

**Master-Forschungspraktikum  
Universität Göttingen – Fakultät für Physik**

---

**Ausarbeitung  
zum Versuch FM.ULP**

**Spatial and Temporal Distortion of Ultrashort  
Light Pulses**

Name: Eric Bertok  
Email: eric.bertok@stud.uni-goettingen.de  
Datum Versuchsdurchführung: 22. November 2017  
Name Betreuer(in): Dr. Sabine Steil  
Kopie der testierten Ausarbeitung gewünscht: ☐ ja ☒ nein  
Unterschrift:

**Abgabe**

Datum: Unterschrift Betreuer(in):

**Testat**

Datum: Name Prüfer(in):  
Punktezahl: Unterschrift:  
Note:



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Grundlagen . . . . .	1
2.2	Instantane Frequenz und Chirp . . . . .	1
2.3	Gaußpuls und Bandprodukt . . . . .	2
2.4	Dispersion im Medium . . . . .	2
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden und Messgrößen</b>	<b>3</b>
3.1	Spatial chirp . . . . .	3
3.2	Pulse Front Tilt . . . . .	3
3.3	Prismenkompressor . . . . .	3
3.4	Grenouille . . . . .	5
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
4.1	Aufbau . . . . .	5
4.2	Sicherheitshinweise . . . . .	5
4.3	Durchführung . . . . .	6
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
5.1	Prismenkompressor . . . . .	7
5.2	Glasfenster . . . . .	8
5.3	Spatial Chirp und Pulse Front Tilt . . . . .	12
5.4	Langpassfilter . . . . .	12
5.5	Dielektrische Spiegel . . . . .	14
5.6	Rechteckiges Spiegelpaar . . . . .	14
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>15</b>
6.1	Prismenkompressor . . . . .	17

## 1 Einleitung

In dem Bereich der Optik wurden in den letzten Jahren Laser entwickelt, die in der Lage sind, Pulse zu erzeugen, welche nur einige Femtosekunden lang sind. Da man für die Messung von kurzen Phänomenen einen physikalischen Prozess benötigt, der noch kürzer ist, hat diese Erfindung einen Einblick in viele dynamische Prozesse auf der Femtosekundenskala. Ein Beispiel ist der Bereich der Femtochemie. Da Ultrakurze Pulse aufgrund der Unschärfere-lation aus sehr vielen Frequenzen bestehen, sind sie besonders von Dispersion betroffen. Es treten eine Vielzahl von zeitlichen, aber auch räumlichen Dispersionen und Verzerrungen auf, die exemplarisch in diesem Versuch sowohl qualitativ als auch quantitativ untersucht werden. Es wird ein GRENOUILLE Pulscharakterisierungsgerät verwendet, um diese Verzerrungen wie räumliche und zeitliche Dispersion, Chirp und den Pulse-Front Tilt zu messen. Dabei kommen verschiedene optische Bauteile zum Einsatz, um deren Einfluss auf den Puls zu untersuchen. Ein Prismenkompressor wird verwendet, um die Verzerrungen mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen.

## 2 Theorie

### 2.1 Grundlagen

Zur Beschreibung Ultrakurzer Laserpulse verwendet man einen semiklassischen Ansatz, bei dem die Maxwell-Gleichungen für eine makroskopische Polarisierung gelöst wird. Im Folgenden wird das Vektorfeld des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  durch einen Skalar  $E$  genähert [8]. Hiermit wird eine für das Experiment relevante Polarisationsrichtung beachtet. Im Allgemeinen sind auch Effekte möglich, bei denen verschiedene Polarisationsrichtungen miteinander koppeln, was eine genauere Betrachtung erfordert. Ausgehend von dem elektrischen Feld  $E(t)$  definiert man mithilfe der Fouriertransformation das komplexe Spektrum  $\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}[E(t)] = \int_{\mathbb{R}} E(t)e^{-i\omega t} dt$ . Die Rücktransformation ergibt sich zu  $E(t) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{E}(\omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \tilde{E}(\omega)e^{i\omega t} d\omega$ . Dies funktioniert aufgrund der Linearität der Maxwell Gleichungen. Die Lösung kann somit in eine Superposition von ebenen Wellen zerlegt werden. Hier ist  $\omega$  die Kreisfrequenz der ebenen Welle. Nach Konvention wird häufig nur der positive Anteil des Spektrums betrachtet. Er hat aufgrund der Reellwertigkeit von  $E$  den vollen Informationsgehalt [8]. Bei der Fourier-Rücktransformation integriert man so nur über alle positiven  $\omega$ . Ein Puls wird nun beschrieben durch [9]

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} \exp(i[\omega_0 t - \Phi(t)]), \quad (2.1)$$

wobei  $\omega_0$  die sog. Trägerfrequenz und  $\phi(t)$  eine allgemeine Phase in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  ist. Die Trägerfrequenz ist der oszillatorische Anteil des Pulses innerhalb der Einhüllenden  $\sqrt{I(t)}$  und wird häufig in eine komplexe Einhüllende  $E_0$  integriert. Die Phase  $\phi(t)$  beschreibt die Zeitliche Veränderung der Farbe des Pulses.  $I(t) = |E(t)|^2$  ist die Intensität des Pulses. Ist  $I$  eine stark gepeakte Funktion, so redet man von einem "ultrakurzen Puls". Analog kann man durch  $S = |\tilde{E}(\omega)|^2$  die spektrale Intensität einführen. Somit gilt  $\tilde{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp(-i\varphi(\omega))$ , wobei  $\varphi(\omega)$  die spektrale Phase ist. Diese ist zentrale Größe bei der Beschreibung von gechirpten Pulsen (siehe unten). Die Beschreibung des Spektrums ist auch mithilfe der Wellenlänge  $\lambda$  möglich. Die Umrechnung ergibt sich zu [9]:

$$S_\lambda(\lambda) = S_\omega \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \frac{2\pi c}{\lambda^2}. \quad (2.2)$$

### 2.2 Instantane Frequenz und Chirp

Die instantane Frequenz eines ultrakurzen Pulses ist definiert als [9]

$$\omega_{\text{inst}} = \omega_0 - \frac{d\phi}{dt}, \quad (2.3)$$

mit der Phase  $\phi$  und der Trägerfrequenz  $\omega_0$ . Man kann nun sowohl die Phase, als auch die spektrale Phase taylor-entwickeln:

$$\phi(t) = \phi_0 + \underbrace{\frac{d\phi}{dt}|_{t=0}}_{\phi_1} t + \underbrace{\frac{d^2\phi}{dt^2}|_{t=0}}_{\phi_2} \frac{t^2}{2} + \dots, \quad (2.4)$$

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \underbrace{\frac{d\varphi}{d\omega}|_{\omega=\omega_0}}_{\varphi_1} (\omega - \omega_0) + \underbrace{\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega=\omega_0}}_{\varphi_2} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots. \quad (2.5)$$

Hier ist  $\varphi_1 = \frac{d\varphi}{d\omega}|_{\omega=\omega_0}$  der sogenannte “group delay”(GD) und  $\varphi_2 = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega=\omega_0}$  die “group delay dispersion (GDD)”. Hieraus ist zu sehen: Ein nicht verschwindendes  $\varphi_1$  erzeugt nach Gleichung (2.3) einen konstanten Offset in der instantanen Frequenz. Dies resultiert nach dem Fourier shift theorem [8] in einer Verschiebung im Spektrum. Andersherum erzeugt ein nicht verschwindender GD einen Offset in der temporalen Intensität. Dies ist zur Bestimmung von Pulslängen irrelevant. Ist jedoch  $\varphi_2$  ungleich Null, so kommt es zur Dispersion: Die Gruppengeschwindigkeit ändert sich für verschiedene Frequenzen unterschiedlich und der Puls verläuft. Einen solchen Puls nennt man (linear) gechirpt. Analoges passiert bei einem nicht verschwindenden  $\varphi_2$ . Die instantane Frequenz ändert sich hier linear mit der Zeit.

## 2.3 Gaußpuls und Bandprodukt

Die am einfachsten zu handhabende Pulsform ist die eines Gaußpulses: [8]

$$E(t) = E_0 \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_{\text{FWHM}}} \right)^2 \right]. \quad (2.6)$$

$\tau_{\text{FWHM}}$  bezeichnet die “full-width half maximum”, also die Halbwertsbreite des Pulses, welche eine von vielen Definitionen zur Beschreibung der Puls- oder Spektralbreite ist. Sie ist definiert als die Breite an der halben Pulshöhe. Im Folgenden wird stets  $\tau \equiv \tau_{\text{FWHM}}$  gesetzt. Der Gaußpuls ist neben seiner einfachen Handhabbarkeit auch eine der am häufigsten auftretenden Pulsformen.

Da (Kreis-) Frequenz und Zeit konjugierte Variablen einer Fourier Transformation sind, gilt für sie die Unschärferelation, genannt “Zeit-Bandbreite-Produkt”: [8]

$$\langle \omega^2 \rangle \langle t^2 \rangle \geq \frac{M^4}{4} \kappa_c, \quad (2.7)$$

wobei  $\langle \Delta \omega^2 \rangle$  bzw  $\langle \Delta t^2 \rangle$  die Pulsbreite bzw die Bandbreite -berechnet durch das zweite Moment- bezeichnet.  $M$  ist ein Formfaktor, der die Abweichung zum idealen Gaußpuls bezeichnet [8].  $\kappa_c$  ist der Chirpfaktor, welcher angibt, dass bei gechirpten Pulsen das Zeit-Bandbreitensprodukt größer ist, als für ungechirpte Pulse. Einen ungechirpten Puls bezeichnet man demnach auch als “Fourier-limitiert”. Fourier-limitierte Pulse sind also für eine konstante Bandbreite stets am kürzesten. Die Umrechnung von den zweiten Momenten zur Halbwertsbreite ist für Gaußpulse einfach über die Varianz einer Gaußverteilung zu berechnen. Es gilt  $\tau = 2\sqrt{2 \ln 2} \langle t^2 \rangle$ . Aus Gleichung (2.7) mit  $M = 1$  und  $\kappa_c = 1$  lässt sich ebenfalls  $\langle \omega^2 \rangle = \frac{1}{4 \langle t^2 \rangle}$  durch die Halbwertsbreite ausdrücken. Ausgedrückt durch die reguläre Frequenz  $\nu$  erhält man

$$\Delta \nu \Delta t = 0.441. \quad (2.8)$$

## 2.4 Dispersion im Medium

Bewegt sich ein Lichtpuls durch ein Medium, so wird eine Transferfunktion im Frequenzraum zum elektrischen Feld multipliziert [9]:  $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \exp(-\alpha(\omega)L) \exp(-in(\omega)k_0L)$ . Hier beschreibt  $\alpha$  die Absorption, welche in diesem Versuch ignoriert wird.  $n(\omega)$  ist der Brechungsindex des Materials in Abhängigkeit von der Frequenz,  $k_0$  ist die Wellenzahl bei der Trägerfrequenz und  $L$  ist die Länge des Materials. Relevant für die Verbreiterung von Pulslängen ist die Modulation der spektralen Phase. Aufgrund der Form der Transferfunktion wird diese direkt hinzuaddiert [9]:

$$\varphi_{\text{out}}(\omega) = \varphi_{\text{in}} + n(\omega)k_0L. \quad (2.9)$$

Eine Taylornäherung des Wellenvektors  $k(\omega) = n(\omega)k_0$  ergibt analog zu Gleichung (2.5) die sog. “group velocity dispersion” (GVD): [9]

$$\text{GVD} = k''(\omega_0) = \frac{1}{2} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (2.10)$$

mit der Trägerwellenlänge  $\lambda_0$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ . Es gilt  $\text{GDD} = \text{GVD} L$ . Der wellenlängenabhängige Brechungsindex berechnet sich aus der Sellmeier Gleichung [3]:

$$n^2(\lambda) = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \quad (2.11)$$

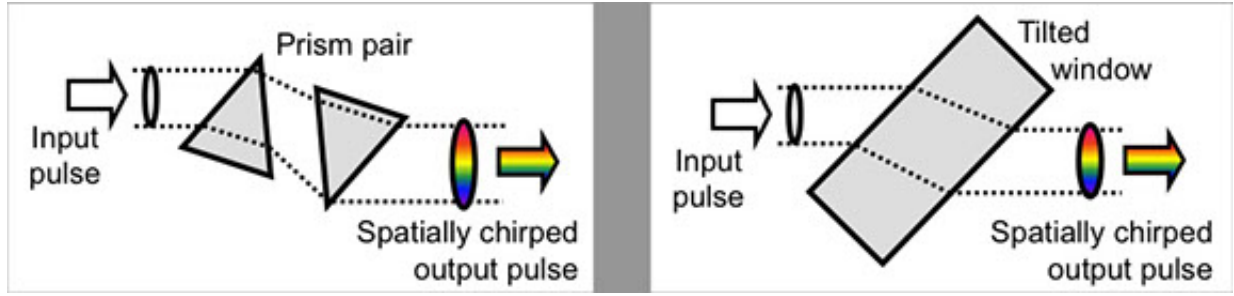


Abb. 1: Spatial chirp verursacht durch einen Prismenkompressor (links) und ein schiefes Glas (rechts) [6]

mit materialspezifischen numerischen Konstanten  $B_i, C_i$ , die z.B. in [3] aufgelistet sind.

Für die Veränderung der Pulsbreite in Abhängigkeit der GDD gilt folgende Beziehung, die in dieser Version durch Wigner-Distributionen [8] hergeleitet wird:

$$\langle t^2 \rangle = \langle t_0^2 \rangle + \left[ \frac{d^2 \varphi}{d\omega^2} \Big|_0 \right]^2 \langle \omega^2 \rangle, \quad (2.12)$$

der Chirp, den der Puls erfährt, berechnet sich also durch “GDD  $\times$  Bandbreite”. Aus den Umrechnungsregeln in Abschnitt 2.3 kann man somit den Effekt von einer GVD auf einen Puls mit gegebener Bandbreite berechnen.

## 3 Experimentelle Methoden und Messgrößen

### 3.1 Spatial chirp

Im Vergleich zu ebenen Wellen (continuous waves, cw's) bestehen ultrakurze Pulse aus sehr vielen Frequenzen: Sie haben eine hohe Bandbreite. Dies folgt unmittelbar aus dem Fourierzusammenhang zwischen Bandbreite und Pulslänge, dem Bandprodukt aus Gleichung (2.7). Aufgrund dieser hohen Bandbreite sind ultrakurze Laserpulse sehr viel anfälliger gegenüber Verzerrungen in der Zeit (temporaler Chirp) und im Raum, da Dispersion stets durch einen veränderlichen Brechungsindex in Abhängigkeit der verschiedenen Wellenlängen auftritt. Zeitliche Verzerrungen sorgen für eine Pulsverbreiterung nach Gleichung (2.7). Ein analoger Effekt tritt auch räumlich ein: Es kommt zu einem räumlichen Chirp, wenn verschiedene Wellenlängen einen unterschiedlichen Weg durch das Medium nehmen, wie zum Beispiel in einem Prismenkompressor (s.u.). Anstatt zu verschiedenen Zeiten findet man hier die Farben des Pulses an verschiedenen Orten, der Puls wird räumlich aufgefächert. Dieser Effekt tritt durch Winkeldispersion, wie im Prismenkompressor, aber auch in einem schrägen Glas ein, was in Abb. 1 aufgezeigt ist.

### 3.2 Pulse Front Tilt

Eine weitere räumliche Verzerrung ist der sog. Pulse Front Tilt. Er gibt an, um wie viel die Pulsfront eines Laserpulses gegenüber der optischen Achse geneigt ist. Er wird hervorgerufen durch Winkeldispersion oder auch durch das Durchqueren eines räumlich gechirpten Pulses durch ein lineares Medium (Abb. 2).

### 3.3 Prismenkompressor

Mithilfe des Prismenkompressors (PC) kann ein gechirpter Puls wieder zu einem (nahezu) Fourier-limitierten Puls komprimiert werden. Der Aufbau des Prismenkompressors ist in Abb. 3 zu sehen. Der Puls durchquert zwei Prismen, die entgegengesetzt parallel zueinander aufgestellt sind. Dabei sind sie so positioniert, dass der Puls beim ersten Prisma gerade durch die Spitze gelangt. Nach Snell's Gesetz verlassen die unterschiedlichen Wellenlängen das erste Prisma in unterschiedlichen Winkeln. Dadurch durchqueren sie unterschiedlich lange Strecken im zweiten Prisma. Durch die spezielle Positionierung verlassen alle Wellenlängen das zweite Prisma wieder parallel, aber mit einem räumlichen Chirp. Um diesen auszugleichen wird der Strahl an einem Spiegel zurück reflektiert und nimmt somit den gleichen Weg erneut durch den Prismenkompressor. Durch die unterschiedlichen Weglängen der verschiedenen Frequenzen kann bei richtiger Positionierung des zweiten Prismas die Group Delay Dispersion negativ werden,

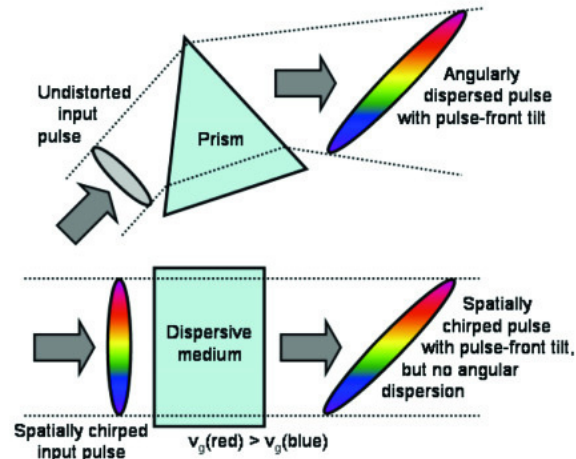


Abb. 2: Pulse Front Tilt verursacht durch Winkeldispersion (oben) und räumlichen Chirp (unten) [7].

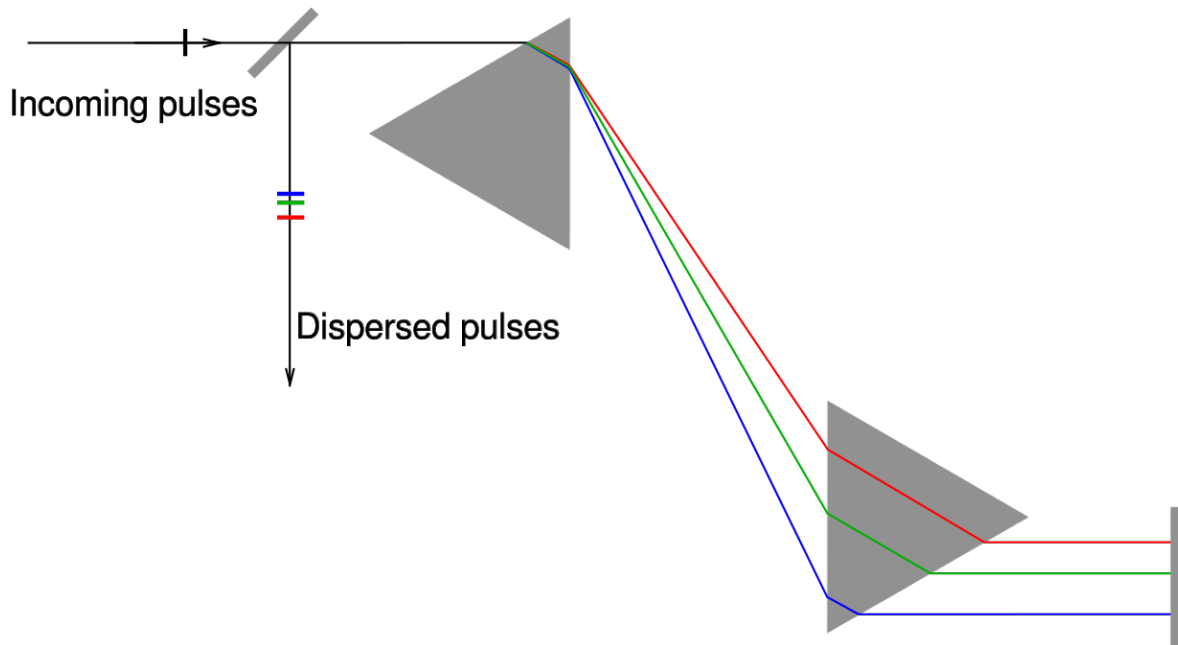


Abb. 3: Schematischer Aufbau eines Prismenkompessors. Ein ungechirpter Puls tritt ein und wird temporal ge-chirpt, da unterschiedliche Wellenlängen andere Propagationpfade nehmen. Bei entgegengesetztem Durchgang wird ersichtlich: Ein gechirpter Puls wird durch einen Prismenkompessor bei richtiger Einstellung ungechirpt, "komprimiert". Die Insertion ist definiert als der Abstand des Eintrittspunktes der zentralen Wellenlänge (hier grün) und der Spitze des zweiten Prismas .[2]

wodurch ein gechirpter Puls entchirpt werden kann. Für die GDD des Prismenkompressors gilt: [8]<+>

$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega_0} = 2 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c_0^2} \left[ L_g \frac{d^2 n}{d\lambda^2}|_{\lambda_0} - (4L + \frac{L_g}{n(\lambda_0)^3}) \left( \frac{dn}{d\lambda}|_{\lambda_0} \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

wobei  $\lambda_0$  die Trägerwellenlänge,  $L_g$  die Weglänge im Glas für die Trägerwellenlänge und  $L$  der Abstand der Spitzen der beiden Prismen ist. Für symmetrisch positionierte Prismen in Brewsterwinkel-Konfiguration gilt  $L_g = 2I \frac{1}{\sqrt{1+n(\lambda_0)^2}}$  mit dem Einschub (Insertion) des zweiten Prismas  $I$ , welcher im Experiment mit der Millimeterschraube direkt eingestellt wird.

### 3.4 Grenouille

Um einen zeitlichen Prozess zu messen, benötigt man einen zweiten kürzeren Prozess, um den ersten auflösen zu können. Da ultrakurze Pulse einige Femtosekunden lang sind, während die Elektronik auf der Nanosekundska la agiert, ist es demnach für solche besonders schwer, die Pulslänge zu messen. Es gibt verschiedene Methoden: Ein erste Ansatz ist es, mithilfe eines Michelson-Interferometers die Autokorrelation  $A(\tau) = \int E(t)E^*(t - \tau)dt$  zu bestimmen. Aus der gemessenen Intensität lässt sich die grobe Pulsstruktur rekonstruieren. Autokorrelations-Methoden haben allerdings viele Probleme, wie die Unterschätzung der Pulslänge durch sogenannte kohärente Artefakte [4]. Zusätzlich ist es unmöglich, die Phase eines ultrakurzen Pulses mithilfe dieser Methoden zu messen.

GRENOUILLE (Grating-eliminated No-nonsense Observation Of Ultrafast Incident Laser Light E Fields) behebt alle Probleme von Autokorrelations-Methoden und liefert zusätzliche Informationen über den Puls: Es basiert auf dem "Frequency Resolved Optical Gating" (FROG) [10], bei dem die spektrale Intensität gegenüber der zeitlichen Verzögerung des Auftreffens auf dem Detektor, der sogenannte Frog trace gemessen wird. Aus diesem wird mithilfe eines Algorithmus die Pulsdauer, die Bandbreite sowie die Phase und die spektrale Phase rekonstruiert. Bei GRENOUILLE wird ein vereinfachter Aufbau, bestehend aus einem Fresnelschen Biprisma und einem second-harmonic generation (SHG) Kristall verwendet. Ein breiter SHG Kristall fächert die unterschiedlichen Wellenlängen entlang einer Dimension auf, während das Fresnelsche Biprisma in der anderen Dimension den Puls teilt und mit unterschiedlicher Verzögerung mit sich selbst interferieren lässt. Dadurch entsteht der Frog trace, welcher den Puls überbestimmt. Somit lassen sich alle relevanten Informationen eines ultrakurzen Pulses rekonstruieren [5]. Insbesondere liefert die spektrale Phase den Chirp des Pulses. Es ist jedoch darauf zu Achten, dass die Methode symmetrisch gegenüber der Zeitrichtung ist und deswegen der Vorzeichen des Chirps nicht bestimmt wird. Zusätzlich werden automatisch der Pulse Front Tilt, sowie der räumliche Chirp gemessen. Sie spiegeln sich im Frog trace jeweils als Verschiebung auf der Verzögerungsachse und als Scherung des Traces wider.

## 4 Durchführung

### 4.1 Aufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4 zu sehen. Die verwendete Laserquelle ist ein Spectra Physics Tsunami mit einer zentralen Wellenlänge von 800 nm, einer Durchschnittsleistung von 400 mW, einer Pulsrate von 76 MHz und einer Pulsdauer von 22 fs bei einer Bandbreite von 58 nm. Der Strahl durchquert zunächst eine  $\lambda/2$  Platte und wird p-polarisiert. Anschließend durchquert er den Prismenkompressor. Der Abstand der Prismen von Spitze zu Spitze wurde gemessen und beträgt  $43, 2 \pm 0.3$  cm. Der Prismeneinschub wird direkt über eine Millimeterschraube variiert. Dem Laser stehen nun drei mögliche Strahlengänge zur Verfügung, welche jeweils mit Klappspiegeln eingestellt werden können. Pfad 1 besteht aus metallischen Spiegeln und einer optischen Bank, auf die verschiedene Glasfenster aus BK7 oder MgF2, sowie ein Glasspat und ein Langpass Filter geschraubt werden können. Pfad 2 besteht aus dielektrischen Spiegeln. Auf Pfad 3 durchquert der Strahl ein Spiegelpaar mit jeweils 5 Reflektionen. Es handelt sich hierbei um gechirpte Spiegel, was die spätere Auswertung zeigt. Alle drei Pfade enden in dem Messinstrument, einem Swamp Optics Grenouille (Modell 8-20-USB). Zur Justage der Strahlengänge stehen diverse Justagespiegel, Infrarot-Irisblenden und Infrarotkarten bereit.

### 4.2 Sicherheitshinweise

Da es sich bei dem verwendeten Laser um einen der Klasse 4 handelt, sind zunächst einige Sicherheitshinweise zu beachten: Es müssen stets geeignete Laserschutzbrillen getragen werden. Alle reflektierenden Objekte müssen vor dem Versuch abgelegt werden. Es sollte auch trotz der Schutzbrillen niemals direkt in den Laserstrahl geschaut werden. Ebenso sollte vermieden werden, mit der Hand direkt in den Strahlengang zu fassen. Es ist besonders wichtig,



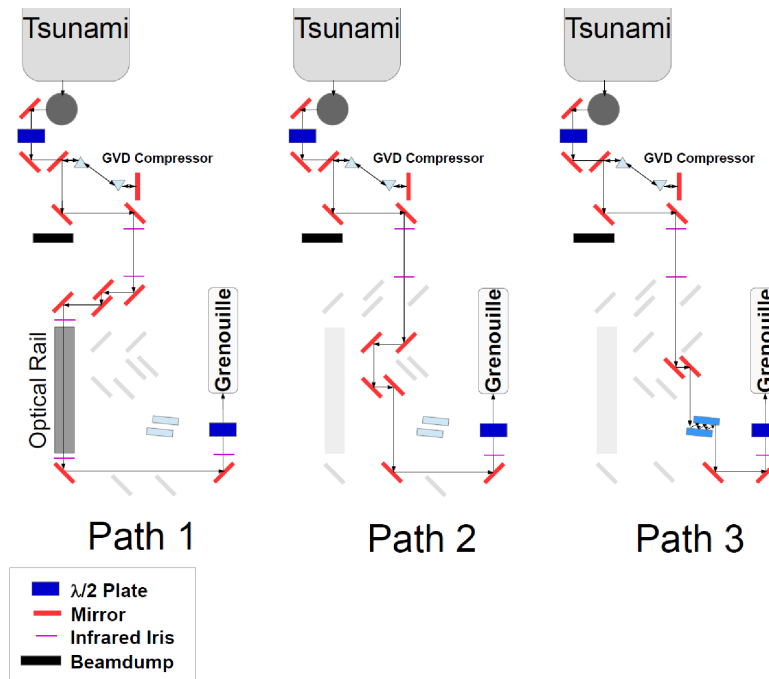


Abb. 4: Versuchsaufbau. Der Laser passiert zunächst eine  $\lambda/2$  Platte, anschließend den Prismenkompressor und geht dann entlang einen von drei möglichen Strahlengängen mit unterschiedlichen optischen Komponenten. Nach einer zweiten  $\lambda/2$  Platte endet der Strahl im Grenouille Analysator [1].

dass stets der gesamte Strahlengang des Lasers bekannt ist, bevor dieser zur Propagation freigegeben wird. Deswegen müssen bei der Justage stets zwei Infrarotkarten und gegebenenfalls weitere Beamdumps benutzt werden, um den Strahlengang nach und nach durch die hinzugefügten optischen Elemente zu leiten. Niemals darf ein optisches Element ohne Blockieren des Lasers in den Strahlengang gestellt werden, da unerwartete Reflexe auftreten können.

### 4.3 Durchführung

Zunächst wird der Prismenkompressor ohne zusätzliche optische Elemente vermessen und somit auch seine optimale Position bestimmt. Dazu wird der Laser mithilfe der Irisblenden und den Justagespiegeln auf Strahlengang 1 justiert. Bei dieser und jeder anderen Messung muss der Laser zunächst mithilfe des space-Modus der Analysesoftware Quick-Frog der Strahl in den Grenouille zentriert werden. Dies geschieht wieder mit Justagespiegeln und zwei Irisblenden. Wichtig ist, dass der erste Spiegel den Strahl auf die erste Irisblende ausrichtet, während der zweite Spiegel für die zweite Blende verwendet wird ("beam walking"). Anschließend kann die Software auf den time-mode gestellt werden um die Echtzeitdaten des Lasers zu sehen. Hierbei ist auf ausreichende, aber nicht zu große Intensität des auftreffenden Strahles zu achten, welche über die zweite  $\lambda/2$  Platte unmittelbar vor dem Analysator eingestellt werden kann.

Um die optimale Kompressorposition zu bestimmen, wird der Einschub über die Millimeterschraube solange variiert, bis die gemessene Pulslänge (temporal FWHM) minimal ist. Da der Laser bereits mit etwas Chirp aus der Quelle kommt, wird somit garantiert, dass der komprimierte Puls die kürzeste Dauer und somit (näherungsweise) gaußförmig und ungechirpt ist (siehe Auswertung). Dies ist der Ausgangspunkt von allen anderen Messungen. Die Daten werden gespeichert und die Prismenkonfiguration notiert. Anschließend werden weitere Daten für unterschiedliche Prismenpositionen ermittelt.

Nun werden Daten mit verschiedenen optischen Elementen, wie unterschiedlich dicken Gläsern aus BK7 und MgF2, sowie einem Glasspat und einem Langpassfilter auf der optischen Bank aufgenommen. Bei jedem optischen Element muss der Strahl erneut in den Grenouille zentriert werden. Bei jeder Messung wird zunächst die Messung bei optimaler Kompressorposition durchgeführt. Anschließend wird versucht, die Pulsverbreiterungen mit dem Kompressor zu kompensieren, indem wieder die Pulslänge minimiert wird. Die Prismenpositionen werden erneut aufgeschrie-

	Intensität		Spektrum		
	$a \{ \frac{d^2\Phi}{dt^2} \} [\text{fs}^{-2}]$	$b \{ t_0 \} [\text{fs}]$	$a \{ \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} \} [\text{nm}^{-2}]$	$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} [\text{fs}^{-2}]$	$b \{ \lambda_0 \} [\text{nm}]$
$\Delta\lambda_1$	$0.001507 \pm 0.000014$	$-0.001793 \pm 0.000054$	$0.000727 \pm 0.000021$	$20 \pm 6$	$793.88 \pm 0.60$
$\Delta\lambda_2$	$0.000555 \pm 0.000003$	$1.612 \pm 0.034$	$0.001815 \pm 0.000046$	$51 \pm 13$	$797.81 \pm 0.11$

Tab. 1: Ergebnisse der quadratischen Fits für die Phase und die spektrale Phase der optimalen Prismenkonfiguration.  
 $\Delta\lambda_1 = 55 \pm 1 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda_2 = 27 \pm 1 \text{ nm}$ .

ben. Anschließend wird der Laser auf Strahlengang 2 justiert und es werden bei optimaler Prismeneinstellung Daten für die dielektrischen Spiegel gespeichert und erneut wird versucht die Verzerrungen zu kompensieren. Als nächstes wird der Strahlengang 3 justiert und der Effekt der Spiegelpaare wird bei optimaler Prismenposition aufgenommen und versucht zu kompensieren. Nun wird die Bandbreite des Lasers verändert und die Messungen des Prismenkompressors und der der Glasfenster werden wiederholt. Es wurde versäumt, für die zweite Bandbreite eine neue optimale Prismenposition zu bestimmen.

## 5 Auswertung

### 5.1 Prismenkompressor

Zunächst wird die Vermessung des Prismenkompressors analysiert. Um die Insertion  $l$  des Prismas zu bestimmen, wurde der Wert der Millimeterschraube bei der optimalen Einstellung mit minimaler Pulsdauer ("opt") von jenem abgezogen, bei welchem die Bandbreite aufgrund des Abschneidens des Lasers durch Verfehlen des zweiten Prismas geringer wurde. Dies ist jedoch eine grobe Abschätzung, da der genaue Zeitpunkt des Verfehlens aufgrund des endlichen Laserdurchmessers willkürlich war. Die Idee ist, dass das Abschneiden einer Insertion von 0 mm bedeutet. Demnach wurden alle anderen Werte der Millimeterschraube von diesem abgezogen. Der optimale Einschub mit Pulsdauer ist somit  $l_2 = 2.84$ . Für die gemessene Trägerwellenlänge bei dieser Einstellung wurde  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$  bestimmt. Die Pulsdauer ergab  $\tau_0 = 24.5 \text{ fs}$ , die Bandbreite  $\Delta\omega_0 = 46.3 \text{ nm}$ , was mit der Umrechnungsformel  $\Delta\omega = \frac{2\pi\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$  einer Kreisfrequenzbandbreite von  $\Delta\omega = 14.0 \text{ fs}$  entspricht. Um die Pulscharakteristiken bei optimaler Prismeneinstellung zu erkennen, werden die für unterschiedlichen Einschub des zweiten Prismas gemessenen zeitlichen Pulsintensitäten sowie das Spektrum verglichen. Die gemessene zeitliche Pulsintensität der ersten Laserausgangsbandbreite ist in Abb. 5 in Abhängigkeit von der Insertion  $I$  aufgetragen. Ebenso eingetragen sind die gemessenen Phasen  $\Phi$ . Es ist zu beachten, dass es sich hier um den Absolutbetrag der Phase handelt, da das Vorzeichen aufgrund der Zeitumkehrsymmetrie von Grenouille keine Bedeutung hat. Um den linearen Chirp, also den Term zweiter Ordnung in Gleichung (2.5) zu bestimmen, wird um das Phasenmaximum bei optimaler Prismeneinstellung eine Funktion mit Ansatz  $\frac{1}{2}a(x-b)^2$  gefittet. Der Term  $a$  ist nach Gleichung (2.5) die zweite Ableitung der Phase nach der Zeit und gibt somit den zeitlichen Chirp an. Der Term  $b$  gibt an, um wie viel sich das Spektrum verschiebt. In Abb. 6 ist das vermessene Spektrum, sowie die spektralen Phasen der ersten Laserbandbreite für verschiedene  $I$  aufgetragen. Wie bei den zeitlichen Intensitäten wird auch hier die Phase für die optimale Einstellung mit einem quadratischen Polynom gefittet. Der quadratische Term ist der lineare Chirp, welcher für eine Pulsverbreiterung im Zeitraum verantwortlich ist. Dieser muss allerdings noch in  $\text{fs}^2$  umgerechnet werden. Nach Gleichung (2.10) und der Kettenregel gilt  $\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \left( \lambda^2 \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} + 2\lambda \frac{d\varphi}{d\lambda} \right)$ . Der zweite Term kann vernachlässigt werden, da um ein Extremum gefittet wird. Man erhält eine Gruppengeschwindigkeitsdispersion von  $\text{GDD}_0 = 20.26 \pm 6 \text{ fs}^2$ . Gleiches wird ebenfalls für die zweite Ausgangs-Bandbreite von  $\langle \lambda^2 \rangle = 27 \pm 1 \text{ nm}$  berechnet. Die Intensität und das Spektrum mit Phasen ist jeweils in Abb. 7 und Abb. 8 aufgetragen. Es wurde versäumt, für diese zweite Bandbreite eine neue optimale Prismenkompressor-Position zu bestimmen, demnach ist mit "opt" hier weiterhin die optimale Position der ersten Bandbreite bezeichnet. Die Ergebnisse der Regressionen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die gemessene GDD ist besonders für die erste Bandbreite sehr gering im Vergleich zu den GDDs des Prismenkompressors (s.u.). Demnach ist der Puls nach dem Prismenkompressor in optimaler Einstellung nahezu gaußförmig.

Als nächstes wird die GDD des Prismenkompressors analysiert. Hierfür wird zunächst die theoretische GDD nach Gleichung (3.1) zusammen mit Gleichung (2.11) berechnet. Das PC-Material ist N-LAK21. Die Ungenauigkeiten werden mit den Ungenauigkeiten  $\sigma_L = 3 \text{ mm}$ ,  $\sigma_{l_2} = 0.1 \text{ mm}$  und  $\sigma_{\Delta\lambda} = 1 \text{ nm}$  nach der gauß'schem Fehlerfortpflanzungsformel berechnet. Da nach der vorherigen Auswertung bei optimaler PC Einstellung ein nahezu ungechirpter Puls vorliegt, wird der zugehörige theoretische GDD Wert des PC's von den anderen abgezogen. Als Resultat erhält man die GDD, die für die Pulsverbreiterung verantwortlich ist. Somit lässt sich die theoretische

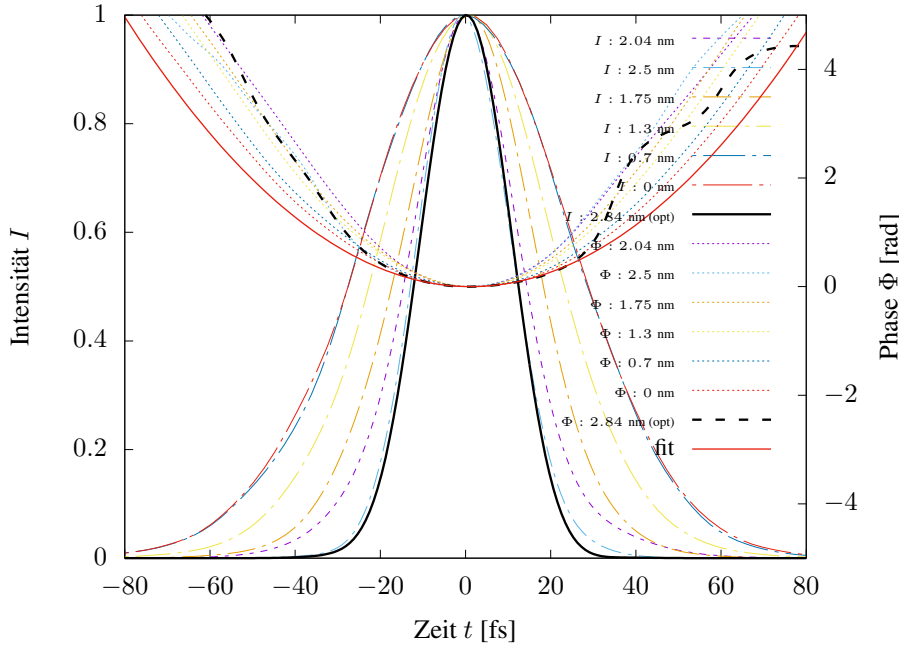


Abb. 5: Intensität für verschiedene Einschiebe  $l$  mit Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet.  $\Delta\lambda = 55 \pm 1$ .

GDD des PC's ausrechnen. Ebenso wird aus den Messungen mit Kompensation die tatsächlich eingestellte GDD für die Kompensation berechnet. Aus der GDD wird schließlich die neue Pulslänge nach 2.12 bestimmt, wobei eine Ungenauigkeit der Pulslänge von  $\sigma_\tau = 3$  fs angenommen wird. Die theoretischen und die tatsächlich gemessenen Pulslängen in Abhängigkeit der GDD des Prismenkompressors für beide Bandbreiten sind in Abb. 9 und 10 zu sehen. Hierbei wurden beide Größen quadriert, um nach Gleichung (2.12) einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Für die erste Bandbreite sind die Messwerte in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Lediglich die letzten beiden Messpunkte, bei denen der Laser bereits partiell vom Prisma abgeschnitten wurde, zeigen eine größere Abweichung. Für die zweite Bandbreite sind die Ergebnisse nur qualitativ korrekt, was aufgrund der Versäumnis des Messens einer neuen optimalen Prismenposition zu erwarten ist.

## 5.2 Glasfenster

Es wurden bei optimaler Prismenkonfiguration 5 mm und 10 mm BK7 Glas und 5 mm MgF2 Glasfenster in den Strahlengang gestellt. Nach Gleichung (2.9) erwartet man zwischen der GDD und der Weglänge im Medium einen linearen Zusammenhang. Die Theoriewerte werden anhand Gleichung (2.9) und Gleichung (2.11) berechnet. Wieder wird mit den kompensierten Messungen, die tatsächlich hinzugefügte GDD berechnet. Die Daten, die in die theoretischen Werte einfließen, werden als unerheblich eingestuft. Für die Messwerte wird wieder die Fehlerfortpflanzung mit den Werten aus dem Prismenkompressor verwendet. Der lineare Zusammenhang wird erfüllt, was in Abb. 11 zu sehen ist. Für das Kippen des Glases um  $30^\circ$  erwartet man außer einem räumlichen Chirp (siehe unten) eine Verlängerung der Weglänge im Glas. Mithilfe der Snell'schen Formeln und elementarer Trigonometrie findet man

$$\text{GDD} = \frac{\lambda_0^3}{4\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}}. \quad (5.1)$$

Bei der Messung wurde  $\alpha = \pm 30^\circ$  verwendet. Das Vorzeichen hat natürlich keinen Einfluss auf die Weglänge und damit auf die GDD. Die Resultate, inklusive derer für das MgF2 sind in Tabelle 2 zusammengefasst. In der Messung hatte das MgF2 keinerlei Auswirkungen auf die Pulsbreite. Es wird vermutet, dass es sich hierbei um falsch abgespeicherte Daten handelt. Für die zweite Bandbreite ist aufgrund der fehlenden neuen Prismeneinstellung nur eine qualitative Betrachtung sinnvoll. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zu sehen.

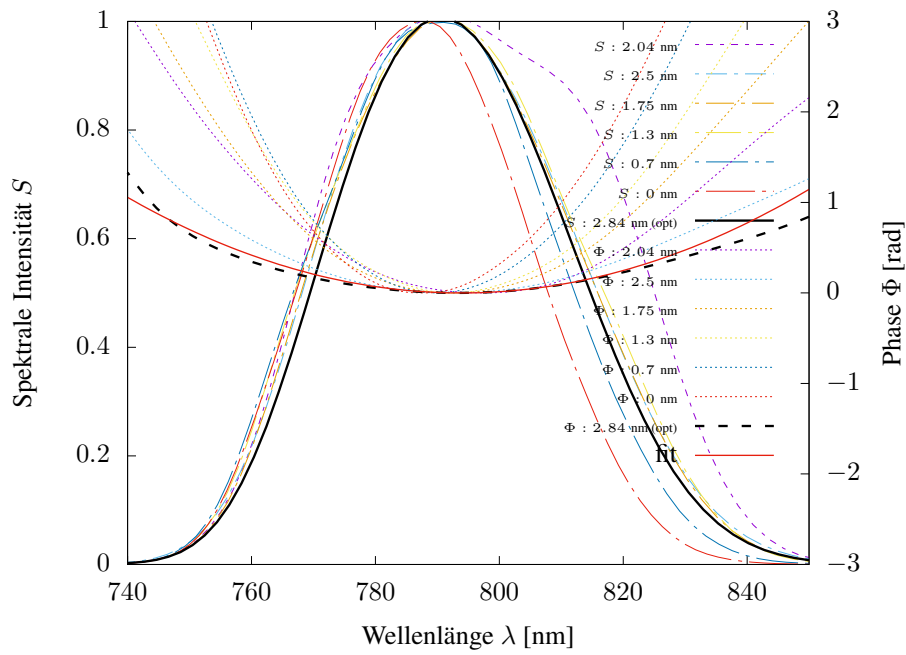


Abb. 6: Spektrale Intensität für verschiedene Einschübe  $l$  mit spektraler Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet.  $\Delta\lambda = 55 \pm 1$ .

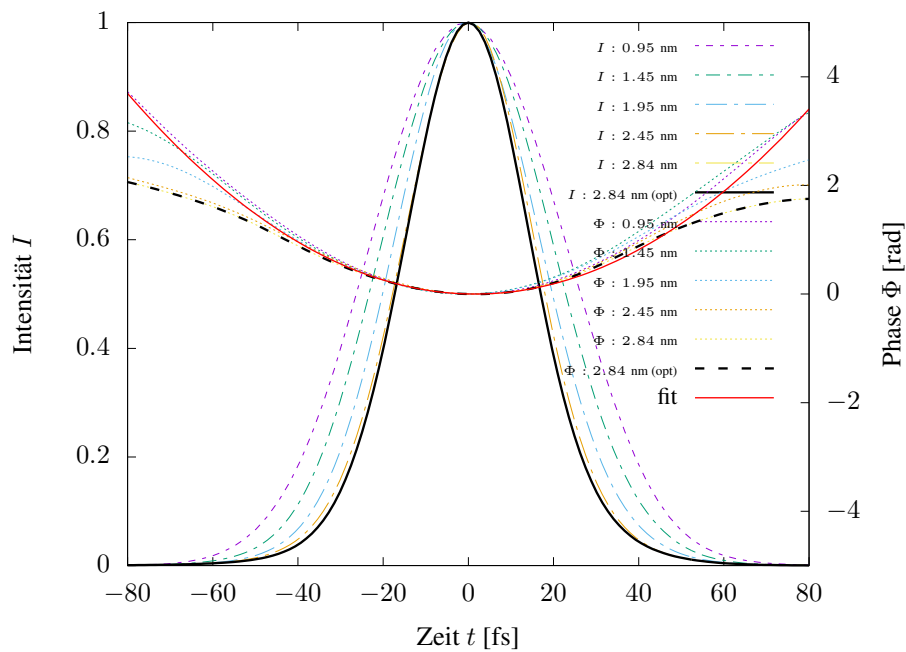


Abb. 7: Intensität für verschiedene Einschübe  $l$  mit Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet.  $\Delta\lambda = 27 \pm 1$ .

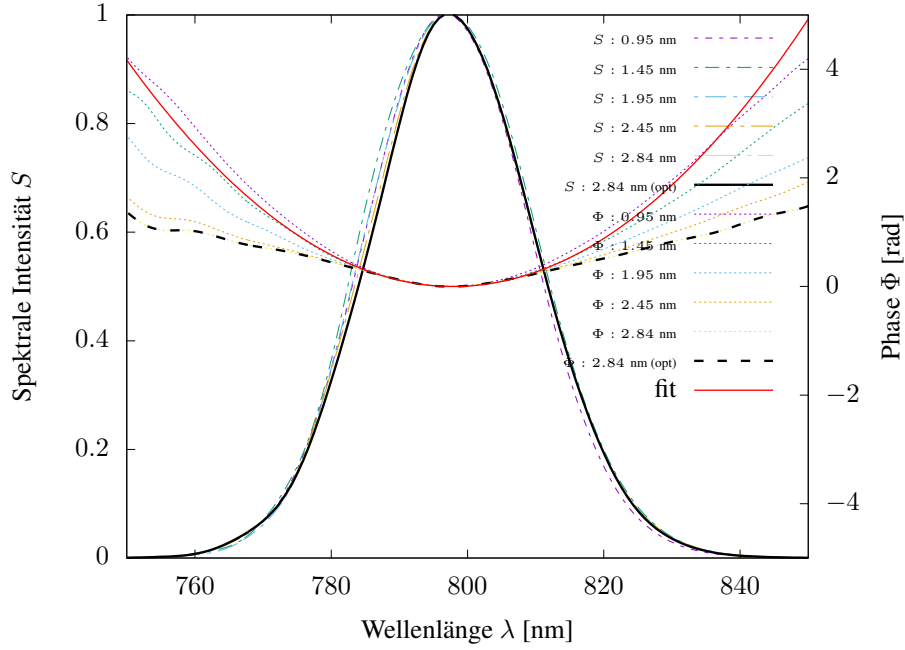


Abb. 8: Spektrale Intensität für verschiedene Einschübe  $l$  mit spektraler Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet.  $\Delta\lambda = 27 \pm 1$ .

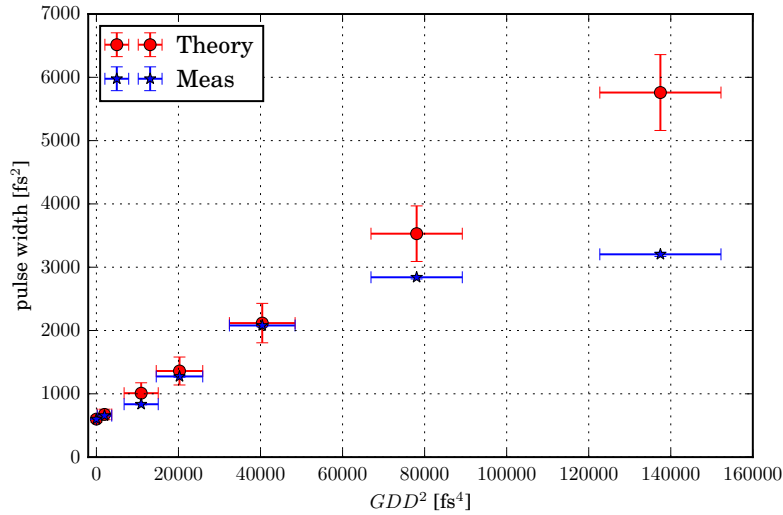


Abb. 9: Theoretische und tatsächlich gemessene Pulslänge in Abhängigkeit von der am Prismenkompressor zum optimalen Puls hinzugefügten GDD für die erste Laserbandbreite. Beide werte sind quadriert worden, um einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Bis auf die letzten beiden Werte, an denen der Strahl bereits vom Prisma abgeschnitten wurde, liegt eine sehr gute Übereinstimmung zur Theorie vor.

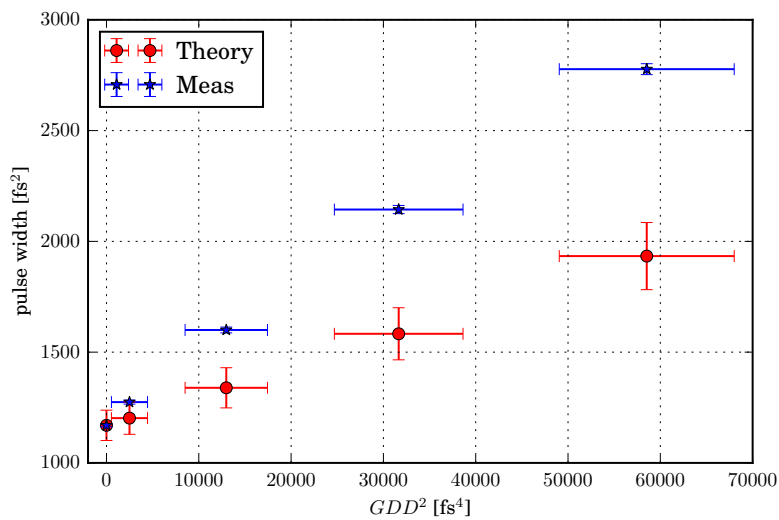


Abb. 10: Theoretische und tatsächlich gemessene Pulslänge in Abhängigkeit von der am Prismenkompressor zum optimalen Puls hinzugefügten GDD für die zweite Laserbandbreite. Beide Werte sind quadriert worden, um einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Da versäumt wurde, eine neue optimale Prismenkompressor-Position zu bestimmen, stimmen Theorie und experimentelle Messwerte hier nur qualitativ überein.

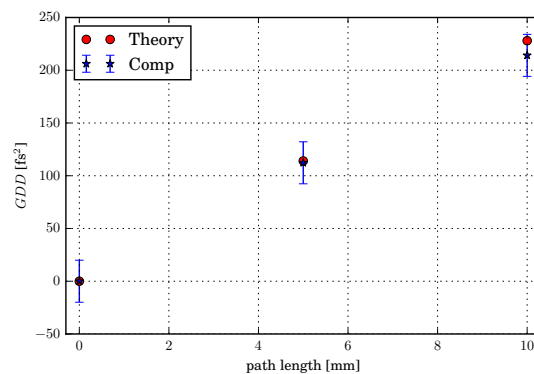


Abb. 11: Betrag der GDD in Abhängigkeit der Weglänge im Glas für BK7 für die erste Bandbreite. In blau sind die Messwerte der kompensierten Messungen, in rot die theoretisch erwarteten Werte aufgetragen. Die Übereinstimmung ist außerordentlich gut.

Material	$ GDD_{theo}  [fs^2]$	$ GDD_{comp}  [fs^2]$	$\tau_{FWHM, meas} [fs]$	$\tau_{FWHM, VChirp} [fs]$
5 mm BK7	114	$112 \pm 20$	29.6	37.5
10 mm BK7	228	$214 \pm 20$	51.6	66.7
5 mm MgF2	89	$8 \pm 20$	24.4	24.7
5 mm BK7 +30°	121	$120 \pm 20$	30.1	39.1
5 mm BK7 -30°	121	$114 \pm 20$	30.6	39.1

Tab. 2: Zu erwartende GDD durch die optischen Elemente verglichen mit der GDD, die beim Prismenkompressor für die Kompensierung der ersten Bandbreite eingestellt wurde. Ebenfalls eingetragen sind die gemessenen Pulslängen und jene, welche mit VCHIRP simuliert wurden.

Material	$ GDD_{theo} [\text{fs}^2]$	$ GDD_{comp} [\text{fs}^2]$	$\tau_{FWHM, meas}[\text{fs}]$
5 mm BK7	112	$108 \pm 20$	37.2
10 mm BK7	223	$200 \pm 20$	49.4

Tab. 3: Zu erwartende GDD durch die optischen Elemente für die zweite Bandbreite verglichen mit der GDD, die beim Prismenkompressor für die Kompensierung eingestellt wurde. Ebenfalls eingetragen sind die gemessenen Pulslängen.

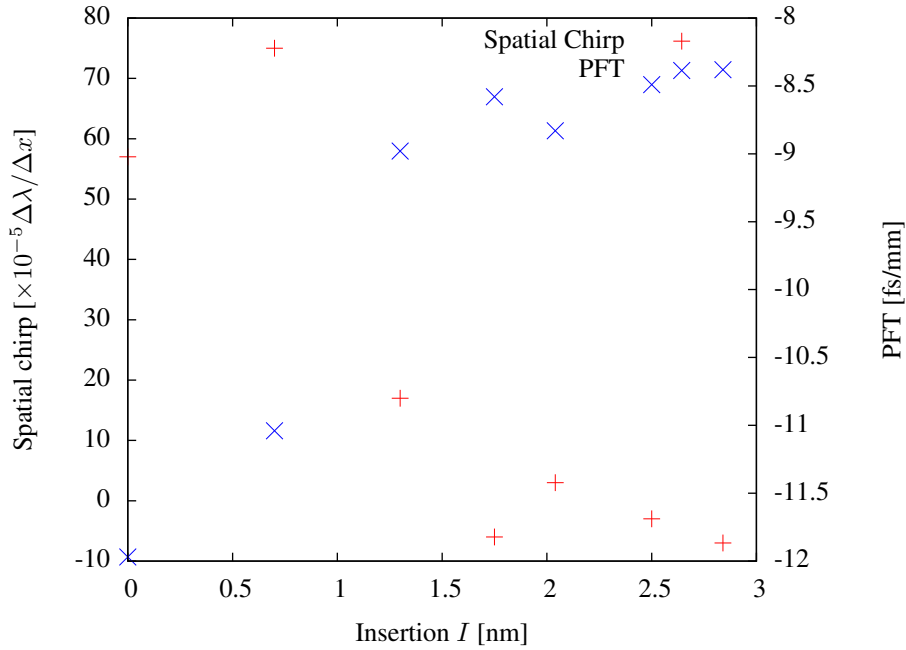


Abb. 12: Puls Front Tilt und Spatial Chirp der Prismenkompressor-Vermessung in Abhängigkeit der Insertion.

### 5.3 Spatial Chirp und Pulse Front Tilt

Der räumliche Chirp, welcher von der Quick-Frog Software gemessen wurde, ist zusammen mit dem Puls Front tilt in Tabelle 4 aufgetragen. Für die Messung ohne optische Elemente wurden ebenfalls beide Werte zum Vergleich eingetragen. Da von jedem Element höchstens zwei Datenpunkte vorhanden sind, und die ersten per Konstruktion aufeinander fallen, wurde auf einen Plot verzichtet. Man sieht, dass auch ohne optisches Element sowohl der PFT als auch der räumliche Chirp nicht null sind. Deswegen ist in Abb. 12 beides für verschiedene Prismeneinschübe, aber ohne optisches Element aufgetragen. Man erkennt, dass der räumliche Chirp mit steigendem Prismeneinschub geringer wird, während der PFT wächst. Fehler wurden von der Analysesoftware nicht berechnet, aber man kann die zeitliche Schwankungen der Messwerte größer als den Messfehler des Instrumentes annehmen.

### 5.4 Langpassfilter

Für den Langpassfilter sind Intensität und Spektrum jeweils in Abb. 13 und 14 zusammen mit den zugehörigen Phasen sowohl in optimaler als auch in kompensierter PC-Konfiguration aufgetragen. Ebenfalls aufgetragen ist Intensität und Spektrum inklusive Phase der Messung ohne Langpassfilter bei optimaler Prismenkonfiguration. Die zugehörigen Pulsdauern und Bandbreiten sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Zum Vergleich ist für die gemessene Bandbreite der Langpass-Messung mithilfe vom Zeit-Bandprodukt Gleichung (2.8) die resultierende Pulsdauer eines fourierlimitierten Pulses berechnet worden. Es ist zu erkennen, dass hier größere Wellenlängen abgeschnitten werden, genau das Gegenteil, was man bei einem Langpassfilter erwartet. Außerdem wird die spektrale Phase durch das Kompensieren mit dem Prismenkompressor komplizierter und erhält einen Knick in Nähe des Minimums.

Objekt	Spatial Chirp [ $10^{-5} \Delta\lambda/\Delta x$ ]		Pulse front tilt [fs/mm]	
	unkompensiert	kompensiert	unkompensiert	kompensiert
Nur PC	-7	-	-8.38	-
5 mm BK7	-30	-5	-8.52	-8.80
10 mm BK7	-59	2760	-8.6	-9.80
5 mm MgF2	-20	-5	-8.59	-9.01
5 mm BK7 +30°	-28	0.07	-6.59	-7.86
5 mm BK7 .30°	-31	-8	-8.44	-8.69
BK7 Keil (wedge)	-11	11	-15.87	-15.1
longpass	-90	-44	-7.06	-8.08

Tab. 4: Von Quick Frog gemessener räumlicher Chirp und Puls Front Tilt, jeweils in optimaler (unkompensierter) Prismenkonfiguration und mit Kompensierung für verschiedene optische Elemente.

Messung	$\tau$ [fs]	$\Delta\lambda$ [nm]	$\lambda_0$ [nm]	FWHM Zeit-Bandprodukt
Ohne LP (opt)	24.6	45.3	793.9	0.533
Langpass (opt)	56.4	34.9	784.3	0.958
Langpass (komp)	37.4	38.6	784.3	0.702
Theorie	25.9	34.9	784.3	0.441

Tab. 5: Pulsdauern, Bandbreiten, Trägerwellenlängen, sowie das Zeit-Bandprodukt der Messungen ohne und mit Langpassfilter. Für die opt. Langpass-Messung wurde die fourierlimitierte Pulsdauer berechnet.

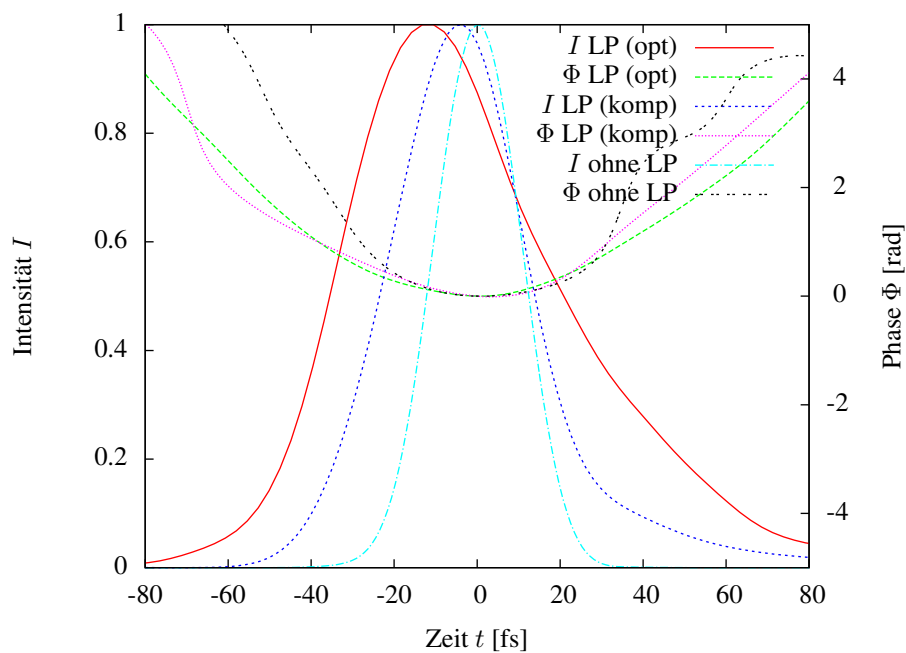


Abb. 13: Intensität bei optimaler Prismenkonfiguration (opt) ohne Langpassfilter und bei eingesetztem Langpassfilter unkompensiert und kompensiert.



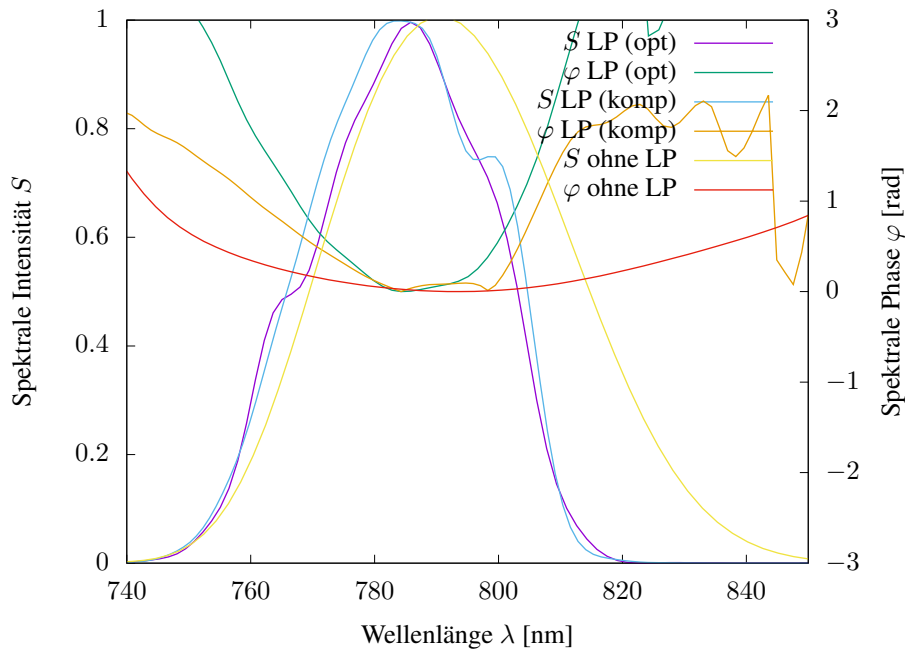


Abb. 14: Spektrum bei optimaler Prismenkonfiguration (opt) ohne Langpassfilter und mit eingesetztem Langpassfilter, unkompensiert und kompensiert.

## 5.5 Dielektrische Spiegel

Die Messung für Pfad 2 mit den drei dielektrischen Spiegeln ergab ein sehr verzerrtes FROG-Trace (Abb. 15). Als Vergleich ist der Trace der optimalen Prismenkompressor-Messung in Abb. 16 zu sehen. Aufgrund dieser Verzerrung und da der FROG-error sehr groß ist, ist keine sinnvolle Rekonstruktion der Pulsform möglich. Ebenso ist aus dem Spektrum keine sinnvolle Information zu entnehmen, außer dass hier erhebliche Verzerrungen auftreten. Die Pulsform wird von den dielektrischen Spiegeln regelrecht zerstört. Auch eine Kompensierung mit dem Prismenkompressor war unmöglich: Die Pulsdauer war absolut unberührt von dem Einschub des zweiten Prismas.

## 5.6 Rechteckiges Spiegelpaar

Für die Rechteckspiegel mit jeweils 5 Reflektionen zeichnet sich ein ähnliches Bild, wie für die dielektrischen Spiegel ab. Der FROG-Trace ist verzerrt und der FROG error ist groß ebenso sind der rekonstruierte FROG trace stark unterschiedlich vom experimentellen. Die Ergebnisse sind in Abb. 17 für die unkompensierte, sowie in Abb. 18 für

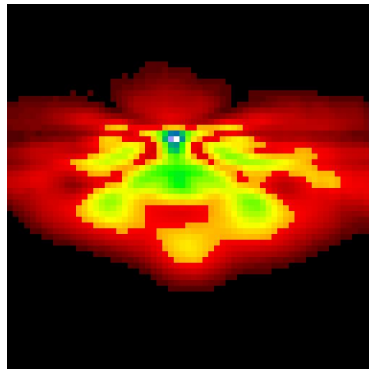


Abb. 15: Experimenteller FROG trace für die Messung mit dielektrischen Spiegeln. Der Trace ist sehr verzerrt, wodurch keine sinnvolle Rekonstruktion der Pulsform möglich ist.

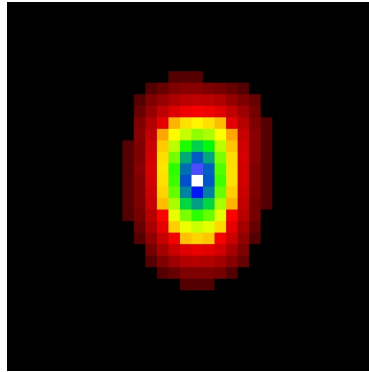


Abb. 16: Experimenteller FROG trace der optimalen Prismenkompressormessung.

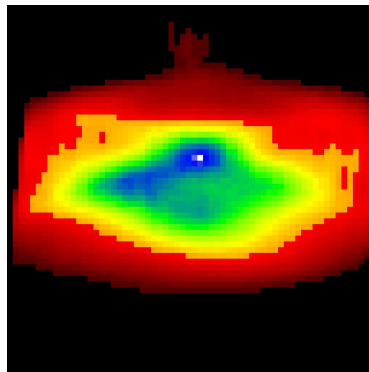


Abb. 17: Experimenteller FROG trace des Spiegelpaares

die kompensierte Messung zu sehen. Allerdings sind die Verzerrungen hier nicht so stark wie zuvor. Die Pulsintensität, sowie das Spektrum mit Phase sind in Abb. 19 und 20 zu sehen. Man erkennt eine deutliche Phasenfluktuation, sowie eine große Pulsbreite bei den kompensierten Prismenkompressoreinstellungen. Die Messungen in optimaler Einstellung sind stattdessen mit Ausnahme von einigen Einschnitten in der Intensität nahezu Gaußförmig, wenn auch mit deutlich größerer Pulsdauer im Vergleich zu den metallischen Spiegeln. Es ist anzunehmen, dass es sich hier um gechirpte Spiegel handelt, die eine große negative GDD liefern. Dieser Effekt wird verstärkt durch die mehreren Reflektionen. Dies würde erklären, wieso die Pulsform bei den “kompensierten” Messungen verzerrter ist: Der Prismen-Kompressor addiert noch mehr negativen GDD hinzu.

## 6 Diskussion

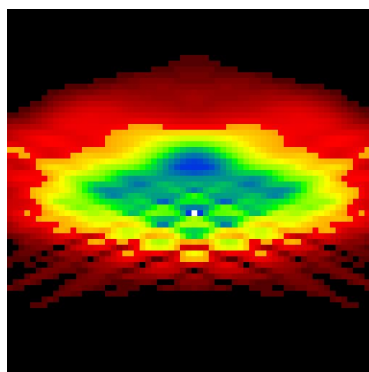


Abb. 18: Rekonstruierter FROG trace des Spiegelpaares

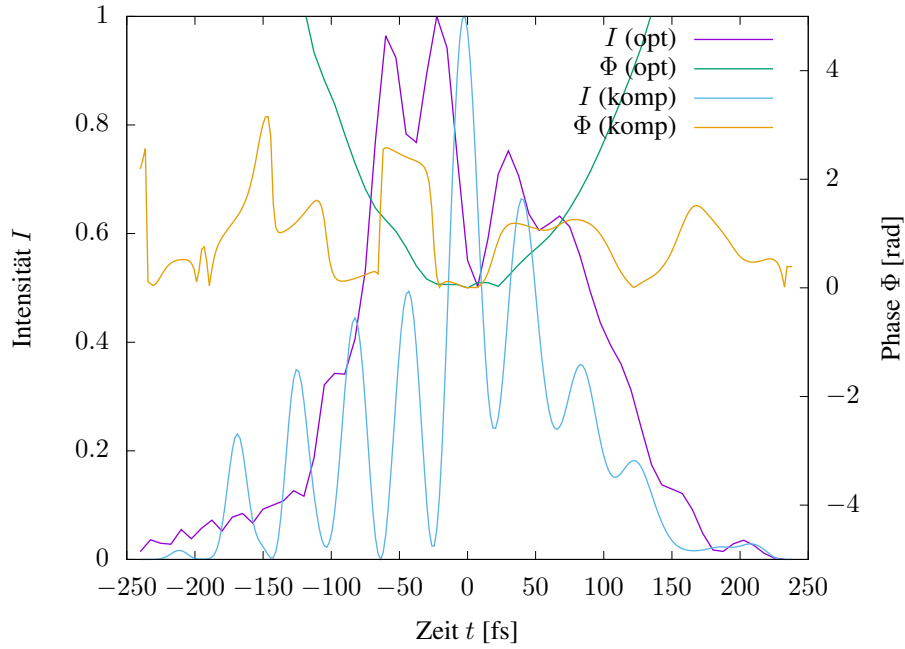


Abb. 19: Experimenteller FROG trace des Spiegelpaares

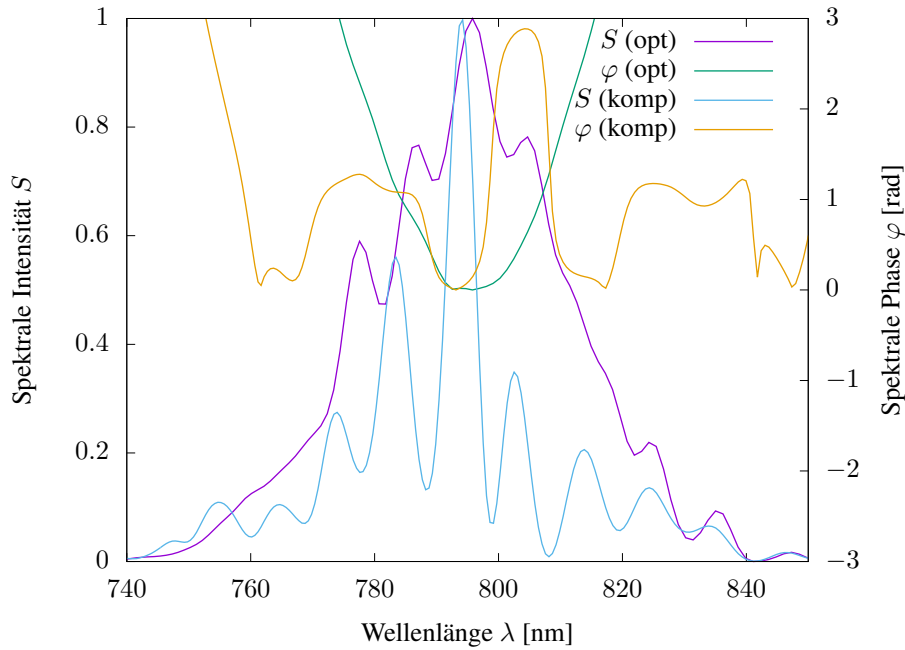


Abb. 20: Rekonstruierter FROG trace des Spiegelpaares

## 6.1 Prismenkompressor

Zunächst ist aus Abb. 5 und 7 zu sehen, dass die Pulslänge für die optimale Prismenkompressor-Einstellung tatsächlich minimal ist. Desweiteren ist bei der ersten Laserbandbreiten-Einstellung die optimale Phase weniger gekrümmt als alle anderen: Ihre zweite Ordnung ist gering. Dies sagt aus, dass der lineare Chirp in dieser Einstellung tatsächlich minimiert wurde. Dennoch konnte nicht erreicht werden, dass der Chirp komplett verschwindet. Dies ist jedoch zu erwarten, da die Einstellung des Prismenkompressors beim Suchen des Pulsminimas im Experiment relativ ungenau war, da es eine breite Einstellung des Prismas gab, bei der die Pulslänge von Quick Frog als nahezu konstant angezeigt wurde. Weiterhin erkennt man, dass der Puls in der Zeit minimal verschoben wurde (ca. 0.002 fs). Dies sagt aus, dass die spektrale Phase annähernd keinen linearen Anteil hat, was die Näherung während der Umrechnung der GDD in  $\text{fs}^{-1}$  rechtfertigt. Bei der zweiten Lasereinstellung ist dies nicht mehr der Fall: Der Puls ist um einige Femtosekunden zeitlich verschoben. Demnach ist der Messwert für die GDD der zweiten Bandbreite ungenauer. Dies ist auch qualitativ aus Abb. 8 zu sehen, da die Phase hier einen Knick im Minimum hat. Bei Betrachtung des Spektrums der ersten Bandbreite fällt auf, dass für verschiedene Einschübe das Spektrum verschoben wird. Dies bedeutet, dass die zeitliche Phase einen nicht verschwindenden linearen Anteil (GD) aufweist. Man erkennt, dass sich die Bandbreite minimal ändert, was bedeutet, dass der größte Einfluss auf die Pulslänge tatsächlich die GDD ist, wie erwartet. Auch hier ist deutlich, dass die spektrale Phase in optimaler Einstellung minimal ist, demnach ist der Puls nahezu ungechirpt. Für die zweite Bandbreite hätte man eine neue Prismenkompressor-Position finden müssen, bei der die Pulslänge minimiert wird. Der hier gefundene optimale Wert für die erste Bandbreite liefert zwar ebenfalls für die zweite Bandbreite eine minimale Pulslänge, allerdings hätte man für noch größere Einschübe wahrscheinlich eine noch kürzere Pulslänge erhalten können.

Da der Laser nahezu ungechirpt aus dem PC austritt, wenn dieser in optimaler Position ist, ist das Vorgehen für die Vermessung des PC's gerechtfertigt. Die Bestimmung des Einschubes durch die Position, ab der der Laser am Prisma vorbeifliegt ist jedoch recht ungenau, was auch die großen Messungenauigkeiten und die Fehlerintervalle in den Theoriewerten in Abb. 9 und 10 hervorruft. Für die erste Bandbreite ist die Übereinstimmung der Theorie- und Messwerte hervorragend. Lediglich als der Laser angefangen hat, am Prisma vorbeizuschießen wird hier eine signifikante Abweichung erreicht. Für die zweite Bandbreite ist die Steigung der sich bildenden geraden offensichtlich falsch im Vergleich zur Theorie. Hier ist als Ursache die fehlerhafte Prismenkonfiguration zu nennen.

## Literatur

- [1] *Praktikumshandbuch*. master-fp.physik.uni-goettingen.de. – Von Betreuerin erhalten
- [2] *Prism compressor*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Prism-compressor>. – Zugrifssdatum: 11.12.2017
- [3] *refractive index database*. <https://refractiveindex.info/>. – Zugrifssdatum: 11.12.2017
- [4] *Swamp Optics*. <http://www.swampoptics.com>. – Zugrifssdatum: 11.12.2017
- [5] : *Swamp Optics Tutorial on FROG*. <http://www.swampoptics.com/assets/tutorials-frog-2015.pdf>
- [6] *Swamp optics tutorial on spatial chirp*. <http://www.swampoptics.com/assets/tutorials-spatio-temporal-2015.pdf>. – Zugrifssdatum: 11.12.2017
- [7] AKTURK, Selcuk ; GU, Xun ; ZEEK, Erik ; TREBINO, Rick: Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp. In: *Opt. Express* 12 (2004), Sep, Nr. 19, S. 4399–4410. – URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-19-4399>
- [8] DIELS, Jean-Claude ; RUDOLPH, Wolfgang: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena - Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Amsterdam, Boston : Academic Press, 2006. – ISBN 978-0-080-46640-8
- [9] TREBINO: *Ultrafast optics course - lecture notes*. <http://frog.gatech.edu/talks.html>. – Zugrifssdatum: 11.12.2017
- [10] TREBINO, Rick: *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* -. Berlin Heidelberg : Springer Science Business Media, 2012. – ISBN 978-1-461-51181-6