweisen, unterstützen sie die großen spektralen Breiten nach der Filamentation nicht.

Eine weitere Verbesserung des Bündelprofils und Annäherung an ein Gaussförmiges Modenprofil sind wünschenswert. Außerdem muss auf andere räumliche Effekte, wie eine räumlich variierende Phase des Impulses, die durch eine ungenaue Justage des Stretchers bedingt werden kann, geachtet werden [61, 62].

2.2.2 Anpassung des Bündeldurchmessers zur Erzeugung eines Filamentes

Der Gauss-Optik zufolge ist der Durchmesser des Brennpunktes direkt abhängig von dem Öffnungswinkel des Bündels:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta_0} \quad (2.1)$$

Hier stellt w_0 den minimalen Bündeldurchmesser und θ_0 den Öffnungswinkel des Strahlenbündels dar. Der Durchmesser des Brennpunktes entscheidet über die maximale Intensität, die dort erzielt wird. Um bei gleichbleibender

Brennweite die Intensität im Brennpunkt zu variieren, muss der ausgeleuchtete Anteil des fokussierenden Spiegels daher verändert werden, mithin also der Durchmesser des auf den Spiegel auftreffenden Bündels. Es ist zu beachten, dass auf Grund der paraxialen Näherung, nur Strahlen nahe der optischen Achse des sphärisch gekrümmten Spiegels gut fokussiert werden.

Bei den im Experiment zur Verfügung stehenden Leistungen, muss der Bündeldurchmesser verkleinert werden. Dies wird mit einem 4:3 Teleskop bewerkstelligt. Das Teleskop ist in der Übersichtszeichnung 2.3 auf Seite 42 ebenfalls gezeigt. Es besteht aus einem konkaven Spiegel mit einem Krümmungsradius von 2000 mm und einem konvexen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 1500 mm und erzeugt einen Bündeldurchmesser von ca. 8 mm.

2.3 Der Impulskompressor

Durch Filamentation erzeugte spektrale Profile können prinzipiell Impulse bis hin zum Ein-Zyklus-Limit unterstützen. Dieses liegt bei knapp 3 fs für eine Zentralwellenlänge von 800 nm. Solche Lichtimpulse werden sehr stark von Dispersion beeinflusst (siehe Formel 1.28). Da jedoch die genaue Form der zu erwartenden Phasenmodulation vorerst unbekannt ist, wurde eine Komprimierungseinheit entworfen, mit der man flexibel auf die vorhandene Dispersion reagieren kann. Zudem ist es möglich die spektrale Phasen höherer Ordnungen zuverlässig auszugleichen. Wie in Abschnitt 1.4.2 erwähnt, kommt es in einem Filament zu einer Selbstverkürzung des Impulses, d.h. der Lichtimpuls ist anschließend bereits optimal komprimiert. Deshalb ist der Aufbau vorrangig darauf ausgelegt ist, die Dispersion, die durch das Austrittsfenster verursacht wird, zu kompensieren.

Bei dem Fenster handelt es sich um ein Quarzglasplättchen mit einer Stärke von 3 mm. Dieses Material wurde gewählt, da es für einen sehr großen Spektralbereich transparent ist und einen relativ kleinen Brechungsindex hat. Der Brewsterwinkel für Quarzglas beträgt bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm:

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = 55,38^\circ \quad (2.2)$$

Effektiv durchquert das Lichtbündel demnach eine Strecke von 5.3 mm Quarzglas. Die durch dieses Material erzeugte Dispersion, wurde anhand der in den Grundlagen hergeleiteten Formeln (1.17) und der Sellmeyer-Formel, welche die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex angibt, berechnet:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{b_1\lambda^2}{\lambda^2 - c_1} + \frac{b_2\lambda^2}{\lambda^2 - c + 2} + \frac{b_3\lambda^2}{\lambda^2 - c_3}}, \quad (2.3)$$

wobei λ in Mikrometern angegeben wird und die Parameter je nach verwendetem Material differieren.

Um die so erzeugte Dispersion zu kompensieren, wurde ein zweistufiger Impulskompressor auf der Basis eines dispersiven Spiegelpaars und eines Aufbaus mit deformierbarem Spiegel entworfen.

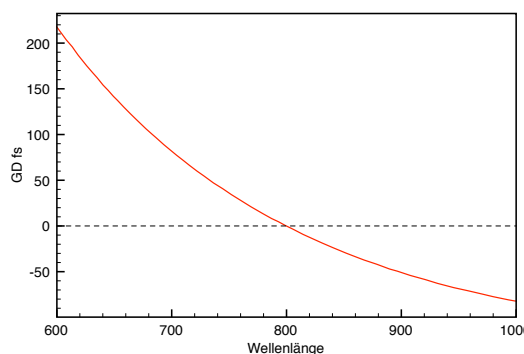


Abbildung 2.10: Guppenverzögerung in Abhängigkeit von der Wellenlänge für 5 mm Quarzglas.

2.3.1 Die dispersiven Spiegel

Bei den verwendeten dispersiven Spiegeln handelt es sich um ein Spiegelpaar wie es in Abschnitt 1.3 zur Dispersionskompensation beschrieben wurde. Diese Spiegel erzeugen in Kombination eine fast konstante Gruppenverzögerungsdispersion von -40 fs^2 .

Die zugehörigen Dispersionskurven sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Gut zu erkennen sind die Oszillationen der einzelnen Spiegel, die sich durch ihre Summierung gegenseitig aufheben, und eine fast konstante negative Dispersion erzeugen. Die Reflektivität liegt, wie aus der Abbildung 2.14 ersichtlich ist, bei ca. 99,8% über eine spektrale Breite von mindestens 400 nm.

Die Spiegel haben eine rechteckige Form und werden von der Firma Layertec [63] als Standardware angeboten. Im Vergleich zu speziell entworfenen dispersiven Spiegeln sind diese deutlich preisgünstiger. Der Vorteil einer rechteckigen Form des Substrates liegt zudem in einer möglichen Mehrfachreflexion über dieselben Spiegel. Auf diese Weise können mit einem Spiegelpaar verschieden große negative Dispersionen erlangt werden (siehe Abb. 2.13). In

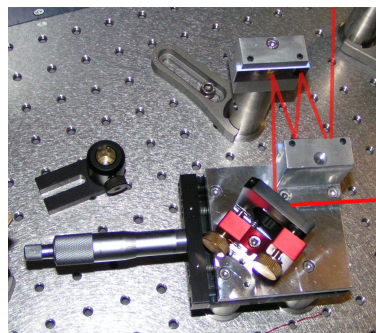


Abbildung 2.11: Halter der dispersiven Spiegel, mit dem die Anpassung der Zahl der Reflexionen ohne Neujustage des nachfolgenden Strahlenganges vorgenommen werden kann.

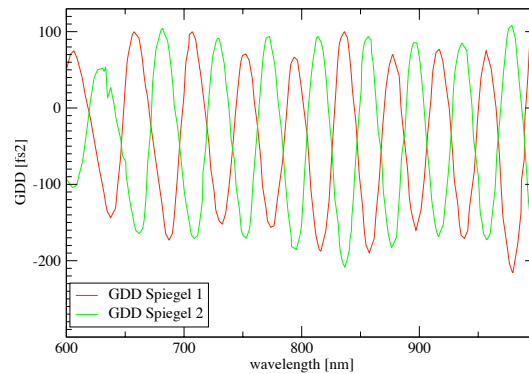


Abbildung 2.12: GDD-Verlauf des dispersiven Spiegelpaars in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Gut zu erkennen sind die sich gegenseitig aufhebenden Oszillationen (siehe Abschnitt 1.3.2) die zusammen eine konstante Gesamtdispersion von $-40 \text{ fs}^2 \pm 10 \text{ fs}^2$ erzeugen.

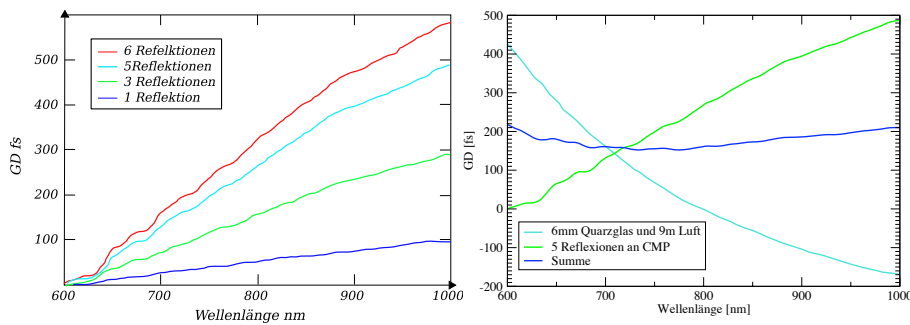


Abbildung 2.13: Sich ergebende Gruppenverzögerung für mehrfaches Auftreffen auf die dispersiven Spiegel, sowie die sich ergebende Gruppenverzögerung für fünf Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln und die in 5mm Quarzglas akkumulierte Dispersion. Man erkennt, dass die sich ergebende Gruppenverzögerung fast die gewünschte konstante Form hat.

unserem Fall zeigt sich, dass jeweils fünf Reflexionen an jedem Spiegel die Dispersion des Quarzfensters am besten kompensieren. Um ein einfaches Anpassen der Reflexionszahl zu ermöglichen, wurde ein Aufbau gewählt, der die Strahljustage unbeeinträchtigt lässt. Es kann demnach während des Betriebes die Anzahl der Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln geändert werden, ohne dass eine Neujustage des nachfolgenden Strahlenganges notwendig wird.

2.3.2 Adaptiver Impulskompressor

Wie in Abbildung 2.13 zu erkennen ist, bewirken die dispersiven Spiegel eine fast vollkommene Kompensation der akkumulierten Dispersion. Es verbleibt

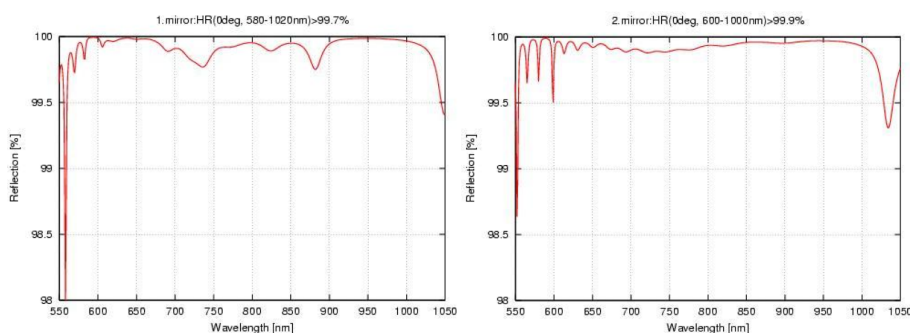


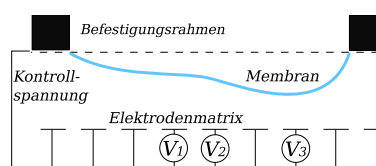
Abbildung 2.14: Reflektivität beider Spiegel für einen Spektralbereich von 550 nm bis 1000 nm. Für die erwarteten spektralen Breiten von 600-1000 nm liegt die Reflektivität konstant über 99.8% [63].

eine Restgruppenverzögerung von 60 fs, die anschließend mit dem adaptiven Impulskompressor ausgeglichen werden kann.

Der adaptive Impulskompressor besteht aus drei Teilen. Einem optischen Gitter, um den Lichtimpuls in seine spektralen Anteile zu zerlegen, einem gekrümmten Spiegel, der die Farben in der Fourierebene sowohl kollimiert als auch fokussiert, und einem deformierbaren Spiegel, der die Laufzeitunterschiede der spektralen Anteile bewirkt [64, 65]. Das System baut sich in diesem Fall um den deformierbaren Spiegel auf, an den die Parameter der übrigen Komponenten angepasst wurden.

Der deformierbare Spiegel

Es gibt grundsätzlich zwei Methoden einen deformierbaren Spiegel herzustellen. Die erste besteht darin, eine dünne Membran mit 0.5-10 μm Stärke über einer Matrix von Elektroden zu befestigen⁴, wie in Abbildung 2.15 schematisch dargestellt [65].



Sobald zwischen Membran und Elektroden ein Potential angelegt wird, schlägt sich dies in einer Verformung der Membran nieder. Indem an verschiedene Elektroden unterschiedliche Spannungen angelegt werden, ist es möglich gezielt eine bestimmte Verformung der Spiegeloberfläche zu generieren [66]. Der genaue Aufbau eines solchen Systemes ist in [67] nachzulesen.

Abbildung 2.15: Skizze des Funktionsprinzips eines MMDM.

Die zweite Methode basiert auf piezoelektrischen Stallelementen, die mit einem dünnen Plättchen aus Glas, Quarzglas oder Silizium verbunden wer-

⁴engl: Micromachined Membrane Deformable Mirror (MMDM)

den⁵. Das Plättchen wird entsprechend den Bedingungen des Experimentes beschichtet. Eine Verformung der Spiegeloberfläche wird über eine elektrische Spannung, die an Piezoelemente angelegt wird, erzeugt [68].

Für die verschiedenen Methoden gibt es einige Vor- und Nachteile, die vor der Entscheidung für eines der beiden Systeme bedacht werden müssen.

Da die elektrostatische Kraft bei MMDMs nur anziehend wirkt, wird die Oberfläche nur in eine Richtung ausgelenkt und es stehen ausschließlich konkave Formen der Spiegeloberfläche zur Verfügung. Bei PDMs können dagegen die piezoelektrischen Elemente sowohl Druck als auch Zug auf die Oberfläche ausüben. Deshalb sind bei dieser Methode sowohl konkave als auch konvexe Formen der Spiegeloberfläche möglich.

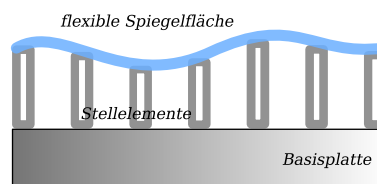


Abbildung 2.16: Skizze des Funktionsprinzips eines PDM.

Ein weiterer Nachteil der Membranspiegel liegt in ihrer Bauart. Die Membran muss an ihren Kanten eingespannt werden. Dies bewirkt bei einem konstanten Potential eine zylindrische Verformung der Spiegeloberfläche, außerdem ist dadurch die verwendbare Fläche um einen Faktor 1.4 kleiner als bei piezoelektrischen deformierbaren Spiegeln. Diese sind an den Kanten frei und weisen somit in diesem Sinne keine Einschränkung der Oberfläche auf. Wird bei piezoelektrischen Spiegeln an allen Stellelementen die gleiche Spannung angelegt, so wird demzufolge die Spiegeloberfläche als ganzes ohne zusätzliche Verformung verschoben. Außerdem wirkt sich das Anlegen einer Spannung an eine Elektrode bei MMDMs auf die Form der gesamten Spiegeloberfläche aus.

Im Gegensatz zu Membranspiegeln weisen piezoelektrisch angetriebene Spiegel eine geringere Dichte der verformenden Elemente auf. Elektrostatische Elektroden sind billig und mit geringem Aufwand auch mit kleinen Abmaßen herzustellen. Dies ermöglicht eine größere Dichte von Stellelementen als bei Piezoelementen. So ist bei elektrostatischen Spiegeln ein minimaler Stellelementabstand von 1.8 mm möglich, bei piezoelektrischen Spiegeln liegt dieser Abstand dagegen bei 4.3 mm. Andererseits sind mit PDMs größere Auslenkungen als mit Membranspiegeln möglich.

Außerdem muss beachtet werden, dass Piezoelemente eine Hysterese von 7-15% aufweisen. Dies verhindert ein gezieltes Einstellen der Spannung aufgrund einer vorangegangenen Kalibrierung. PDMs können deswegen im Gegensatz zu MMDMs nur in einem iterativen Vorgang mit einer Messapparatur das gewünschte Ergebnis erzielen (closed loop control). Bei Membranspiegeln ist eine sogenannte, feedforward control möglich, was im Betrieb bedeutet, dass bekannte Positionen direkt wieder angefahren werden können.

⁵engl: Piezoelectric Deformable Mirror (PDM).

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Vor- und Nachteile von MMDM und PDM

EIGENSCHAFT	MMDM	PDM
Ausmaße der Spiegeloberfläche	-	+
mögliche Oberflächenform	-	+
Einfluss einzelner Stellelemente	-	+
Dichte der Stellelemente	+	-
maximale Auslenkung	+	-
feed forward control	+	-

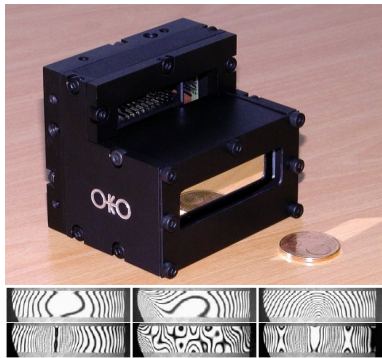


Abbildung 2.17: Foto des verwendeten deformierbaren Spiegels, sowie interferometrische Aufnahmen möglicher Oberflächenformen [69].

Speziell die Einschränkung der möglichen Oberflächenformen und die geringere verwendbare Fläche bei Membranspiegeln führte zu der Entscheidung für den folgenden Aufbau einen deformierbaren Spiegel auf der Basis piezoelektrischer Stellelemente zu verwenden. Die Vor- und Nachteile der beiden Systeme sind in Tabelle 2.1 noch einmal übersichtlich zusammengefasst.

Der verwendete Spiegel wird von der Firma OKO Flexible Optical in den Niederlanden hergestellt, die auch die nötige Elektronik für die Ansteuerung fertigt [69]. Die technischen Eigenschaften des für diesen Aufbau verwendeten Spiegels sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Da das Spiegelsubstrat eine gewisse Steifigkeit besitzt, wirkt sich das

Auslenken eines Stellelementes immer auch auf die benachbarten Stellelemente aus. Deshalb ist zwischen benachbarten Stellelementen nur eine bestimmte relative Auslenkung möglich. Aus dieser lässt sich anhand der erwarteten gesamten spektralen Breite von 400 nm, die mögliche GDD abschätzen, die mit dem deformierbaren Spiegel möglich ist. Diese ist ebenfalls in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Der deformierbare Spiegel wird über eine Hochspannungs-Verstärkereinheit und einer USB-Steuereinheit direkt vom Computer aus angesprochen. Es werden bis zu 40 Kanäle unterstützt, von welchen aufgrund der Anzahl von Stellelementen nur 20 verwendet werden.

Tabelle 2.2: Eigenschaften des verwendeten deformierbaren Spiegels.

PARAMETER	WERT
Spiegeloberfläche	10x50 mm
Spiegelbeschichtung	Silber mit Schutzschicht
Kontrollspannung	0-400V
Anzahl der Stellelemente	20
	2 Reihen je 10
Abstand einzelner Stellelemente	5 mm
anfängliche Aberation	sphärisch
Abweichung von Referenz	$\leq 1\mu\text{m}$
Maximale Auslenkung	$8\mu\text{m}$ bei +400V (≈ 54 fs)
Maximale relative Auslenkung	$3\mu\text{m}$
benachbarter Elemente	
abgeschätzte max. GDD	$\approx \pm 48$ fs ²

Die Anpassung der optischen Komponenten

Da die Maße des deformierbaren Spiegels vom Hersteller vorgegeben sind, müssen die übrigen optischen Komponenten des Impulskompressors an diese Vorgaben angepasst werden. Einerseits legt die Verfügbarkeit optischer Komponenten eine Verwendung allgemein gebräuchlicher Parameter nahe, andererseits sollten die Möglichkeiten des deformierbaren Spiegels optimal genutzt werden. Wichtig ist, dass die gesamte Breite des deformierbaren Spiegels ausgeleuchtet wird. Außerdem sollten die einzelnen Farben räumlich getrennt, also separat fokussiert auf dem Spiegel auftreffen. Um den Lichtimpuls anschließend zuverlässig in sich zurückzuführen, müssen sämtliche dieser Fokalfunkte innerhalb der Rayleigh-Länge auf einer zu den Bündeln senkrechten Ebene liegen. Allem voran sollten die spektralen Anteile möglichst dieselbe Wegstrecke im Kompressor zurücklegen, damit eine dem System inhärente Phasenmodulation vermieden wird.

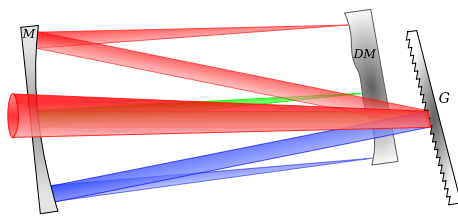


Abbildung 2.19: Perspektivische Darstellung der Seitenansicht des Strahlengangs im Impulskompressor.

Als Lösung dieser Bedingungen wurde ein dispersionsfreier 4f-Aufbau mit dem deformierbaren Spiegel als Faltungsspiegel entworfen. Dieser verwendet ein Gitter mit 300 Linien pro Millimeter, das für eine Wellenlänge von 860 nm optimiert ist (Abb. 2.21) und in Littrowkonfiguration (siehe Abschnitt 1.3.1) betrieben wird, was bei einem Einfallswinkel von 6.89° der Fall ist. Der auftreffende Lichtim-

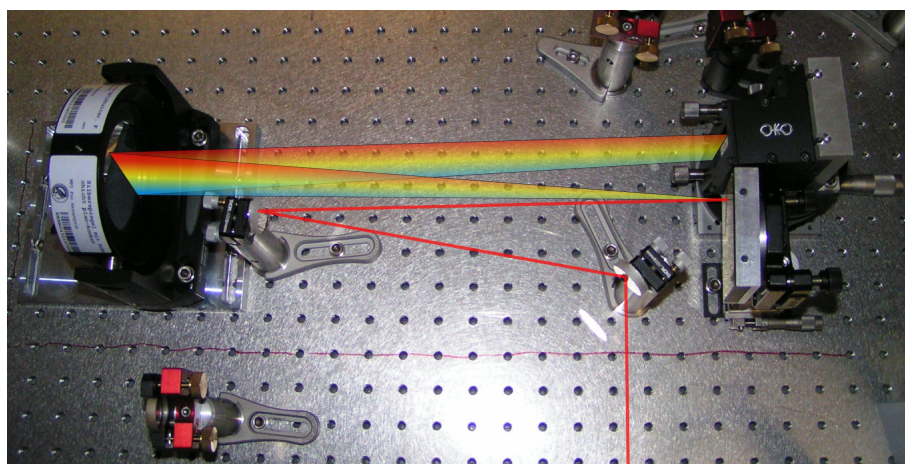


Abbildung 2.18: Aufsicht des Kompressoraufbaus mit eingezeichnetem Strahlengang.

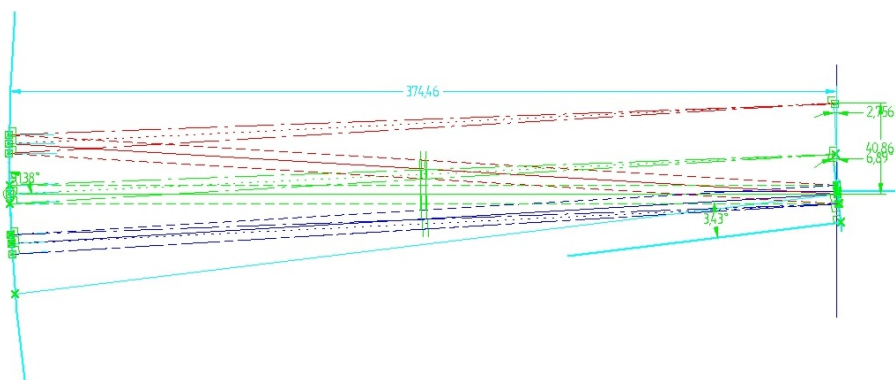


Abbildung 2.20: Konstruktionszeichnung des Impulskompressors zur genauen Simulation des Strahlenganges.

puls wird in seine spektralen Anteile zerlegt, die anschließend auf einen kollimierenden Spiegel treffen. Dabei handelt es sich um einen konkaven Silberspiegel mit einem Krümmungsradius von 750 mm, dessen Brennweite demnach 375 mm beträgt. Die spektralen Anteile des Lichtimpulses treffen sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen unter einem kleinen Winkel auf diesen Spiegel, was bewirkt, dass die einzelnen Spektralanteile parallel gerichtet werden. Außerdem werden diese auf den deformierbaren Spiegel fokussiert, da jeder spektrale Anteil für sich genommen bereits kollimiert ist.

Dies wird aus den Abbildungen 2.19 und 2.18 ersichtlich. Dort wird der Aufbau sowohl in einer Draufsicht sowie in einer Seitenansicht dargestellt.

Wäre ein symmetrischer Aufbau gewählt worden, so würde der Spektralanteil bei 800 nm eine Symmetrieachse in der Laufzeit darstellen. Strahlen, welche die Spiegelmitte treffen würden aufgrund dessen einen längeren Weg durchlaufen als Strahlen, die den kollimierenden Spiegel am Rand treffen.

Um alle diese Anpassungen zu ermöglichen, ist der sphärische Spiegel in seiner Halterung kardanisch aufgehängt. Dadurch liegt der Drehpunkt des Spiegels, im Gegensatz zu konventionellen, sogenannten kinematischen Spiegelhaltern, in seiner Mitte. Auf diese Weise wird eine Veränderung des Abstandes von Kollimationsspiegel zu Gitter und deformierbarem Spiegel während eines Justagevorganges verhindert. Die optischen Weglängen für die verschiedenen spektralen Anteile können anschließend über eine entsprechende Verformung des Faltungsspiegels angepasst werden. Dadurch ändert sich die Form des elektrischen Feldes des Lichtimpulses:

$$E_{out}(\omega) = E_{in}(\omega)e^{i\phi(\omega)}, \quad (2.4)$$

wobei $\phi(\omega) = [2\omega d(\omega)]/(c)$ die durch den deformierbaren Spiegel verursachte spektrale Phase ist. $d(\omega)$ stellt in diesem Fall die Verformung der Spiegeloberfläche dar. Der Faktor 2 erklärt sich dadurch, dass das Licht die durch die Verformung der Spiegeloberfläche verursachte zusätzliche Strecke zweimal durchlaufen muss. Bei einer maximalen Verformung von $8\mu\text{m}$ sind bei 800 nm Phasenverschiebungen bis zu 40π möglich.

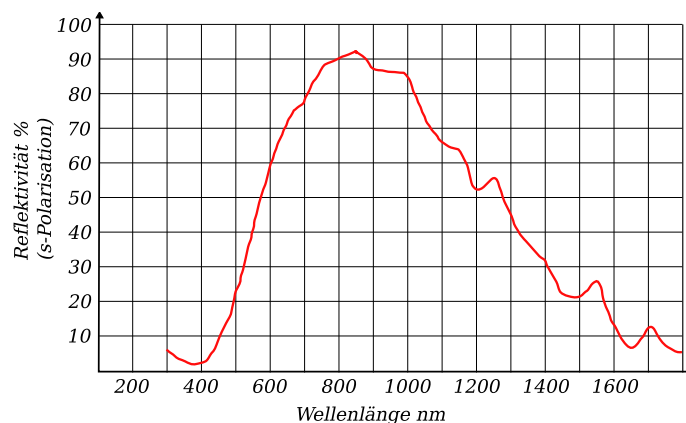


Abbildung 2.21: Reflektivität des 300 Linien Gitters in Abhängigkeit von der Wellenlänge für eine zu den Gitterlinien senkrecht stehende Polarisation des einfallenden Strahlenbündels.

Zusätzlich sind das Gitter und der deformierbare Spiegel auf Linearverschiebetischen befestigt, um eine exakte Anpassung der Brennweiten zu ermöglichen. Für den deformierbaren Spiegel steht außerdem ein Kipp- und Rotationstisch zu Verfügung, um den Aufbau auf eine leicht vom Eingangs-

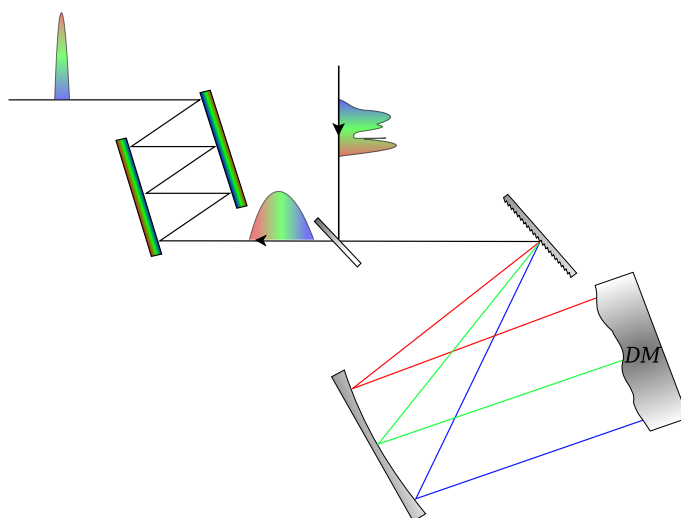


Abbildung 2.22: Schematische Darstellung des gesamten adaptiven Impulskompressors. Zu sehen sind außerdem die dispersiven Spiegel, die mit dem deformierbaren Spiegelaufbau in Reihe geschaltet sind. Im Aufbau befinden sie sich im Strahlengang nach dem deformierbaren Spiegel. Auf diese Weise wird das empfindliche Gitter vor zu hohen Spitzenleistungen geschützt.

strahl abweichende Rückreflexion zu justieren. Die Eintritts- und Austrittsbündel können in einem solchen Aufbau durch separate Spiegel abgenommen werden, wodurch ein Strahlteiler, wie zum Beispiel in Abbildung 2.22 gezeigt, überflüssig wird.

Die maximale Auflösung des deformierbaren Spiegels, also die Fähigkeit auch komplexe Phasenfunktionen wiederzugeben, hängt von dem Verhältnis der spektralen Bandbreite zur Breite des deformierbaren Spiegels ab. Diese kann in dem verwendeten 4f-Aufbau frei gewählt werden. Dies geschieht am leichtesten über die Verwendung eines Gitters mit entsprechender Linienzahl. Für geringere Bandbreiten würde man beispielsweise ein Gitter mit einer höheren Linienzahl verwenden. Das verwendete 300 Linien Gitter richtet sich speziell auf eine spektrale Breite von 400 nm. Diese wurde so breit gewählt, um ein Abschneiden von Frequenzen niedriger Amplitude an den Rändern des spektralen Impulsprofils zu verhindern.

2.4 Aufbau einer unabhängigen Stromversorgung

Um im Betrieb eine stabile und rauschfreie Stromversorgung speziell für die Messarturen zu ermöglichen, wurde außerdem eine unabhängige Stromversorgung mit Hilfe von Bleiakkumulatoren aufgebaut. Es sind Anschlüsse mit ± 5 V, ± 12 V und ± 15 V vorhanden. Diese Spannungen reichen aus, um die meisten Messgeräte mit der benötigten Spannung zu versorgen. Die

Spannungsumwandlung wird hierbei dezentral in separaten Gehäusen vorgenommen. Jede Spannung ist mit einem $1000 \mu\text{F}$ Kondensator gepuffert. An jeder Buchse werden sämtliche Spannungen zur Verfügung gestellt, wobei die richtige Spannung für den Endverbraucher über eine entsprechende Verkabelung des Steckers ausgewählt werden kann.

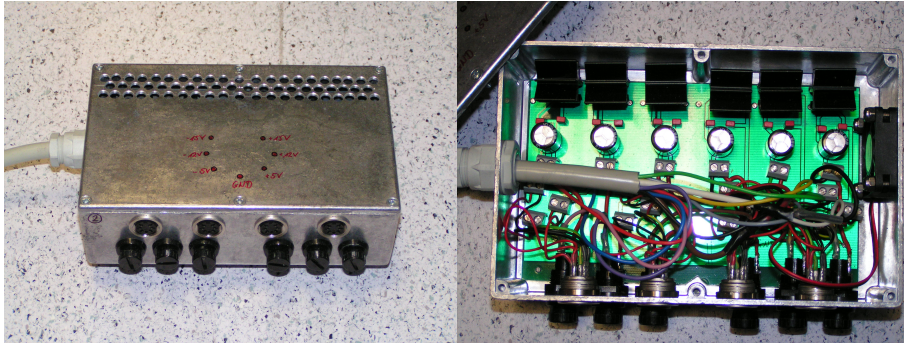


Abbildung 2.23: Zu sehen sind ein Buchsenkasten, der die Spannungswandler und Kondensatoren für die Stromversorgung enthält. An jeden dieser Kästen können vier Endverbraucher angeschlossen werden.

Die Ladung der Akkus und die Verteilung an die einzelnen Buchsenkästen werden dagegen zentral geregelt. Über mehrere Relais, kann so zwischen Ladevorgang der Batterien und Spannungsversorgung umgeschaltet werden. Der benötigte Schalter ist so entworfen, dass er bei einem Stromausfall zum Schutz der Elektronik automatisch abschaltet und anschließend manuell wieder eingeschaltet werden muss. Insgesamt sind an der Verteilungsstelle Ausgänge für vier Buchsenkästen vorhanden. Diese können anschließend im Labor verteilt angebracht werden und stellen somit jederzeit zugänglich eine rauscharme Stromversorgung zur Verfügung.

Die Bleiakkumulatoren haben jeweils eine Kapazität von 10 Ah und sind einzeln mit 10 A Flachsicherungen pro Batterie abgesichert, jede separate Leitung ist anschließend ebenfalls mit einer trägen 2 A Sicherung zusätzlich abgesichert.

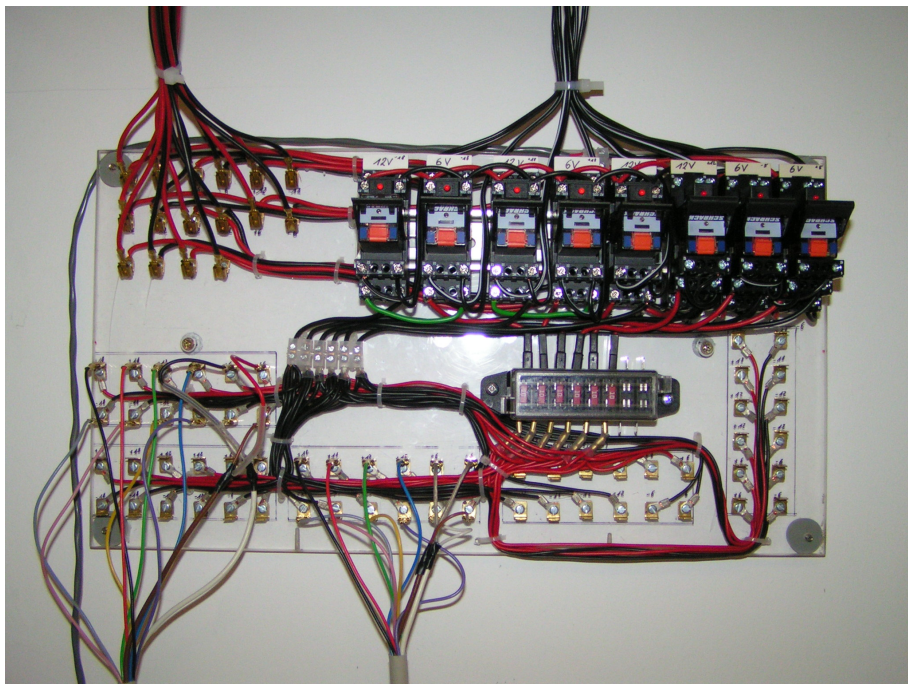


Abbildung 2.24: Auf diesem Foto ist der Aufbau des Verteilers zu sehen. Erkennbar sind außerdem die Relais, die ein sicheres und zentrales Umschalten zwischen Ladevorgang und Betrieb gewährleisten. Die Bleiakkus und Ladegeräte sind oberhalb des Verteileraufbaus auf den Kabelablagen untergebracht.

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse

Im nachfolgenden Kapitel wird ein Überblick über die mit der Filamentation erzielten Ergebnisse geliefert. Darunter befinden sich einige Phänomene, die bisher noch nicht in der veröffentlichten Literatur beschrieben wurden. Herauszuheben ist insbesondere die Abhängigkeit der Filamentation von der Repetitionsrate der Laserimpulse. Außerdem wurde eine starke Abhängigkeit der Filamentation von dem verwendeten Bündelprofil nachgewiesen.

Im Anschluss wird ein Ausblick auf die anstehenden Experimente und die weitere Vorgehensweise zur Kalibrierung des Aufbaus aufgezeigt. Außerdem wird ein Vorschlag zur Entwicklung einer rückkoppelnden Kontrolle und zu deren Implementierung in das bestehende System erarbeitet.

3.1 Experimentelle Ergebnisse der Filamentation

3.1.1 Einfluss der Fokussierung

Um eine optimale Verbreiterung des Spektrums zu erreichen, muss ein exaktes Gleichgewicht aus defokussierender Plasmaerzeugung und Kerrlinseneffekt erreicht werden. Dieses wird, abgesehen vom Bündeldurchmesser, vor allem durch die Wahl der Brennweite des fokussierenden Spiegels bestimmt. Wird das Lichtbündel bei gleichbleibendem Bündeldurchmesser zu stark fokussiert, nimmt die Plasmabildung zu, so dass ein Ungleichgewicht zu Gunsten der defokussierenden Wirkung des Plasmas entsteht. Ein solches Ungleichgewicht führt zu einem frühzeitigen Verlust des Filamentationszustandes.

Für längere Brennweiten hingegen wird das Gleichgewicht über eine längere Strecke hinweg gewährleistet und es bildet sich dementsprechend ein langes Filament aus. Da die Plasmaerzeugung ein integraler Bestandteil der Filamentation ist, muss durch die Wahl der Brennweite einerseits eine Plasmabildung gewährleistet bleiben, andererseits darf diese nicht zu dem beschriebenen Ungleichgewicht der konkurrierenden Effekte führen.

Die in dieser Messreihe verwendeten Brennweiten variierten zwischen 500 mm und 2500 mm. Dies entspricht bei einem anfänglichen Bündeldurch-

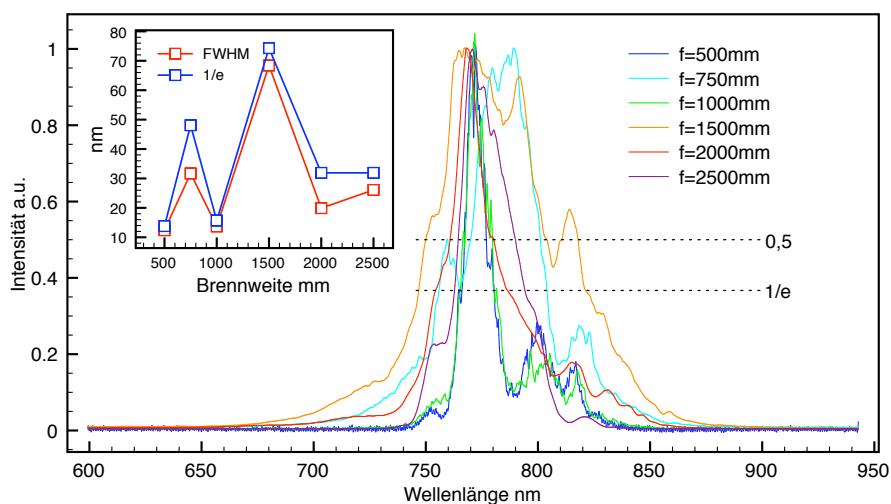


Abbildung 3.1: Spektrale Profile für verschiedene Brennweiten des fokussierenden Spiegels. Im eingesetzten Graph ist sowohl die Halbwertsbreite als auch die $1/e$ -Breite der dargestellten spektralen Intensitätsverläufe gegen die verwendete Brennweite aufgetragen.

messer von 6 mm einem Durchmesser der Bündeltaille im Fokus von $60 \mu\text{m}$ bis $170 \mu\text{m}$ (nach Formel 2.1 auf Seite 47). Die zur Propagationsrichtung transversale Ausdehnung des Brennpunktes entscheidet über die erreichbare Intensität, die für die Plasmabildung entscheidend ist (siehe Abschnitt 1.4.2). Dabei erwies sich eine Brennweite von 1500 mm als am vielversprechendsten, wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich ist. Diese entspricht einem Fokaldurchmesser von ca. $130 \mu\text{m}$ mit einer entsprechenden Intensität von ca. $30 \frac{\text{TW}}{\text{cm}^2}$. Solche Größenangaben sind aufgrund der starken Abweichungen von einem Gaussförmigen Bündelprofil, nicht zuverlässig, und können daher nur als sehr grobe Abschätzung dienen.

Der Beginn von Weisslichterzeugung und die damit einhergehende Verbreiterung des spektralen Profils ist in jedem dieser Fälle stark geprägt von der Qualität des Bündelprofils, die im nächsten Abschnitt besprochen wird.

3.1.2 Einfluss des Bündelprofils

Wie sich im Laufe der Experimente herausstellte, sind die Ergebnisse der Filamentation stark von der Qualität des verwendeten Bündelprofils abhängig. Befinden sich im Bündelprofil lokale Maxima und Minima der Intensität, so kann die Bedingung der Selbstfokussierung und Plasmabildung für einzelne dieser Lokalitäten gelten, für andere jedoch nicht. Ist dies der Fall, so bilden sich ein oder mehrere Filamente aus, wobei nur ein geringer Teil des gesamten Bündelprofils daran beteiligt ist [70]. Dies hat zur Folge, dass zwar Weisslichterzeugung und eine Verbreiterung des Spektrums beobach-

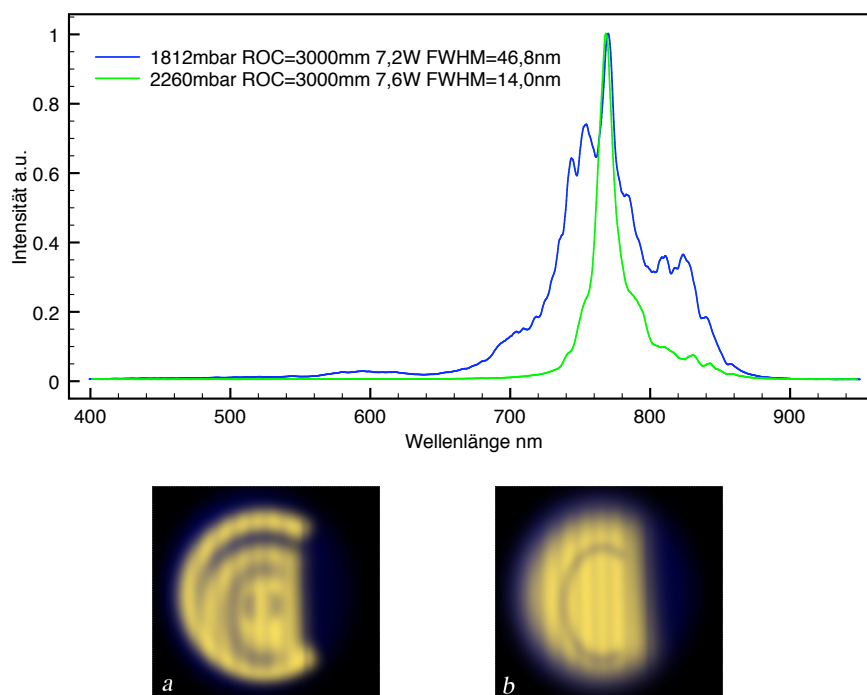


Abbildung 3.2: Spektrale Profile für den Fall schwacher (blau) und starker (grün) Strukturierung des Bündelprofils. Die spektrale Intensitätsverteilung ist bei einem guten Strahlprofil deutlich breiter und setzt bereits bei niedrigeren Drücken ein. Zum Vergleich sind desweiteren Darstellungen eines typischen Bündelprofils sowohl ohne Optimierung (a) als auch mit einer Optimierung der Blendenposition (b) zu sehen (siehe Abschnitt 2.2.1).

tet werden können, der Großteil des Laserlichtes aber von diesen Effekten unbeeinflusst bleibt.

Für eine qualitative Beurteilung des Bündelprofils wurden mit Farbstoff beschichtete Papierkärtchen verwendet, die bei hohen Intensitäten über einen 2-Photonen-Prozess die infrarote Strahlung des Laserbündels sichtbar machen.

Wird die Filamentation mit einem guten, also näherungsweise Gaussförmigen Intensitätsprofil vorgenommen, so tritt eine Weisslichterzeugung schon bei einem Druck von ca. 1800 mbar auf. Weist das Bündel hingegen starke Strukturierungen auf, so ist bei sonst gleichen Impulsparametern Weisslicht erst bei über 2300 mbar zu beobachten. Die Verbreiterung des spektralen Impulsprofils ist in diesem Fall ebenfalls sehr gering. Zum Vergleich sind in Abbildung 3.2 spektrale Intensitätsverläufe für den Fall eines guten (b) und eines schlechten (a) Bündelprofils dargestellt. Zu beachten sind vor allem die Druckangaben, bei denen diese Spektren aufgenommen wurden.

Des Weiteren wurde bei einer Betrachtung des Bündelprofils im Anschluss an die Filamentation beobachtet, dass das erzeugte Weisslicht nur lokal begrenzt im Bündelprofil auftritt, während der größte Anteil weiterhin vom fundamentalen Spektralprofil beherrscht wird, was die oben aufgestellte Erklärung folglich bestätigt.

3.1.3 Druckabhängigkeit der Selbstfokussierung

Viele Beobachtungen zur Druckabhängigkeit wurden bereits in den vorhergehenden Abschnitten besprochen. Es können aber ebenfalls die Vorhersagen der Selbstfokussierung bestätigt werden. Dafür wurde die Position des ersten Filaments in Abhängigkeit vom Druck aufgenommen und mit der empirischen Gleichung 1.38 auf Seite 29 angepasst. Da der einzige variable Parameter, der über den nichtlinearen Brechungsindex linear vom Druck abhängt [71], die kritische Leistung ist, kann die Position des Filaments direkt in Abhängigkeit vom Druck angepasst werden.

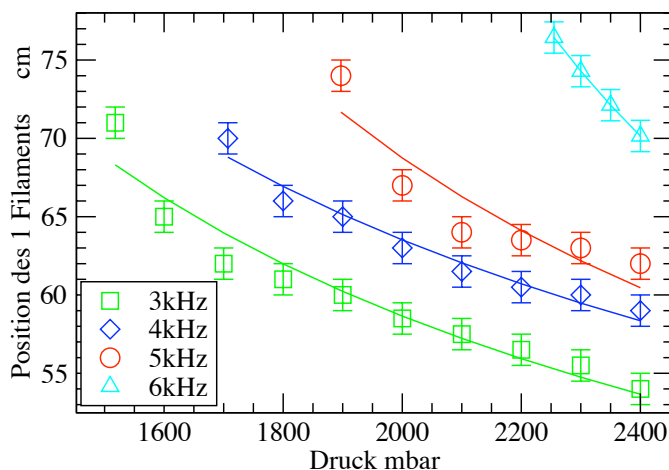


Abbildung 3.3: Position des Filaments in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene Repetitionsraten. Es ist eine gute Übereinstimmung mit den angepassten Kurven zu beobachten.

Wie in Abbildung 3.3 zu erkennen ist, kann ein Verhalten, wie durch die als Marburger-Formel bekannte Gleichung 1.38 beschrieben, wiedergegeben werden. Die verwendete mathematische Beschreibung gilt allerdings nur für ein Gaussförmiges Strahlenbündel mit einer moderaten Eingangleistung. Für nicht Gaussförmige und leistungsstärkere Bündel gibt es weiterführende Berechnungen von Fibich et al. [72, 73] die einen Übergang von einer $1/\sqrt{P_{in}}$ zu einer $1/P_{in}$ Abhängigkeit beschreiben. Alle erwähnten Formeln beziehen sich ausschließlich auf Dauerstrichlaser. Bei ultrakurzen Lichtimpulsen spielen weitere Effekte wie GDD, Multiphotonabsorption und Plasmadefokussierung bereits eine Rolle, was die numerische Beschreibung weiter erschwert.

Für eine grobe Abschätzung kann jedoch weiterhin die Marburger-Formel herangezogen werden.

Aufgrund der bereits beschriebenen Abweichungen und teilweise nicht bekannter Eigenschaften des Lichtbündels, wurden sämtliche Parameter erneut angepasst und nur die mathematische Form beibehalten. Die Ergebnisse werden recht gut wiedergegeben. Auch hier ist eine starke Abhängigkeit von der Repetitionsrate zu erkennen (siehe vorhergehender Abschnitt 3.1.4), die sich jedoch nicht auf die Form des beschriebenen Verhaltens auswirkt.

3.1.4 Einfluss der Repetitionsrate der Lichtimpulse

In diesem Abschnitt wird ein bisher in der Literatur nicht beschriebenes Phänomen der Filamentation experimentell nachgewiesen. Es handelt sich hierbei um eine ausgeprägte Abhängigkeit der Filamentation von der Repetitionsrate der Lichtimpulse. Ein solches Verhalten drückt sich auf vielfältige Weise aus. Es wurden daher systematische Messungen vorgenommen, die auf vergleichbaren Impulseigenschaften bezüglich des Bündelprofils und der Einzelimpulsenergie beruhen.

Besonders auffällig wird dieses Verhalten bei Beobachtung des Einsetzens verschiedener Effekte in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene Repetitionsraten. Als charakteristische Effekte wurden das Einsetzen von Weisslichterzeugung, das Auftreten sowohl des ersten, also des hinlaufenden, als auch des zweiten rücklaufenden Filaments sowie das „Aufbrechen“ des Bündelprofils nach der Filamentation gewählt. Bei letzterem handelt es sich um einen Effekt, der bei sehr hohen Drücken auftritt. Zu beobachten ist hierbei ein „Aufbrechen“ des vormals globalen Weisslichtmaximums in viele lokale Einzelmaxima. Dies könnte auf eine starke Überschreitung der kritischen Leistung (siehe Gleichung 1.36) und eine damit verbundene Aufspaltung in mehrere parallel verlaufende Filamente zurückzuführen sein [35, 70, 72]. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in den Abbildungen 3.4 und 3.5 auf Seite 68 dargestellt.

Man erkennt in Abbildung 3.4 ebenfalls, dass sich die verschiedenen Effekte proportional zu der Repetitionsrate verhalten, relativ zueinander jedoch ein weitgehend gleichbleibendes Verhalten aufweisen.

Die beschriebene Abhängigkeit wirkt sich ebenfalls auf die erreichbaren spektralen Breiten aus, wie aus den folgenden Graphen in Abbildung 3.5 ersichtlich ist. Es zeigt sich zudem, dass für eine Repetitionsrate von 5 kHz ein Maximum der spektralen Verbreiterung erreicht wird.

Aus den Graphen in Abbildung 3.6 auf Seite 69 kann außerdem eine Abhängigkeit der Verbreiterung von der Betriebsart abgelesen werden. So zeigt sich unabhängig von der Repetitionsrate, dass die maximale spektrale Verbreiterung in den meisten Fällen bei einem Betrieb mit zwei Filamenten erreicht wird. Für die Messreihe mit einer Repetitionsrate von 3 kHz wurde dieser Messwert leider nicht aufgenommen. Es ist jedoch anzunehmen, dass

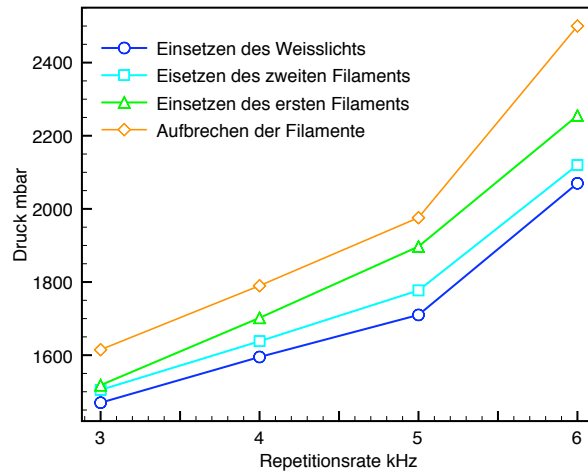


Abbildung 3.4: Repetitionsratenabhängigkeit verschiedener Effekte in Bezug auf deren Druckabhängigkeit.

sich ein ähnliches Verhalten ergibt. Bei höheren Drücken nimmt die spektrale Breite dagegen rapide ab. Jenseits der hier beschriebenen Drücke, kommt es zu dem oben beschriebenen Aufbrechen in mehrere Filamente. In einem solchen Betriebsmodus, gibt es kein eindeutig definierbares Bündel mehr, mit dem anschließend Experimente durchgeführt werden könnten. Daher ist ein solcher Modus für eine weitere spektrale Verbreiterung ohnehin uninteressant.

Eine Fortführung der Untersuchungen zu höheren Repetitionsraten wäre interessant. Da die erwünschten Effekte mit steigender Repetitionsrate bei immer höheren Drücken eintreten, konnten sie aufgrund eines eingeschränkten Messbereiches des Druckmessgerätes und der Belastbarkeit des Filamentationsrohres nicht vorgenommen werden.

Der Grund für eine fehlende Beschreibung dieser Abhängigkeiten, findet sich in der Tatsache, dass die meisten bisherigen Experimente zur Filamentation mit vergleichbaren Einzelimpulsenergien bei niedrigeren Repetitionsraten von maximal 1 kHz durchgeführt wurden [43, 59, 60, 74].

Eine mögliche Ursache für das nachgewiesene Verhalten liegt vermutlich in der Lebensdauer des erzeugten Plasmas und eines damit verbundenen Akkumulationsprozess geladener Teilchen im Strahlengang. Bisher gibt es nur wenige Experimente, die sich im Zusammenhang der Filamentation mit dieser Thematik befasst haben. Die ausführlichsten Untersuchungen wurden von Yamaura et al. [75] durchgeführt. Sie beschreiben die Lebensdauer von schwach ionisierten Plasmakanälen in Luft, die für die Auslösung und Leitung von elektrischen Entladungen in Gewitterwolken erzeugt werden. Die Untersuchungen finden mit Repetitionsraten zwischen 1 kHz und 2 kHz statt

und zeigen eine eindeutige Verlängerung der Lebensdauer des Plasmakanals mit steigender Repetitionsrate. Es werden hohe Ionendichten im Zeitraum einiger Millisekunden nach Beginn der Messung festgestellt.

Berücksichtigt man den zeitlichen Abstand einzelner Lichtimpulse von einigen 100 Mikrosekunden bei einer Repetitionsrate von 3-10 kHz, so liegen diese auf einer Zeitskala, für die die oben beschriebenen Effekte eine Auswirkung haben.

Experimente von Zhu et al. [76] weisen außerdem eine Verlängerung der Plasmalebensdauer nach, wenn eine Reihe von Lichtimpulsen in kurzem Abstand verwendet wird. Hier sind Lebensdauern von einigen hundert Nanosekunden beschrieben. Im Gegensatz zu einer reinen Argonatmosphäre, gibt es in Luft Rekombinationsprozesse über Sauerstoff, die eine Ladungsträgerkonzentration schnell wieder abbauen. Fallen solch schnelle Rekombinationskanäle weg, könnten sich hier ebenfalls Lebensdauern von einigen Mikrosekunden ergeben.

Ein weiterer unbekannter Parameter, der in Zukunft genauer vermessen werden muss, ist sowohl das zeitliche als auch das räumliche Profil des Pumpasers. Es ist nicht auszuschließen, dass diese Eigenschaften sich mit der Repetitionsraten ändern und somit ebenfalls einen Einfluss auf die beobachteten Resultate haben. Unbekannt ist zum Beispiel der durch verstärkte spontane Emissionen verursachte Untergrund der verwendeten ultrakurzen Lichtimpulse, der ebenfalls stark vom Pumpaser abhängig ist.

Einen weiteren Einfluss könnte die starke Temperaturabhängigkeit von Plasmen haben. Wird für die Filamentation ein Rohr mit einem sehr kleinen Durchmesser verwendet, so führt dies effektiv zu einer Kühlung des darin befindlichen Gases. Bekanntermaßen besitzt der Filamentationsaufbau von J. Biegert et al. einen solchen geringen Durchmesser. Da in dem in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau beide Filamente in demselben Rohr realisiert werden, muss dementsprechend ein Rohr mit einem größerem Durchmesser und folglich einer geringeren intrinsischen Kühlung gewählt werden. Ein solcher Einfluss könnte jedoch durch eine aktive Kühlung des Filamentationsrohres leicht ausgeschlossen werden.

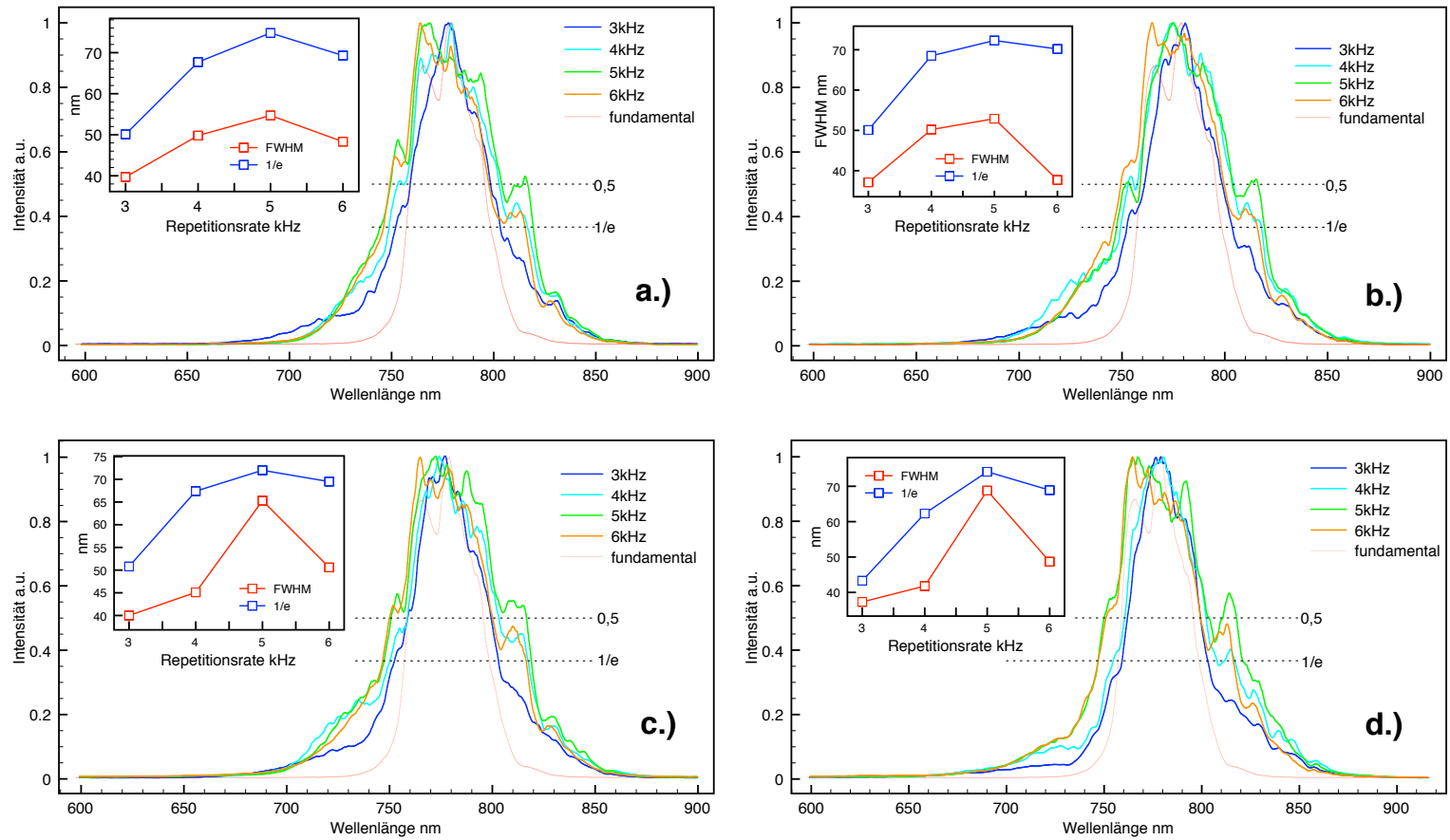


Abbildung 3.5: Spektrale Profile für verschiedene Betriebsmodi. In a.) befindet sich das System kurz vor der Weisslichterzeugung, b.) im Augenblick der Weisslichterzeugung, c.) bei Auftreten eines Filamentes und d.) bei Auftreten von zwei Filamenten. Deutlich zu erkennen ist, dass jeweils bei einer Repetitionsrate von 5 kHz ein Maximum der spektralen Breite erzielt wird.

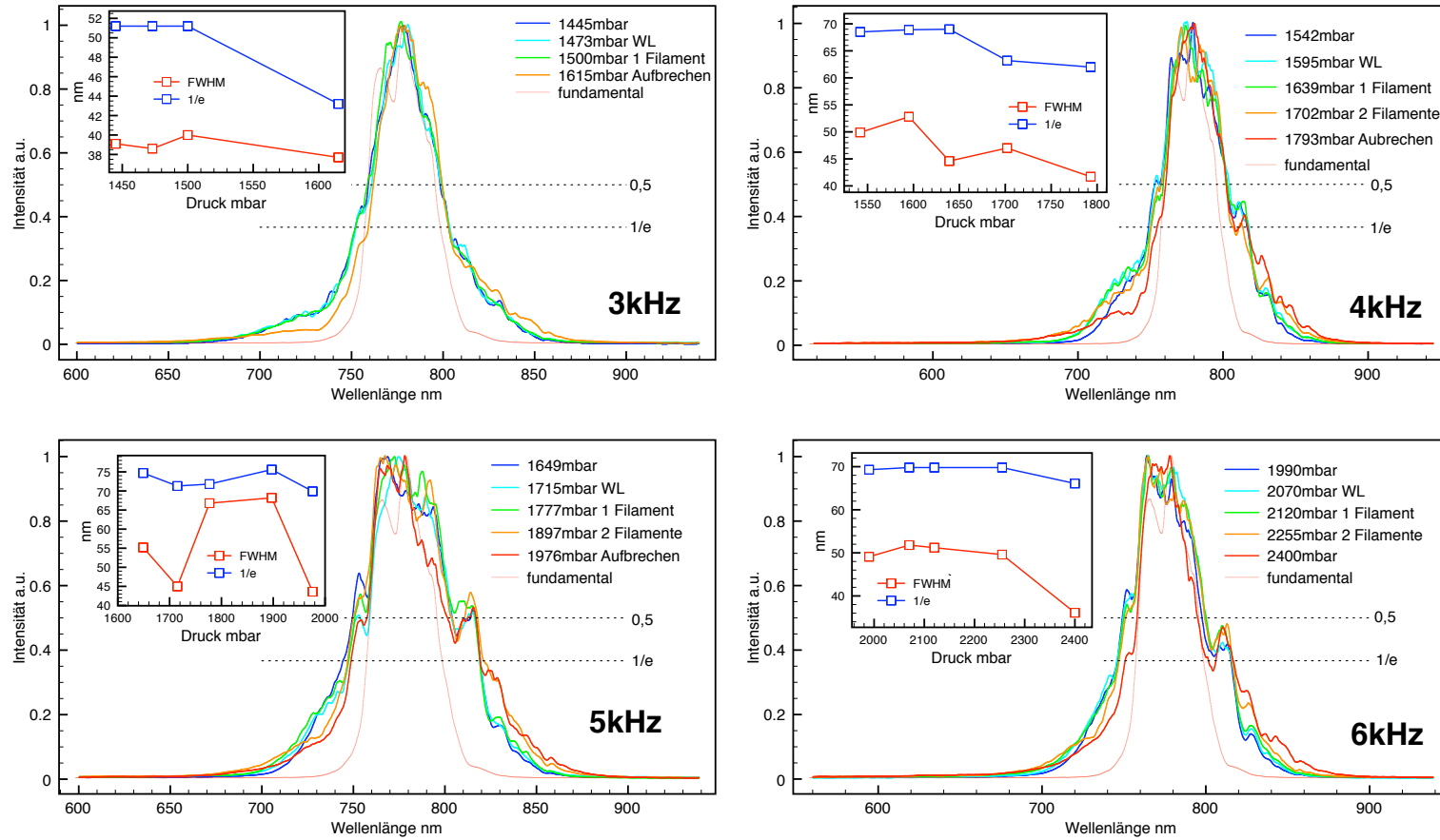


Abbildung 3.6: Spektrale Profile für verschiedene Repetitionsraten. Außerdem ist die jeweilige spektrale Breite in Abhängigkeit des Drucks dargestellt. Man erkennt ein schwellwertiges Verhalten mit einem rapiden Abfall bei hohen Drücken.

3.1.5 Hinweise zum Weisslichteffekt

Es ist unklar, ob der von uns beobachtete Weisslichteffekt ein erwünschtes Anzeichen für eine Verbreiterung ist. Aus Erfahrungen der spektralen Verbreiterung mit Hilfe einer Hohlaser, sind solche Effekte nicht bekannt, und folglich nicht für eine Verkürzung der Impulsdauern entscheidend. Das Phänomen macht sich im spektralen Intensitätsprofil durch einen schwachen Ausläufer zu kurzen Wellenlängen bemerkbar (siehe Abb. 3.7). Obwohl für den Betrachter im Experiment, dieses Weisslicht gleißend hell erscheint, ist die nur auf eine Empfindlichkeit des menschlichen Auges bei diesen Wellenlängen zurückzuführen, und lässt keine Aussagen über eine tatsächliche Verbreiterung des spektralen Profils zu.

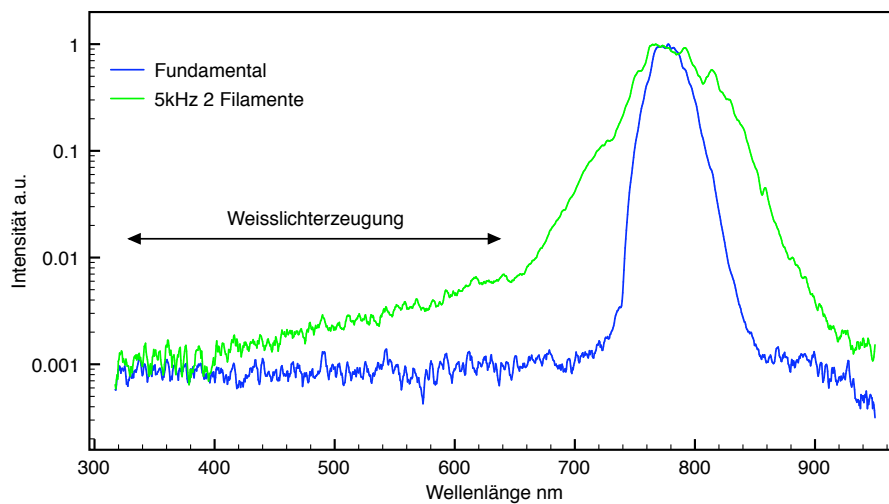


Abbildung 3.7: Ein verbreiteter spektraler Intensitätsverlauf im Vergleich zum spektralen Profil des Fundamentalimpulses. Um den Ausläufer des Weisslichteffektes deutlich zu machen, ist die Intensität logarithmisch aufgetragen.

3.1.6 Besprechung der Ergebnisse

Vergleich mit der Literatur

Ein Vergleich der durch Filamentation erzeugten spektralen Intensitätsverläufe aus der Literatur zeigt, dass sehr viel breitere spektrale Profile erzielt werden können. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind also noch nicht optimal, liegen aber bereits in einem vergleichbaren Bereich. Ursache für die bisher noch eingeschränkte Verbreiterung sind vermutlich das beschriebene schlechte Bündelprofil sowie die Effekte der Repetitionsratenabhängigkeit, die hier zum ersten mal beobachtet wurden. Beachtenswert ist zudem ein

Vergleich der Druckbereiche der Experimente. Beispielsweise sind die Ergebnisse in Abbildung 3.8 von Biegert et al. bei einem Argondruck von nur 750-900 mbar entstanden. Die in dieser Arbeit verwendete Drücke liegen hingegen deutlich höher. Der entscheidende Unterschied ist auch in diesem Fall die Repetitionsrate. Wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben, setzt der Effekt mit niedrigerer Repetitionsraten bei immer kleineren Drücken ein. Biegert et al. arbeiten, im Gegensatz zu den hier verwendeten Repetitionsrate, bei einer Repetitionsfrequenz von nur 1 kHz. Diese Tatsache ist vermutlich für die entstehende Diskrepanz der Druckparameter verantwortlich.

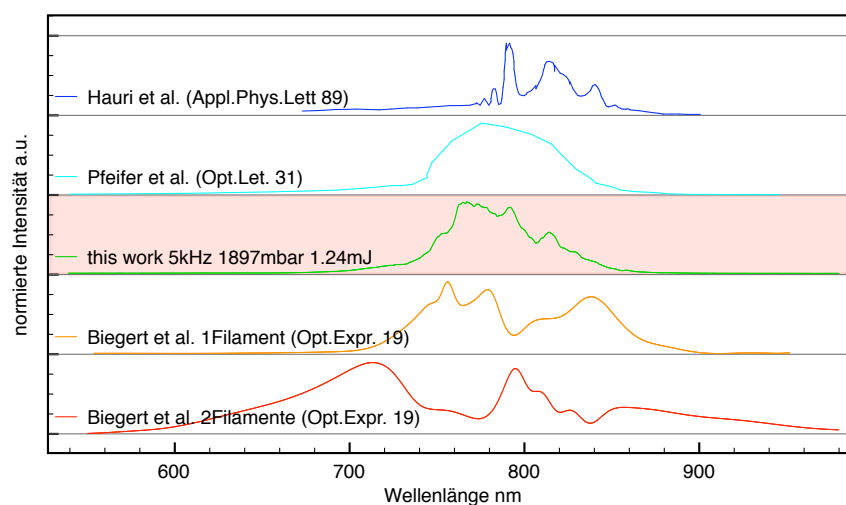


Abbildung 3.8: Vergleich des besten in dieser Arbeit erzeugten spektralen Profils (grün) mit spektralen Intensitätsverläufen aus der themabezogenen Literatur. Man erkennt deutlich, dass sehr viel größere spektrale Breiten erreichbar sind.

Die Vorhersagen der zeitlichen Selbstkomprimierung in der Filamentation können qualitativ bestätigt werden. Wenn ein solcher Effekt nicht einsetzte, wäre die Bildung eines zweiten Filaments ohne eine zwischenzeitliche Rekompromierung der Lichtimpulse wahrscheinlich nicht möglich. Dies bestätigt die Ergebnisse von A. Couairon und J.Biegert [41, 42], deren Kompressoreinheit zwischen den einzelnen Filamentationszellen demnach ausschließlich dem Dispersionsausgleich der Aus- und Eintrittsfenster dient.

Erzeugbare Impulsdauern

Bei Annahme einer ebenen spektralen Phase, kann über eine Fouriertransformation das zeitliche Profil eines bandbreitebegrenzten Lichtimpulses berechnet werden. Diese Berechnung ergibt eine bandbreitebegrenzte Dauer von 10.4 fs für das breiteste bisher erzeugte spektrale Profil (siehe Abb. 3.9). Im Vergleich zu einem bandbreitebegrenzten Lichtimpuls des fundamentalen

Spektralprofil mit einer Dauer von 26.1 fs, entspricht das einer zeitlichen Verkürzung um einen Faktor 2.5.

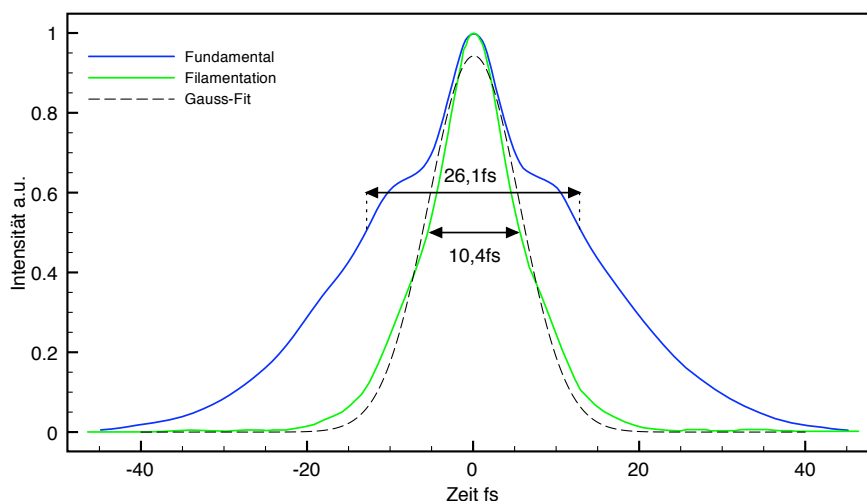


Abbildung 3.9: Fourierlimitierte zeitliche Impulsprofile des fundamentalen Spektralprofils sowie nach der Filamentation.

Außerdem ist im ursprünglichen Impuls eine starke zeitliche Struktur in den Flanken des Impulses zu erkennen. Eine solche Struktur kann ebenfalls, zu einer nicht optimalen Filamentation führen, wie in [59] ausführlich beschrieben wird. Diese ist jedoch nach der Filamentation stark vermindert und hinterlässt einen nahezu Gaussförmigen Impuls. Erst das Anpassen einer Gausskurve offenbart eine leichte zeitliche Struktur, die dem Originalpuls ähnelt. Grundsätzlich ist der spektrale Intensitätsverlauf nach der Filamentation also gut komprimierbar.

3.2 Geplante Experimente zum Kompressor Aufbau

3.2.1 Justage des adaptiven Kompressors

Die vom Hersteller angegebenen Spezifikationen des deformierbaren Spiegels wurden bereits in Abschnitt 2.3.2 angegeben. Solche Angaben sind jedoch nicht immer zuverlässig und sollten daher experimentell nachgewiesen werden. Für eine solche Messung könnte ein wie in [68] beschriebenes Vorgehen gewählt werden.

Um die möglichen Auslenkungen der Spiegeloberfläche zu analysieren wäre ein Michelson-Interferometer in Kombination mit einem Dauerstrichlaser ausreichend. Wird in einen Arm des Interferometers der deformierbare Spiegel plaziert so wird sich das beobachtete Interferenzmuster je nach der

Einstellung der Spiegeloberfläche ändern. Auf diese Weise könnte die Verschiebung der Spiegeloberfläche entlang der Stellelemente gemessen werden.

Ein solcher Aufbau wäre außerdem hilfreich, um die Voreinstellung der Spiegeloberfläche vorzunehmen. Aufgrund der Spannungen, die bei der Spiegelbeschichtung auftreten, hat die Spiegeloberfläche bereits eine gewisse sphärische Wölbung, welche durch Schrauben an den Stellelementen dauerhaft ausgeglichen werden kann. Zudem wäre eine genaue Vermessung der maximalen Auslenkung unmittelbar benachbarter Stellelemente möglich, um somit die Fähigkeit Phasen höherer Ordnung auszugleichen abschätzen zu können.

Für eine Messung der Phasenfunktion $\phi(\omega)$ des vollständigen Impulskompressors reicht bereits ein Autokorrelator aus. Mit Hilfe des Algorithmus' für die SPIDER-Messungen, lässt sich dann die genaue Rekonstruktion der spektralen Phasenfunktion $\phi(\omega)$ des deformierbaren Spiegels ausführen. Das gemessene Signal wäre:

$$I(\omega) = I_0(\omega)\{1 + \cos[\omega_0\tau + \phi(\omega)]\} , \quad (3.1)$$

wobei I_0 die Intensität des Eingangsimpulses ist, ω_0 die Zentralfrequenz und τ die Verzögerung zwischen Referenz- und zu messendem Impuls ist.

Mit Abschluss dieser Messungen kann die Fähigkeit des adaptiven Kompressors, spektrale Phasen auszugleichen, systematisch getestet werden. Für diese Messungen würde man einem komprimierten Lichtimpuls eine bekannte Phasenmodulation aufprägen, welche anschließend mit Hilfe des SPIDERS iterativ ausgeglichen werden kann. Durch sukzessive Vergrößerung der eingeführten Dispersion, ließen sich so systematisch die Grenzen des Kompressorbaus ausloten.

3.2.2 Realisierung einer Closed-Loop Kontrolle

Für eine optimale Impulskontrolle gibt es eine Vielzahl von veränderlichen Parametern. Es ist daher aufwendig, diese rein manuell anzupassen. Außerdem ist eine automatische Sicherstellung der optimalen Komprimierung des Impulses insbesondere bei laufenden Experimenten wünschenswert.

Wie schon in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, weisen deformierbare Spiegel auf der Basis von piezoelektrischen Stellelementen eine Hysterese von bis zu 15% auf. Deshalb kann keine direkte Kompensation auf Grund einer vorangegangenen Kallibrierung vorgenommen werden.

Ein mögliches Signal für eine "closed-loop" -Kontrolle ist die Erzeugung der zweiten Harmonischen in einem BBO¹-Kristall. Da ein solcher Prozess bereits für die Frequenzmischung im SPIDER-Aufbau herangezogen wird,

¹Beta-Bariumborat, ist ein doppelbrechender Kristall mit stark nichtlinearen optischen Eigenschaften.

fällt an dieser Stelle bereits das benötigte Signal ab und kann für eine Optimierung des adaptiven Impulskompressors herangezogen werden.

Die Erzeugung des zweiten Harmonischen Signals hat als Funktion des Phasenprofils viele lokale Maxima. Demzufolge sind traditionelle Techniken, die das Optimum aufgrund des steilsten Abfalls im Signal regeln, hier nicht anwendbar. In diesem Fall ist ein evolutionärer Algorithmus besser geeignet, da er einen sehr viel größeren Anteil des Phasenraumes abtastet und jeweils die Parameter mit dem besten Ergebnis als „Eltern“ für die nächste Generation („Kinder“) von Parametern wählt.

Wie in [64] vorgeschlagen wird, lässt sich die Anzahl der Freiheitsgrade weiter einschränken, indem der Verlauf der Spannungen an den Stellelementen in Polynome zweiter Ordnung entwickelt wird. Auf diese Weise lässt sich die für eine Optimierung benötigte Zeit auf unter 1 Minute reduzieren, wohingegen ohne diese Einschränkung bis zu 20 Minuten benötigt werden [65].

Kapitel 4

Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird der Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse mit einer Dauer nahe der Ein-Zyklus-Grenz beschrieben. Diese extrem kurzen Lichtimpulse sind notwendig, um in einer Anordnung zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung in Zukunft einzelne phasenstabile Attosekundenimpulse zu ermöglichen. Mit solchen sind zeitlich hochaufgelöste Experimente zur Moleküldynamik in einem Reaktionsmikroskop geplant. Eine solche Technologie gewährt Zugang zu einer vollständigen Erfassung aller Impulsparameter der durch den Lichtimpuls entstehenden Fragmente eines atomaren oder molekularen Systems [77, 78].

Ausgehend von einem kommerziellen Lasersystem, das Lichtimpulse mit einer Dauer von 25 fs bei einer Repetitionsrate von bis zu 10 kHz und einer Einzelimpulsenergie von 1 mJ und mehr erzeugt, wurde eine optische Anordnung für deren weitere Komprimierung entworfen und verwirklicht. Dafür wurde ein neuartiger Ansatz gewählt, der den bisherigen Methoden in einigen Details überlegen ist. Es handelt sich hierbei um die sogenannte „Filamentation“. Dieser Ausdruck beschreibt ein Phänomen, das bei einer Propagation intensiver Lichtimpulse in einem Gas auftritt. Das Lichtbündel geht auf Grund von Selbstfokussierung und einsetzender Plasmadefokussierung in einen Zustand dynamischen Gleichgewichts über, bei dem Effekte wie Beugung keine Rolle mehr spielen. Das Resultat ist die Propagation des Lichtbündels mit einem stark begrenzten Durchmesser, üblicherweise ca. 100 μm , über eine Strecke, welche die Rayleighlänge um einige Größenordnungen übersteigt. Innerhalb dieses Propagationszustandes, des sogenannten „Filaments“, finden zahlreiche nichtlineare Effekte in einem komplexen Zusammenspiel statt, was eine starke Verbreiterung des spektralen Intensitätsverlaufs und eine Restrukturierung der zeitlichen Form des Lichtimpulses zur Folge hat.

Außerdem wurde eine weitere Kompressoreinheit entwickelt und aufgebaut, welche die in verschiedenen optischen Materialien akkumulierte Dispersion der Lichtimpulse ausgleicht. Sie setzt sich zusammen aus einem

dispersiven Spiegelpaar und einem adaptiven Impulskompressor auf Basis eines deformierbaren Spiegels.

In Messungen wurde die Abhängigkeit der Filamentation von einer Vielzahl von Parametern untersucht. Hierbei zeigte es sich, dass die größte spektrale Verbreiterung mit einer Brennweite des fokussierenden Spiegels von 1500 mm erzielt wird. Außerdem wurden die theoretischen Voraussagen zur Selbstfokussierung untersucht und eine gute Übereinstimmung mit diesen festgestellt.

Desweiteren ließ sich eine starke Abhängigkeit des Filamentationsprozesses von der Qualität des Intensitätsverlaufs im Bündelprofil des vom Verstärkersystem erzeugten Lichtes feststellen. Im Falle einer starken Strukturierung behindert diese die Bildung eines Filamentes massiv und schränkt eine Verbreiterung des spektralen Profils stark ein. Da dem verwendeten Lasersystem ein stark räumlich strukturiertes Bündelprofil inhärent ist, wurden einige Möglichkeiten der Optimierung untersucht. Selbst ein optimiertes Bündelprofil wies jedoch eine zu starke Strukturierung auf, um eine Verbreiterung, wie sie in einigen Aufsätzen als optimal beschrieben ist, zu erreichen. In dieser Hinsicht muss weiterhin an einer Verbesserung dieses Parameters gearbeitet werden. Ansätze sind die Verwendung sättigbarer Absorber sowie eine fourieroptische Verbesserung des Strahlenganges. Mit einem besseren Bündelprofil wird es voraussichtlich möglich sein, einen größeren Teil der zur Verfügung stehenden Energie an der Filamentation direkt zu beteiligen und somit eine stärkere Verbreiterung des spektralen Profils zu verwirklichen.

Im Übrigen sollte dem durch Silberspiegel verursachten Astigmatismus Rechnung getragen werden und Beschichtungen auf Substraten gewählt werden, die robuster auf thermische Lasten reagieren. Von diesen Optimierungen ist der stabile Betrieb der Filamentation mit einer substantiellen spektralen Verbreiterung kritisch abhängig.

Inbesondere sind Messungen hervorzuheben, die auf eine starke Abhängigkeit der Filamentation von der Repetitionsrate hinweisen. Solche Effekte wurden bisher nicht in der Literatur beschrieben. Erklärungsansätze können vermutlich in der Lebensdauer des Plasmakanals gesucht werden. Genauere Messungen und Experimente zu dieser Eigenschaft sollten in Zukunft intensiv weitergeführt werden, da sie eine Beschränkung des Filamentationsansatzes auf niedrige Repetitionsraten bedeuten könnten.

Die besten Ergebnisse wurden bei einer Repetitionsrate von 5 kHz und einem Betrieb mit 2 sichtbaren Filamenten erzielt. Die breitesten so erzeugten spektralen Profile unterstützen bandbreitebegrenzte Impulse von 10.4 fs. Dies entspricht einer Komprimierung um einen Faktor 2.5 im Vergleich zum Fundamentalimpuls.

Die weitere Vorgehensweise beinhaltet die Justage und Kalibrierung des adaptiven Impulskompressors, um eine Rekomprimierung und anschließende Charakterisierung der erzeugten Impulse vorzunehmen. Für eine zukünftige Weiterentwicklung des Kompressoraufbaus sollte die Computer gesteuerte

Kontrolle des deformierbaren Spiegels zudem in die Steuerungssoftware des SPIDER-Programms eingefügt werden. Auf diese Weise könnte die zeitliche Impulsform mit einem einzigen Programm sowohl gemessen als auch beeinflusst werden. Zu diesem Zweck ist es unter anderem sinnvoll, einen evolutionären "closed-loop" -Algorithmus zu entwickeln, der die Optimierung während des Messbetriebes übernimmt, ohne auf externe Eingriffe angewiesen zu sein.

Der adaptive Impulskompressor lässt sich zusätzlich für eine aktive Formung der zeitlichen Intensitätsverteilung der Lichtimpulse heranziehen. Dies würde es erlauben, den Einfluss komplexer Impulsformen auf die geplanten atom- und molekülphysikalischen Experimente und die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung zu studieren.

Literaturverzeichnis

- [1] Agathe Carst and Rudolf Ladenburg. Untersuchung über die anomale Dispersion angeregter Gase. *Zeitschrift für Physik*, 48(3-4):192–204, Dezember 1928.
- [2] J.P. Gordon, H.J. Ziegler, and Ch. Townes. Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH_3 . *Physical Review*, 95:282–284, 1954.
- [3] R.J. Collins, D.F. Nelson, A.L. Schawlow, W-Bond, C.G.B. Garrett, and W. Kaiser. Coherence, narrowing, directionality and relaxation oscillations in the light emission from ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 5(7):303–305, October 1960.
- [4] T.H. Maiman, R.H. Hoskins, I.J. D’Haenens, C.K. Asawa, and V. Evtuhov. Stimulated optical emission in fluorescent solids. ii. spectroscopy and stimulated emission in ruby. *Physical Review*, 123(4):1151–1157, August 1961.
- [5] Th. Ergler, A. Rudenko, B. Feuerstein, K. Zrost, C.D. Schröter, R. Moshammer, and J. Ullrich. A leading edge camera for molecules. *Max-Planck-Society Press Release*, C(99), 2006.
- [6] A. Rudenko, Th. Ergler, B. Feuerstein, K. Zrost, C.D. Schröter, R. Moshammer, and J. Ullrich. Real-time observation of vibrational revival in the fastest molecular system. *Chemical Physics*, 329:193, 2006.
- [7] A. Baltuska, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Hänsch, and F. Krausz. Attosecond control of electronic processes by intense light fields. *Nature*, 421:611–615, 2003.
- [8] C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, , A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, and J. Biegert. Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation. *Appl. Phys. B*, 79:637–677, 2004.

-
- [9] T.H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:494–495, 1960.
- [10] Bahaa E.A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, Inc., 1991.
- [11] Fritz Kurt Kneubühl and Markus Werner Sigrist. *Laser*. Teubner Verlag, 6 edition, 2005.
- [12] René Beigang. Ultrafast photonics and thz physics. Lecture Script, 2007.
- [13] Andreas Bartelt. *Steuerung der Wellenpaketdynamik in kleinen Alkaliclustern mit optimierten Femtokundenpulsen*. PhD thesis, FU Berlin, 2002.
- [14] Tilman Butz. *Fouriertransformation für Fußgänger*. Teubner, 2. edition, 2000.
- [15] S. DeSilvestri, P. Laport, and O. Svelto. The role of cavity dispersion in cw mode-locked lasers. *IEEE Jour. Quant. Electr.*, 20:533–539, 1984.
- [16] Edmond B. Treacy. Optical compression with diffraction gratings. *IEEE Jour. Quant. Electr.*, QE-5(9):454–458, September 1969.
- [17] Christopher Palmer. *Diffraction Grating Handbook*. Thermo RGL, 5th edition, 2002.
- [18] Markus Roth. Kurzpuls- und CPA Laser. online lecture script.
- [19] Tina Clausnitzer, Jens Limpert, and Detlev Ristau. Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped pulse amplification systems. *Applied Optics*, 42(34):6934–6938, December 2003.
- [20] Jens Limpert and Andreas Tünnermann. Ultrafast high power fiber laser systems. *C.R. Physique*, 7:187–197, 2006.
- [21] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Optics Letters*, 9(5):150–152, May 1984.
- [22] J.P. Gordon and R.L. Fork. Optical resonator with negative dispersion. *Optics Letters*, 9(5):153–155, May 1984.
- [23] R. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, and C.V. Shank. Compression of optical pulses by using cubic phase compensation. *Optics Letters*, 12(7):483–485, July 1987.

-
- [24] Emily A. Gibson, David M. Gaudiosi, Henry Kapteyn, and Ralph Jimenez. Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses. *Optics Letters*, 31(22):3363–3365, November 2006.
- [25] A.M. Weiner. Review article: Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5):1929–1960, May 2000.
- [26] P.Baum and E. Riedle. Real-time characterization and optimal phase control of tunable visible pulses with a flexible compressor. *Appl. Phys. B*, 74(Suppl.)(S219-S224), 2002.
- [27] A. Braun and G. Mourou. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Optics Letters*, 20(1):73–75, Januar 95.
- [28] A. Couairon. Light bullets from femtosecond filamentation. *European Physics Journal D*, 27:159–167, 2003.
- [29] S.L. Chin, F. Théberge, and W.Liu. Filamentation nonlinear optics. *Appl. Phys. B*, 86:477–483, 2007.
- [30] Ram Gopal, V. Deepak, and S. Sivaramakrishnan. Systematic study of spatiotemporal dynamics of intense femtosecond laser pulses in bk-7 glass. *Pramana journal of physics*, 68(4):547–569, January 2007.
- [31] A. Chiron, B. Lamouroux, R. Lange, J.-F. Ripoche, M. Franco, B.Prade, G. Bonnaud, and A. Mysyrowicz. Numerical simulations of the nonlinear propagation of femtosecond optical pulses in gases. *European Physics Journal*, D(6):383–396, 1999.
- [32] E.T.J. Nibbering and A. Mysyrowicz. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air. *Optics Letters*, 21(1):62–64, Januar 1996.
- [33] A. Becker, A.D. Brandauk, and S.L. Chin. Intensity clamping and refocusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas. *Appl. Phys. B*, 73:287–290, 2001.
- [34] Stéphanie Champeaux and Luc Bergé. Femtosecond pulse compression in pressure-gas cells filled with argon. *Phys. Rev. E*, 68(066603), 2003.
- [35] M. Mlejnek and E.M. Wright. Optically turbulent femtosecond light guide in air. *Phys. Rev. Lett*, 83(15):2938–2941, 1999.
- [36] A. Couairon and A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 441:47–189, February 2007.

-
- [37] G. Méchain and JP. Wolf. Propagation of fs tw laser filaments in adverse atmospheric conditions. *Appl. Phys. B*, 80:785–789, May 05.
- [38] I.G. Koprinkov. Ionization variation of the group velocity dispersion by high-intensity optical pulses. *Appl. Phys. B*, 79:359, 2004.
- [39] A. Labereau. Quantenoptik. Lecture Script, 2003.
- [40] Karl Zrost. *Wechselwirkung von Atomen und kleinen Molekülen mit intensiven, ultra-kurzen Laserpulsen*. PhD thesis, Universität Heidelberg, Februar 2005.
- [41] A. Couairon, J.Biegert, and U.Keller. Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient. *Optics Letters*, 30(19):2657–2659, Oktober 2005.
- [42] A. Couairon, J. Biegert, C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, U, and A. Mysyrowicz. Self-compression of ultrashort laser pulses down to one optical cycle by filamentation. *Journal of Modern Optics*, 53(1-2):75–85, January 2006.
- [43] Gero Stibenz, Nickolai Zhavoronkov, and Günther Steinmeyer. Self-compression of millijoule pulses to 7.8fs duration in a white-light filament. *Optics Letters*, 31(2):274–276, January 2006.
- [44] B. Prade, A. Mysyrowicz, and O. Vasseur. Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air. *Optics Letters*, 31(17):2601–2603, 2006.
- [45] Günther Steinmeyer. Wie misst man kurze Laserpulse? *LTJ Femtonik*, 4:34–39, November 2005.
- [46] Jean-Claude Diehls and Wolfgang Rudolf. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Optics and Photonics, 1996.
- [47] Rick Trebino and Bruce A. Richman. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency resolved optical gating. *Rev. Sci. Instrum.*, 68(9):3277–3295, September 1997.
- [48] Swamp Optics, www.swampoptics.com/tutorials-FROG.html. *FROG Tutorial*, Juni 2007.
- [49] Peter Baum and Eberhard Riedle. Design and calibration of zero-additional-phase SPIDER. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(9):1875–1883, September 2005.
- [50] P.Baum, S. Lochbrunner, L. Gallmann, G. Steinmeyer, U.Keller, and E. Riedle. Zero-additional phase spider: full characterization of visible sub-20-fs ultraviolet pulses. *Optics Letters*, 29:210–212, 2004.

- [51] Timothy Shuman, Matthew Anderson, Jake Bromage, Chris Iaconis, Leon Waxler, and Ian A. Walmsley. Real-time spider: ultrashort pulse characterization at 20hz. *Optics Express*, 5(6):134–143, September 1999.
- [52] Kapteyn-Murnane-Laboratories. *"Dragon" Manual*. www.kmlabs.com, Boulder, CO 80301 USA.
- [53] Coherent. *Verdi V2, V5 and V6*. www.cohr.com, Santa Clara, CA 95054, USA.
- [54] Lee-Laser. *Series LDP Diode-Pumped Nd:YAG Lasers*. www.leelaser.com, Orlando, Florida 32809, USA.
- [55] P.F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of ti:al₂o₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1):125–133, January 1986.
- [56] Petros Tarantilis. Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Charakterisierung der spektralen Phase und des zeitlichen Profils von ultrakurzen Lichtimpulsen, ZAP-SPIDER. Master's thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Universität Heidelberg, Juni 2007.
- [57] F. Théberge, S.M. Sharifi, S.L. Chin, and H. Schröder. Simple 3-d characterization of ultrashort laser pulses. *Optics Express*, 14(21):10125–10131, 2006.
- [58] Menlo Systems. *Femtosecond Phase Stabilization Units XPS800 und APS800*. www.menlosystems.com, 82152 Martinsried (München), Deutschland.
- [59] C.P.Hauri, J.Biegert, and U.Keller. Generation of intense view-cycle laser pulses through filamentation - parameter dependence. *Optics Express*, 13(19):7541–7547, September 2005.
- [60] X.W. Chen, Y-L. Jiang, Y.X.Leng, J. Liu, X.C. Ge, R. X. Li, and Z.Z. Xu. Pulse-compression by filamentation in argon with an acoustic optical programmable dispersive filter for predispersion compensation. *Chinese Physical Letters*, 23(5):1198–1200, January 2006.
- [61] Thomas Pfeifer, Lukas Gallmann, Mark J. Abel, M. Neumark, and Stephen R. Leone. Circular phase mask for control and stabilization of single optical filaments. *Optics Letters*, 31(15):2326–2328, December 2006.
- [62] K. Cook, A.K. Kar, and R.A. Lamb. White-light filaments induced by diffraction effects. *Optics Express*, 13(6):2025–2031, March 2005.
- [63] layertec GmbH. *Layertec Optical Coatings - Optics*. www.layertec.de, D-99441 Mellingen.

-
- [64] M.R. Armstrong, P. Plachta, and R.J.D. Miller. Versatile 7-fs optical parametric pulse generation and compression by use of adaptive optics. *Optics Letters*, 26(15):1152–1154, 2001.
- [65] E. Zeek and Henry Kapteyn. Pulse compression by use of deformable mirrors. *Optics Letters*, 24(7):493–495, 1999.
- [66] J. Garduno-Mejía and D.T. Reid. Designer femtosecond pulses using adaptive optics. *Optics Express*, 11(17):2030–2040, August 2003.
- [67] Thomas G. Bifano, Raji Krishnamoorthy Mali, John K. Dorton, Julie Perreault, Nelsimar Vandelli, Mark N. Horenstein, and David A. Castanon. Continuous-membrane surface-micromachined silicon deformable mirror. *Optical Engineering*, 36(5):1354–1360, May 1997.
- [68] C. Radzewicz, P. W. Wasilewski, and J.S. Krasinski. Piezo-driven deformable mirror for femtosecond puls shaping. *Optics Letters*, 29(2):177–179, January 2004.
- [69] OKO Technologies Flexible Optics. *Adaptive Optics Product Guide*. 2624 BD Delft, Niederlande, 2. edition, November 2006.
- [70] G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Organizing multiple femtosecond filaments in air. *Phys. Rev. Lett.*, 93(3):035003, July 2004.
- [71] M. Mlejnek, E. M. Wright, and J.V. Moloney. Femtosecond pulse propagation in argon: A pressure dependence study. *Phys. Rev. E*, 58(4):4903–4910, October 1998.
- [72] Gadi Fibich, Shmuel Eisenmann, Boaz Ilan, Yossi Erlich, Moshe Fraenkel, Zohar Henis, Alexander L. Gaeta, and Arie Zigler. Self-focusing distance of very high power laser pulses. *Optics Express*, 13(15):5897–5903, July 2005.
- [73] Gadi Fibich. Adiabatic law for self-focusing of optical beams. *Optics Letters*, 21(21):1735–1737, November 1996.
- [74] C.P. Hauri, A. Trisorio, M. Merano, G. Rey, R.B. Lopez-Martens, and G. Mourou. Generation of high-fidelity, down-chirped sub 10-fs mj pulses through filamentation for driving relativistic laser-matter interactions at 1khz. *Applied Physics Letters*, 89(151125), October 2006.
- [75] Michiteru Yamaura, Nobuya Hayashi, Satoshi Ihara, Saburoh Satoh, and Chobei Yamabe. Lifetime evaluation of weakly ionized plasma channel by accumulation effect of charged particles by means of absorption. *Journal of Applied Physics*, 95(11):6007–6010, June 2004.

-
- [76] Jiabin Zhu, Zhonggang Ji, Yunpei Deng, Jiansheng Liu, Ruxin Li, and Zhizhan Xu. Long lifetime plasma channel in air generated by multiple femtosecond laser pulses and an external electric field. *Optics Express*, 14(11):4915–4922, May 2006.
- [77] J. Ullrich, R. Moshhammer, A. Dorn, L.P.H. Schmidt, and H. Schmidt-Böcking. Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes. *Reports on Progress in Physics*, 66:1463–1545, 2003.
- [78] R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich, and H. Schmidt-Böcking. A 4π recoil ion electron momentum analyzer: A high resolution 'microscope' for the investigation of the dynamics of atomic and molecular and nuclear reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 108:425–445, 1996.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 1. Juli 2007,

.....

Georg Gademann