

Formung eines Multi-Terawatt-Laserimpulses

Diplomarbeit

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT



eingereicht von Jonas Burghoff
geboren den 06.11.1977 zu Apolda

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Kowarschik

Tag der Verleihung des Diploms:

Erklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 25. Februar 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	5
2	Grundlagen der Impulsformung	7
2.1	Mathematische Beschreibung von Laserimpulsen	7
2.2	Lineare Systeme	8
2.3	Theoretische Beschreibung des Formers	9
2.3.1	Beschreibung eines Beugungsgitters	10
2.3.2	Wirkung einer dünnen Linse	10
2.3.3	Modellierung des $4f$ -Aufbaus	11
2.4	Überblick	12
2.5	Räumliche Filterung	13
2.6	Einfluß der diskreten Maske	15
2.6.1	Definitionen	15
2.6.2	Berechnung der Impulsantwort der Pixel	16
2.6.3	Berechnung der Impulsantwort der Lücken	16
2.6.4	Einfluß auf das zeitliche Verhalten	17
2.7	Simulation der Pixeleffekte	17
2.7.1	Verfügbares Zeitfenster	18
2.8	Räumliche Effekte der Pixel	19
2.9	Theoretische Grenzen der Phasenmodulation	20
2.10	Nichtlineare Verteilung der Frequenzen	21
2.11	Zusammenfassung	22
3	Aufbau und Funktionsweise des Impulsformers	24
3.1	Wirkungsweise der Flüssigkristallmaske	25
3.2	Kalibrierung der Phasenverschiebung	26
4	Das Lasersystem	28
4.1	Dispersion	30
4.1.1	Materialdispersion	30
4.1.2	Strecker und Kompressor	32
4.2	Simulation des Lasersystems	33

5	Einbau und Charakterisierung	38
5.1	Verfahren zur Messung der zeitlichen Struktur	38
5.1.1	SHG-Autokorrelator	38
5.1.2	THG-Autokorrelator	39
5.1.3	Weitere Methoden	40
5.2	Überprüfen der Funktionsweise	40
5.2.1	Was kann erreicht werden?	40
5.2.2	Funktionstest - Formung verstärkter Impulse	41
5.2.3	Einbau vor die Verstärker	41
5.2.4	Räumliche Effekte	44
6	Experiment zur Optimierung der Impulsform	47
6.1	Algorithmus	48
6.2	Experiment	48
7	Zusammenfassung	51

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer $4f$ -Aufbau des Impulsformers.	9
2.2	Strahlenverlauf am Gitter.	10
2.3	Räumlicher Strahlversatz durch Phasenmaske	13
2.4	Räumliche Filterung eines Dreifach-Impulses.	14
2.5	Gaußförmige Einhüllende als Folge der Filterung.	14
2.6	Diskretisierung des Spektrums	15
2.7	Simulation einer linearen Phasenfunktion	18
2.8	Simulation komplizierter Phasenverläufe	19
2.9	Raum-Zeit-Darstellung eines Impulses mit linearer Phase	20
2.10	Nyquist-Theorem	20
2.11	Nichtlineare Verteilung der Frequenzen in der Maskenebene	21
2.12	Verbreiterte Repliken durch nichtlineare Frequenzverteilung	22
3.1	Der Aufbau des Impulsformers.	24
3.2	Aufbau der Maske	25
3.3	Flüssigkristall von oben	25
3.4	Kalibrierung der Maske	26
3.5	Ergebnis der Kalibrierung	27
4.1	Das Lasersystem	29
4.2	Strecker und Kompressor	30
4.3	Auswirkungen der Ordnungen der Phase auf die Impulsform	32
4.4	Der Gitterstrecker	33
4.5	Energie im Verstärker	34
4.6	Theoretische erreichbare Güte des verstärkten Impulses	35
4.7	Rotverschiebung des Spektrums bei Verstärkung	36
4.8	Einfluß der Verstärkung auf verschiedene Phasenverläufe	37
5.1	Schematische Darstellung eines Autokorrelators	39
5.2	Güte des zu optimierenden Impulses	40
5.3	Einbau des Impulsformers für Diagnosezwecke	41
5.4	Messung einer quadratischen Phase	42
5.5	Optimierung des Kompressors	43
5.6	Verstärkung geformter Impulse	44

5.7	Messung der räumlichen Strahlprofils	46
6.1	Schema einer Optimierung	47
6.2	Optimierung der Impulsform	50

§ 1. Einleitung und Motivation

Materie in fremdartigen, hochenergetischen Zuständen zu studieren und neue Effekte kennenzulernen, ist Gegenstand der aktuellen Forschung. Häufig benutzt man intensive Lichtimpulse, um diesen Zustand für eine kurze Zeit herzustellen. Die Technologie, die sich im letzten Jahrzehnt etablierte, um Licht mit Intensitäten von mehr als 10^{19} W/cm² zu erzeugen, ist die Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse [1]. Femtosekunden-Laserimpulse werden dabei auf hunderte Picosekunden gedehnt und in mehreren Stufen verstärkt. Anschließend komprimiert man sie wieder auf ihre ursprüngliche Dauer und erhält Leistungen von einigen Terawatt. Entscheidend bei diesem Verfahren ist die Güte der Rekompensation, die mit der Fähigkeit zur Feinabstimmung der Dispersion des Lasers einhergeht. Bis zu einem gewissen Grade kann man solches mit großem Justieraufwand sowie geschickter Wahl der Systemkomponenten erreichen [2, 3, 4].

Ende der achtziger Jahre entwickelten Weiner und Mitarbeiter einen sogenannten Impulsformer [5, 6]. Dieses Gerät ist in der Lage, Femtosekunden-Lichtimpulse in ihrer zeitlichen Form zu verändern, indem die spektrale Phase gezielt manipuliert wird. Überdies läßt sich die Impulsform mit Hilfe von rechnergesteuerten Flüssigkristallmasken adaptiv kontrollieren [7, 8]. Die technologische Weiterentwicklung der Masken [9] ermöglicht nun die Formung von Impulsen mit hoher zeitlicher Auflösung und Qualität.

Der Impulsformer bietet sich daher zur Dispersionskontrolle in Hochintensitäts-Lasersystemen an. Durch eine geeignete Modifikation des Impulses im Former ist es prinzipiell möglich, sämtliche dispersiven Anteile der im Lasersystem verwendeten Komponenten auszugleichen, so daß der Impuls wieder bis zu seiner Bandbreitengrenze verkürzt werden kann. Damit ist eine Verbesserung des Vorimpuls-Kontrastverhältnisses verbunden. Für viele Plasmaexperimente ist dies von entscheidender Bedeutung. Vorimpulse mit nur einem hundertstel der Spitzenintensität reichen unter Umständen aus, das Targetmaterial zu ionisieren. Der Hauptimpuls erreicht deshalb die Materialoberfläche nicht mehr, sondern wird am Vorplasma reflektiert. Energie kann so nicht mehr effizient in das Zielobjekt transferiert werden.

Weiterhin eröffnet sich die Möglichkeit, kompliziertere Impulsformen zu erzeugen. Das ist interessant für eine Reihe von Experimenten, wie zum Beispiel die resonante Laser-Wakefield-Erzeugung oder die Anregung von kohärenten Gitterschwingungen.

Der obigen Erwägungen halber wurde das Jenaer Terawatt-Titan:Saphir-Lasersystem im Rahmen dieser Diplomarbeit um einen Impulsformer erweitert.

Die Arbeit ist wie folgt strukturiert. Kapitel 2 beschreibt die allgemeinen theoretischen Grundlagen eines Impulsformers. Unser spezieller Aufbau mit den verwendeten Komponenten sowie ein Experiment zur Kalibrierung werden in Kapitel 3 erörtert. Kapitel 4 erklärt das Terawatt-Lasersystem sowie die Simulation desselben. In Kapitel 5 und 6 schließlich werden die durchgeführten Experimente und Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

§ 2. Grundlagen der Impulsformung

Grundlage dieser Diplomarbeit bildet der Aufbau eines Femtosekunden-Impulsformers. Dieses Gerät ist in der Lage, vermöge einer Anordnung aus Linsen und Gittern sowie einer Flüssigkristallmaske die Phase des Spektrums eines Laserimpulses zu kontrollieren. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung. Im folgenden Kapitel werden die Theorie zur Beschreibung der Impulsformung entwickelt und die relevanten Effekte untersucht. Ab 2.1 wird zunächst allgemein auf die mathematische Formulierung von ultrakurzen Lichtimpulsen und auf den Effekt der Impulsformung auf selbige eingegangen. Dabei wird sich herausstellen, daß sich sowohl die zeitliche als auch die räumliche Struktur des Impulses verändert. Abschnitt 2.6 und der Rest des Kapitels beschäftigen sich mit Effekten, die der diskrete Aufbau der Flüssigkristallmaske hervorruft.

2.1. Mathematische Beschreibung von Laserimpulsen

Ein Laserimpuls wird mathematisch durch das vom Ortsvektor $\mathbf{r} = (x, y, z)$ und der Zeit t abhängige elektrische Feld $u(\mathbf{r}, t)$ beschrieben [10, 11, 12]. Für Impulse mit einer typischen Dauer von 50 – 100 fs bei einer Frequenz von $2 \cdot 10^{15}$ Hz kann man das Feld in eine sich langsam verändernde Einhüllende $v(\mathbf{r}, t)$ und eine dazu schnelle Oszillation zerlegen:

$$u(\mathbf{r}, t) = v(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t}. \quad (2.1)$$

Die zeitliche Fouriertransformation des elektrischen Feldes ist

$$\mathcal{F}\{u(\mathbf{r}, t)\} = U(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.2)$$

Sie ist sehr nützlich, da es für viele Berechnungen bequem ist, im Frequenzbereich zu arbeiten. Ist nur die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes bekannt, so erhält man durch Rücktransformation das ursprüngliche Feld:

$$\mathcal{F}^{-1}\{U(\mathbf{r}, \omega)\} = u(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.3)$$

Da das Feld als eine meßbare Größe reell sein muß, gilt für die Fouriertransformierte $U(\mathbf{r}, \omega) = U^*(\mathbf{r}, -\omega)$. Das ist gleichbedeutend mit zwei Verteilungen bei positiven und negativen Frequenzen.

Analog zur zeitlichen Fouriertransformation definiert man die zweidimensionale räumliche Fouriertransformation

$$\tilde{u}(k_x, k_y, t) = \iint_{-\infty}^{\infty} u(x, y, t) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (2.4)$$

Die Größen k_x und k_y sind dabei die Wellenzahlen; diese sind den Raumfrequenzen $\nu_x = k_x/2\pi$ und $\nu_y = k_y/2\pi$ proportional. Die Umkehrtransformation ist

$$u(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(k_x, k_y, t) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (2.5)$$

Mit U soll im folgenden immer die zeitliche Fouriertransformation von u gemeint sein, die Tilde $\tilde{}$ steht für die räumliche Fouriertransformation.

2.2. Lineare Systeme

Ein Impulsformer kann sehr gut durch ein lineares System beschrieben werden. Dies ist mathematisch eine Transformation \mathfrak{S} , die auf eine Funktion $f(t)$ wirkt und eine Funktion $g(t)$ erzeugt:

$$\mathfrak{S}\{f(t)\} = g(t).$$

Die Transformation ist linear und wird durch eine sogenannte Impulsantwort $h(t)$ charakterisiert. Diese ist definiert als

$$h(t) = \mathfrak{S}\{\delta(t)\},$$

wobei $\delta(t)$ die Diracsche Deltafunktion ist. Damit kann man $g(t)$ schreiben als

$$g(t) = (f \otimes h)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h(t - \tau) d\tau. \quad (2.6)$$

Die Operation \otimes steht für Faltung. Kennt man also die Impulsantwort eines linearen Systems, kann man die Wirkung desselben auf eine beliebige Funktion berechnen.

Sind $F(\omega)$, $G(\omega)$ und $H(\omega)$ die Fouriertransformierten von $f(t)$, $g(t)$ und $h(t)$, so gilt

$$G(\omega) = F(\omega) \cdot H(\omega). \quad (2.7)$$

Die Beschreibung im Frequenzraume ist somit wesentlich einfacher, da man die Eingangsfunktion mit der Transferfunktion schlicht multiplizieren muß.

2.3. Theoretische Beschreibung des Formers

Der hier beschriebene Impulsformer arbeitet im sogenannten $4f$ -Aufbau (siehe Abb. 2.1). Dabei trifft der einfallende Laserimpuls zunächst auf ein Gitter, welches dessen Frequenzkomponenten in verschiedene Richtungen beugt. Daraufhin folgt eine Linse im Abstand ihrer Brennweite, die diesen divergenten Strahl wieder kollimiert. Sie bewirkt außerdem, daß das räumliche Strahlprofil einer jeden Frequenz in der hinteren Brennebene der Linse fokussiert wird. In dieser Ebene, so auch Fourierebene genannt, liegt das Spektrum des Impulses räumlich aufgetrennt vor und wird von einer dort befindlichen Maske moduliert. Danach folgt eine weitere Kombination aus Linse und Gitter, die die einzelnen spektralen Komponenten wieder zusammenfügen. Das zweite Gitter ist dabei so ausgerichtet, daß Ein- und Ausfallswinkel des Strahls im Vergleich zum ersten Gitter genau vertauscht sind.

Um diesen Aufbau mathematisch zu modellieren, müssen zunächst seine Bausteine verstanden werden. Die z -Achse soll im folgenden immer in Ausbreitungsrichtung der Mittenfrequenz des Strahls zeigen, dementsprechend soll die x -Achse immer senkrecht auf z in der Dispersionsebene der Gitter liegen. Die y -Abhängigkeit wird nicht explizit mitgeführt, da alle Komponenten den Strahl nur in x -Richtung verändern. Des weiteren erfolgen alle Rechnungen in der paraxialen Näherung, d.h. $k_x, k_y \ll k$.

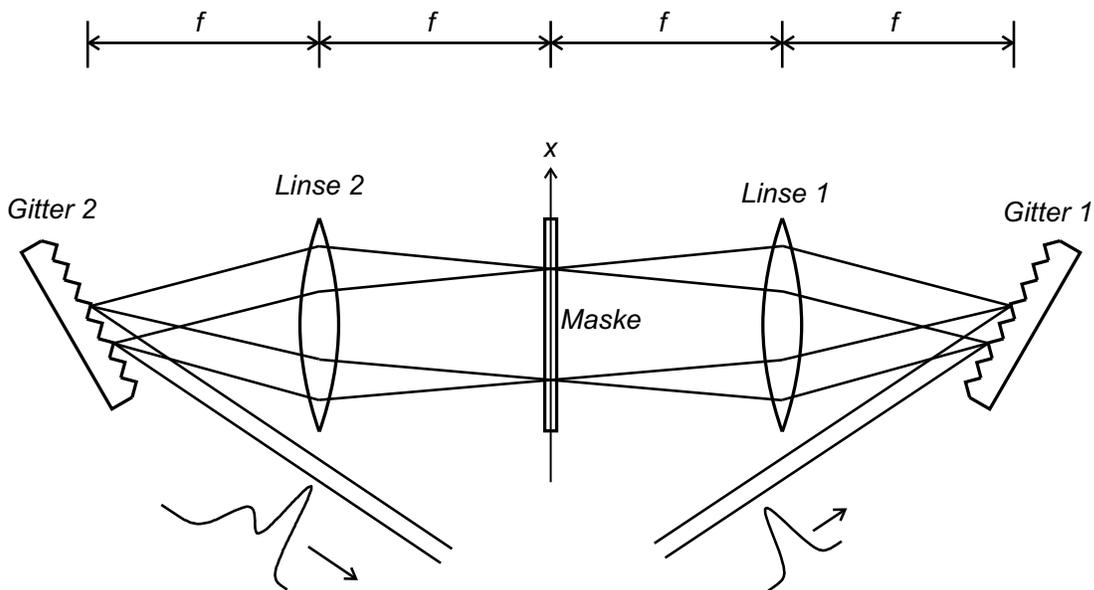


Abb. 2.1: Schematischer $4f$ -Aufbau des Impulsformers.

2.3.1. Beschreibung eines Beugungsgitters

Ein Gitter wird durch die Gittergleichung beschrieben, die Einfallswinkel α und Austrittswinkel β miteinander verknüpft:

$$\sin(\alpha) + \sin(\beta) = m\lambda/d. \quad (2.8)$$

Die Beugungsordnung ist m , d ist der Linienabstand und λ die Wellenlänge des Lichts. Die Definition der Winkel ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

Trifft ein Strahl auf das Gitter, so ändert sich sein Feld gemäß [13, 14]

$$U(x, \omega) = C U_{\text{ein}}(\delta x, \omega) \exp(i\gamma\Omega x), \quad (2.9)$$

wobei $\Omega = \omega - \omega_0$ und C eine Konstante sind. Es wurde außerdem definiert:

$$\delta = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}, \quad \gamma = \frac{2\pi}{\omega_0 d \cos \beta}. \quad (2.10)$$

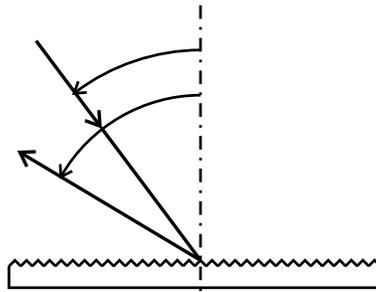


Abb. 2.2: Strahlenverlauf am Gitter.

Das wird einsichtig, wenn man den von der Frequenz und dem Einfallswinkel α abhängigen Winkel β in eine Taylorreihe entwickelt:

$$d\beta (d\alpha, d\omega) = \delta d\alpha + \gamma d\omega.$$

Die Koeffizienten erhält man aus der Gittergleichung (2.8). Verläßt der Strahl das Gitter, so wird er um einen zusätzlichen Winkel $\gamma\Omega$ abgelenkt, der für den Phasenterm in (2.9) verantwortlich ist.

2.3.2. Wirkung einer dünnen Linse

Eine Linse bewirkt eine räumliche Fouriertransformation. Wenn $u_0(x_0, y_0)$ die Feldverteilung in der vorderen Brennebene ist, dann wird das Feld in der hinteren Brennebene beschrieben durch [11, 15]

$$u(x, y) = \frac{i}{2\lambda f} \tilde{u}_0\left(\frac{2\pi x}{\lambda f}, \frac{2\pi y}{\lambda f}\right). \quad (2.11)$$

Das bedeutet, daß $u(x, y)$ proportional zur Fouriertransformierten des Eingangsfeldes ist. Der konstante Vorfaktor wird in der weiteren Rechnung nicht explizit mitgeführt.

2.3.3. Modellierung des 4f-Aufbaus

Die folgende Herleitung lehnt sich an [14], [16] und [17] an, wobei auch [18] zu Hilfe genommen wurde. Man separiert das einfallende Feld in einen räumlichen Anteil $\exp(-x^2/a^2)$, eine langsam veränderliche zeitliche Einhüllende $u_{\text{ein}}(t)$ und einen schnell oszillierenden Faktor $\exp(i\omega_0 t)$. Man nimmt weiterhin an, daß die räumliche Verteilung des Feldes gaußförmig sei. Damit ergibt sich

$$u_{\text{ein}}(x, t) = u_{\text{ein}}(t) \exp(i\omega_0 t) \exp(-x^2/a^2). \quad (2.12)$$

Die Größe des räumlichen Gaußprofils wird durch a gekennzeichnet. Nachdem dieser Impuls Gitter 1 passiert hat (siehe Abb. 2.1), wird er nach (2.9) beschrieben durch

$$U_1(x, \omega) = b U_{\text{ein}}(\Omega) \exp\left(-\frac{\delta^2 x^2}{a^2} + i\gamma\Omega x\right) \quad (2.13)$$

mit $U_{\text{ein}}(\Omega)$ als der Fouriertransformierten von $u_{\text{ein}}(t) \exp(i\omega_0 t)$, also $\Omega = \omega - \omega_0$. Der Impuls befindet sich nun direkt hinter Gitter 1 und somit in der vorderen Brennebene von Linse 1. Nach (2.11) ist die Feldverteilung an der Maske gegeben durch

$$\begin{aligned} U_2(x, \omega) &= \tilde{U}_1(2\pi x/(\lambda f), \omega) \\ &= U_{\text{ein}}(\Omega) \exp\left[-\left(\frac{a\pi}{\delta\lambda f}\right)^2 \left(x - \frac{\gamma\lambda\Omega f}{2\pi}\right)^2 - \frac{y^2}{a^2}\right]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Wie man an dieser Gleichung sieht, ist das Strahlprofil einer Frequenz ω um eine Strecke $\gamma\lambda\Omega f/2\pi$ vom Nullpunkt versetzt. Das Spektrum des Impulses ist also linear auf den Ort verteilt. An dieser Stelle steht die Phasenmaske. Ihre komplexe Transmissionsfunktion $h(x)$ moduliert das elektrische Feld $U_2(x, \omega)$.

Es ist vorteilhafter, das Feld vor der Maske im Ortsfrequenzraum zu beschreiben. Dazu muß man $U_2(x, \omega)$ fouriertransformieren. Das ist erfreulicherweise die doppelte FT von $U_1(x, \omega)$. Man hat lediglich x durch $k\lambda f/(2\pi)$ zu ersetzen. Unter Vernachlässigung aller Vorfaktoren folgt somit

$$\tilde{U}_2(k, \omega) = U_{\text{ein}}(\Omega) \exp\left[-\left(\frac{\delta\lambda f}{2\pi a}\right)^2 k^2 + i\frac{\lambda\gamma f}{2\pi} k \Omega\right]. \quad (2.15)$$

Der Modulation des Feldes mit der Maskenfunktion $h(x)$ entspricht im Ortsfrequenzraum die Faltung mit $\tilde{h}(k)$, der Fouriertransformierten von $h(x)$ (2.6):

$$\tilde{U}_3(k, \omega) = \tilde{U}_2(k, \omega) \otimes \tilde{h}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_2(k - k', \omega) \tilde{h}(k') dk'. \quad (2.16)$$

Die zweite Linse bewirkt wieder eine Fouriertransformation gemäß (2.11), wodurch man das elektrische Feld direkt am 2. Gitter erhält:

$$U_4(x, \omega) = \tilde{U}_3 \left(\frac{2\pi x}{\lambda f}, \omega \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_2 \left(\frac{2\pi x}{\lambda f} - k', \omega \right) \tilde{h}(k') dk'. \quad (2.17)$$

Schließlich erhält man vermöge (2.9) die Amplitude des geformten Impulses. Dabei sind Ein- und Ausfallswinkel miteinander vertauscht, woraus sich $\delta' = 1/\delta$ sowie $\gamma' = -\gamma/\delta$ als neue Parameter ergeben.

$$\begin{aligned} U_{\text{aus}}(x, \omega) &= U_4(\delta' x, \omega) \exp(i\gamma' \Omega x) \\ &= \exp \left(-\frac{i\gamma \Omega x}{\delta} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_2 \left(\frac{2\pi x}{\lambda f \delta} - k', \omega \right) \tilde{h}(k') dk' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} U_{\text{ein}}(\Omega) \exp \left[-\left(\frac{x - k'/\varrho}{a} \right)^2 - ik' \frac{\gamma \Omega}{\varrho \delta} \right] \tilde{h}(k') dk' \end{aligned} \quad (2.18)$$

Es wurde hierbei $\varrho = 2\pi/(\delta\lambda f)$ definiert. Die Fouriertransformation dieser Gleichung liefert das elektrische Feld im Zeitbereich, das sich nach Umformungen wie folgt schreiben läßt:

$$\begin{aligned} u_{\text{aus}}(x, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ein}} \left(x - \frac{k'}{\varrho}, t - \frac{\gamma k'}{\varrho \delta} \right) \tilde{h}(k') dk' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ein}}(x - \delta t'/\gamma, t - t') \tilde{h} \left(\frac{2\pi}{\gamma \lambda f} t' \right) dt'. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Das modulierte elektrische Feld ist demzufolge nicht nur zeitlich mit der Maskenfunktion gefaltet, sondern auch räumlich. Man kann diese beiden Bereiche nicht voneinander trennen.

2.4. Überblick

Gleichung (2.19) stellt eine allgemeine Beschreibung des Impulsformers dar, wie er in Abb. 2.1 dargestellt ist. Die Maske, die zwischen beiden Linsen steht, wurde dabei nicht konkretisiert, sondern nur als komplexe Funktion der x -Koordinate angenommen. Die Gleichung zeigt, daß jede Maskenfunktion sowohl zeitliches als auch örtliches Profil des Impulses beeinflusst.

Dieser Zusammenhang ist anschaulich in Abb. 2.3 dargestellt. Die Maske in der Fourierebene, jetzt der Anschauung halber als reine Phasenmaske angenommen, führt zu einer Richtungsänderung des Strahls, weil sie das räumliche Profil

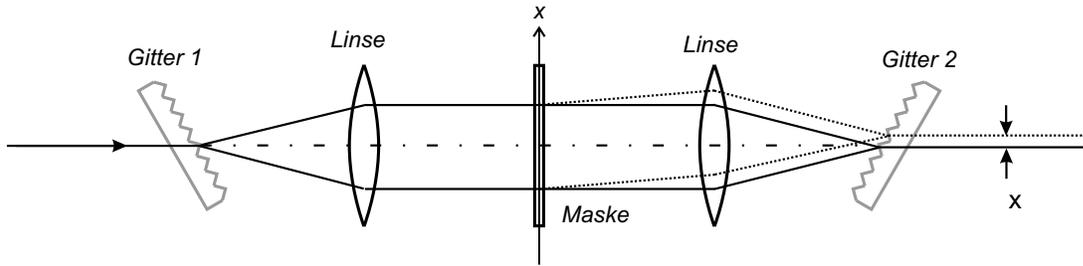


Abb. 2.3: Räumlicher Strahlversatz durch Phasenmaske

moduliert. Diese übersetzt sich durch die zweite Linse in einen parallelen Strahlversatz am Ausgang des Formers. Gleichzeitig legt der abgelenkte Strahl einen anderen Weg zurück, so daß er auch zeitlich verschoben wird.

Im zeitlichen Bilde moduliert die Maske das Spektrum, welches anschließend durch Linse und Gitter wieder zum Impuls zusammengesetzt wird. Die einzelnen Farben werden entsprechend dem jeweiligen Werte der Maskenfunktion verzögert, so daß sich die zeitliche Form des Impulses ändert.

Abbildung 2.9 auf Seite 20 stellt die raumzeitliche Verteilung des Feldes für eine bestimmte Zeitstruktur dar. Das Maximum der Feldamplitude verläuft wegen des linearen Zusammenhangs zwischen räumlicher und zeitlicher Verschiebung entlang einer Geraden in der x - t -Darstellung. Der Anstieg dieser Geraden kann aus Gleichung (2.19) berechnet werden zu

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\delta}{\gamma}.$$

Im Falle unseres Aufbaus beträgt er 0,16 mm/ps.

Besteht die Maske, wie in unserem Aufbau, aus diskreten Pixeln, so moduliert man das Spektrum mit einer periodischen Funktion. Dies führt zu einer Reihe weiterer Effekte, die ausführlich in Abschnitt 2.6 behandelt werden.

2.5. Räumliche Filterung

Möchte man einen räumlich homogenen Strahl erzeugen, der die gewünschte Zeitstruktur besitzt, so ist es nötig, eine räumliche Filterung vorzunehmen. Dies kann durch Fokussieren in eine Faser oder Einkopplung in einen regenerativen Verstärker geschehen. In jedem Falle wird nur die nullte räumliche Gaußmode verwendet. Um ihre zeitliche Struktur zu berechnen, entwickelt man das elektrische Feld in Gauß-Hermite-Polynome [16, 17]:

$$u_{\text{aus}}(x, y, t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} A_{mn}(t) u_{mn}(x, y). \quad (2.20)$$

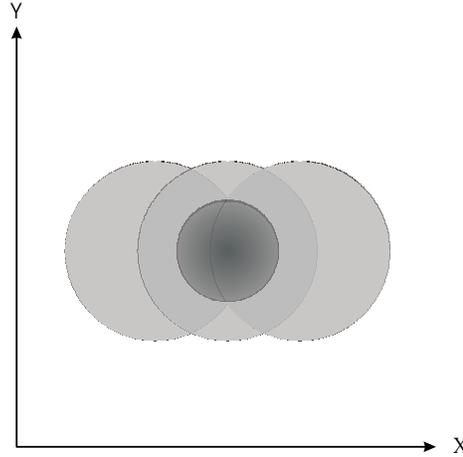


Abb. 2.4: Räumliche Filterung eines Dreifach-Impulses.

$u_{\text{aus}}(x, y, t)$ ist dabei wie in (2.19). Die zeitliche Abhängigkeit der nullten Mode ist dann durch den Koeffizienten $A_{mn}(t)$ gegeben. Es wird weiterhin angenommen, daß das Feld vor dem Impulsformer eine Mode $\exp[-(x^2 + y^2)/a^2]$ hat und die herausgefilterte Gaußmode (ohne konstante Faktoren) folgende Form hat:

$$u_{00}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{b^2}\right).$$

Man gelangt dann zu folgendem Ergebnis:

$$A_{00}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ein}}(t - t') \tilde{h}\left(\frac{2\pi t'}{\gamma\lambda f}\right) \exp\left(-\frac{\delta^2 t'^2}{\gamma^2(a^2 + b^2)}\right) dt'. \quad (2.21)$$

Die Maskenfunktion $\tilde{h}(k)$ ist also zusätzlich mit einer Gaußfunktion eingehüllt. Diese gibt ein Zeitfenster vor, in dem das elektrische Feld geformt werden kann. Die Situation ist in Abbildung 2.4 am Beispiel eines zeitlichen Dreifachimpulses schematisch dargestellt. Die drei Impulse kommen räumlich versetzt an, jedoch nur die dunkel dargestellte Gaußmode wird herausgefiltert. Der erste und der

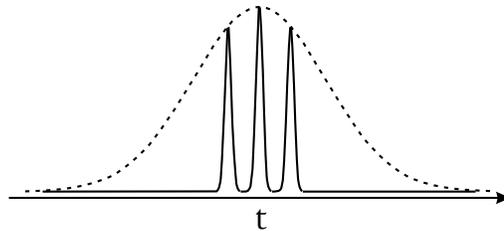


Abb. 2.5: Gaußförmige Einhüllende als Folge der Filterung.

letzte Impuls tragen deshalb weniger Intensität zum gefilterten Felde bei. Dies ist der Effekt der einhüllenden Gaußfunktion. Dasselbe Bild im Zeitbereich zeigt Abbildung 2.5.

2.6. Einfluß der diskreten Maske

Die Phasenmaske ist aus Pixeln der Breite Δx aufgebaut (siehe Kapitel 3.1). Sie kann deshalb keine kontinuierliche Phasenfunktion darstellen. Ein Pixel wird immer von einem ganzen Frequenzbündel der Breite $\Delta\Omega$ durchstrahlt.

In Abbildung 2.6 ist diese Diskretisierung des Spektrums schematisch dargestellt. Dieses Bild zeigt auch, daß man sich die diskretisierte Phasenfunktion als periodische Reihe von Rechteckfunktionen vorstellen kann. Eine periodische Phasenfunktion im Frequenzraum gibt Anlaß für wiederkehrende Strukturen im Zeitbereich. Es ist deshalb zu erwarten, daß sich das geformte elektrische Feld periodisch reproduzieren wird. Die detaillierte Rechnung folgt nun.

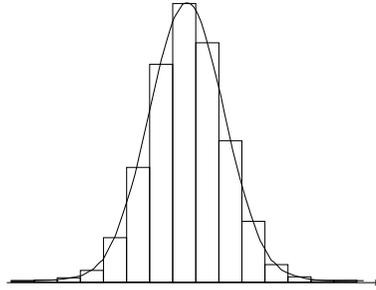


Abb. 2.6: Das Spektrum ist über die Pixel verteilt (schematisch).

2.6.1. Definitionen

Die Faltung ist definiert als

$$u(x) \otimes v(x) = \int_{-\infty}^{\infty} u(y)v(x-y) dy.$$

Die Rechteckfunktion ist definiert als

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1/2; \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases}$$

Außerdem gilt

$$\mathcal{F}^{-1} \{ \text{rect}(\omega) \} = \frac{1}{2\pi} \text{sinc} \left(\frac{t}{2} \right)$$

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\Omega - n\Delta\Omega) \right\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \left(t - \frac{n2\pi}{\Delta\Omega} \right).$$

2.6.2. Berechnung der Impulsantwort der Pixel

Der Impulsformer wird als linearer Filter modelliert, der auf das Eingangsfeld $U_{\text{ein}}(\omega)$ wirkt. Der Filter wird dabei durch seine Impulsantwort $h(t)$ bzw. seine Transferfunktion $H(\omega)$, die Fouriertransformierte der Impulsantwort, charakterisiert. Im Frequenzbereich ist das veränderte Feld gegeben durch (siehe S. 8)

$$U_{\text{aus}}(\omega) = H(\omega)U_{\text{ein}}(\omega), \quad (2.22)$$

im Zeitbereich durch

$$u_{\text{aus}}(t) = h(t) \otimes u_{\text{ein}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)u_{\text{ein}}(t - \tau) d\tau. \quad (2.23)$$

Unter Annahme einer linearen Frequenzverteilung und einer unendlich kleinen Fokusbreite in der Maskenebene kann man die effektive Transferfunktion wie folgt diskretisieren (siehe z.B. [19]):

$$H_{\text{eff}}^{\text{Pixel}}(\Omega) = \left[H(\Omega) \sum_{n=-N/2}^{N/2} \delta(\Omega - n\Delta\Omega) \right] \otimes \text{rect} \left(\frac{\Omega}{(1-r)\Delta\Omega} \right). \quad (2.24)$$

Es bezeichnet $\Omega = \omega - \omega_0$, r Lückenbreite pro Pixelabstand und $\Delta\Omega = \Delta x/\alpha$ mit Δx als Pixelabstand und $\alpha = \gamma\lambda f/2\pi$. Man kann die Summation bis ins Unendliche ausdehnen, wenn man voraussetzt, daß für alle $n > N/2$, denen kein wirklicher Pixel zugeordnet ist, keine Energie mehr im Spektrum enthalten ist, d.h. daß das Spektrum schmäler als die Maske ist. Die Fouriertransformation von (2.24) wird benötigt, um das Filterverhalten im Zeitbereiche zu veranschaulichen. Sie ist

$$h_{\text{eff}}^{\text{Pixel}}(t) = \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} h \left(t - \frac{2\pi n}{\Delta\Omega} \right) \right] \frac{(1-r)\Delta\Omega}{2\pi} \text{sinc} \left(\frac{1-r}{2} \Delta\Omega t \right). \quad (2.25)$$

2.6.3. Berechnung der Impulsantwort der Lücken

Zwischen den Pixeln befinden sich Lücken der Breite $r\Delta x$, die auch Licht durchlassen und somit zum geformten Impulse beitragen. Ihre Transmission H_{L} wird als konstant angenommen. Analog zu (2.24) berechnet sich die Transferfunktion der Lücken.

$$H_{\text{eff}}^{\text{Lücke}}(\Omega) = \left[H_{\text{L}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\Omega - (n + 1/2)\Delta\Omega) \right] \otimes \text{rect} \left(\frac{\Omega}{r\Delta\Omega} \right) \quad (2.26)$$

Die Fouriertransformation dazu ist

$$h_{\text{eff}}^{\text{Lücke}}(t) = \text{sinc}\left(\frac{r}{2} \Delta\Omega t\right) \frac{H_L r \Delta\Omega}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{2\pi n}{\Delta\Omega}\right). \quad (2.27)$$

2.6.4. Einfluß auf das zeitliche Verhalten

Die Gesamtimpulsantwort des Systems ist die Summe aus (2.25) und (2.27). Damit läßt sich nun die Veränderung des elektrischen Feldes mit (2.23) berechnen.

$$\begin{aligned} u_{\text{aus}}(t) &= \{h_{\text{eff}}^{\text{Pixel}}(t) + h_{\text{eff}}^{\text{Lücke}}(t)\} \otimes u_{\text{ein}}(t) \\ &= \frac{(1-r)\Delta\Omega}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[h\left(t - \frac{2\pi n}{\Delta\Omega}\right) \text{sinc}\left(\frac{1-r}{2} \Delta\Omega t\right) \right] \otimes u_{\text{ein}}(t) \right\} \\ &\quad + \frac{H_L r \Delta\Omega}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \text{sinc}(nr\pi) u_{\text{ein}}\left(t - \frac{2\pi n}{\Delta\Omega}\right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die Eingangsamplitude wird also nicht nur mit der Impulsantwort $h(t)$ des Systems gefaltet, sondern mit einer großen Anzahl zeitverschobener Gegenstücke derselben, die in ihrer Stärke mit dem sinc-Term geschwächt sind. Aufeinanderfolgende Repliken des geformten Feldes treten mit einer zeitlichen Differenz von $2\pi/\Delta\Omega$ auf. Die Lücken haben den Effekt, das ursprüngliche Feld $u_{\text{ein}}(t)$ an den zeitlich festen Positionen der Nullstellen der sinc-Funktion zu duplizieren.

2.7. Simulation der Pixeleffekte

Die nachfolgenden Ergebnisse einer Simulation veranschaulichen diese Zusammenhänge. Zur besseren Darstellung wurde die Maske als wesentlich gröber (64 Pixel zehnfach breiter als im Experiment) angenommen. Dadurch kommen die durch sie verursachten Effekte stärker zur Geltung. Auch rücken die Nullstellen der sinc-Einhüllenden näher zusammen. Als Beispiele sollen eine lineare und eine quadratische Phasenfunktion dienen.

Eine lineare Phase verschiebt den Impuls in der Zeit. Mit der Funktion $H(\Omega) = \exp(-i\Omega\tau)$ und $\tau = 700$ fs erhält man das in Abb. 2.7 a) dargestellte Bild. Der ursprüngliche Impuls ist nach rechts verschoben, gleichzeitig rückt der nächste Replikimpuls von links vor und erhält beträchtliche Intensität. Gestrichelt gezeichnet ist die einhüllende sinc-Funktion. Zu beachten ist, daß nicht die Amplitude, sondern die Intensität aufgetragen ist. Berücksichtigt man zusätzlich die Lücken zwischen den Pixeln, so erscheinen unverschobene Repliken, wie in Abb. 2.7 b) zu sehen.

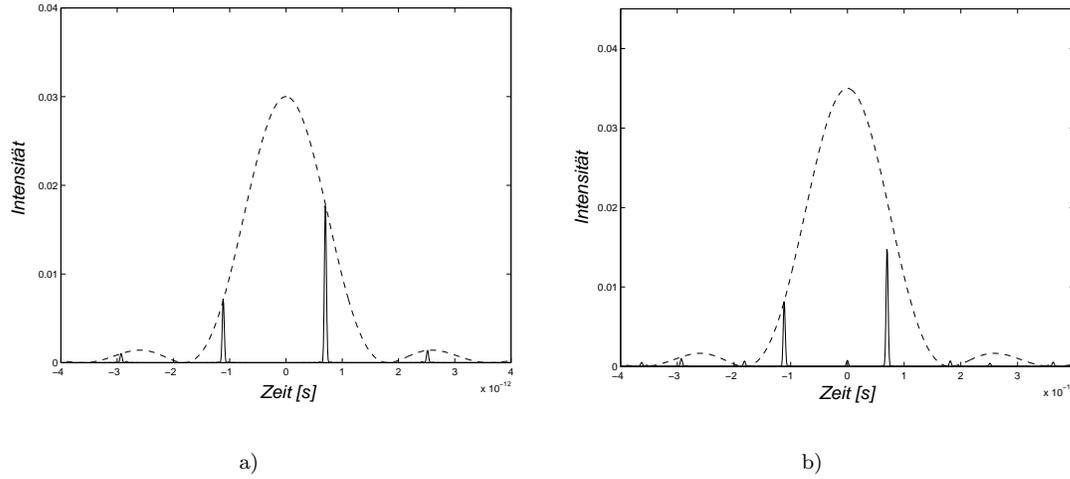


Abb. 2.7: a) Nachrücken eines Duplikats durch eine lineare Phasenfunktion ohne Einfluß der Lücken. Es ist gut zu sehen, wie die Repliken mitverschoben werden und ihre Intensität erhöht wird. b) Der zusätzliche Einfluß der Lücken läßt Repliken im Zeitnullpunkt erscheinen.

Eine quadratische Phase verbreitert den Impuls zeitlich. Der Effekt ist in Abb. 2.8 ersichtlich. Um die Nullstellen der sinc-Funktion quellen nun die verbreiterten Kopien hervor. Jene erfahren somit auch eine Intensitätserhöhung.

2.7.1. Verfügbares Zeitfenster

Der zeitliche Bereich, in dem man die Wellenform verändern kann, ist nicht beliebig groß, sondern hängt von den Parametern des Impulsformers ab. Wie an Gleichung (2.28) zu sehen ist, gibt die sinc-Funktion eine zeitliche Einhüllende vor. Wird die unter ihrem Maximum sitzende Wellenform zeitlich verbreitert, so geschieht dies gleichsam mit den unter den Nullstellen der Einhüllenden hervortretenden Repliken. Das maximale Zeitfenster ist also die Hälfte des Abstands zwischen den zwei innersten Nullstellen der sinc-Funktion, wenn nämlich Impulsform und Repliken aneinanderstoßen:

$$-\frac{\pi}{\Delta\Omega} \leq t \leq \frac{\pi}{\Delta\Omega}. \quad (2.29)$$

Dieses Zeitfenster ist auch eine Folge des Nyquist-Theorems, da nicht beliebige Phasenfunktionen durch die diskrete Maske dargestellt werden können. Als Beispiel wurde in Abbildung 2.8 b) durch eine sinusförmige Phasenfunktion eine rasche Folge von Impulsen erzeugt, die zusammen einen großen Zeitraum einnehmen. Deutlich sichtbar sind identische Repliken, die dieselbe zeitliche Struktur haben.

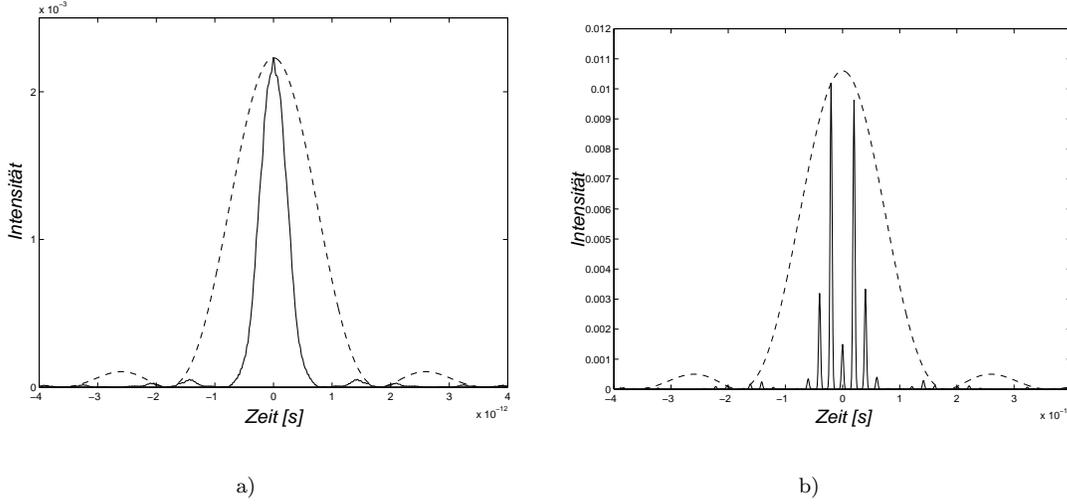


Abb. 2.8: a) Impuls mit quadratischer spektraler Phase. b) Eine sinusförmige Phasenmodulation erzeugt einen ganzen Impulszug.

2.8. Räumliche Effekte der Pixel

Wie in Abschnitt 2.3.3 berechnet wurde, haben alle zeitlichen Strukturen, die vom Impulsformer herrühren, ein räumliches Analogon. Es ist deshalb zu erwarten, daß sämtliche Effekte zeitlicher Replikwellenformen auch am Strahlprofil zu sehen sind. Als Beispiel soll wieder eine lineare Phasenfunktion dienen, denn diese kann man noch relativ leicht analytisch rechnen.

Der Ausgangspunkt ist wieder Gleichung (2.19). Die Funktion $\tilde{h}(k)$ ist identisch mit $h_{\text{eff}}^{\text{Pixel}}(t)$ aus Gleichung (2.25). Da an der Position der Maske x und Ω proportional sind, kann man auch k und t ineinander überführen. Weiterhin wird der Effekt der Lücken vernachlässigt, also $r = 0$ gesetzt. Für ein Eingangsfeld der Form

$$u_{\text{ein}}(x, t) = u_{\text{ein}}(t) \exp(i\omega_0 t) \exp(-x^2/a^2)$$

und eine Phasenfunktion

$$h(x) = \exp(-i\phi x)$$

erhält man:

$$U_{\text{aus}}(x, \Omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc} \left[\frac{\Delta x}{2} (\phi + \alpha n) \right] u_{\text{ein}}[x - A(\phi + \alpha n), t + B(\phi + \alpha n)]. \quad (2.30)$$

Es wurden folgende Konstanten definiert: $\alpha = 2\pi/\Delta x$ mit der Pixelbreite Δx , $A = \delta\lambda f/2\pi$ und $B = \gamma\lambda f/2\pi$. Zeitliche Repliken ($n \neq 0$) entsprechen räumlichen und umgekehrt. Die sinc-Funktion wirkt als Einhüllende für beide Bereiche gleichermaßen. Ein anschauliches Beispiel ist in Abb. 2.9 zu sehen.

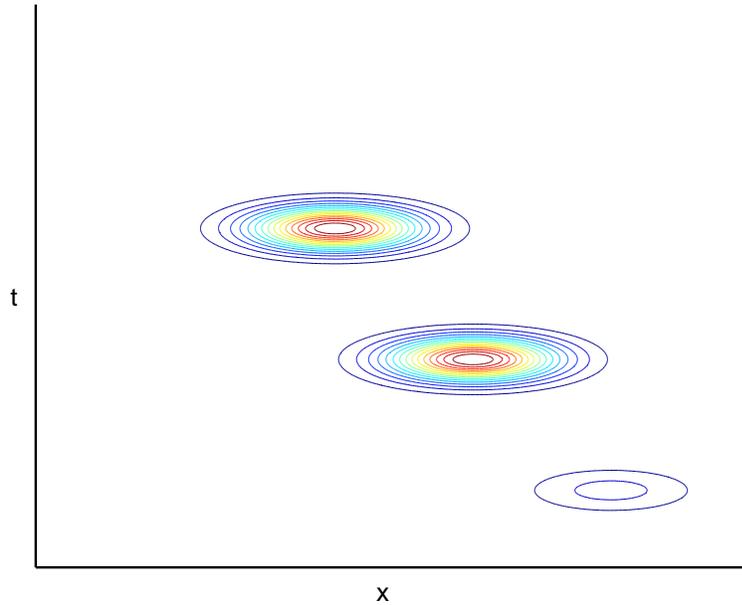


Abb. 2.9: Raum-Zeit-Darstellung eines Impulses mit linearer Phase

2.9. Theoretische Grenzen der Phasenmodulation

Der Impulsformer moduliert das Spektrum mit einer komplexen Funktion $H(\omega) = \exp(-i\Phi(\omega))$. Dabei ist $\Phi(\omega)$ die Phasenfunktion, die Werte zwischen $-\infty$ und ∞ annehmen kann. Da sie invariant gegen Verschiebungen um 2π ist und der SLM nur begrenzte Phasenwerte einstellen kann, wird sie praktisch in einen Bereich zwischen 0 und 2π transformiert. An Stellen, wo sie 2π überschreitet, weist sie deshalb Sprünge auf.

Die Diskretisierung dieser Phasenfunktion ist nur so lange sinnvoll, als ihr Anstieg zwischen zwei benachbarten Pixeln den Wert π nicht überschreitet. Solches ist eine Folgerung des Nyquisttheorems und wird in Abbildung 2.10 veranschaulicht. Entwickelt man $\Phi(\omega)$ in eine Taylorreihe, so ergeben sich die folgenden maximalen Werte (Rechnung übernommen aus [18]):

- *Lineare Phase.* $\Phi(\omega) = \tau_1\Omega$. Der maximale erlaubte Anstieg ist $d\Phi/d\Omega =$

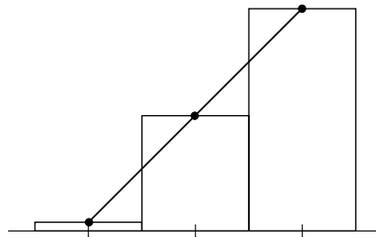


Abb. 2.10: Maximaler Anstieg, der dargestellt werden kann

$$\tau_1 \leq \pi/\Delta\Omega = 9 \text{ ps.}$$

→ $\tau_{1,\max} = 9 \text{ ps}$. Dieser Wert entspricht genau der Verschiebung des Impulses an den Rand des Bereiches, der für die Formung zur Verfügung steht (siehe 2.29).

- *Quadratische Phase.* $\Phi(\omega) = \tau_2\Omega^2/2$. Es ergibt sich für $d\Phi/d\Omega = \tau_2\Omega \leq \pi/\Delta\Omega$.
→ $\tau_{2,\max} = 2\pi/(N\Delta\Omega^2) = 86000 \text{ fs}^2$. Das entspricht einer Verbreiterung des Impulses von 49 fs auf 4,8 ps.
- *Kubische Phase.* $\Phi(\omega) = \tau_3\Omega^3/6$. Es ergibt sich für $d\Phi/d\Omega = \tau_3\Omega^2/2 \leq \pi/\Delta\Omega$.
→ $\tau_{3,\max} = 8\pi/(N^2\Delta\Omega^3) = 1,6 \cdot 10^6 \text{ fs}^3$.
- *Phase vierter Ordnung.* $\Phi(\omega) = \tau_4\Omega^3/24$. Es ergibt sich für $d\Phi/d\Omega = \tau_4\Omega^3/6 \leq \pi/\Delta\Omega$.
→ $\tau_{4,\max} = 48\pi/(N^3\Delta\Omega^4) = 4,4 \cdot 10^7 \text{ fs}^4$.

Es wurde dabei jeweils vorausgesetzt, daß der Nullpunkt der Phasenfunktion in der Mitte der Streifenmaske sei, und der größte Anstieg daher an deren äußerstem Rande.

2.10. Nichtlineare Verteilung der Frequenzen

Die Position x einer Frequenz ω , bzw. einer Wellenlänge λ , wird durch die Gittergleichung (2.8) beschrieben. Die wellenlängenabhängige Änderung des Austritts-

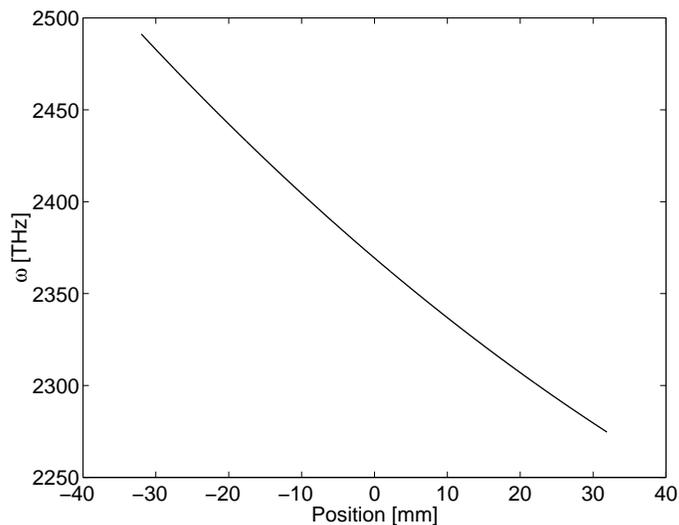


Abb. 2.11: Nichtlineare Verteilung der Frequenzen in der Maskenebene

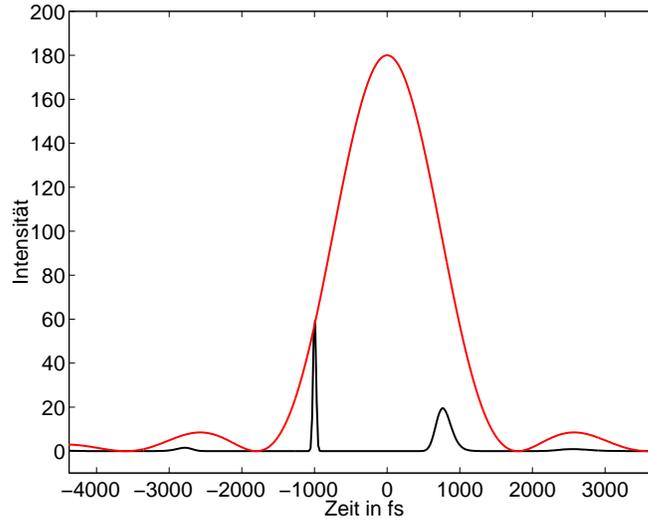


Abb. 2.12: Verbreiterte Repliken durch nichtlineare Frequenzverteilung

winkels $\Delta\beta(\lambda)$ ist mit der Position auf der Maske x durch folgende Gleichung verknüpft:

$$\tan [\Delta\beta(\lambda)] = \frac{x}{f}. \quad (2.31)$$

Für eine kleine Winkeldispersion der Gitter ist dieser Zusammenhang nahezu linear. Für Impulse mit einer Bandbreite von 20 nm und Gittern mit 1800 Linien pro mm jedoch ist schon eine Abweichung von der Linearität zu bemerken. Dies ist in Abb. 2.11 veranschaulicht. Da die Pixelbreite konstant ist, verändert sich die Breite $\Delta\Omega$ eines Frequenzbündels, das durch einen Pixel hindurchtritt, mit seiner Position. Das hat folgende Konsequenz: Die Nullstellen der einhüllenden sinc-Funktion aus Gleichung (2.25) liegen bei $2\pi n/\Delta\Omega$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, verändern also ihre Position leicht für verschiedene Anteile des Spektrums. Die Superposition der einzelnen Frequenzen führt deshalb zu einem Verwaschen der Repliken, die an diesen Nullstellen sind — sie werden gechirpt, und zwar umso mehr, je weiter sie vom Zeitnullpunkt entfernt sind. Die Folge ist eine weitere Abschwächung ihrer Intensität. Dieser Effekt ist für eine lineare Phase an Abb. 2.12 zu sehen.

2.11. Zusammenfassung

Ein Impulsformer macht es möglich, Femtosekunden-Laserimpulse gezielt in ihrer zeitlichen Struktur zu verändern. Um eine bestimmte Form zu erreichen, ist einzig die genaue Kenntnis der Maskenfunktion nötig. Die gewünschte Zeitstruktur ist mit ihr über die inverse Fouriertransformation verknüpft. Weil die Maske

nicht unendlich schmale Frequenzanteile moduliert, sondern räumlich ausgedehnte Strahlprofile, wird parallel zur zeitlichen Impulsform auch die räumliche beeinflusst, und zwar derart, daß jede zeitliche Verschiebung in eindeutiger Weise einer räumlichen entspricht. Der geformte Impuls weist deswegen an verschiedenen Stellen des Strahlprofils andere zeitliche Formen auf. Dieser unerwünschte Effekt kann durch eine räumliche Filterung behoben werden. Dabei wird nur der innerste Teil des Strahlprofils hindurchgelassen. Erfreulicherweise kann die Filterung durch Einkopplung in einen regenerativen Verstärker erreicht werden, was für diese Arbeit von Bedeutung ist.

Benutzt man im Impulsformer eine Flüssigkristallmaske, die aus vielen Pixeln besteht, so kann die Maske die Phasenfunktion nur in diskreten Schritten darstellen. Das begrenzt das Zeitfenster, in dem man den Impuls formen kann, auf etwa 18 ps. Außerdem entstehen zeitliche und räumliche Kopien des Impulses in Abständen von $2\pi/\Delta\Omega \approx 18$ ps bzw. $2\pi\delta/\gamma\Delta\Omega \approx 3$ mm. Diese Kopien sind allerdings nur von geringer Intensität, weil folgende drei Faktoren sie begrenzen:

1. Sie befinden sich gerade an Nullstellen einer sinc-Funktion, die die gesamte Wellenform einhüllt, und erhalten deshalb überhaupt nur Intensität, wenn der Impuls durch die Formung zeitlich verschoben oder gestreckt wird.
2. Die räumliche Filterung bewirkt eine weitere Dämpfung, da zeitlich mit einer Gaußfunktion gefaltet wird.
3. Durch die nichtlineare Gittergleichung werden alle Kopien umso mehr phasenmoduliert, je weiter entfernt sie vom Zeitnullpunkt sind. Das verringert zwar nicht ihre Energie, wohl aber ihre Intensität.

All dies führt dazu, daß der Einfluß der Repliken vernachlässigbar ist, solange die benötigten Phasenfunktionen nur kleine Korrekturen an der Impulsform bewirken. Das ist der Fall, wenn höhere Phasenordnungen ausgeglichen werden sollen, um eine bessere zeitliche Impulsform zu bekommen, wie in den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten.

§ 3. Aufbau und Funktionsweise des Impulsformers

Der Impulsformer wird in einem $4f$ -Nulldispersionsaufbau betrieben, in dessen Fourierebene eine Flüssigkristallmaske steht. Anschaulich dargestellt ist dies in Abbildung 3.1 (vgl. Abb. 2.1). Es wurden jedoch keine Linsen benutzt, sondern zylindrische Hohlspiegel. Damit wird zum einen die Dispersion vermieden, die die Benutzung von Linsen mit sich bringt. Zum anderen wird die Intensität in der Maske gesenkt, da die Zylinderspiegel einen Linienfokus haben. Die Spiegel haben eine Brennweite von 28 cm, die Gitter besitzen 1800 Linien pro mm. Ein auf das Gitter fallender Impuls wird in seine Spektralkomponenten aufgespalten, die mit dem zylindrischen Spiegel kollimiert werden und deren jede in der Ebene der Maske fokussiert wird. Dadurch erhält man die räumliche Verteilung des Spektrums in der Fourier-Ebene der Linsen. Die nachfolgenden Spiegel und Gitter setzen den Impuls wieder aus seinem Spektrum zusammen. Der Einfallswinkel des ersten Gitters muß genau dem Austrittswinkel des zweiten Gitters entsprechen. Es ist kritisch, daß alle Farben des Lichts auf beiden Seiten gleiche Wege zurücklegen, damit das Gesamtsystem dem Impuls keine Dispersion aufbringe. Die Flüssigkristallmaske vermag nun die Phase jeder Komponente des Spektrums unabhängig voneinander zu verzögern. Dadurch wird die zeitliche Formung des Impulses bewirkt.

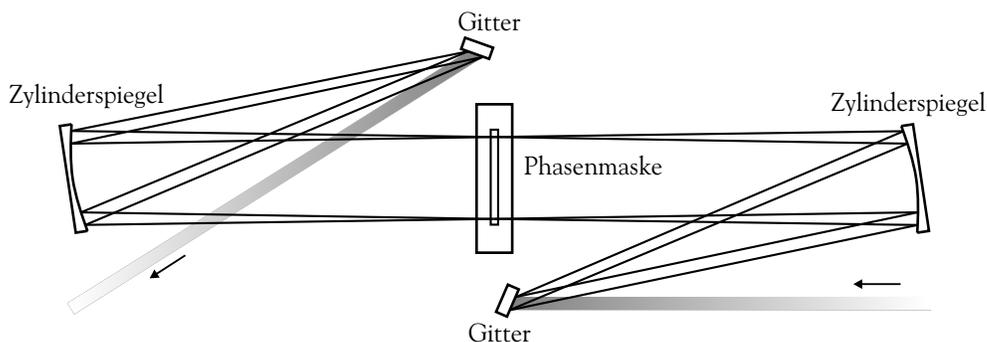


Abb. 3.1: Der Aufbau des Impulsformers.

3.1. Wirkungsweise der Flüssigkristallmaske

In dieser Arbeit wurde das von Jenoptik in Zusammenarbeit mit dem IOQ Jena entwickelte Gerät SLM-S 640/12 benutzt [9]. Es ist schematisch in Abbildung 3.2 zu sehen. Das optische Element besteht aus zwei parallelen Glasplatten, zwischen denen ein nematischer Flüssigkristall eingebettet ist [20]. Die länglichen Moleküle des Flüssigkristalls sind parallel zur x -Richtung ausgerichtet (siehe Abb. 3.2 zur Definition des Koordinatensystems). Ein Flüssigkristall ist ein anisotropes opti-

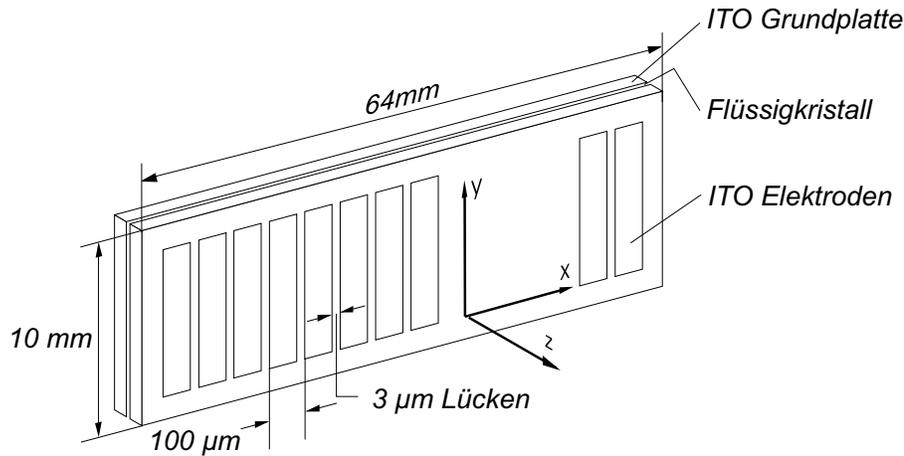


Abb. 3.2: Aufbau der Maske

ches Medium und wirkt als einachsiger Kristall, dessen optische Achse parallel zur Längsachse der Moleküle liegt. Deshalb erfährt eine in z -Richtung laufende unpolarisierte Welle eine Aufspaltung in zwei linear polarisierte Wellen, den ordentlichen (y) und den außerordentlichen (x) Strahl mit den Brechzahlen n_o und n_e .

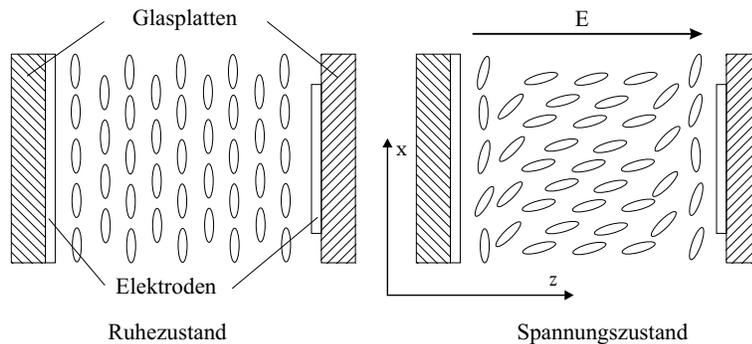


Abb. 3.3: Flüssigkristall von oben

An der Innenseite der Glasplatten sind 640 durchsichtige Filmelektroden angebracht, die die Maske in einzelne Pixel aufteilt. Legt man an sie eine Wechselspannung an, so entsteht ein elektrisches Feld in z -Richtung, welches die Moleküle

veranlaßt, sich entlang desselben auszurichten (Abb. 3.3). Dem wirken allerdings Wechselwirkungskräfte zwischen Molekülen und den Glaswänden entgegen, mit der Folge, daß sich die Moleküle weniger drehen, die sich näher an den Wänden befinden. Der mittlere Brechungsindex in x -Richtung ist deshalb eine komplizierte Funktion der Spannung [21]:

$$\frac{1}{n_{\vartheta}^2(U)} = \frac{\cos^2 \vartheta(U)}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \vartheta(U)}{n_o^2}. \quad (3.1)$$

$\vartheta(U)$ ist dabei der Winkel, um den sich die optische Achse im Mittel gedreht hat. Ein linear x -polarisierter Strahl erfährt also nach Durchlaufen des Flüssigkristalls der Dicke d gegenüber einem linear y -polarisierten Strahle eine Phasenverschiebung von

$$\Phi(U) = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_{\vartheta}(U) - n_o). \quad (3.2)$$

Die Spannung U kann mit einer Genauigkeit von 12 bit eingestellt werden.

3.2. Kalibrierung der Phasenverschiebung

Um eine Aussage darüber zu erhalten, wie die Phasenänderung eines Streifens von der anliegenden Spannung abhängt, ist es nötig, die Funktion $\Phi(U)$ zu messen (siehe (3.2)). Dafür führt man folgendes Experiment durch: Man stellt die Maske zwischen zwei gekreuzte Polarisatoren, die einen Winkel von 45° zur Tischebene haben. Darauf strahlt man hier Licht hindurch und mißt die Transmission in Abhängigkeit von der an den Streifen angelegten Spannung. Will man die Phasenverschiebung nur eines Streifens messen, so muß man zusätzlich in die Maske fokussieren. Die Dicke der Streifen ist allerdings so homogen, daß dieser Schritt kaum notwendig ist. Die gemessene Transmission hängt mit der Phasenverschiebung in folgender Weise zusammen :

$$T(U) = \sin^2 \left(\frac{\Phi(U)}{2} \right). \quad (3.3)$$

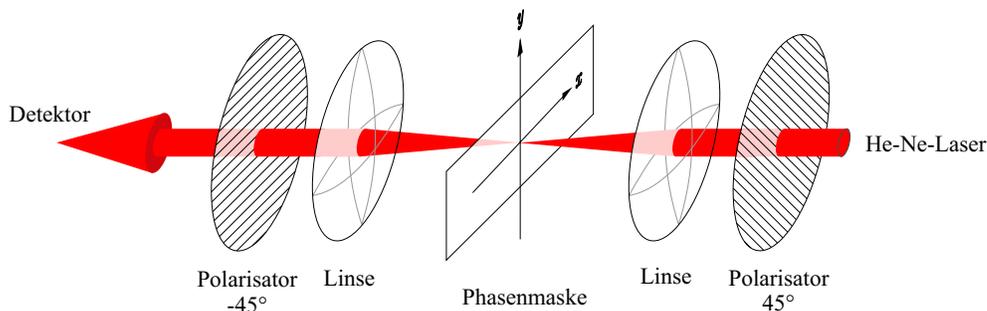


Abb. 3.4: Das Schema des Experiments. (nach [21])

Eine solche Messung brachte das Ergebnis aus Abb. 3.5 a). Um die Phase zu erhalten, muß man diese Kurve mit (3.3) zurücktransformieren. Da die sin-Funktion nicht eindeutig ist, werden alle auftretenden Phasensprünge durch die Operationen $x \rightarrow x + \pi$ und $x \rightarrow \pi - x$ behoben, so daß eine monoton fallende Funktion entsteht (siehe Abb. 3.5 b)).

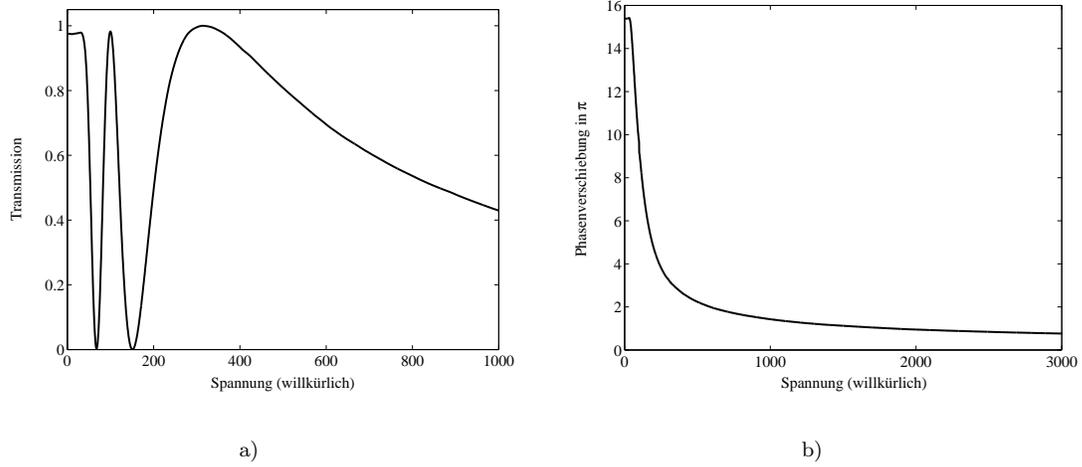


Abb. 3.5: a) Gemessene Transmission über der Spannung. b) Phasenhub der Maske bei angelegter Spannung ($\lambda = 785 \text{ nm}$).

§ 4. Das Lasersystem

Die Diplomarbeit wurde am Jenaer Terawatt-Lasersystem durchgeführt. Dieses ist imstande, Laserimpulse mit einer Leistung von mehreren Terawatt und einer Dauer von 80 fs bei einer Wellenlänge von 800 nm zu erzeugen. Es ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt.

Das Lasersystem arbeitet nach dem Prinzip der Verstärkung gestreckter Impulse¹ [1]. Dabei wird die Energie eines kurzen Laserimpulses um 8 Größenordnungen erhöht, gleichzeitig werden jedoch zu hohe Intensitäten im Verstärkungsprozeß selber vermieden. Man erreicht solches durch eine signifikante Verlängerung der Impulsdauer und der dazu proportionalen Verminderung der Intensität. So bleibt die Spitzenintensität im Verstärker unter der Zerstörschwelle der optischen Komponenten, und es treten weniger Nichtlinearitäten auf. Die Verlängerung muß dabei in einer umkehrbaren Weise erfolgen, um am Ende der Verstärkung den Impuls wieder auf seine ursprüngliche Dauer zu verkürzen. Man benutzt dafür Strecker und Kompressor. Beide bestehen aus einer Anordnung von Gittern, die den Strahl nach Durchlaufen normal bzw. anomal dispergieren. Später wird noch genauer darauf eingegangen.

Nachfolgend werden die einzelnen Teile des Lasersystems näher erläutert. Am Anfang steht ein Titan:Saphir-Oszillator, der Impulse von 45 fs Dauer bei einer Wellenlänge von 795 nm erzeugt. Sie kommen mit einer Wiederholrate von 80 MHz und haben eine Energie von jeweils 10 nJ. Der Oszillator beruht auf dem Prinzip des Kerrlinsen-Modenkoppels. Eine nachfolgende Pockelszelle mit Polarisator selektiert einzelne Impulse mit einer Frequenz von 10 Hz. Diese Wiederholrate des Lasers wurde gewählt, um die Pumplaser möglichst effektiv arbeiten zu lassen.

Hernach durchlaufen die Impulse den Strecker, der in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Dort wird ausgenutzt, daß Impulse von 45 fs Dauer eine Bandbreite von 20 nm haben. Die unterschiedlichen Frequenzen werden durch eine Kombination von zwei Gittern und einer Linse räumlich separiert, an einem Planspiegel reflektiert und auf demselben Wege wieder zum eigentlichen Impuls zusammengesetzt. Dabei legen sie jedoch verschieden lange Strecken zurück, so daß sie den Strecker zu unterschiedlichen Zeiten verlassen. Das führt zu einer Verlängerung des Impulses von anfänglich 45 fs auf zirka 120 ps (siehe 4.1.2).

Als nächstes folgt ein regenerativer Verstärker. Dies ist ein eigenständiger Re-

¹engl. Chirped Pulse Amplification, CPA

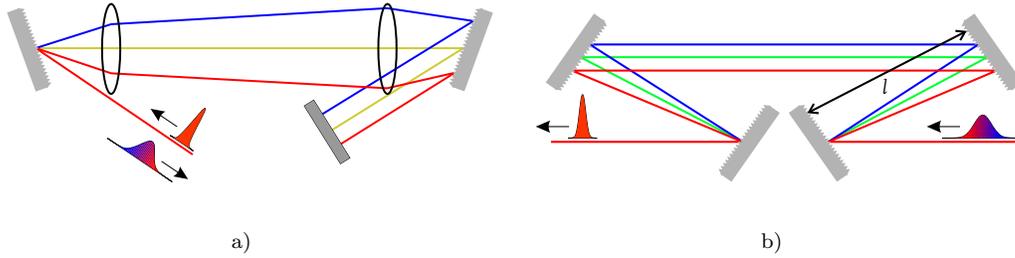


Abb. 4.2: Strecker und Kompressor

sonator, in dem als aktives Medium ein Titan:Saphir-Kristall sitzt, der von einem Nd:YAG-Laser gepumpt wird. Hierin wird über eine Pockelszelle mit nachfolgendem Polarisator der gestreckte Impuls gekoppelt, um den Resonator zwanzigmal zu durchlaufen. Dabei wird er in dem gepumpten Kristall in jedem Durchlauf verstärkt. Die Pockelszelle schaltet den Impuls, nun mit einer Energie von 2 mJ, nach dieser Zeit wieder heraus.

Daraufhin durchwandert der Strahl eine Einheit, mit der Vorimpulse aus der Energie des eigentlichen Impulses erzeugt werden können. Diese Einheit bietet die für viele Experimente interessante Möglichkeit, Vorimpulse mit variabler Intensität und variablem Zeitabstand zum Hauptimpuls zu generieren.

Im anschließenden Vierpaßverstärker durchläuft der Impuls einen weiteren Ti:Saphir-Kristall viermal. Seine Energie wird hierbei bis auf 300 mJ angehoben. Der Kristall wird von zwei Seiten mit jeweils 500 mJ gepumpt. Optional kann eine letzte Verstärkerstufe zugeschaltet werden, in der die Energie bis auf 1 J erhöht wird.

Der gestreckte verstärkte Impuls durchläuft nun den Gitterkompressor, dessen Aufbau auch Abbildung 4.2 zeigt. In ihm werden alle Wegunterschiede, die die unterschiedlichen Frequenzen des Impulses im Strecker und in den Verstärkern aufgesammelt haben, wieder kompensiert. Dadurch wird der Impuls von 120 ps auf 80 fs verkürzt, was aufgrund der Einengung des Spektrums durch die Verstärkung beinahe seiner Bandbreitenbegrenzung entspricht. Im folgenden wird genauer darauf eingegangen, was der Kompressor zu kompensieren imstande ist.

4.1. Dispersion

4.1.1. Materialdispersion

Propagiert eine Lichtwelle in einem optischen Material, so hängt ihre Phasengeschwindigkeit v_{ph} von der Wellenlänge ab:

$$v_{\text{ph}} = \frac{c}{n(\lambda)}. \quad (4.1)$$

Die Phasengeschwindigkeit ist in vielen Fällen kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Die Proportionalitätskonstante $n(\lambda)$ heißt Brechzahl des Materials und hängt von dessen Eigenschaften ab. Eine häufig benutzte Möglichkeit zur Beschreibung der Brechzahl eines Materials ist die Angabe einer Sellmeiergleichung

$$n^2 - 1 = \frac{K_1 \lambda^2}{\lambda^2 - L_1} + \frac{K_2 \lambda^2}{\lambda^2 - L_2} + \frac{K_3 \lambda^2}{\lambda^2 - L_3}. \quad (4.2)$$

Die Koeffizienten sind für verschiedenste Materialien tabelliert.

Durchläuft ein Laserimpuls ein Material der Dicke d , so erfährt jede Spektralkomponente ω eine Phasenverschiebung $\exp\{i \Phi(\omega)\}$ mit

$$\Phi(\omega) = \frac{\omega d}{c} n(\omega), \quad (4.3)$$

wobei $n(\omega)$ durch (4.2) gegeben ist. Diese Eigenschaft nennt man Dispersion.

Es ist zweckmäßig, die Phase in eine Taylorreihe bezüglich der Mittenfrequenz des Impulses zu entwickeln, da sich die Brechzahl über die Bandbreite des Spektrums oftmals nur wenig ändert. Für die meisten optischen Materialien konvergiert diese Reihe recht schnell (siehe [3]).

$$\Phi(\omega) = \Phi_0 + \Phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{\Phi_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.4)$$

Der Koeffizient Φ_n ist dabei die n -te Ableitung von $\Phi(\omega)$ nach ω , berechnet an der Mittenfrequenz ω_0 . Der Term nullter Ordnung entspricht lediglich einer konstanten Phase und spielt in den hier durchgeführten Experimenten keine Rolle. Der Term erster Ordnung gibt die Zeitverschiebung wieder, die der Impuls erfährt. Sie entspricht der Laufzeit durch das Material mit der Gruppengeschwindigkeit. Die zweite Ordnung schließlich bewirkt eine quadratische Phasenmodulation des Spektrums. Sie wird auch Gruppengeschwindigkeitsdispersion genannt.

Die Ableitung der Phase zeigt die Verzögerung, die jede Frequenzkomponente beim Passieren des Materials erfährt:

$$T(\omega) = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} = \Phi_1 + \Phi_2(\omega - \omega_0) + \dots \quad (4.5)$$

Der lineare Term Φ_1 führt also zu einer gleichen Verzögerung bei allen Frequenzen. Ein von null verschiedenes Φ_2 hingegen verschiebt kleine Frequenzen weniger als große, so daß nicht mehr alle zur gleichen Zeit aus dem Material austreten. Der Impuls ist dadurch zeitlich gestreckt. Die Phasenterme höherer Ordnung haben auch eine Verbreiterung und Deformierung der Impulsform zur Folge, sind jedoch komplizierter in ihrer Auswirkung (siehe Abb. 4.3).

Beim Durchgang eines Laserimpulses durch ein Material wird dieser also hauptsächlich gestreckt (Φ_2), allerdings erfährt er in geringerem Maße auch Phasenverschiebungen höherer Ordnung.

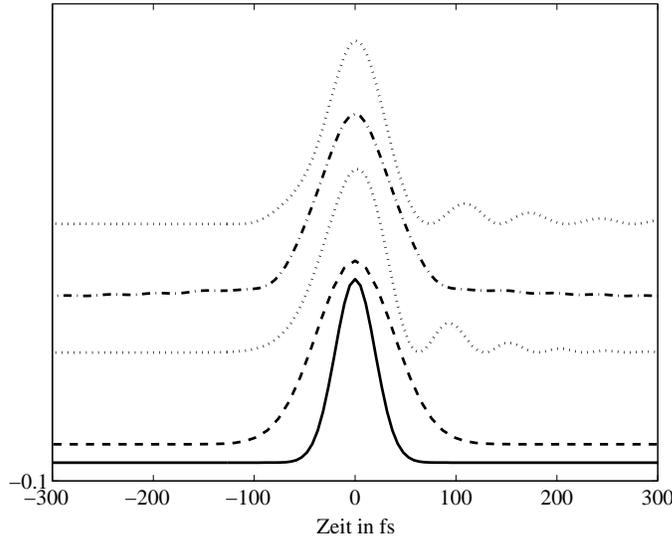


Abb. 4.3: Auswirkung der Phasenordnungen auf einen Gaußimpuls mit 20 nm spektraler Breite. Ganz unten ist der bandbreitenlimitierte Impuls dargestellt. Weiter von unten nach oben: Quadratische Phase von $1,3 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$ (gestrichelt), kubische Phase von 10^5 fs^3 (gepunktet), vierte Ordnung von 10^7 fs^4 (gestrichpunktet), fünfte Ordnung von 10^9 fs^5 (gepunktet). Alle bewirken eine zeitliche Verbreiterung. Die geraden und die ungeraden Ordnungen haben jeweils einen ähnlichen Effekt.

Ein anderes Verhalten zeigen dielektrische Spiegel. Sie bestehen aus vielen Schichten, die auf ein Substrat aufgedampft sind und an eine bestimmte Wellenlänge angepaßt wurden. Die Spektralkomponenten eines einfallenden Impulses werden in verschiedenen Tiefen reflektiert und erfahren somit eine relative Phasenänderung zueinander, die hauptsächlich durch eine kubische Phasenfunktion beschrieben werden kann.

4.1.2. Strecker und Kompressor

Wie bereits beschrieben, vermag ein Gitterstrecker einen Impuls zeitlich zu verlängern, da die Farben unterschiedliche Wege zurücklegen. Seine Phasenfunktion ist nicht alleine quadratisch, sondern wird folgendermaßen berechnet [2, 22]:

$$\Phi(\omega) = -\frac{8\omega g}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega d} - \sin(\alpha)\right)^2}. \quad (4.6)$$

α ist der Einfallswinkel auf dem ersten Gitter und d die Gitterkonstante; g ist in Abbildung 4.4 bezeichnet. Entwickelt man diese Funktion in eine Taylorreihe wie in (4.4), so sind auch höhere Ordnungen enthalten.

Ein zu diesem Strecker äquivalenter Kompressor vermag diese Phase exakt zu kompensieren. Dazu muß zum einen der Einfallswinkel α mit dem des Streckers übereinstimmen, zum anderen müssen die Gitter einen Abstand l zueinander haben, der durch $l = -2g$ festgelegt ist.

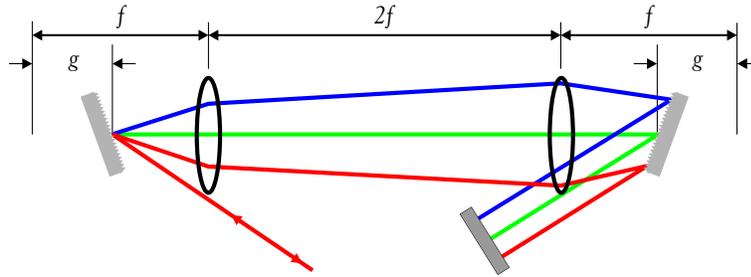


Abb. 4.4: Der Gitterstrecker

Befinden sich zwischen Strecker und Kompressor noch andere dispersive Elemente, zum Beispiel Ti:Saphir-Kristalle und KDP-Pockelszellen in einem regenerativen Verstärker, so erhält die spektrale Phase des Impulses weitere Anteile nach (4.3). Um die Impulsdauer weiterhin so klein wie möglich zu halten, muß man die Einstellung des Kompressors verändern, so daß auch die zusätzlichen Phasen abgeglichen werden. Das geschieht hauptsächlich durch eine Änderung des Gitterabstands, da hiermit direkt die quadratische Phase des Kompressors beeinflußt wird. Dessen höhere Phasenordnungen ändern sich dadurch allerdings auch. Durch eine Veränderung des Einfallswinkels auf den Kompressorgittern und einer gleichzeitigen Anpassung des Gitterabstands ist es überdies möglich, sowohl zweite wie auch dritte Phasenordnung zu beseitigen. Allerdings erfordert solches schon einen beträchtlichen Justageaufwand. Daran sieht man, daß es durch eine geeignete Wahl der Kompressorparameter alleine nur möglich ist, die Phasen von Strecker und dispersiven Materialien bis zur dritten Ordnung abzugleichen. Der Impuls ist nach der Komprimierung also nicht mehr bandbreitenbegrenzt. Mit einem Impulsformer ist es nun möglich, diese Phasen schon vor dem Verstärkungsprozeß derart einzuschreiben, daß sie sich nach der Komprimierung genau aufheben. Damit ist es im Prinzip möglich, den verstärkten Impuls bis zur Bandbreitengrenze zu verkürzen.

4.2. Simulation des Lasersystems

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Simulationspaket Lab 2 [12] das Lasersystem nachgebildet. Folgende Elemente sind enthalten:

- Oszillator
- Gitterstrecker
- Impulsformer
- Regenerativer Verstärker

- dispersive Materialien im Strahlengang
- Gitterkompressor

In der Simulation konnte nur die zeitliche Abhängigkeit betrachtet werden, sämtliche räumlichen Effekte wurden außer acht gelassen. Für alle Elemente außer dem Verstärker stehen fertige Routinen zur Verfügung. Der regenerative Verstärker wurde aus mehreren Einzelroutinen zusammengestellt. In ihm vollführt der Impuls 20 Umläufe, in denen seine Energie schrittweise erhöht wird. Der Materialdispersion in Ti:Saphir-Kristall, KDP-Pockelszelle und Polarisator sowie der Selbstphasenmodulation im Saphir wurden auch Rechnung getragen. Der Verstärkungsfaktor eines kurzen Impulses im Ti:Saphir-Kristall wurde nach folgender Formel berechnet [23]:

$$G = \frac{E_{\text{Sat}}}{E_{\text{ein}}} \log \left\{ 1 + \left(e^{E_{\text{ein}}/E_{\text{Sat}}} - 1 \right) \cdot G_0 \right\}. \quad (4.7)$$

E_{Sat} bezeichnet dabei die Sättigungsenergie und $G_0 = \exp(g_0 l)$ mit der Kristalllänge l und der von Material und Pumpstärke abhängigen Konstanten g_0 . Es werden also in der Verstärkung nichtlineare Effekte berücksichtigt, die sowohl die spektrale (durch die Verstärkungscharakteristik von Ti:Saphir) als auch die zeitliche Intensität (durch Selbstphasenmodulation) verändern. Die zeitliche Entwicklung der Impulsenergie im Verstärker zeigt Abbildung 4.5. Nach dem zwanzigsten Umlauf wird der Impuls herausgeschaltet, weshalb die Kurve dort abbricht. Der Verlauf ist für den wirklichen Verstärker charakteristisch, sogar die Spitzenenergie von 4 mJ entspricht in etwa dem tatsächlichen Werte von 2,8 mJ.

Anhand der Simulation lassen sich viele Effekte zeigen, die tatsächlich beobachtet werden. Einige von ihnen sind für das Verständnis dieser Arbeit wichtig

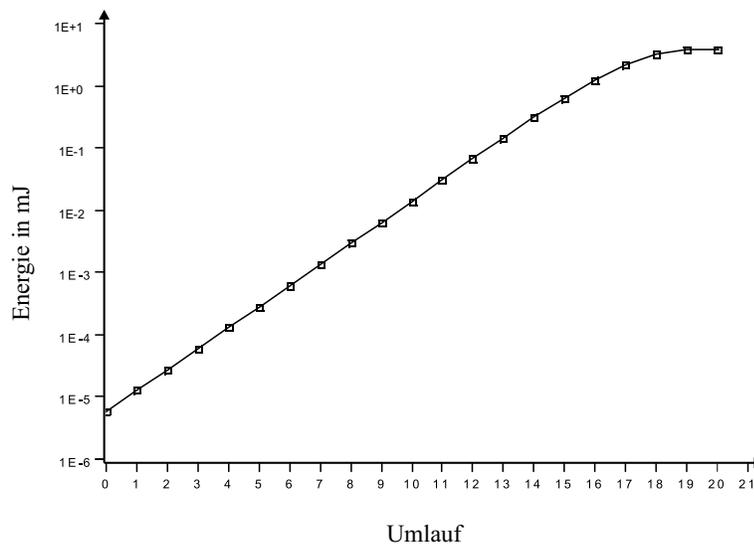


Abb. 4.5: Entwicklung der Impulsenergie im regenerativen Verstärker. Bei Umlauf 20 wird der Impuls herausgeschaltet.

und werden nachfolgend kurz erläutert.

Wie in 4.1.2 erläutert, gleicht der Kompressor die Phase, die im Strecker erzeugt wurde, exakt aus, sofern sich keine dispersiven Materialien zwischen ihnen befinden. Dies ist jedoch nicht der Fall, da der gestreckte Impuls drei Verstärker durchläuft. Im ersten, regenerativen Verstärker legt der Impuls in 22 Umläufen jeweils eine Strecke von 2 cm in Saphir, 2 cm in KDP sowie 1 cm in Quarzglas zurück. Diese zusätzliche Dispersion muß der Kompressor ausgleichen. Beläßt man den Einfallswinkel dort auf demselben Werte wie im Strecker (35°) und vergrößert den Gitterabstand um 11 mm auf 66 cm, so hat der Impuls danach noch eine kubische Phase von $9 \cdot 10^4 \text{ fs}^3$ sowie eine quartische Phase von $-4,5 \cdot 10^5 \text{ fs}^4$ (die Argumentation lehnt sich an [2] an). In der Simulation sieht man den deutlichen Effekt dieser Verbreiterung im Vergleich zum bandbreitenlimitierten Falle (Abb. 4.6). Der Impuls ist durch diese Phasenterme von 58 fs auf 71 fs verbreitert worden. Da mit einem 47 fs-Impuls begonnen wurde, sieht man gleichzeitig den Effekt der nichtlinearen Verstärkungscharakteristik von Ti:Saphir. Sie hat ein Maximum bei ungefähr 800 nm. Verstärkt man, wie in unserem Falle, ein Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von 795 nm, so wird dieses etwas rotverschoben und verschmälert (Abb. 4.7). Dadurch vergrößert sich automatisch die zeitliche Dauer des Impulses.

Prägt man dem Spektrum die negativen Werte der oben angegebenen Phasenterme vor der Verstärkung mit einem Impulsformer ein, so heben sich alle Phasen im Kompressor auf und der erhaltene Impuls ist bandbreitenbegrenzt (gestrichelte Kurve in Abb. 4.6).

Man kann auch simulieren, was bei der Verstärkung geformter Impulse geschieht. In Abbildung 4.8 sind drei Beispiele herausgegriffen, die eines deutlich machen: obwohl kleinere Abweichungen von der unverstärkten Impulsform auf-

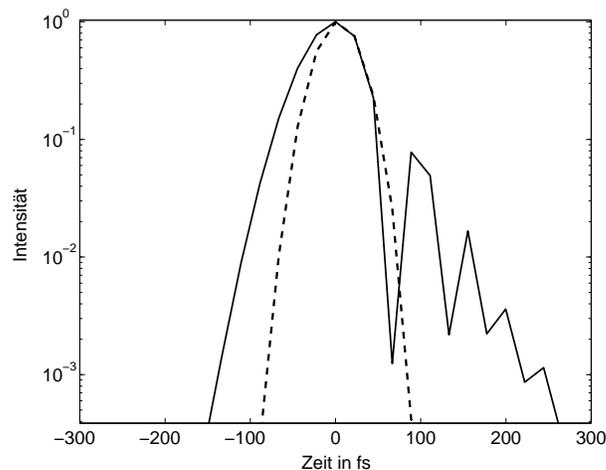


Abb. 4.6: Simulation eines verstärkten Impulses nach Kompression (durchgezogene Kurve) und dazugehöriger bandbreitenbegrenzter Impuls (gestrichelt).

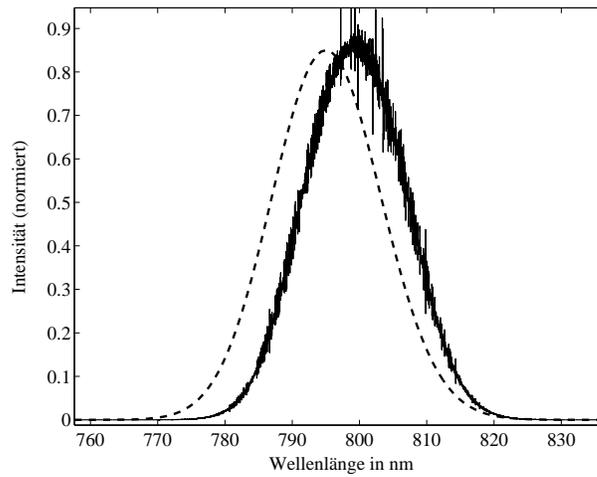
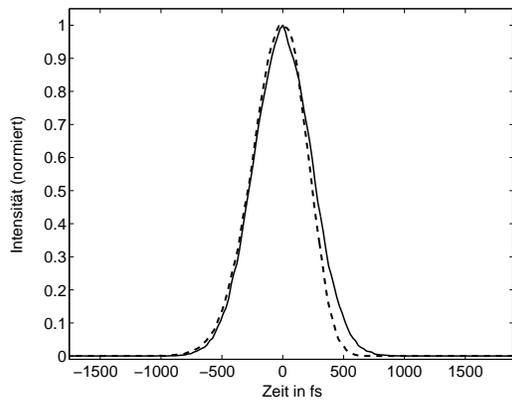
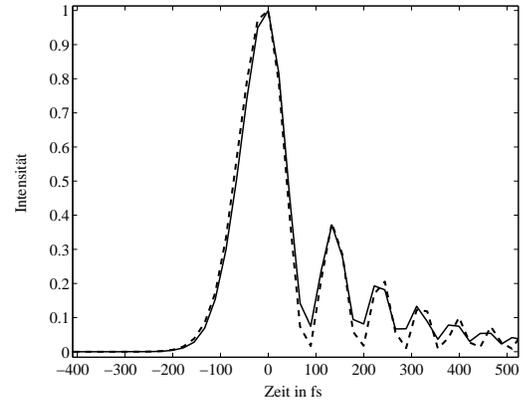


Abb. 4.7: Einengung und Rotverschiebung des Spektrums durch die Verstärkung (Linie) im Vergleich zum unverstärkten (gestrichelt).

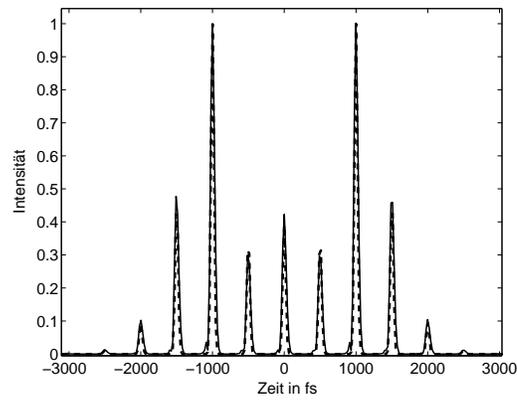
treten, bleibt diese im großen und ganzen erhalten. Selbst komplizierte Phasenverläufe wie der in c) dargestellte sinusförmige sind nach der Verstärkung ohne große Änderungen vorhanden. Es ist also anzunehmen, daß zumindest im regenerativen Verstärker die nichtlinearen Effekte keine nennenswerten Auswirkungen haben.



a)



b)



c)

Abb. 4.8: Simulierte Verstärkung dreier Phasenverläufe: a) quadratische Phase von 10^4 fs^2 , b) kubische Phase von $5 \cdot 10^5 \text{ fs}^3$, c) sinusförmige Phase von 500 fs. Die gestrichelte Kurve ist die unverstärkte.

§ 5. Einbau und Charakterisierung

5.1. Verfahren zur Messung der zeitlichen Struktur

Zur Messung kurzer Lichtimpulse stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Für Zeitskalen oberhalb von einigen Picosekunden bieten sich elektronische Messungen mit Photodioden an, da sie einfach durchzuführen sind und es für sie viele kommerzielle Geräte gibt. Im Femtosekundenbereich versagen diese Geräte jedoch, da die ihnen zugrunde liegenden Prozesse zu langsam sind. Man nutzt deswegen schnelle nichtlineare optische Effekte in sogenannten Korrelatoren. Im folgenden werden Korrelatoren, die auf der Erzeugung der zweiten bzw. dritten Harmonischen beruhen, beschrieben.

5.1.1. SHG-Autokorrelator

Ein SHG-Autokorrelator¹ nutzt den nichtlinearen Effekt zweiter Ordnung aus, mit dem eine Welle der Frequenz ω in eine der doppelten Frequenz umgewandelt wird. Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung. Der einfallende Impuls wird durch einen Strahlteiler in zwei identische Kopien zerlegt, die mit einer Linse in einen nichtlinearen Kristall fokussiert werden. Der Impuls E_2 kann mit einer Verzögerungsstrecke zeitlich gegenüber E_1 verschoben werden. Beide erzeugen im Kristall jeweils einen Strahl der doppelten Frequenz, E_3 und E_4 . Dargestellt ist der Fall nicht kollinear einfallender Strahlen, in welchem die einfallenden Strahlen einen Winkel zueinander haben. Überlappen beide sowohl zeitlich als auch räumlich im Kristall, so erzeugen sie einen dritten Strahl E_5 , der genau zwischen ihnen läuft. Seine Intensität hängt vom zeitlichen Abstand τ zwischen beiden Impulsen ab und wird wie folgt berechnet (siehe [24]):

$$I_5(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(t)|^2 |E_2(t - \tau)|^2 dt. \quad (5.1)$$

Diese Autokorrelation spiegelt jedoch nicht den tatsächlichen zeitlichen Verlauf des Eingangsimpulses wider. Einerseits ist sie symmetrisch, da zwei identische Impulse miteinander korreliert werden, und kann deshalb keine Informationen über

¹SHG, engl. Second Harmonic Generation, Erzeugung der zweiten Harmonischen

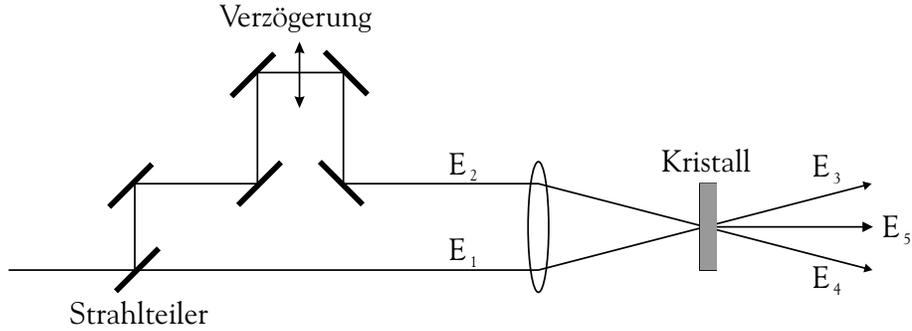


Abb. 5.1: Schematische Darstellung eines Autokorrelators

Unsymmetrien geben. Andererseits stimmt ihre Halbwertsbreite nicht mit der des Eingangsimpulses überein, sondern muß noch mit einem für die Impulsform spezifischen Faktor multipliziert werden (für einen Überblick siehe z.B. [24]).

Eine besondere Variante ist ein sogenannter Einzelschuß-SHG-Autokorrelator. Hier wird die zeitliche Verschiebung zwischen beiden Impulsen nicht durch Verzögerung des einen erreicht, sondern die Zeitachse wird durch eine Verkippung der Impulsfronten gegeneinander in die räumliche Dimension transformiert. Man überlappt dabei Linienfoki beider Strahlen im Kristall und bildet diese auf eine CCD-Zeile ab, deren Pixelwerte der integrierten Intensität der zweiten Harmonischen bei jeweils einer zeitlichen Verzögerung entsprechen. Wichtig ist bei einer solchen Messung, daß die Strahlprofile homogen sind und sich die Intensität über den Linienfokus nicht ändert.

5.1.2. THG-Autokorrelator

Diese Art eines Korrelators beruht auf der Erzeugung der dritten Harmonischen, einem nichtlinearen Effekt dritter Ordnung.² Er unterscheidet sich vom SHG-Autokorrelator insofern, als der Strahl E_1 in einem weiteren Kristall frequenzverdoppelt wird, bevor die Linse ihn mit E_2 in den ersteren fokussiert. Die Autokorrelationsfunktion ist

$$I_5(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(t)|^4 |E_2(t - \tau)|^2 d\tau. \quad (5.2)$$

Der Vorteil dieser Art der Messung ist, daß nun auch zeitliche Unsymmetrien der Impulsform sichtbar werden. Andererseits benötigt man eine höhere Intensität, um ein meßbares Signal der dritten Harmonischen zu bekommen.

²THG, engl. Third Harmonic Generation, Erzeugung der dritten Harmonischen

5.1.3. Weitere Methoden

Die vorgestellten Autokorrelatoren bieten die Möglichkeit, die zeitliche Impulsform zu bestimmen. Jegliche Phaseninformation geht dabei allerdings verloren, da nur die Intensität der Autokorrelation gemessen werden kann. Einen Ausweg bietet zum Beispiel die Methode des sogenannten frequenz aufgelösten optischen Tores, bei der zusätzlich das Spektrum des Korrelationssignals gemessen wird. Das ermöglicht es, durch geeignete Algorithmen das komplexe elektrische Feld zu berechnen. Leider war es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, eine derartige Messung durchzuführen.

5.2. Überprüfen der Funktionsweise

5.2.1. Was kann erreicht werden?

Als Antwort auf diese Frage sollen folgende Messungen dienen: Entscheidend für diese Arbeit ist die Verbesserung des Impulses nach dem Kompressor. Die THG-Autokorrelation der bisherigen Impulsform sieht man als schwarze Kurve in Abbildung 5.2. An derselben Stelle wurde auch das Spektrum gemessen, welches numerisch fouriertransformiert und autokorreliert wurde und im selben Bilde rot zu sehen ist. Diese Kurve entspricht dem bandbreitenbegrenzten Impuls. Die Füße der gemessenen Autokorrelation sowie die Halbwertsbreite sind deutlich breiter als im Idealfall. Auch ist die Intensität der Vor- und Nachimpulse erhöht.

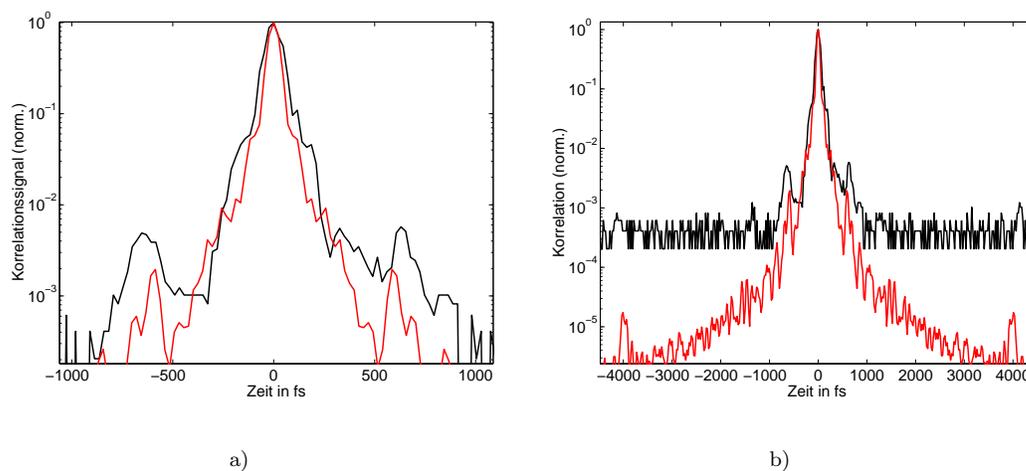


Abb. 5.2: a) Vergleich der gemessenen Impulsform (schwarz) und dem aus dem Spektrum errechneten bandbreitenbegrenzten Impuls (rot). b) zeigt dasselbe Bild in einem größeren Zeitfenster.

Man könnte durch Beseitigung aller restlichen Phasenanteile also die Impulsform signifikant verbessern.

5.2.2. Funktionstest - Formung verstärkter Impulse

Der Former wurde zuerst direkt hinter dem regenerativen Verstärker aufgebaut, weil hier die Funktionsweise ohne den Einfluß des Verstärkers getestet werden konnte und geeignete Diagnosegeräte zur Verfügung standen. Die Intensität war nicht sehr hoch, da der Impuls noch gestreckt und der Strahl aufgeweitet war. Der Former konnte daher ohne Bedenken betrieben werden. Danach folgte ein Gitterkompressor, der sonst nur für Diagnosezwecke verwendet wird, und sowohl ein Multischuß-THG- wie auch ein Einzelschuß-SHG-Autokorrelator (siehe Abb. 5.3).

Mit diesem Aufbau wurde die Funktionsweise überprüft. Es wurden mehrere Messungen aufgenommen und dabei verschiedene Phasenfunktionen erprobt. Ein repräsentatives Beispiel zeigt Abb. 5.4. Hier wurde der Impuls mittels einer quadratischen Phase verbreitert. Die Meßkurven entsprechen den theoretisch erwarteten. Auch kompliziertere Phasenverläufe (z.B. sinusförmige) erzeugten den erwarteten zeitlichen Verlauf. Des weiteren wurde das 3ω -Signal des THG-Autokorrelators benutzt, um die Impulsform automatisch zu optimieren (siehe Abschnitt 6).

5.2.3. Einbau vor die Verstärker

Es ist aus mehreren Gründen sinnvoll, den Impulsformer vor dem regenerativen Verstärker zu betreiben.

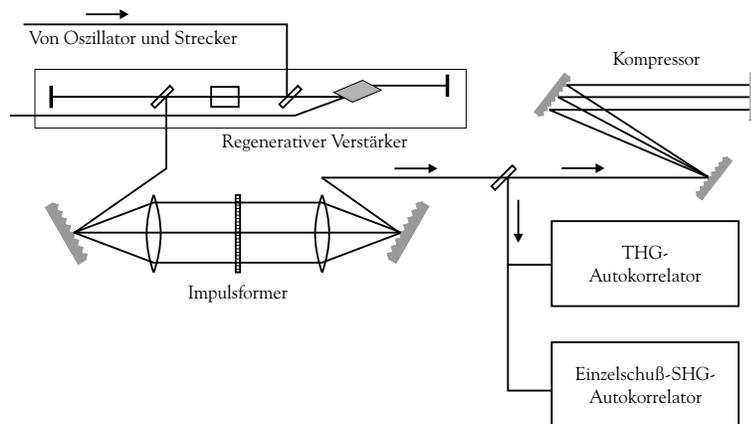


Abb. 5.3: Einbau des Impulsformers nach dem regenerativen Verstärker. Der Formung folgten Kompression und Diagnose in zwei Autokorrelatoren.

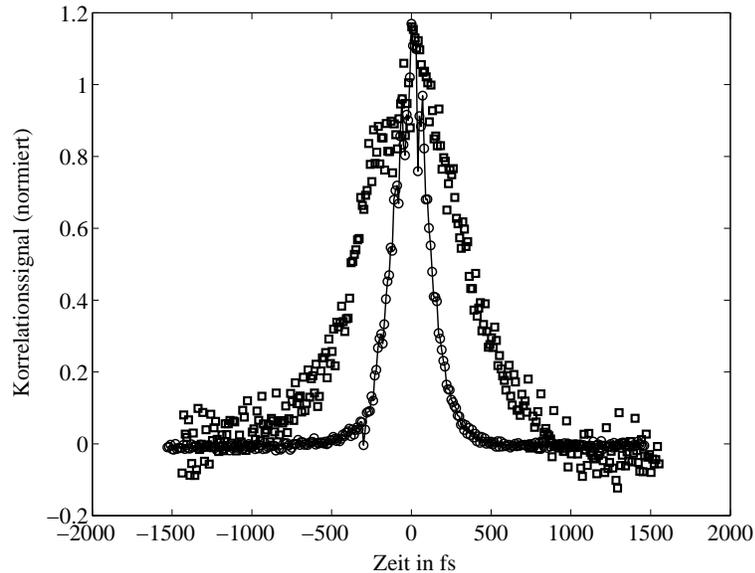


Abb. 5.4: Autokorrelation eines Impulses mit einer quadratischen Phasenfunktion von $2 \cdot 10^4 \text{ fs}^2$ (Quadrate) und ohne Phase (Kreise).

1. Die Intensität im Former darf nicht sehr hoch sein, sonst würden die Maske und die Goldgitter eventuell beschädigt. Eine Vergrößerung des Strahles kommt wegen der Abmessungen des Flüssigkristallfensters nicht in Frage. Es ist also besser, den Former vor der Verstärkung einzubauen, da die Intensität hier noch gering ist.
2. Beim Durchgang durch den Impulsformer gehen etwa 40% der Energie verloren. Deswegen ist es nicht möglich, ihn vor die Multipaßverstärker zu setzen, weil sonst eine deutlich kleinere Ausgangsenergie erhalten würde. Der regenerative Verstärker jedoch arbeitet in Sättigung und ist somit unempfindlich auf die Eingangsenergie.
3. Der regenerative Verstärker besitzt einen eigenen Resonator, in dem eine gaußförmige räumliche Mode erzeugt wird. Diese ist unabhängig vom Strahlprofil des Eingangsimpulses. Die in 2.3 beschriebenen Veränderungen des Strahlprofils aufgrund der Formung haben somit keinen Einfluß auf das Aussehen des verstärkten Strahles und werden effektiv beseitigt. Ein weiterer Effekt ist die Unterdrückung zeitlicher Repliken (siehe Gleichung (2.21) auf Seite 14 und Abb. 2.4).

Der Impulsformer wurde zwischen Strecker und regenerativem Verstärker integriert. Es wurden Kippspiegel verwendet, so daß der Former ohne Umbauten wahlweise hinzugenommen werden kann. Die Einkopplung in den Verstärker muß sehr genau erfolgen und ist eine wesentliche Fehlerquelle. Sie bedarf noch weiterer Verbesserungen. Die Ausgangsenergien von regenerativem und Multipaß-

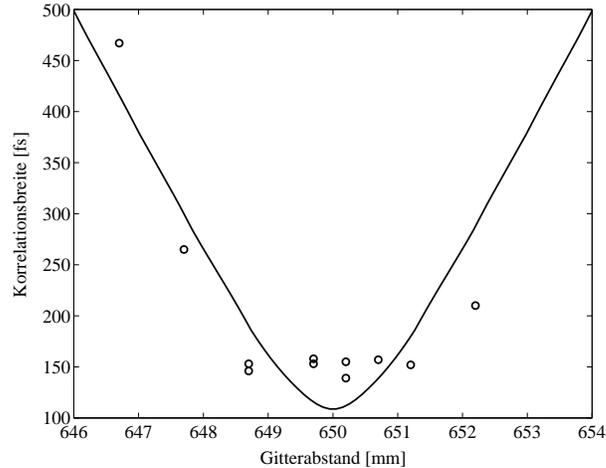


Abb. 5.5: Korrelationsbreite bei verschiedenen Abständen der Kompressorgitter. Die rote Kurve ist die theoretische Abhängigkeit für einen Gaußimpuls derselben Bandbreite.

verstärker waren trotz der Verluste im Impulsformer identisch mit den gewohnten Werten, ob die Pumpenergie in ersterem schon erhöht werden mußte.

Die Frage ist, wie stark phasenmodulierte Impulse im Verstärkungsprozeß verändert werden, da sie sich dort in einem nichtlinearen Milieu bewegen (siehe 4.2). Effekte wie die nichtlineare Verstärkungscharakteristik von Ti:Saphir und Selbstphasenmodulation verändern die Form von Impulsen. Andererseits sind die Impulse bis auf 130 ps gestreckt. Vergleich man das mit einem typischen Zeitfenster nach (2.29) von 18 ps, so sollte der Verstärker kaum zwischen geformten und ungeformten Impulsen „unterscheiden“ können. Auch wurde bereits anderswo ähnliches versucht. So konnten Efimov und Mitarbeiter [25] zeigen, daß ihr Verstärker keinen meßbaren Einfluß auf die Impulsform hatte. Dies ist im Einklang mit der durchgeführten Simulation, bei der lediglich eine Verschmälerung des Spektrums festgestellt werden konnte. Nach der Einkopplung des Impulsformers in den Strahlengang des Lasers vor dem regenerativen Verstärker wurde zunächst der Kompressor nachjustiert, um die zusätzliche Dispersion, die durch ungenaue Justage des Formers entsteht, auszugleichen. Dabei wurde der Gitterabstand verändert und der resultierende Impuls mit dem THG-Autokorrelator jeweils gemessen (siehe Abb. 5.5). Die Kompressorstellung von 650 mm, die der minimalen Impulsdauer entspricht, wurde für die folgenden Messungen beibehalten. In dieser Stellung sollte die quadratische Phase weitestgehend kompensiert sein.

Abbildung 5.6 zeigt eine Messung geformter Impulse, die mit dem THG-Autokorrelator in der Diagnosekammer nach dem Kompressor aufgenommen wurde. Der Effekt der Impulsformung ist deutlich sichtbar. Zu beachten ist aber, daß bei diesen Messungen das Spektrum deutlich schmaler war als ohne den Impulsformer (≈ 10 nm im Vergleich zu 16 nm), was wahrscheinlich auf die Einkopplung in den Verstärker zurückzuführen ist. Dies hat zum einen eine Vergrößerung der

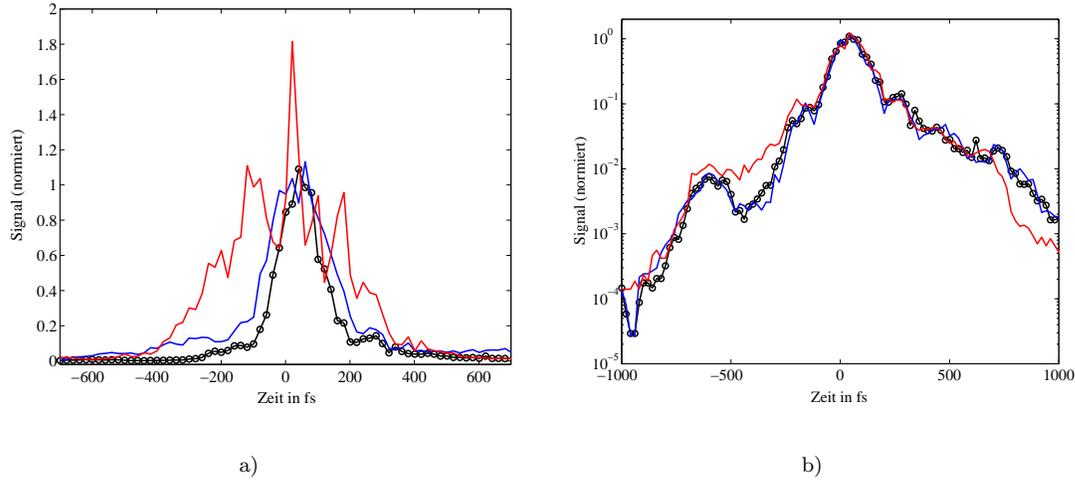


Abb. 5.6: Autokorrelationen nach Verstärkung. a) Quadratische Phasenfunktionen: Die Halbwertsbreite wächst von 150 fs (schwarz) auf 230 fs bei 10^4 fs^2 (blau) bzw. 430 fs bei -10^4 fs^2 (rot). b) Kubische Phasenfunktion von $3 \cdot 10^4 \text{ fs}^3$ (blau), 0 (schwarz) und $-3 \cdot 10^4 \text{ fs}^3$ (rot). Die Halbwertsbreite bleibt konstant, während Veränderungen an den Füßen zu sehen sind.

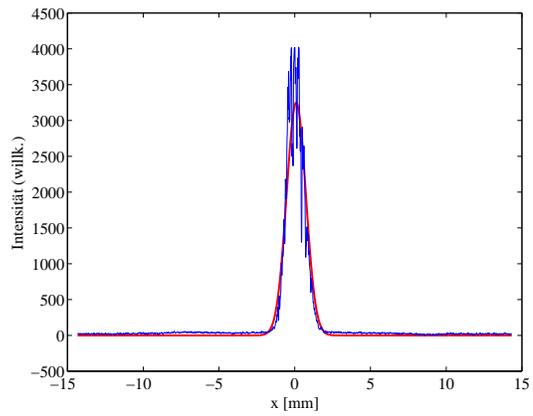
Impulsdauer zur Folge, zum anderen hat eine Phasenfunktion einen kleineren Effekt auf den Impuls, wenn dessen Spektrum schmäler ist [3]. Der Einfluß der kubischen Phase auf die Impulsform ist deswegen nur in der logarithmischen Darstellung zu sehen. Die Korrelationsbreite beträgt hier jeweils 150 fs. Das Spektrum von etwa 10 nm Halbwertsbreite unterstützt eine zeitliche Korrelationsbreite von 120 fs.

Die quadratischen Phasenfunktionen in Abb. 5.6 a) bewirken eine Verbreiterung des Impulses von ursprünglich 150 fs auf 230 fs bzw. 430 fs. Der Unterschied zwischen der roten und der blauen Kurve ist lediglich das Vorzeichen der Phase. Simulationen für einen Gaußimpuls mit einer spektralen Halbwertsbreite von 10 nm ergeben eine Korrelationsbreite von 380 fs für beide Vorzeichen. Die gemessenen Impulsdauern liegen also sowohl über als auch unter der theoretisch zu erwartenden. Der große Einfluß der Vorzeichenumkehr der Phasenfunktion auf das Aussehen der Autokorrelation ist verwunderlich. Durch die vorherige Optimierung der Kompressorparameter darf der ungeformte Impuls nur noch eine sehr kleine Phase zweiter Ordnung besitzen. Der Effekt einer quadratischen Phasenfunktion auf die Impulsform sollte deshalb unabhängig vom Vorzeichen ähnlich sein.

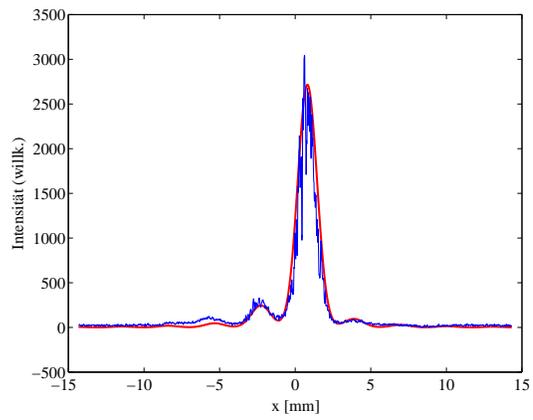
5.2.4. Räumliche Effekte

Zur Überprüfung des Einflusses der Impulsformung auf das räumliche Strahlprofil wurde eine CCD-Zeile benutzt, mit der die Intensität in lateraler Richtung

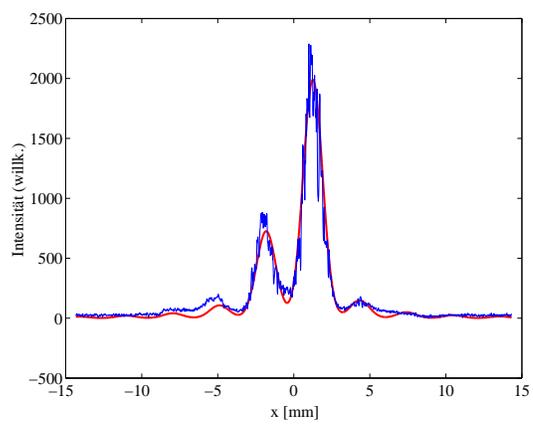
direkt gemessen werden konnte. Den Effekt einer linearen Phasenfunktion auf ein ursprünglich gaußsches Strahlprofil zeigt Abbildung 5.7. Theoretisch wird dieses Strahlprofil durch (2.30) beschrieben. Die Übereinstimmung von Theorie und Messung ist sehr gut. Zu sehen ist sowohl die Verschiebung des Maximums von der Nullposition aufgrund der zeitlichen Verschiebung, als auch das Hervortreten neuer Nebenmaxima, der Repliken. Der Abstand zwischen ihnen beträgt rund 3 mm, was nach (2.19) einer Zeitverschiebung von 18 ps entspricht. Das ist die gleiche Zeitdifferenz, die bei der Behandlung der Repliken berechnet wurde (siehe Seite 17).



a)



b)



c)

Abb. 5.7: Gemessenes räumliches Strahlprofil für verschiedene linearen Phasen. Die roten Linien wurden nach Gleichung (2.30) berechnet. a) 0 fs^2 , b) $4 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$, c) $7 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$.

§ 6. Experiment zur Optimierung der Impulsform

Ziel dieser Arbeit war es, restliche Phasen im Spektrum des rekomprimierten Impulses am Ende des Lasersystems auszugleichen, um die Impulsform zu verbessern. Da im alltäglichen Betrieb die Phase im Kompressor nur bis zur zweiten Ordnung durch Justage des Gitterabstands abgeglichen wird, müssen hauptsächlich höhere Ordnungen kompensiert werden. Es sind diese jedoch nicht bekannt, und ihre Messung bedürfte eines komplizierten Aufbaus. Eine einfache Lösung bietet eine rechnergesteuerte Optimierung der Impulsform. Hierbei wird ein nichtlinearer Prozeß genutzt, der ein Rückkopplungssignal für einen rechnergesteuerten Algorithmus liefert. Dieser Prozeß muß dem jeweiligen Problem angepaßt sein, damit der optimierte Impuls die gewünschte Form hat (siehe z.B. [25, 26]). In unserem Fall eignet sich die Frequenzverdopplung, da die Größe des Signals quadratisch von der Intensität abhängt. Kürzere Impulse liefern so ein höheres Signal. Der Vorteil einer automatischen Optimierung ist, daß der zu verbessernde Impuls nicht charakterisiert zu sein braucht. Ein Schema eines solchen Experiments ist in Abb. 6.1 zu sehen. Der Rechner steuert zunächst den Impulsformer, der den Laserimpuls zeitlich verändert. Die nachfolgend erzeugte zweite Harmonische wird mit einer Photodiode gemessen und dient dem Rechner als Rückkopplungssignal,

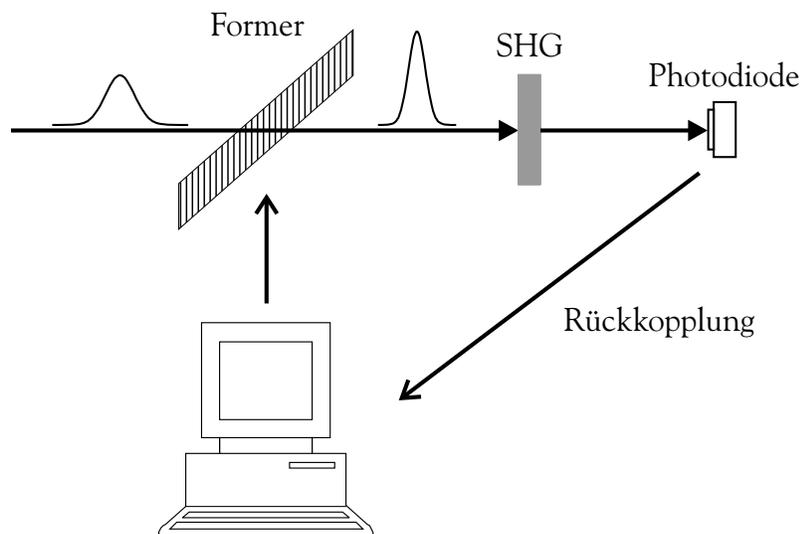


Abb. 6.1: Schematische Darstellung eines Experiments zur automatischen Optimierung der Impulsform. Das Signal der 2. Harmonischen dient als Rückkopplung für den Algorithmus und wird maximiert.

mit der er das nächste Phasenmuster für den Former berechnet. In einer Reihe von Wiederholungen wird das Signal maximiert und damit die Impulsform verbessert. Das am Ende erhaltene optimale Muster ist natürlich gleichzeitig eine indirekte Messung der spektralen Phase.

6.1. Algorithmus

Die Aufgabe der Optimierung kann mit verschiedenen Algorithmen bewerkstelligt werden [27]. Hier wurde ein Algorithmus des simulierten Erstarrens¹ kombiniert mit einem Abwärts-Simplex-Algorithmus verwendet [28], der Bestandteil des Lab II-Paketes [12] ist. Er ist imstande, eine Funktion von n Variablen zu minimieren. Für die n Eingangsparameter konstruiert die Routine zunächst einen $(n + 1)$ -Simplex, im zweidimensionalen Falle also ein Dreieck. Diesen Simplex bewegt und verändert sie durch verschiedene Operationen derart, daß dessen Eckpunkte, die gewissen Eingangsparametern entsprechen, einen minimalen Funktionswert ergeben. Um das globale Minimum zu finden, wird jeder Bewegung des Simplex eine zufällige Streuung hinzugefügt, deren Größe von einer sogenannten Temperatur abhängt. Diese Temperatur wird im Laufe des Experiments immer weiter erniedrigt, so daß die Streuungen kleiner werden (simuliertes Erstarren). Also wird sichergestellt, daß der Simplex nicht gleich zu Beginn in einer lokalen Senke festsetzt, sondern wieder dort herausgelangen kann und sich schlußendlich im globalem Minimum einfindet.

Da unser Impulsformer 640 einzeln steuerbare Pixel enthält, ist es im Prinzip möglich, die Spannung jedes einzelnen als Eingangsparameter der Optimierung zu nutzen. Allerdings ist dies unpraktisch, da mit dieser Vielzahl von Parametern der Algorithmus nur langsam konvergiert. Setzt man aber zusätzlich voraus, daß sich die spektrale Phase in wenigen Termen ihrer Taylorentwicklung ausdrücken läßt, so kann man die Größen der Ordnungen als Parameter verwenden. So kommt man mit zwei oder drei Variablen aus und die Optimierung wird wesentlich vereinfacht [8].

6.2. Experiment

Wie in 5.2.2 beschrieben, wurde der Former zuerst nach dem regenerativen Verstärker betrieben. Dort wurde ein Experiment zur Optimierung des 3ω -Signals des THG-Autokorrelators von Jörg Schreiber [29] durchgeführt. Als zu optimierende Parameter dienten die zweite und dritte Ordnung der Phase. Die zweite Ordnung wurde deshalb ausgewählt, weil der $4f$ -Aufbau des Formers nicht ganz

¹engl. Simulated Annealing Algorithm

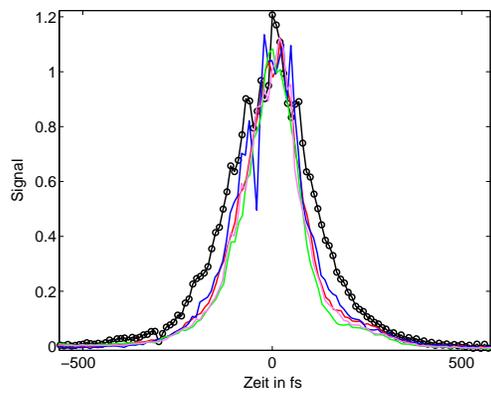
dispersionsfrei ist und der Impuls nach der Formung also nicht mehr bandbreitenbegrenzt war. Eine Optimierung währte 200 bzw. 500 Wiederholungen, wobei der Erstarrungsparameter (Temperatur) kubisch abfiel. Ein Experiment dauerte damit mehrere Minuten. Der begrenzende Faktor ist die Einstellzeit der Maske von 30 ms.

Nach einem Experiment wurde die Impulsform mit den optimalen Phasenparametern vermessen. Als Diagnostik standen der obige THG-Autokorrelator sowie ein SHG-Einzelschußautokorrelator zur Verfügung. Die Messung wurde mit beiden Geräten vorgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.2 zusammengestellt.

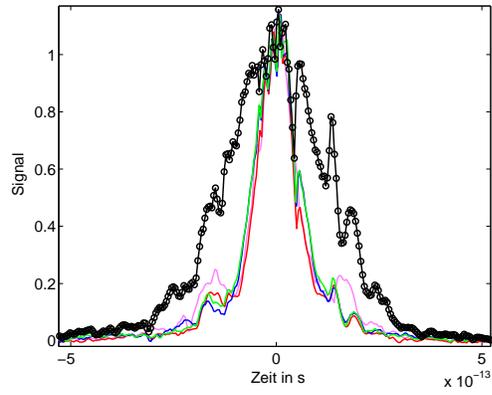
Der Effekt der Optimierung ist mit beiden Autokorrelatoren zu sehen, in a) allerdings weniger deutlich. Die Halbwertsbreite des ursprünglichen Impulses ist in a) und b) rund 150 fs, also deutlich gestreckt gegenüber der bandbreitenbegrenzten von 60 fs. Die Optimierungen lieferten in allen vier Läufen ein sehr ähnliches Ergebnis. Die Halbwertsbreite schrumpfte dabei in a) auf 117 fs sowie 72 fs in b). Das letztere Resultat entspricht zwar noch nicht der Bandbreitengrenze, aber schließlich wurden auch nur zweite und dritte Ordnung optimiert. Interessant sind die Verläufe der Phasenordnungen in c) und d). Die quadratische Phase pendelt sich auf Werte von $3 - 5 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$ ein, während die kubische Phase bei etwa 10^5 fs^3 und $-2 \cdot 10^5 \text{ fs}^3$ konvergiert. Die unterschiedlichen Vorzeichen scheinen allerdings keinen nennenswerten Einfluß auf die Impulsform zu haben. Zur genaueren Analyse wäre es nötig gewesen, Phase und Intensität des Impulses zu vermessen. Dafür stand jedoch kein Meßgerät zur Verfügung. Nach etwa 40 Wiederholungen sind die Parameter bereits so weit konvergiert, daß sie nur noch minimalen Veränderungen unterworfen werden. Das bedeutet, daß die Temperatur zu schnell und sank die zufällig addierten Streuungen der Phasen damit rasch abnahmen. Es besteht also großes Potential, durch eine geeignetere Parameterwahl die Zahl der Wiederholungen zu reduzieren und trotzdem zu gewährleisten, daß das globale Minimum gefunden wird. Dies mag im vorgestellten Experiment nicht der Fall gewesen sein, was dazu führte, daß unterschiedliche Phasenwerte ein ähnliches Ergebnis erbrachten. Bedenkt man überdies, daß Schuß-zu-Schuß-Schwankungen in ω von 1,5% dreimal so hoch in 3ω sind, so ist die Optimierung einer weiteren Fehlerquelle unterworfen.

Weiterhin besteht eine Diskrepanz zwischen den optimierten Halbwertsbreiten beider Autokorrelatoren. Der Grund dafür war ein Justagefehler im THG-Autokorrelator, der erst später behoben wurde. Als Folge konnten keine Impulse kürzer als 100 fs aufgelöst werden.

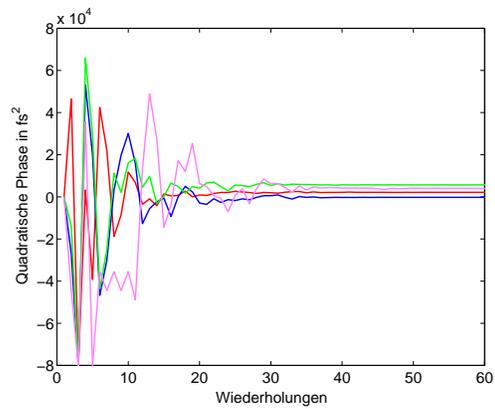
Zusammenfassend ist zu sagen, daß durch ein Optimierungsexperiment eine deutliche Verkürzung des Impulses bewirkt werden konnte, wengleich zum Erreichen der Bandbreitengrenze auch höhere Ordnungen hätten berücksichtigt werden müssen. Trotz erheblicher Schwankungen im Rückkopplungssignal wegen Fluktuationen des Lasers sowie nicht optimal gewählter Parameter konvergierten die Phasenwerte schon nach wenigen Schritten.



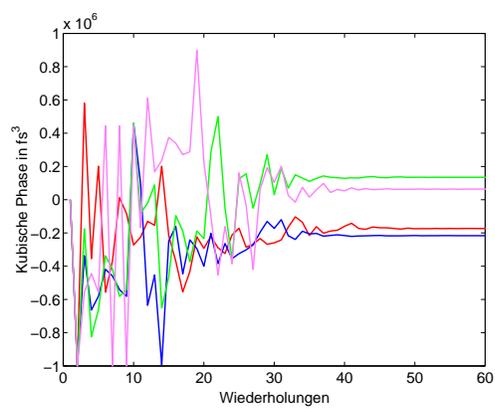
a)



b)



c)



d)

Abb. 6.2: Vergleich von verschiedenen Optimierungen (jede Farbe entspricht einem Lauf) mit dem unveränderten Impuls (schwarz). a) wurde mit einem THG-Autokorrelator und b) mit einem Einzelschuß-SHG-Autokorrelator aufgenommen. Der Impulsformer stand hierbei direkt hinter dem regenerativen Verstärker. c) und d) zeigen die Entwicklungen der quadratischen bzw. kubischen Phase in den Optimierungen.

§ 7. Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit war der Einbau eines Impulsformers in den Strahlengang des Terawatt-Lasersystems des Instituts für Optik und Quantenelektronik zur Verbesserung der zeitlichen Impulsstruktur.

Für den Impulsformer wurde ein $4f$ -Aufbau mit der Phasenmaske SLM-S 640/12 von Jenoptik gewählt. Damit ist nur eine Phasenmodulation des Spektrums möglich. Der Impulsformer wurde konzipiert, aufgebaut und theoretisch beschrieben.

Zur Überprüfung der Funktionsweise wurde das Gerät zunächst separat getestet und verschiedene Experimente durchgeführt. Diese verliefen zufriedenstellend, da alle Phasenfunktionen die gewünschte Impulsform produzieren konnten. Weiterhin wurde ein rechnergesteuertes Optimierungsexperiment aufgebaut und durchgeführt, das eine deutliche Verbesserung der Impulsform erbrachte. Der Impulsformer sowie das verwendete Optimierungsprogramm sind somit prinzipiell geeignet, den Impuls nach der Verstärkung zu verkürzen.

Schließlich wurde der Impulsformer in das Lasersystem integriert. Trotz der Energieverluste im Former konnten die üblichen Ausgangsenergien der Verstärker erreicht werden. Das ist eine wichtige Voraussetzung für den alltäglichen Betrieb, da oft hohe Spitzenintensitäten benötigt werden. Die Einkopplung des geformten Strahles in den regenerativen Verstärker stellte sich als sehr empfindlich dar und war eine erhebliche Fehlerquelle, da das verstärkte Spektrum teilweise wesentlich schmaler als im Normalbetrieb war. An dieser Stelle ist noch weiterer Entwicklungsaufwand nötig, der allerdings aufgrund der zeitlichen Begrenzung nicht mehr im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführt werden konnte.

Messungen des verstärkten Impulses unter dem Einfluß verschiedener Phasenfunktionen bestätigten die prinzipielle Funktionsweise des in das Lasersystem integrierten Impulsformers. Um die Funktionsweise des Impulsformers noch besser zu charakterisieren, empfiehlt es sich, weitere Messungen vorzunehmen. Es muß auch noch eine automatische Optimierung am endgültigen Standort des Formers vollzogen werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß mit dem Impulsformer nun ein vielseitiges Gerät im Lasersystem zur Verfügung steht, das dazu beitragen kann, die physikalischen Bedingungen in Laser-Plasma-Experimenten zu verbessern. Es eröffnet überdies neue Möglichkeiten, die sich durch die Erzeugbarkeit hochintensiver Laserimpulse mit komplizierter Zeitstruktur ergeben.

Literaturverzeichnis

- [1] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of chirped optical pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Nr. 3, S. 219
- [2] BACKUS, S. ; DURFEE, C. ; MURNANE, M. ; KAPTEYN, H.: High power ultrafast lasers. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 3, S. 1207
- [3] FITTINGHOFF, D. ; WALKER, B. ; SQUIER, J. ; TOTH, C. ; ROSE-PETRUCK, C. ; BARTY, C.: Dispersion considerations in ultrafast CPA systems. In: *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 4 (1998), Nr. 2, S. 430
- [4] LI, B. ; THEOBALD, W. ; WELSCH, E. ; SAUERBREY, R.: Optimization of grating size in chirped-pulse-amplification laser system. In: *Applied Physics B* 71 (2000), S. 819–826
- [5] WEINER, A. M. ; HERITAGE, J. P. ; KIRSCHNER, E. M.: High-resolution femtosecond pulse shaping. In: *Journal of the Optical Society of America B* 5 (1988), Nr. 8, S. 1563
- [6] REITZE, D. H. ; WEINER, A. M. ; LEAIRD, D. E.: Shaping of wide bandwidth 20 femtosecond optical pulses. In: *Applied Physics Letters* 61 (1992), Nr. 11, S. 1260
- [7] WEINER, A. M. ; LEAIRD, D. E. ; PATEL, J. S. ; WULLERT, J. R.: Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multielement liquid-crystal phase modulator. In: *Optics Letters* 15 (1990), Nr. 6, S. 326
- [8] YELIN, D. ; MESHULACH, D. ; SILBERBERG, Y.: Adaptive femtosecond pulse compression. In: *Optics Letters* 22 (1997), Nr. 23, S. 1793
- [9] STOBRAWA, G. ; HACKER, M. ; FEURER, T. ; ZEIDLER, D. ; MOTZKUS ; REICHEL, F.: A new high-resolution femtosecond pulse shaper. In: *Applied Physics B* 72 (2001), S. 627–630
- [10] GASKILL, Jack: *Linear systems, fourier transforms and optics*. Wiley, 1978

- [11] HAUS, Hermann A.: *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice Hall, 1984
- [12] SCHMIDT, B. ; STOBRAWA, G. ; HACKER, M. ; FEURER, T.: *Lab2 femtosecond simulation package*. FSU Jena: Institut für Optik und Quantenelektronik
- [13] MARTINEZ, O. E.: Grating and prism compressors in the case of finite beam size. In: *Journal of the Optical Society of America B* 3 (1986), Nr. 7, S. 929
- [14] DANAILOW, M. ; CHRISTOW, I.: Time-space shaping of light pulses by Fourier optical processing. In: *Journal of Modern Optics* 36 (1989), Nr. 6, S. 725–731
- [15] STÖSSEL, Wolfgang: *Fourieroptik — eine Einführung*. Springer, 1993
- [16] WEFERS, M. ; NELSON, K.: Analysis of programmable ultrashort waveform generation using liquid-crystal spatial light modulators. In: *Journal of the Optical Society of America B* 12 (1994), Nr. 7, S. 1343
- [17] R. THURSTON ; HERITAGE, J. P. ; WEINER, A. ; TOMLINSON, W. J.: Analysis of Picosecond Pulse Shape Synthesis by Spectral Masking in a Grating Pulse Compressor. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 22 (1986), Nr. 5, S. 682
- [18] HORNING, T.: *Amplituden- und Phasenmodulation von ultrakurzen Lichtimpulsen mit einer Flüssigkristallmaske und ihre Anwendung zur Kontrolle von Photonübergängen in Na*, MPQ Garching, Diplomarbeit, 1998
- [19] WEINER, A. M. ; LEAIRD, D. E. ; PATEL, J. S. ; WULLERT, J. R.: Programmable Shaping of Femtosecond Optical Pulses by Use of 128-Element Liquid Crystal Phase Modulator. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28 (1992), Nr. 4, S. 908
- [20] SALEH, B. ; TEICH, M.: *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, Inc., 1991
- [21] *Anleitung des SLM-S 640/12*
- [22] MARTINEZ, O. E.: Negative group-velocity dispersion using refraction. In: *Journal of the Optical Society of America A* 1 (1984), Nr. 10, S. 1003
- [23] DIELS, J.-C. ; RUDOLPH, W.: *Ultrashort laser pulse phenomena*. Academic Press, 1996

- [24] FEURER, T. ; SAUERBREY, R.: Characterization of short laser pulses. In: DUNNING, F.B. (Hrsg.) ; HULET, R.G. (Hrsg.): *Atomic, molecular and optical physics: Electromagnetic Radiation* Bd. 29C. Academic Press San Diego New York Boston Sydney Tokyo Toronto, 1997
- [25] EFIMOV, A. ; MOORES, M. ; BEACH, N. ; KRAUSE, J. ; REITZE, D.: Adaptive control of pulse phase in a chirped-pulse amplifier. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 24, S. 1915
- [26] BRIXNER, T. ; STREHLE, M. ; GERBER, G.: Feedback-controlled optimization of amplified femtosecond laser pulses. In: *Applied Physics B* 68 (1999), S. 281–284
- [27] HACKER, M. ; STOBRAWA, G. ; FEURER, T.: Iterative fourier transform algorithm for phase-only pulse shaping. In: *Optics Express* 9 (2001), Nr. 4, S. 191
- [28] PRESS, W. ; TEUKOLSKY, S. ; VETTERLING, W. ; FLANNERY, B.: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1984
- [29] SCHREIBER, Jörg: *Erzeugung und Charakterisierung von frequenzverdoppelten ultrakurzen Terawatt Titan:Saphir-Laserimpulsen*, Institut für Optik und Quantenelektronik, FSU Jena, Diplomarbeit, 2002

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben, im besonderen

Herrn Prof. Sauerbrey für die Vergabe des Themas und motivierende Gespräche,

Herrn Dr. Heinrich Schwoerer für die Betreuung und Vorschläge zur Anfertigung dieser Arbeit,

den Herren Gregor Stobrawa und Martin Hacker für viele Diskussionen und ständige Verfügbarkeit sowie

Falk Ronneberger und den Mitarbeitern des Bereichs Quantenelektronik.