

Pulskompression in einer Hohlaser

Marco Marquard

Bachelorarbeit

Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt
März 2010

Einleitung

Seit der Entwicklung des ersten Lasers 1960 hat sich sein Anwendungs- und Leistungsspektrum sehr weit entwickelt. So gibt es heute von handlichen Laserpointern bis hin zu Lasersystemen, die ganze Hallen einnehmen, Laser in fast jeder Größe. Die Leistung moderner Laser steht dem Größenverhältnis in nichts nach. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Schwerpunkt im Bereich von Titan:Saphir Lasern und der Erzeugung von Laserpulsen mit einer Pulslänge $\leq 10 \text{ fs}$ liegen.

Ein Laser (engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ist, wie der Name schon andeutet, ein Lichtverstärker, der auf einer stimulierten Ausstrahlung (Emission) beruht. Dazu ist es notwendig, möglichst viele angeregte Zustände zu erzeugen, die beim Zerfall in den Grundzustand die freiwerdende Energie als Photonen abgeben. Besondere Eigenschaften eines Lasers sind die geringe Aufweitung (Divergenz) des Strahls und ein sehr enger Farbbereich. Dieser wird durch die diskrete Energie erreicht, die bei dem Zerfall abgegeben wird.

Diese Eigenschaften prädestinieren Laser zu Anwendungen im Bereich der Materialbearbeitung und Informationstechnologie. In der Materialbearbeitung wird durch die gute Fokussierung eine sehr große Präzision erreicht, während die geringe Dispersion und das geringe Spektrum sowohl bei der Datenspeicherung als auch bei der Datenübertragung zu neuen Entwicklungen führten und heute standardmäßig eingesetzt werden.

Für die Erzeugung kurzer Pulse sind weitere Eigenschaften von Lasern ausschlaggebend, zum Beispiel die Polarisation und die Kohärenz. Die Polarisation von Lasern ist immer gleich, so dass bei einem Laser keine Überlagerung von verschiedenen Polarisationen besteht. Kohärenz bedeutet, dass sich der Phasenunterschied zwischen Wellenzügen aus verschiedenen Emittlern zeitlich nicht verändert. Die Kohärenz ist eine Voraussetzung zur Erzeugung der gewünschten kurzen Pulse. Allerdings ist auf Grund der Unschärferelation die kurze Pulsdauer mit einer großen Energieunschärfe verbunden. Auf den ersten Blick widerspricht aber eine solche Energieunschärfe dem Grundprinzip eines Lasers mit diskreten Übergängen. Dieses Problem wird durch die Benutzung von Ti:Saphir Lasern umgangen, da diese unter bestimmten Umständen in einem kontinuierlichen Spektrum ($650 \text{ nm} - 1050 \text{ nm}$) Licht emittieren.

Das Herzstück eines Ti:Saphir Lasers ist, wie schon beim ersten gebauten Laser, das Mineral Korund. Dieses wird aber im Gegensatz zum Rubin mit Titanionen anstelle von Chromionen dotiert. Die Dotierung ist für die Erzeugung der Besetzungsinversion verantwortlich, da die Ionen von Photonen angeregt werden können und sich über einen spontanen Übergang in einem metastabilen Zustand sammeln.

Um einen Puls weiter zu komprimieren, muss die Energieunschärfe vergrößert werden. Dies wird durch eine Verbreiterung des optischen Spektrums erreicht. Entsprechend der Pulsenergie gibt es verschiedene Wege die Verbreiterung zu erzeugen. Für Pulse mit niedriger Energie besteht die Möglichkeit, das Spektrum beim Durchlaufen einer Glasfaser zu erweitern. Für Pulse, deren Energie oberhalb der Zerstörungsschwelle von Glasfasern liegt, benötigt man andere Mechanismen. So kann der Puls in ein gasgefülltes Filament oder eine gasgefüllte Hohlaser fokussiert werden, um ein erweitertes Spektrum zu erhalten.

Ein zeitlich komprimierter Laserpuls besitzt einige Vorteile. Diese zeigen sich vor allem bei Experimenten, die Prozesse, die auf einer kurzen Zeitskala ablaufen, untersuchen oder in starken Laserfeldern durchgeführt werden. Zum einen sorgt die kürzere Pulsdauer für einen schnelleren Anstieg des Feldes, siehe Abbildung 0.1. Dadurch können störende Effekte, die durch den langsamen Anstieg des Feldes entstehen, unterdrückt werden. Es lässt sich auch der Zeitpunkt des maximalen Feldes genauer bestimmen, was zu einer besseren Zeitauflösung führt. Zum anderen wird die Pulsenergie auf einen kürzeren Zeitraum komprimiert, was zu einem stärkeren Feld führt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Aufweitung des Spektrums nicht verlust-

frei ist. Eine höhere Feldstärke kann gewonnen werden, wenn die zeitliche Kompression größer ist als die Verluste, die dabei anfallen.

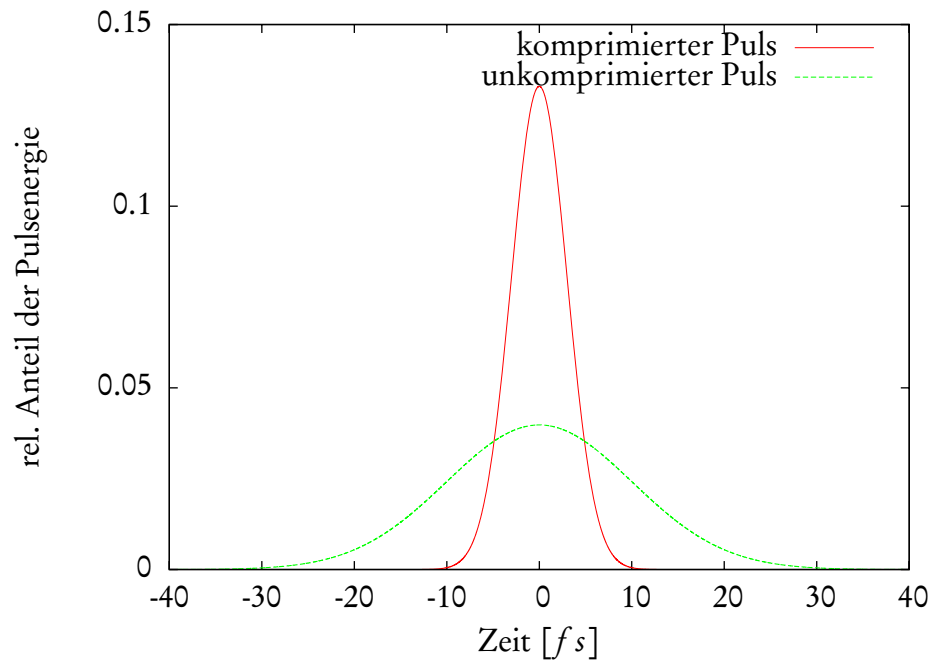


Abbildung 0.I.: Vergleich von zwei Pulsen, komprimiert (rot) und unkomprimiert (grün), der gleichen Pulsenergie. Deutlich zu erkennen ist der Unterschied in der maximalen Amplitude.

Ziel der Arbeit ist es, ein System zur Pulskompression aufzubauen. Der Aufbau soll auf einer Hohlleiter zur spektralen Verbreiterung beruhen. Die bei anderen Experimenten in dieser Arbeitsgruppe untersuchten Prozesse laufen teilweise auf Zeitskalen ab, die eine entsprechende Zeitaufösung benötigen. Hierbei können entsprechend zeitlich komprimierte Pulse Vorteile bringen

Inhaltsverzeichnis

1. Physikalischer Hintergrund	7
1.1. Unschärferelation	7
1.2. Fokus	8
1.3. Effekte kurzer Laserpulse	9
1.3.1. Chirp	9
1.3.2. Kerr-Effekt	10
1.3.3. Selbstphasenmodulation	10
1.3.4. Modenkopplung	11
1.4. Pulskompression	12
2. Laser	15
2.1. Funktionsweise eines Lasers	15
2.2. Titan-Saphir-Laser	17
2.2.1. Oszillator	18
2.2.2. Pulsmodifikation	18
2.2.3. Verstärker	20
3. Aufbau und Durchführung des Experiments	21
3.1. Kapillare	21
3.2. Gasapparatur	22
3.3. Optik	22
3.4. Auswertung	24
4. Ergebnisse	27
4.1. Druck	27
4.2. Leistung	29
4.3. Gas	30
4.4. Pulsform	32
5. Zusammenfassung und Ausblick	33
A. Grafische Darstellung	35
A.1. Abschnitt 3.4	35
A.2. Abschnitt 4.1	37
A.3. Abschnitt 4.2	44
A.4. Abschnitt 4.3	47

1. Physikalischer Hintergrund

1.1. Unschärferelation

Im Rahmen der mathematischen Entwicklung der Quantenmechanik formulierte Werner Heisenberg die sogenannte Unschärferelation. Generell besagt diese, dass es nicht möglich ist, zwei Messgrößen gleichzeitig beliebig genau zu bestimmen, wenn ihre Operatoren nicht kommutieren. Als bekanntestes Beispiel ist die Orts-Impulsunschärfe bekannt. Nach ihr ist es nicht möglich, den Ort und den Impuls eines Teilchens gleichzeitig genau zu messen.

Betrachtet man die Wellenfunktionen für die Orts (ψ)- und Impulsdarstellung (ϕ), so stellt man fest, dass diese durch eine Fouriertransformation verknüpft sind [Fli08].

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} dp \phi(p, t) e^{\frac{ipx}{\hbar}} \quad (1.1)$$

$$\phi(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \psi(x, t) e^{-\frac{ipx}{\hbar}} \quad (1.2)$$

Bei der Betrachtung einer Gaußverteilung und ihrer Fouriertransformierten kommt man zu dem Ergebnis, dass die Breite beider Kurven voneinander abhängen. Wenn die ursprüngliche Verteilung schmal ist, muss ihre Fouriertransformation dafür umso breiter sein und umgekehrt. Für zwei beliebige Verteilungen k und x gilt:

$$\Delta x \Delta k \geq \frac{1}{2} \quad (1.3)$$

Im konkreten Fall ergibt sich mit $p = \hbar k$ die bekannte Relation:

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.4)$$

Betrachtet man nun eine zeitabhängige Funktion $f(t)$ und ihre Fouriertransformierte $g(\omega)$, so ergibt sich:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t} \quad (1.5)$$

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt f(t) e^{i\omega t} \quad (1.6)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 1.3 erhält man für dieses Funktionenpaar:

$$\Delta t \Delta \omega \gtrsim \frac{1}{2} \quad (1.7)$$

mit $E = \hbar \omega$

$$\Delta t \Delta E \gtrsim \frac{\hbar}{2} \quad (1.8)$$

Auf den ersten Blick erkennt man keinen formalen Unterschied zur Gleichung 1.4. Bei genauerer Betrachtung fällt allerdings auf, dass es sich bei Δt nicht um eine Messgröße handelt. Somit trifft die Unschärferelation auch nicht auf die Gleichung zu, da bei dieser von zwei Messgrößen ausgegangen wird. Trotzdem kann bei geeigneter Interpretation die Energie-Zeit-Unschärfe als gute Abschätzung verwendet werden. Zum Beispiel ist es möglich, bei dem Vorbeiflug eines Teilchens, das durch ein Wellenpaket der Länge Δx beschrieben wird, die Energie-Zeit-Unschärfe sinnvoll einzusetzen. Dabei benötigt man eine ausreichend lange Messzeit, um die Energie des Teilchens zu bestimmen. Bei kurzen Messzeiten hingegen kann es passieren, dass man nur einen Teil des Wellenpaketes misst. Für den Fall der Pulskompression beschreibt die Energieunschärfe die Anzahl an Wellen, die für einen entsprechend kurzen Lichtpuls überlagert werden müssen, während die Zeitunschärfe die Pulsdauer beschreibt.

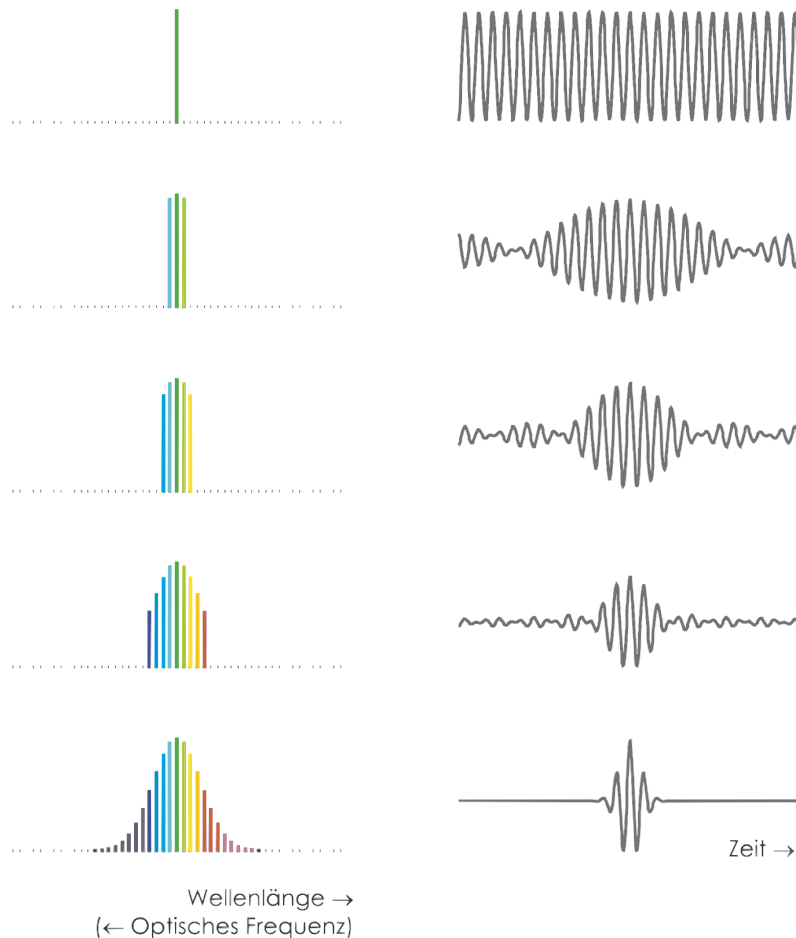


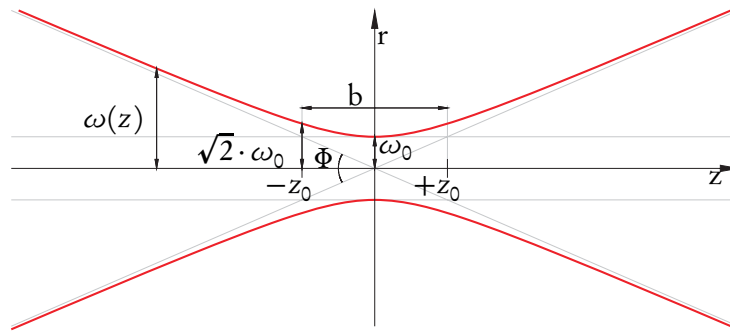
Abbildung 1.I: Zusammenhang zwischen der Bandbreite eines Pulses und seiner Fouriertransformierten. Man erkennt das mit zunehmender Breite des Spektrums, die korrelierte Pulslänge auf der rechten Seite abnimmt. [Tho08]

1.2. Fokus

Normalerweise erwartet man, dass zur optischen Beschreibung von Laserstrahlen nicht mehr benötigt wird als die geometrische Optik. Dies ist aber ein Trugschluss. So lässt sich mit der geometrischen Optik wohl der Strahlengang beschreiben und berechnen, allerdings funktioniert dies nur so lange man keine fokussierende oder dispersiven Elemente einbringt. Um die damit eintretenden Effekte zu beschreiben, benötigt man die gaußsche Optik.

Bei der gaußschen Optik beschreibt man den Strahl als transversales Profil. Dabei geht man davon aus, dass das Strahlprofil nach außen hin kontinuierlich abnimmt und nicht abrupt endet. Das Profil wird dabei von

einer Gaußfunktion beschrieben. Daraus ergeben sich einige neue Definitionen. So ist es zum Beispiel nicht möglich, den Strahlradius genau zu definieren, da mit zunehmendem Radius die Amplitude gegen Null konvergiert, statt abrupt zu enden. Als Radius definiert man daher die Distanz vom Maximum der Amplitude, bei der diese auf $\frac{1}{e}$ gefallen ist. Eine beliebig genaue Fokussierung des Lasers ist nicht möglich, denn auf Grund des Profils ist der minimale Radius auf ω_0 beschränkt (Abbildung 1.II). Eine weitere wichtige Größe ist die Rayleighlänge (b), die durch den Abstand zwischen $-z_0$ und $+z_0$ definiert ist. $-z_0$ und $+z_0$ geben dabei die Punkte an, an denen der Strahlradius den Wert $\sqrt{2} \cdot \omega_0$ besitzt. Φ ist der Öffnungswinkel des Strahls.



Begrenzung des Gaußstrahls

Abbildung 1.II.: Gaußstrahl mit allen wichtigen Parametern [Gau].

1.3. Effekte kurzer Laserpulse

Wie bereits in Abschnitt 1.2 erwähnt, kann beim Arbeiten mit Lasern nicht immer auf die normale Optik zurückgegriffen werden. Genauso verhält es sich auch beim Arbeiten mit kurzen Laserpulsen, hierbei treten weitere Effekte auf, die gegenüber Dauerstrichlasern (CW-Laser) Berücksichtigung verlangen.

1.3.1. Chirp

Ein wichtiger Effekt, der beim Arbeiten mit kurzen Pulsen auftritt, ist der sogenannte Chirp. Der Name kommt vom englischen to chirp, was übersetzt zirpen bedeutet. In der Praxis bedeutet dies, dass sich die Frequenz in einem Puls mit der Zeit ändert. Anschaulich ist dies in Abbildung 1.III dargestellt, wobei zwei Effekte auftreten. Im Puls verändert sich die Lage der verschiedenen Frequenzen zueinander. Daraus folgt eine Verlängerung der Pulsdauer. Deutlich wird dies bei genauerer Betrachtung der unteren Bilder in Abbildung 1.III. Der zeitliche Beginn des Pulses ist durch lange Wellenlängen charakterisiert, während das Pulsende von vielen kurzen Schwingungen dargestellt wird.

Der Grund für diesen Effekt ist die Abhängigkeit der Brechzahl (n) von der Wellenlänge des Lichtes, auch bekannt als Dispersion. In einem positiv dispersen Medium besitzen kurze Wellenlängen eine höhere Brechzahl als längere. Daraus resultiert für erstere eine größere optische Weglänge ($d_{optisch}$) als für letztere, was zu einer Verschiebung der Frequenzen gegeneinander führt. Diese wird durch die empirische Sellmeier-Gleichung 1.9 beschrieben. Die Konstanten B_x und C_x werden experimentell bestimmt. Sie sind im Falle von B einheitenlos und haben bei C die Einheit einer Fläche, üblicherweise μm^2 .

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (1.9)$$

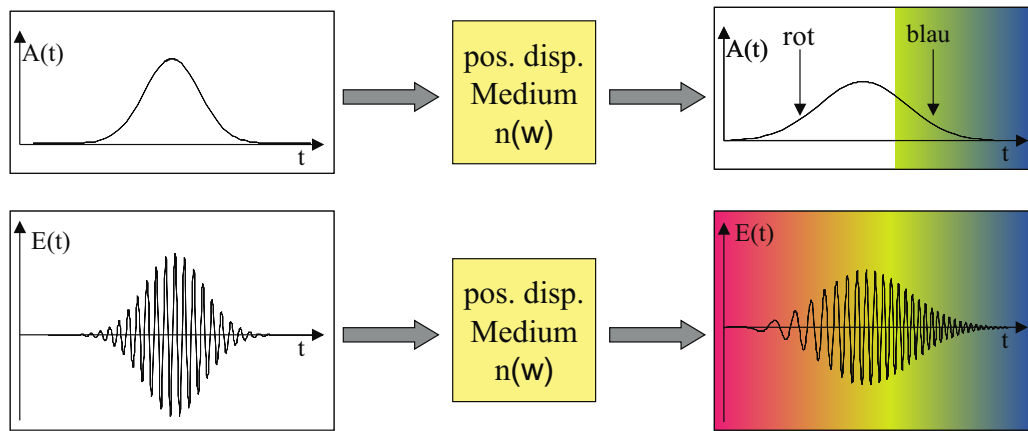


Abbildung 1.III.: Anschauliches Beispiel für einen Chirp [Zro05]

Wenn nun kurz- und langwellige elektromagnetische Strahlung auf ein dispersives Medium trifft, erfahren beide Wellen unterschiedliche Brechzahlen.

$$c_{\text{Medium}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}} = \frac{c}{n} \quad \text{bzw.} \quad d_{\text{optisch}} = d \cdot n(\lambda) \quad (1.10)$$

Da die Lichtgeschwindigkeit im Medium, nach Gleichung 1.10, von dessen Brechzahl abhängt, kommt es nun zu einer Verschiebung der beiden Wellenfronten zueinander. Im Falle eines kurzen Pulses, bei dem die verschiedenen Wellenlängen überlagert sind, tritt nun der Chirp in Erscheinung. Die langen Wellen eilen den kurzen voraus, was zu einer Zeitabhängigkeit der Wellenlänge führt und die Pulsform verbreitert.

1.3.2. Kerr-Effekt

Bereits im 19. Jahrhundert stellte John Kerr fest, dass sich der Brechungsindex von Materialien mit dem Anlegen eines elektrischen Feldes verändert. Da diese Experimente mit einem externen elektrischen Feld durchgeführt wurden, hat diese Beobachtung keinen Einfluss auf das durchgeführte Experiment.

Bei hohen Feldstärken tritt der Kerr-Effekt allerdings auch in Lasern auf. Dabei ist das oszillierende elektrische Feld des Lasers stark genug, um den Brechungsindex zu verändern. In Bereichen hoher Intensität nimmt der Brechungsindex des Titan-Saphir Kristalls zu. Durch eine gaußförmige Intensitätsverteilung im Strahlprofil entsteht eine sogenannte Kerr-Linse. Dies bedeutet, dass der Laserstrahl sich weiter fokussiert und dabei ein Gleichgewicht zwischen Kerr-Effekt und Divergenz entstehen kann. Der neue Brechungsindex setzt sich aus zwei Komponenten zusammen (Gleichung 1.11). n_0 steht dabei für den materialspezifischen Brechungsindex, während n_2 für den nichtlinearen Anteil steht. Der nichtlineare Anteil ist in der Regel sehr klein, weswegen er auch nur bei sehr starken Laserfeldern $I \geq 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ in Erscheinung tritt.

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I \quad (1.11)$$

1.3.3. Selbstphasenmodulation

Da die Bandbreite eines Ti:Saphir Lasers beschränkt ist, nutzt man die Selbstphasenmodulation eines Lasers sowie nichtlineare Effekt in einem Edelgas aus, um eine Verbreiterung der Bandbreite zu erreichen. Die Selbstphasenmodulation beruht wieder auf dem Kerr-Effekt. Dieser verändert die zeitliche Abhängigkeit der Phase. In der Praxis führt dies zu folgenden Änderungen in der Phase [Zro05] und [YY07]. Man betrachtet die Beschreibung eines nicht normierten Pulses.

$$F(z, t) = A(z, t) e^{i(\omega_0 t - k_0(\omega_0)z)} \quad (1.12)$$

$F(z, t)$ beschreibt dabei die elektrische Feldstärke, die von der Form der Einhüllenden $A(z, t)$ abhängt. Wenn man nun die Definition der Wellenzahl $k = \frac{\omega}{c} \cdot n$ betrachtet, fällt die Abhängigkeit vom Brechungsindex n auf. Unter Einbeziehung von Gleichung 1.11, erhält man somit eine intensitätsabhängige Wellenzahl, die man in Gleichung 1.12 einsetzen kann.

$$k(I(t)) = \frac{\omega_0}{c} (n_0 + n_2 I(t)) \quad (1.13)$$

$$\Rightarrow F(z, t) = A(z, t) e^{i(\omega_0 t - k_0(\omega_0)z - \frac{\omega_0}{c} n_2 I(t)z)} \quad (1.14)$$

Daraus ersichtlich ist eine nichtlineare Veränderung der Phase.

$$\phi(t, z) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) z \quad (1.15)$$

$$\text{mit } n_2 I(t) = n_{\text{eff}} \text{ und } z = L \quad (1.16)$$

$$\Rightarrow = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} L \quad (1.17)$$

Will man nun den Phasenunterschied $\delta\phi(t)$ herausfinden, benötigt man die Änderung des effektiven Brechungsindex δn_{eff} .

$$\delta n_{\text{eff}} = n_2 \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad (1.18)$$

$$\Rightarrow \delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_{\text{eff}} L = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I_{\text{eff}}(t) \quad (1.19)$$

Wobei P die Leistung und A_{eff} die effektive Fläche ist. Aus der Phasenänderung ergibt sich eine Änderung der Frequenz $\Delta\omega$. Aus dieser ergibt sich die spektrale Verbreiterung des Pulses. Um sie zu berechnen, benötigt die zeitliche Ableitung der zeitabhängigen Frequenz $\omega(t)$.

$$\omega'(t) = \frac{\partial}{\partial t} [\omega - \phi(t)] \quad (1.20)$$

Aus der Differenz, der zeitabhängigen Frequenz mit der ursprünglichen Frequenz ω , lässt sich die Frequenzänderung berechnen.

$$\Delta\omega = \omega' - \omega = -\frac{\partial}{\partial t} \delta\phi(t) = -\frac{2\pi}{\lambda} n_2 L \frac{\partial}{\partial t} I(t) \quad (1.21)$$

Man kann mit Hilfe von Gleichung 1.21 gut erkennen, welche Eigenschaften die Selbstphasenmodulation beeinflussen. Während der Einfluss der Wellenlänge λ und des nichtlinearen Anteils des Brechungsindex n_2 kaum beeinflussbar sind, gibt es mit der Länge L eine gut modifizierbare Größe. Unabhängig von all diesen Größen gibt die Pulsform bzw. der Intensitätsverlauf die Änderungen der Selbstphasenmodulation vor. So wird in der Vorderflanke die Frequenz verringert, während in der abfallenden Flanke die Frequenz erhöht wird.

1.3.4. Modenkopplung

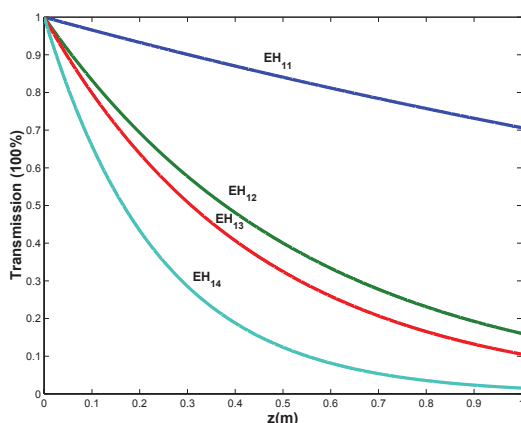
Für die Erzeugung eines kurzen Laserpulses ist es nach Abschnitt 1.1 notwendig, eine gewisse Energieschärfe zu besitzen. Diese ist durch verschiedene Wellen gegeben. Um daraus nun aber einen kurzen Puls zu erhalten, muss man sich den Wellencharakter des Lichtes bewusst machen. Legt man verschiedene Lichtwellen übereinander, so kann es zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz kommen. Daraus ergeben sich aber noch keine kurzen Pulse. Dafür ist es nötig, die Wellen so zu überlagern, dass in einem Punkt alle Wellen konstruktiv interferieren und sich im restlichen Bereich gegenseitig aufheben. So erhält man einen Puls, der sich besonders gut verstärken lässt und sich klar von der Umgebung abhebt.

1.4. Pulskompression

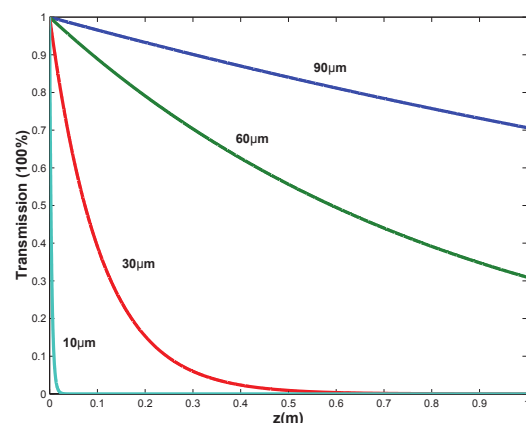
Zur weiteren Pulskompression ist es nötig, die Bandbreite des Lichts noch zu erweitern. Dazu gibt es verschiedene Methoden. Die ersten Laser wurden in den 80er Jahren in ihrem Spektrum verbreitert und anschließend komprimiert, siehe [SFY⁺82] und [FBCBS87]. Dabei nutzte man ein Stück Glasfaser, in das der Strahl hineinfokussiert wurde. Zur Pulskompression wurden Gitter und Prismen verwendet. Der größte Nachteil dieser Methode ist die niedrige Zerstörungsschwelle der Glasfaser, diese erlaubt nur Pulsenergien von wenigen nJ . Die Methode beruht auf einer Selbstphasenmodulation.

Für höhere Pulsenergien gibt es die Möglichkeit, den Puls mittels eines Filaments zu komprimieren. Dabei wird der Puls in ein edelgasgefülltes Rohr geschickt. Dort kommt es auf Grund der Fokussierung zu einer leichten Plasmabildung. Diese sorgt für eine Defokussierung des Strahls. Sobald die Ionisationsschwelle unterschritten ist, kommt es wieder zu einer Selbstfokussierung. Auf diese Weise wird wieder ein Plasma erzeugt und es entsteht ein Filament. Diese Technik wurde schon innerhalb der Arbeitsgruppe erprobt [Rud07]. Mittlerweile ist es sogar gelungen, ein Filament in normaler Luft zu erzeugen [SUM⁺08] und so auf einfache Art eine Spektrenverbreiterung zu erreichen. Das Problem der Filamentation ist, dass man in der Luft hohe Leistungen benötigt und es generell sehr schwierig ist, das Filament stabil zu reproduzieren, da es bei minimalen Änderungen schon zu Störungen kommen kann, wie zum Beispiel der Aufspaltung in mehrere Filamente.

Das Filament macht schon ein grundlegendes Problem klar: Um eine hinreichend große spektrale Aufweitung zu bekommen, benötigt man eine lange Reaktionszone, mit einer hohen Feldstärke. Beim normalen Fokussieren ist dieser Bereich durch den Fokus gegeben und sehr klein. Es lässt sich zwar die Feldstärke durch stärkere Fokussierung erhöhen, allerdings verringert sich dadurch aber die Fokallänge, so dass sich beide Effekte wieder aufheben [Zro05]. Um nun den Reaktionsbereich zu vergrößern, benutzt man eine Hohlleiter [NDSS96]. Der Laser wird dazu in die Faser fokussiert und nach der anschließenden Divergenz an den Wänden der Faser reflektiert. Die Faser fungiert als Lichtwellenleiter und verhindert die vorzeitige Divergenz. Auf diese Weise ist es möglich, die Strecke mit einer hinreichend hohen Feldstärke zu verlängern, um eine ausreichend hohe Selbstphasenmodulation zu erhalten. Im Gegensatz zu einer Glasfaser beruht die Selbstphasenmodulation nicht auf dem geänderten Brechungsindex innerhalb der Hohlleiter, sondern auf dem Kerr-Effekt, der den Brechungsindex verändert. Die Hohlleiter wird dazu mit einem Edelgas gefüllt, dies hat den Vorteil einer sehr hohen Ionisationsschwelle.



(a) Dämpfung der einzelnen Moden in Abhängigkeit der Länge



(b) Dämpfung bei verschiedenen Radien in Abhängigkeit der Länge

Abbildung 1.IV.: Beide Bilder [Mal07]

Die Eigenschaften der Kapillare müssen verschiedene Bedingungen möglichst gut erfüllen. So ist es wichtig,

nur eine Mode am Ende der Kapillare zu haben. Moden beschreiben dabei die Eigenschaften der elektromagnetischen Welle bezüglich ihrer Schwingungszustände sowie ihrer Energieverteilung. Um ohne großen Aufwand den Laser weiter zu benutzen, ist es deshalb nötig, nur eine Mode zu besitzen. Generell gibt es drei verschiedene Moden.

- TE_{0m} Hier zeigt die elektrische Komponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, während die magnetische in Ausbreitungsrichtung zeigt.
- TM_{0m} Bei ihr zeigt die magnetische Komponente senkrecht zur Ausbreitungsachse und die elektrische zeigt in Ausbreitungsrichtung.
- EH_{nm} Dabei zeigen sowohl die elektrische als auch die magnetische Komponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Für alle Moden gibt es noch verschiedene Anregungen (m und n), auch bei den verschiedenen Anregungen muss darauf geachtet werden, dass sich nur eine Anregung durchsetzt. Erreicht wird dieses durch geschickte

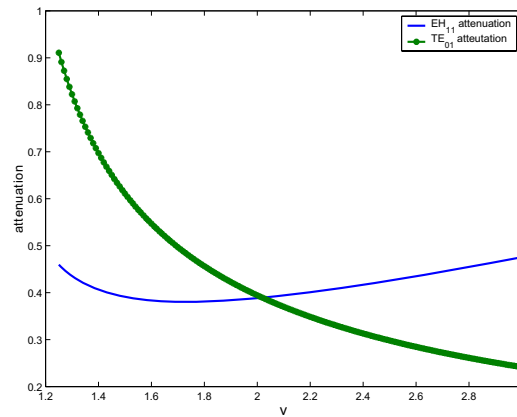


Abbildung 1.V.: Einfluss des Brechungsindex auf die Auswahl der Mode

Bestimmung der Kapillareigenschaften. Bei der ersten Betrachtung stellt man fest, dass sich prinzipiell nur die TE_{01} und die EH_{11} Moden ohne größere Verluste in der Kapillare ausbreiten können. Um eine der beiden Moden zu bevorzugen, muss man das Verhältnis zwischen dem Brechungsindex der Kapillare und des Gases vergleichen, bei $n \approx 1,5$ für das Quarzglas ist die EH_{11} Mode bevorzugt. Zur weiteren Spezifikation betrachtet man nun das Verhalten der einzelnen Moden in Abhängigkeit der Länge, Abbildung 1.IVa. Man erkennt, dass bei einer hinreichenden Länge eigentlich nur die EH_{11} Mode relativ ungedämpft durch die Kapillare kommt. Der nächste Punkt ist der Innenradius der Kapillare, wie man in Abbildung 1.IVb erkennt, ist ein größerer Radius besser, um die Verluste innerhalb der Faser zu verringern. Dies liegt entscheidend an der Felddämpfungskonstanten α

$$\frac{\alpha}{2} = \left(\frac{2,405}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{2a^3} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}} \quad (1.22)$$

Wie man erkennt, hängt die Dämpfung von $\frac{\lambda^2}{2a^3}$ ab, da es sich bei v um das Verhältnis zwischen den beiden Brechungsindizes handelt und diese nicht besonders verändert werden können. Wählt man den Innenradius (a) nun viel größer als die Wellenlänge, so ist die Dämpfung am geringsten, allerdings kann man, wie schon oben erwähnt, den Innenradius nicht beliebig groß wählen, da ansonsten die fehlenden Reflektionen an der Innenseite den Strahl einfach divergieren lassen würden.

2. Laser

Auf den ersten Blick sind ein Laser und eine Lampe beides Photonenquellen. Physikalisch gesehen handelt es sich bei einem Laser aber um eine Lichtquelle mit besonderen Eigenschaften. Die wichtigste Eigenschaft ist die Kohärenz. Während bei einer Lampe die Abstrahlung der Photonen statistisch erfolgt, befinden sich bei einem Laser alle Wellen in der gleichen Phase. Zusätzlich emittieren Laser auch nur Licht bestimmter Wellenlängen, während Lampen meistens ein kontinuierliches Spektrum abstrahlen. Daran lässt sich auch ein Unterschied in der Erzeugung der Photonen erkennen. Während eine Lampe als Plank'scher Strahler fungiert, nutzt ein Laser Übergänge von angeregten Elektronen in der Atomhülle.

2.1. Funktionsweise eines Lasers

Um die Kohärenz zu erreichen, darf die Abstrahlung nicht nach dem gleichen Prinzip wie bei Lampen funktionieren, sondern muss gesteuert werden, um eine feste Phasenbeziehung zu erhalten. Auf Grund der sehr kurzen Zeitspanne eines Wellenzuges $\approx 1\text{fs}$ ist es nicht möglich, die Phasenbeziehung aktiv zu beeinflussen.

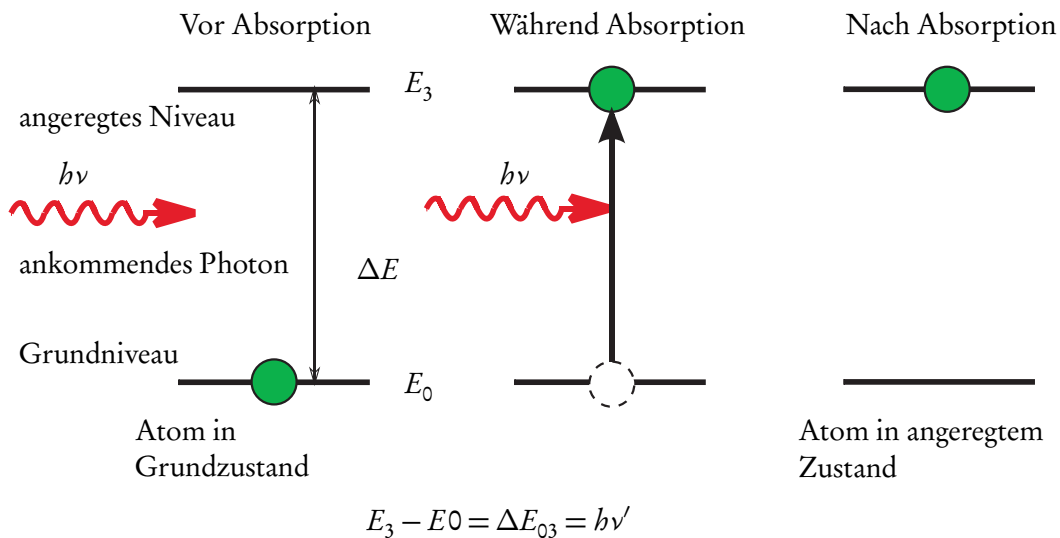


Abbildung 2.I.: Photonenabsorption und damit verbundene Anregung eines Atoms [Pho]. Zu beachten ist die Anregung auf das Niveau E_3 , also das höchste Niveau im System (vgl. Abbildung 2.II)

Mit Hilfe von Absorptionsprozessen (Abbildung 2.I) lassen sich Atome in angeregte Zustände bringen. Das eigentliche Problem liegt aber darin, die Anzahl der angeregten Atome zu erhöhen (pumpen), was auf Grund der Thermodynamik nicht ohne weiteres möglich ist. Das Verhältnis von zwei Zuständen lässt sich durch ein Boltzmann-Verteilung darstellen (Gleichung 2.1).

$$\frac{N_B}{N_A} = e^{-\frac{(E_B - E_A)}{kT}} \quad (2.1)$$

Aus der Verteilungsfunktion ist ersichtlich, dass es nicht möglich ist, die Mehrheit der Atome in den angeregten Zustand (N_B) zu heben, da das Verhältnis zwischen N_B und N_A immer kleiner 1 sein muss. Für den

erfolgreichen Betrieb eines Lasers ist es aber nötig, mehr Atome in einem angeregten Zustand als in dem darunter liegenden Zustand zu haben.

Das Entscheidende ist, dass sich die Verteilung nur auf direkte Übergänge beschränkt. So kann mit Hilfe von weiteren Übergängen trotzdem eine Besetzungsinversion erreicht werden. Dazu wird das Atom mit Hilfe von Photonen der Frequenz ν' über das gewünschte Energieniveau angeregt (Abbildung 2.II). Da die Anregung somit indirekt erfolgt, besitzen die Photonen eine größere Energie als die später emittierten Photonen der Frequenz ν . Nach der Absorption fallen die Elektronen in einem nicht strahlenden Übergang in ein niedrigeres Niveau E_2 , entscheidend ist das Verhältnis der beiden Halbwertszeiten. So muss der Zerfall $E_3 \rightarrow E_2$ schneller stattfinden als der Zerfall $E_2 \rightarrow E_1$. Dadurch ist es möglich, dass sich im Zustand E_2 eine Besetzungsinversion bildet. Theoretisch genügt dazu ein 3-Levelsystem, dieses besitzt aber auf Grund des direkten Übergangs $E_2 \rightarrow E_0$ eine schlechte Pumpeffizienz, weswegen ein 4-Levelsystem sich besser für einen Laser eignet.

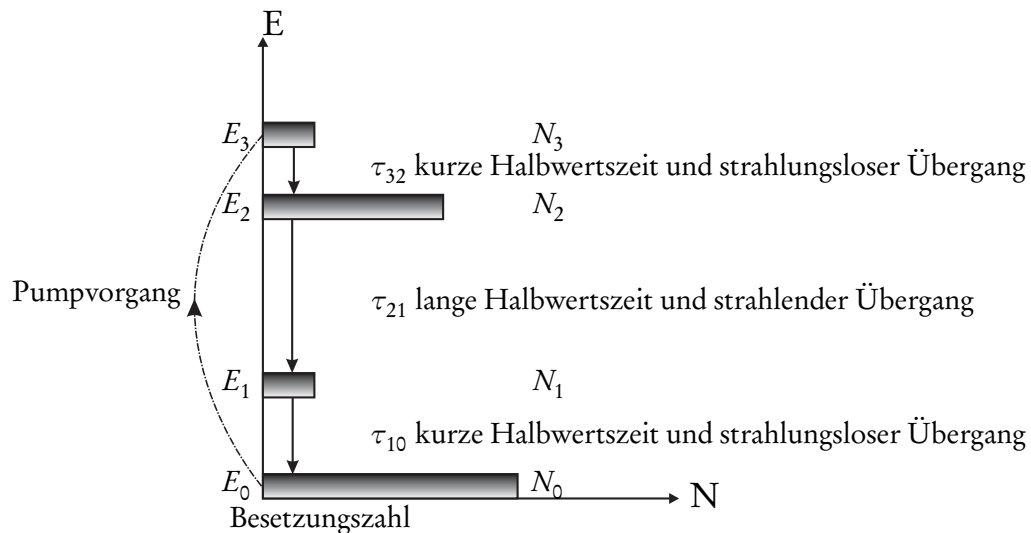


Abbildung 2.II.: Prinzip eines 4-Niveaulasers

Ist in dem Medium nun eine Besetzungsinversion vorhanden, muss diese noch zur Emission gebracht werden. Dabei findet der strahlende Übergang $E_2 \rightarrow E_1$ statt und es wird ein Photon emittiert. Die Energie dieses Photons entspricht immer der Energiedifferenz ΔE_{21} .

Der Zustand E_1 geht wieder in einem strahlungslosen Übergang in den Grundzustand E_0 über. Die strahlungslosen Übergänge geben ihre Energie über unterschiedliche Prozesse ab. In einem Gaslaser, z.B. He-Ne-Laser, sind dies Stoßprozesse mit anderen Atomen, in Festkörperlaser werden dagegen Gitterschwingungen (Phononen) erzeugt.

Wie bereits oben erwähnt, besitzt der Zustand E_2 eine längere Halbwertszeit als die anderen angeregten Zustände. Dies bedeutet aber, dass auch er nach einer gewissen Zeit zerfällt. Die dabei ausgesendeten Photonen besitzen zwar alle die gleiche Energie, sind aber zueinander nicht immer kohärent, was eine Grundvoraussetzung für einen Laser ist.

Die Kohärenz wird durch die sogenannte stimulierte Emission erreicht (Abbildung 2.III). Dabei nutzt man aus, dass ein angeregter Zustand durch ein Photon zur Aussendung eines weiteren Photons gebracht werden kann. Entscheidend dabei ist die Energie des reagierenden Photons, diese muss der Energielücke ΔE_{21} entsprechen. Durch die stimulierte Emission haben nun beide Photonen nicht nur die gleiche Wellenlänge, sondern befinden sich auch in der gleichen Phase und sind somit kohärent.

Mit Hilfe der stimulierten Absorption ist es leicht möglich, die Pulsenergie des Lasers zu erhöhen. Dazu werden zwei Spiegel so positioniert, dass der Laserstrahl immer wieder in das Lasermedium reflektiert wird. Dadurch entsteht eine Kaskade an stimulierten Emissionen und es befinden sich immer mehr Photonen in

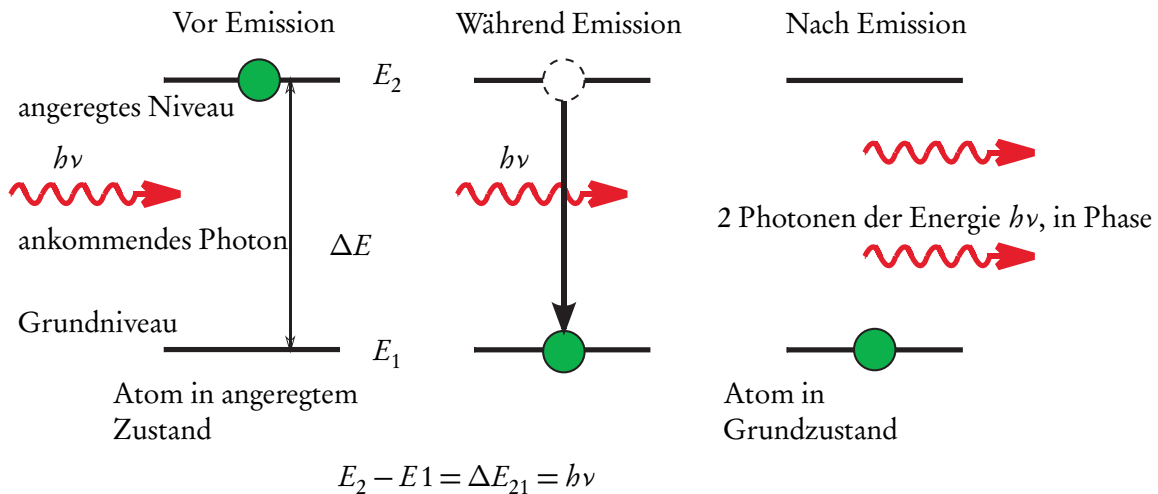


Abbildung 2.III.: stimulierte Emission

Phase. Ein Spiegel besitzt einen möglichst hohen Reflexionsgrad, der andere Spiegel hingegen lässt einen Bruchteil der Photonen durch, während er den Rest ebenfalls reflektiert. Das so ausgekoppelte Licht bildet dann den Laserstrahl.

2.2. Titan-Saphir-Laser

In Abschnitt 1.1 wurde gezeigt, dass es nicht möglich ist, einen Puls beliebig zu verkürzen, ohne dessen Energieunschärfe zu erhöhen. Allerdings widerspricht eine Energieunschärfe dem oben gezeigten Funktionsprinzip eines Lasers mit einer konstanten Energielücke ΔE_{21} . Um dieses Problem zu lösen, benötigt man Laser mit einer „unscharfen“ Energielücke. Bei den meisten Lasern ist dies nicht gegeben. Eine Ausnahme bilden Festkörperlaser, in denen Metallionen als Lasermedium eingebettet sind. Durch die Kristallstruktur können sich elektronische Übergänge in verschiedene, eng benachbarte Schwingungszustände aufspalten [EE06]. Dadurch ist es nicht nur möglich, eine gewisse Energieunschärfe zu erzeugen, sondern es kann sogar die Wellenlänge in einem gewissen Bereich frei gewählt werden. Dazu nutzt man das Prinzip der stimulierten Emission und leitet Photonen mit der gewünschten Wellenlänge ein. Damit wird ein Großteil der Besetzungsinversion genutzt, um Photonen der gewünschten Wellenlänge zu erzeugen.

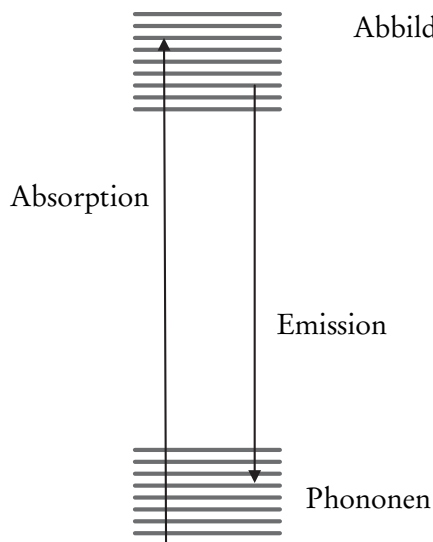


Abbildung 2.IV: Vereinfachte Darstellung der verschiedenen Energieniveaus eines Ti:Saphir Kristalls. Mit Absorption vom Grundniveau und anschließender Aufspaltung in verschiedene Schwingungszustände.

Bei einem Titan-Saphir-Laser ist ein Korund (Al_2O_3) mit Ti^{3+} -Ionen dotiert. Diese bilden den aktiven Bestandteil des Kristalls und sind somit für die Erzeugung des Lichtes verantwortlich. Zum Erzeugen der Besetzungsinversion werden Ti:Saphir Kristalle mit einem anderen Laser gepumpt, die bevorzugte Wellenlänge dieser Laser liegt bei ca. 500 nm, da in diesem Bereich die größte Absorptionswahrscheinlichkeit im Kristall besteht. Zum Pumpen werden bevorzugt frequenzverdoppelte Nd:YAG Laser benutzt, da sie mit einer Wellenlänge von 532 nm Licht nahe des Absorptionsoptimums erzeugen und moderne Varianten einen hohen Wirkungsgrad aufweisen. Der Betrieb eines Ti:Saphir-Lasers ist sowohl im kontinuierlichen als auch im gepulsten Betrieb möglich.

2.2.1. Oszillator

Um Laserpulse zu erzeugen, setzt man einen Ti:Saphir Kristall in einen optischen Oszillator (Abbildung 2.VI). Durch eine kurz eingebrachte Störung im Strahlengang wird ein Puls erzeugt, der sich selbstverstärkt. Die Verstärkung steigt mit der Intensität des stimulierenden Lichtes. Dabei wird vermehrt die Besetzungsinversion ausgenutzt, so dass die spontane Emission unterdrückt wird. So kommt es zur Entstehung einzelner Pulse, bei denen sich möglichst viele Lasermoden in der gleichen Phase befinden. Entsteht die Modenkoppelung auf Grund einer Störung und stellt sich dann von selbst ein, handelt es sich um eine passive Modenkoppelung, wie es bei Ti:Sa-Lasern üblich ist. Um den Puls besser vom CW-Anteil des Lasers zu trennen, fokussiert man den Laserstrahl in den Kristall. Dabei nutzt man die Selbstfokussierung des Kerr-Effekts aus, um den kontinuierlichen Anteil an einer Maske zu absorbieren (Abbildung 2.V). Der gepulste Laser fokussiert sich im Kerr-Medium (Ti:Sa-Kristall) selbst und kann so ungehindert die Maske passieren. Mit Hilfe von Prismen oder Gittern ist es möglich, die Zentralwellenlänge des Laserpulses festzulegen.

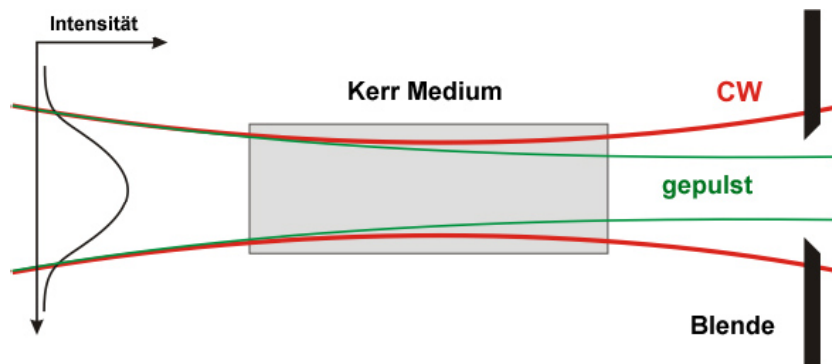


Abbildung 2.V.: Funktionsweise einer Kerr-Linse

Der erzeugte Laserpuls wird durch einen halbdurchlässigen Spiegel ausgekoppelt und zur Erzeugung hoher Pulsenergien in einem weiteren Kristall verstärkt. Dabei ist zu beachten, dass man nicht die Zerstörschwelle des Kristalls überschreitet und den Puls vorher entsprechend streckt.

Der Aufbau des Oszillators kann in Abbildung 2.VI betrachtet werden. Die maximale Pumpleistung beträgt etwas über 4 W. Der Oszillator emittiert Pulse mit einer Repetitionsrate von ca. 60 MHz.

2.2.2. Pulsmodifikation

Der Chirp kann auch ein nützlicher Effekt sein, so muss bei der Erzeugung kurzer Laserpulse darauf geachtet werden, die Zerstörschwelle des Lasermediums nicht zu überschreiten. Dazu nutzt man den Chirp aus und verlängert die Pulse, so dass beim Durchgang durch das Medium die Feldstärke weit unterhalb des kritischen Wertes liegt. Nach Verstärkung des Pulses wird dieser durch negative Dispersion wieder komprimiert.

Für die Pulsmodifikation gibt es verschiedene Aufbauten. Um einen Puls zu strecken, muss dieser eine positive Dispersion erfahren. Dazu genügt es, den Strahl durch ein positiv disperses Medium zu schicken. Da dies

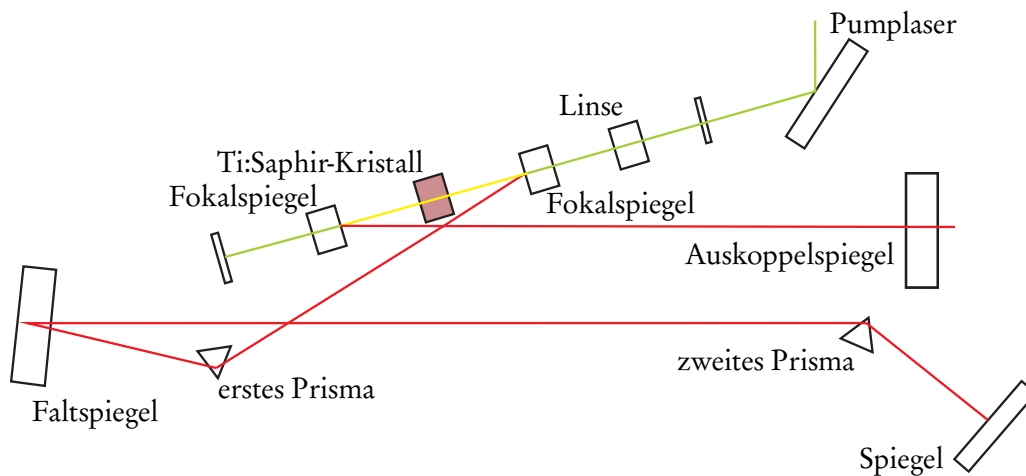


Abbildung 2.VI.: schematischer Aufbau des Oszillators

auf fast alle Materialien zutrifft, könnte man zum Beispiel eine Glasscheibe in den Strahlweg stellen oder den Strahlweg in der Luft einfach verlängern. Allerdings treten dabei nichtlineare Effekte auf, die nur schwer zu kontrollieren sind. Außerdem haben diese Aufbauten ein Problem bei der Einstellung der Dispersion, so ist es aufwendig, den Strahlweg oder die Glasdicke zu manipulieren. Besser geeignet sind Prismen oder Gitter, bei denen der Abstrahlwinkel von der Wellenlänge abhängt. So ist es möglich, die Dispersion sehr leicht zu verändern. Dazu werden zwei Gitter oder Prismen so angebracht, dass die Wegstrecke der Strahlen von ihrer Wellenlänge abhängt und sie am Ende parallel verlaufen. Dann werden sie von einem Spiegel reflektiert und wieder zu einem Puls zusammen geführt. Dem Aufbau entsprechend sind die Pulse danach komprimiert oder gestreckt (Abbildung 2.VII). Der ein- und der auslaufende Puls haben auf Grund einer Höhenverschiebung nicht mehr die gleiche räumliche Lage und sind somit gut voneinander trennbar.

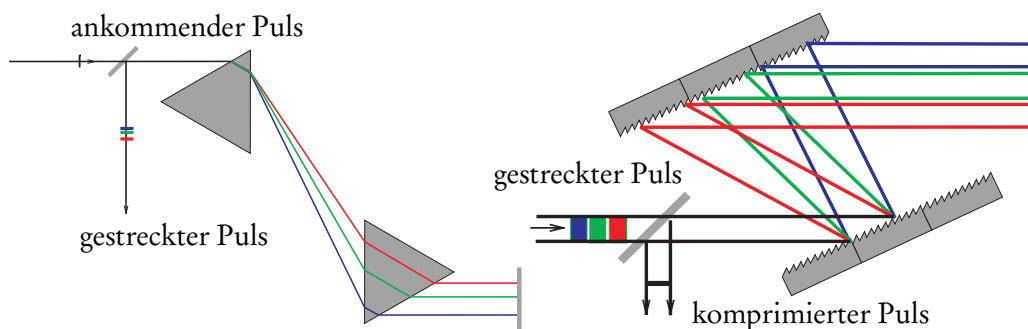


Abbildung 2.VII.: Ein Pulsstretcher mit Prismen und ein Pulskompressor, mit Gittern realisiert[CPA]

Eine ebenfalls praktikable Methode, um Dispersion zu erzeugen, sind „Chirped Mirrors“. Dabei handelt es sich um Spiegel, die schichtweise aus dielektrischen Materialien aufgebaut sind. Durch die Verwendung verschiedener Materialien sowie Variation der Schichtdicke ist es möglich, die Reflexionsebene abhängig von der Wellenlänge zu machen. So dringen beispielsweise langwellige Strahlkomponenten tiefer in den Spiegel ein, bevor sie reflektiert werden. Dadurch legen sie einen längeren Weg zurück und der Puls erfährt eine negative Dispersion. Durch die Anzahl der Reflexionen auf der Spiegeloberfläche ist es möglich, die Größe der Dispersion zu variieren.

2.2.3. Verstärker

Die erste Stufe eines Ti:Sa-Lasers bildet der Oszillator, der von einem frequenzverdoppelten Nd:Yag Laser gepumpt wird. Der ausgekoppelte Puls wird anschließend von zwei Gittern zeitlich gestreckt. Jeder 8000. Puls wird in den Verstärker eingekoppelt, indem mit Hilfe einer Pockels-Zelle seine Polarisierung verändert wird, um anschließend einen Polfilter zu passieren. Die weitere Verstärkung findet in einem Multipass-Amplifier (siehe Abbildung 2.VIII) statt. Dabei wird der Strahl mehrmals durch einen weiteren Ti-Saphir Kristall gelenkt, so dass sich mit jedem weiteren Durchgang die Pulsenergie weiter erhöht. Nach 13 Durchgängen wird der Puls ausgekoppelt und anschließend wieder mit Hilfe von Gittern komprimiert. Wenn der Puls den Laser verlässt, besitzt er eine Pulslänge von etwa 40 fs , sowie eine Pulsenergie von bis zu 1 mJ , bei einer Repetitionsrate von 8 kHz . Dies entspricht einer Leistung von 8 W . Für die Versuche wurde die Leistung auf $1,3\text{ W}$ bzw. $2,2\text{ W}$ beschränkt, um eine versehentliche Beschädigung der Kapillare zu verhindern. Die Leistung genügt aber, um eine Frequenzverbreiterung in einer mit Argon gefüllten Kapillare zu erhalten.

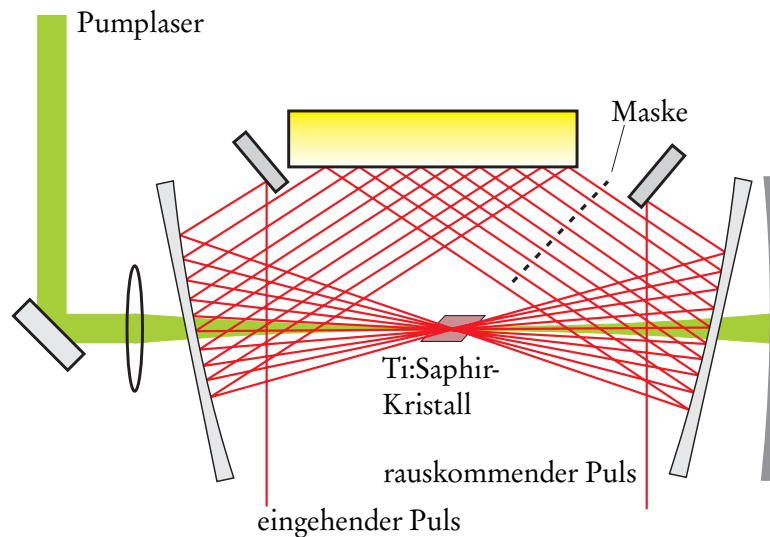


Abbildung 2.VIII.: Aufbau eines Multipass-Amplifiers

3. Aufbau und Durchführung des Experiments

Der Aufbau, an dem das Experiment durchgeführt wurde, besteht aus dem bereits erklärten Ti:Saphir Laser, einer Kapillare und einem System zur Gasversorgung.

3.1. Kapillare

Bei der Kapillare handelt es sich um ein ca. 1 m langes Rohr aus Quarzglas, das einen Innendurchmesser von $250\ \mu\text{m}$ und einen Außendurchmesser von $1,6\ \text{mm}$ besitzt. Dieses liegt frei in einer weiteren Glasröhre, die als Druckgefäß dient. Dazu sind an ihren Enden KF-Flansche angebracht. Mit Hilfe der Flansche ist es möglich, die Kapillare im Inneren ohne größeren Aufwand auszutauschen. Die Gegenstücke der KF-Flansche verfügen über ein Fenster, um den Laserstrahl ein- und auszukoppeln. Des weiteren wurde an den äußeren Flanschen ein Stahlrohr angeschweißt. Die Stahlrohre dienen als Verbindungsstück zum Gassystem und sind mit Swagelokverbindungen ausgestattet.

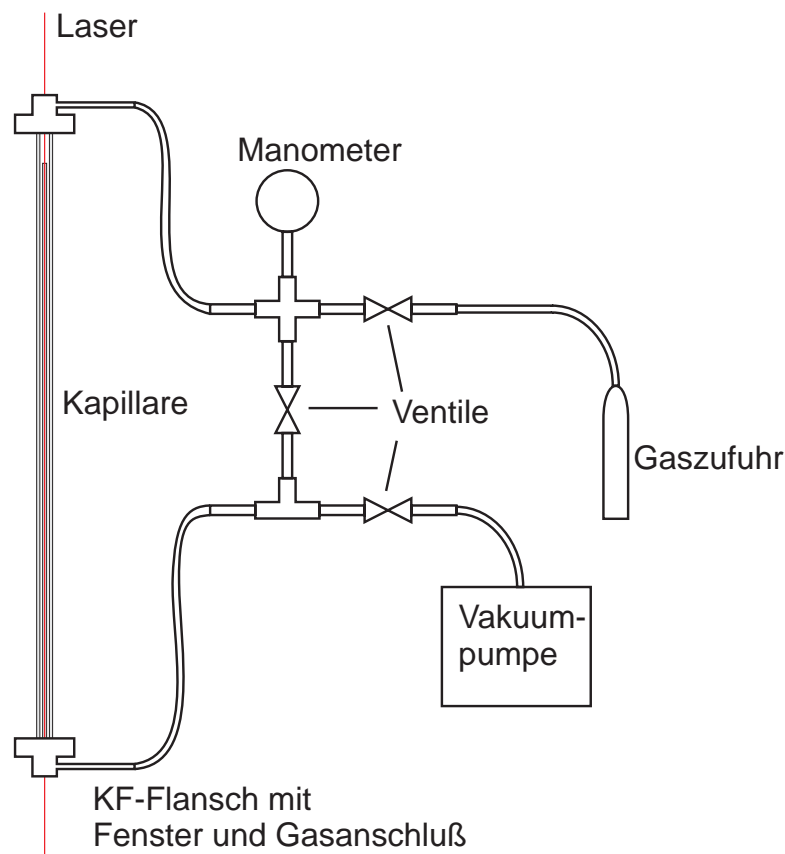


Abbildung 3.1.: Skizze der Gasapparatur und der Glasröhre

Die äußere Glasröhre wurde aus mehreren Gründen in den Aufbau integriert. Zum einen dient sie zur Stabilisierung der Kapillare, da sich diese sehr leicht verbiegen kann und zum anderen ist es auf Grund der Größe leichter, sie mit Ventilen und Fenstern auszustatten und so an die Gasversorgung anzuschließen.

Wie bereits in Abschnitt 1.4 erwähnt, sind die Maße der Kapillare so gewählt, um nur die bevorzugte Mode möglichst verlustfrei propagieren zu lassen. Ein weiterer Mechanismus, eine Mode zu bevorzugen, ist die Einkopplung. Wie man in Abbildung 3.II sieht, ist die EH_{11} Mode unter bestimmten Bedingungen besonders bevorzugt. Die Variable in der Abbildung ist dabei das Verhältnis zwischen Fokaldurchmesser w und Kapillarendurchmesser a . Aus dem Graphen ist zu erkennen, dass eine optimale Einkopplung bei $\frac{w}{a} \approx 0,645$

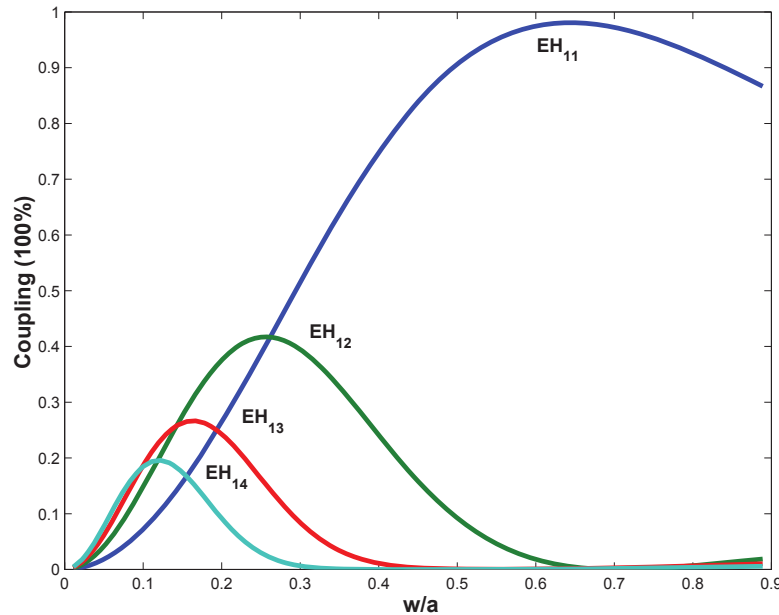


Abbildung 3.II.: Effektivität der Einkopplung in Abhängigkeit von $\frac{w}{a}$ [Mal07]

gegeben ist. Zur Variation des Fokuspunktes ist der Fokalspiegel in seiner Distanz zur Kapillare verschiebbar. Während der Versuche gab es noch einige Änderungen rund um die Kapillare. Auf Grund einiger Verschweißungen des Kapillareneingangs durch den Laser musste die Kapillare mehrfach gekürzt werden. Somit hatte die Kapillare bei den Messungen nicht mehr die ursprüngliche Länge von 1 m, sondern war nur noch 80 cm lang. Im Laufe der Messungen stellte der Wirkungsgrad noch ein Problem dar, so war es nur schwer möglich, eine Transmission von 30% oder höher zu erreichen. Es stellte sich heraus, dass die Fenster sich zu nah am Fokus bzw. an der Kapillare befanden. Durch eine Verlängerung des Aufbaus war es möglich, für niedrige Laserleistungen Wirkungsgrade von über 50 % zu erreichen.

3.2. Gasapparatur

Das Gassystem (Abbildung 3.I) besteht aus zwei Zugängen zur Kapillare, sowie aus je einer Verbindung zur Vakuumpumpe und zur Gasversorgung. Diese Konfiguration wurde aus verschiedenen Gründen gewählt. Durch die doppelte Verbindung zur Kapillare ist es möglich, ein differentielles Pumpen innerhalb der Kapillare zu ermöglichen. Dafür wäre es aber nötig gewesen, eine Trennung des Volumens innerhalb der Glasröhre vorzunehmen, um den Gasfluss durch die Kapillare sicherzustellen. und so einen Druckunterschied in ihr zu erzeugen. Da dies vor allem bei hohen Leistungen nötig ist und einen höheren Konstruktionsaufwand bedeuten würde, wurde das Ganze nicht realisiert.

3.3. Optik

Der Strahlengang wird mit Silberspiegeln aufgebaut. Dabei wird der Strahl nach Möglichkeit in einer Ebene geführt, um eine Veränderung der Polarisierung zu verhindern. Vor der Kapillare befindet sich ein Fokalspiegel

mit einer Brennweite von 75 cm . Dieser befindet sich, mit einem weiteren Spiegel (Bild 3.IIIa), zur besseren Abstimmung des Fokus auf einer Translationsplatte, um die optimale Einkopplung (siehe Abschnitt 3.1) zu erhalten. Der Aufbau wurde für die Messungen nochmals modifiziert (Abbildung 3.IIIb). Um eine kürzere Brennweite zu erhalten, wurde der Spiegel durch eine Linse mit einer Brennweite von 50 cm ersetzt.

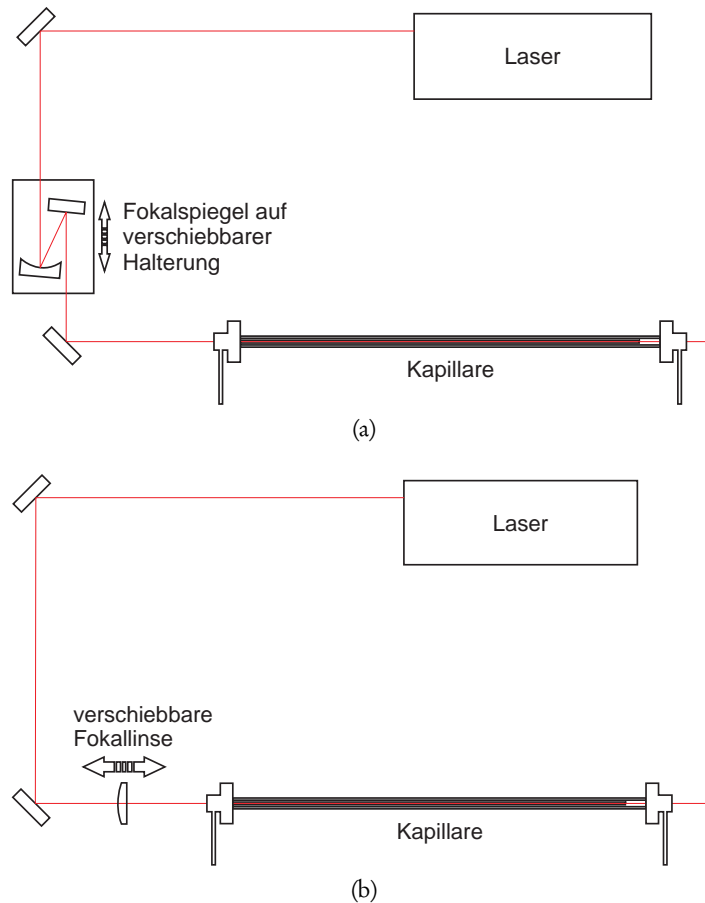


Abbildung 3.III.: Zwei Aufbauten, die realisiert wurden. 3.IIIa mit einem Fokalspiegel auf einer Translationsplatte und 3.IIIb mit einer Linse vor der Kapillare

Zunächst wird der Strahlengang mit der Halterung der Kapillare zur Übereinstimmung gebracht. Die Halterung lässt sich in beide relevanten Raumrichtungen verändern, sowie in der Neigung. So wird eine Ausrichtung des Aufbaus vorgenommen, bevor die Kapillare in den Strahl eingebracht wird. Dies dient ähnlich wie die geringere Leistung des Lasers zur Vermeidung von Schäden, als auch der leichteren Kalibrierung. Anschließend wird der Fokus auf die Position des Kapillarenanfangs justiert. Wie man daraus erkennt, lassen sich alle Freiheitsgrade der Kapillare beeinflussen, so ist ihre Lage durch die Auflage und der Fokuspunkt durch Verschiebung der Spiegel manipulierbar. Die Kalibrierung gestaltet sich trotzdem relativ schwierig, da die Kapillare innerhalb der Glasröhre nicht fixiert ist, kann eine Verformung der Kapillare durch thermische Einflüsse auftreten. Dies kann negative Auswirkungen auf die Effizienz haben, da eine Biegung innerhalb der Kapillare nicht durch eine Veränderung der Orientierung im Raum kompensiert werden kann. Durch die mangelnde Fixierung können leichte Erschütterungen zur Positionsveränderung der Kapillare in der Glasröhre führen. Dies kann wiederum dazu führen, dass kein stabiler Betrieb mehr möglich ist.

Nach der Kapillare wird der Puls durch mehrere Reflektionen an „Chirped Mirrors“ komprimiert. Zur weiteren Analyse kann ein Autokorrelator bestehend aus einem GRENOUILLE Video-FROG genutzt. Mit

seiner Hilfe lassen sich die Strahleigenschaften untersuchen. Dazu gehören Pulsform, Pulslänge und der zeitliche Frequenzverlauf.

3.4. Auswertung

Während der Versuche wurden Spektren des Lasers hinter der Kapillare, aufgenommen. Dabei wurden folgende Variablen geändert: Gasdruck, Leistung, unterschiedliche Gase und Position des Fokuspunktes.

Um aus den Spektren sinnvolle Aussagen zum Erfolg des Versuches zu erhalten, muss das Spektrum vom Frequenzraum in den Zeitraum transformiert werden. Dazu wurde ein Matlabskript von Mark Thomson (AG Prof. Roskos) benutzt, das eine Fouriertransformation auf die Messdaten anwendet. Die genauen Schritte sind in Abbildung 3.IV erklärt.

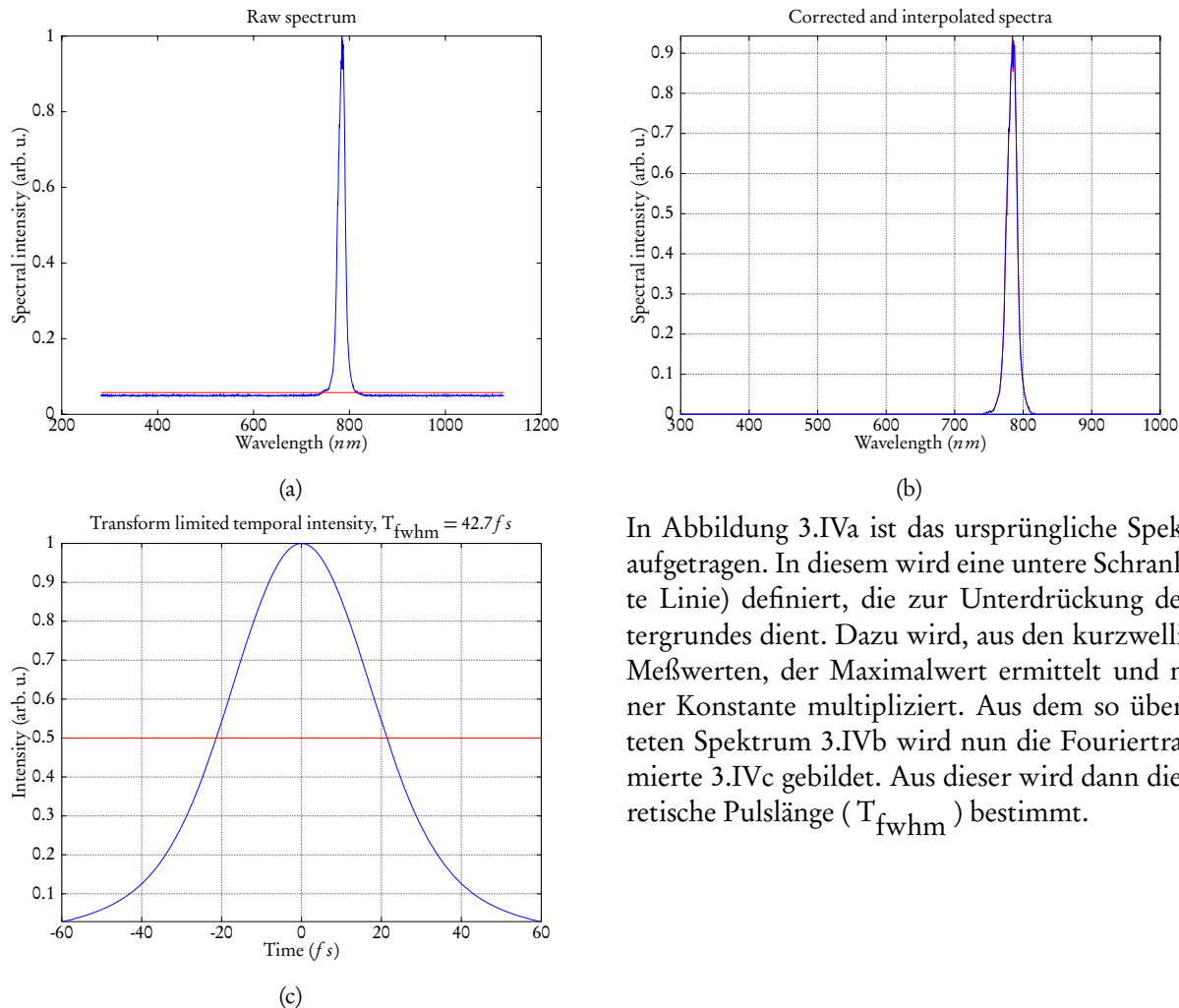


Abbildung 3.IV.: Beispielhafte Analyse eines Spektrums ohne Gas ¹

Durch diese Auswertung erhält man ein theoretisches Limit für die Pulskompression. Da bei der Anwendung nicht alle Arten von Dispersion beseitigt werden können, wird das reale Ergebnis in nur wenigen Fällen die berechnete Pulslänge besitzen und noch seltener die entsprechende Pulsform. Für diese müssen nämlich auch

¹Größere Abbildungen befinden sich im Anhang

Dispersionen dritter und höherer Ordnung kompensiert werden, was nur durch Kombination von verschiedenen Techniken möglich ist, zum Beispiel durch die Verwendung von „Chirped Mirrors“ und Prismen.

4. Ergebnisse

Die folgenden Ergebnisse sind nach der veränderlichen Variable sortiert. Dabei werden die Spektren bei unterschiedlichen Drücken, Gasen und veränderter Laserleistung verglichen. Um eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Messungen zu haben, werden nur Messergebnisse verglichen, die unter gleichen Bedingungen aufgenommen wurden. Das heißt, dass die Daten alle am gleichen Tag aufgenommen wurden, mit so wenig Veränderungen wie möglich zwischen den einzelnen Messungen. Eine Messung ohne Gas in der Kapillare ist in der Erklärung zur Funktionsweise der Auswertung in Kapitel 3.4 dargestellt. Diese Abbildung dient als Referenz für die Erklärungen, wie bereits dort erwähnt befinden sich im Anhang alle Graphen nochmals in größerem Format. Dort befinden sich ebenfalls die ursprünglichen Spektren zu den hier verwendeten Graphen.

4.1. Druck

Die einzelnen Messungen zum Einfluss des Druckes wurden bei einer Laserleistung von 2,2 W durchgeführt. Die Leistung nach der Kapillare betrug noch ca. 750 mW, was einem Wirkungsgrad von ca. 35 % entspricht. Als Gas wurde Argon verwendet, dessen Verwendung für die Pulskompression üblich ist.

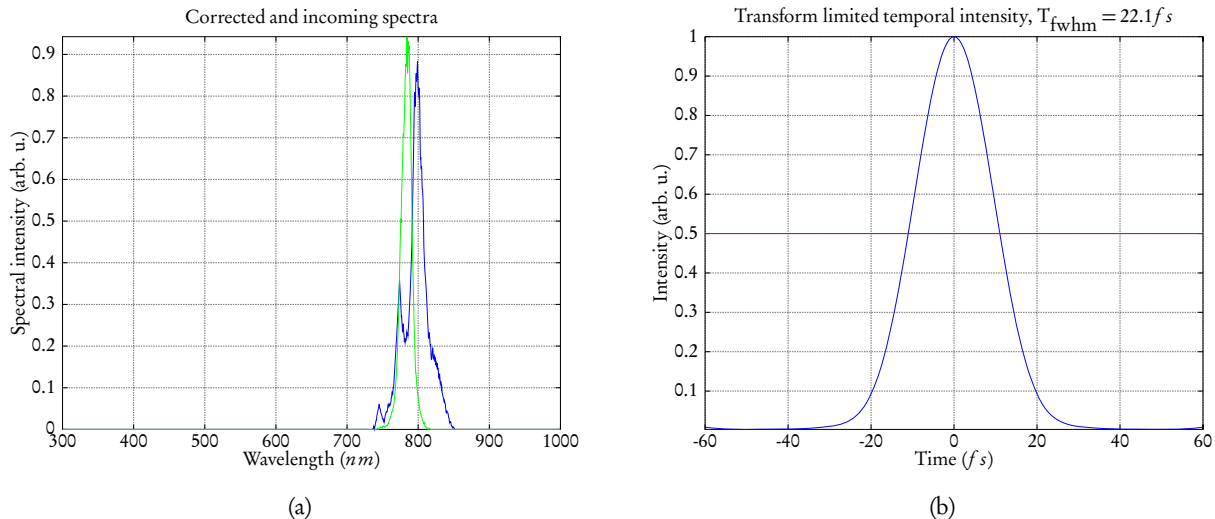


Abbildung 4.I.: Spektrum und theoretische Pulslänge für Füllung mit 0,5 bar Argon

Im Vergleich zum ursprünglichen Spektrum erkennt man bereits bei geringem Druck eine leichte spektrale Verbreiterung. Wie man in Abbildung 4.Ib erkennt, führt diese bereits zu einer deutlichen Reduktion der optimalen Pulslänge.

In Abbildung 4.IIa setzt sich die Verbreiterung des Spektrums fort. Es kommt zur Ausbildung unterschiedlicher Peaks, die von den spezifischen Energieniveaus des Gases abhängen. Außerdem erkennt man eine Verschiebung der Zentrumswellenlänge in kürzere Bereiche. Dieser sogenannte Blue-Shift ist das Resultat der Selbstphasenmodulation innerhalb des Gases. Durch die so gewonnene Verbreiterung ist bereits ein deutlich kürzerer Puls möglich. Bei Erhöhung des Druckes entstehen weitere Peaks und der Blue-Shift setzt sich fort.

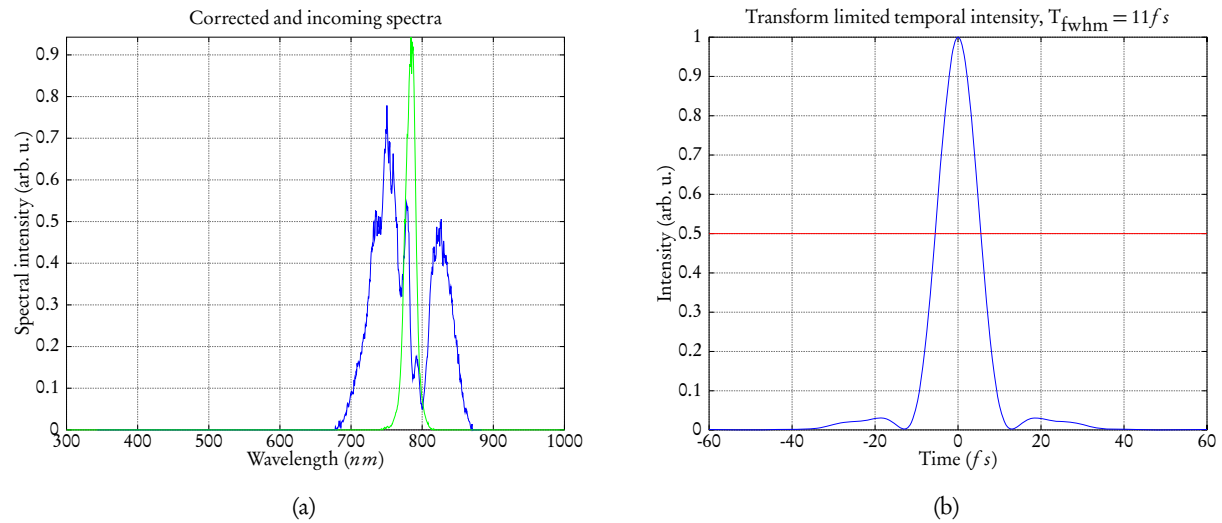


Abbildung 4.II.: Spektrum und theoretische Pulslänge für Füllung mit 1,0 bar Argon

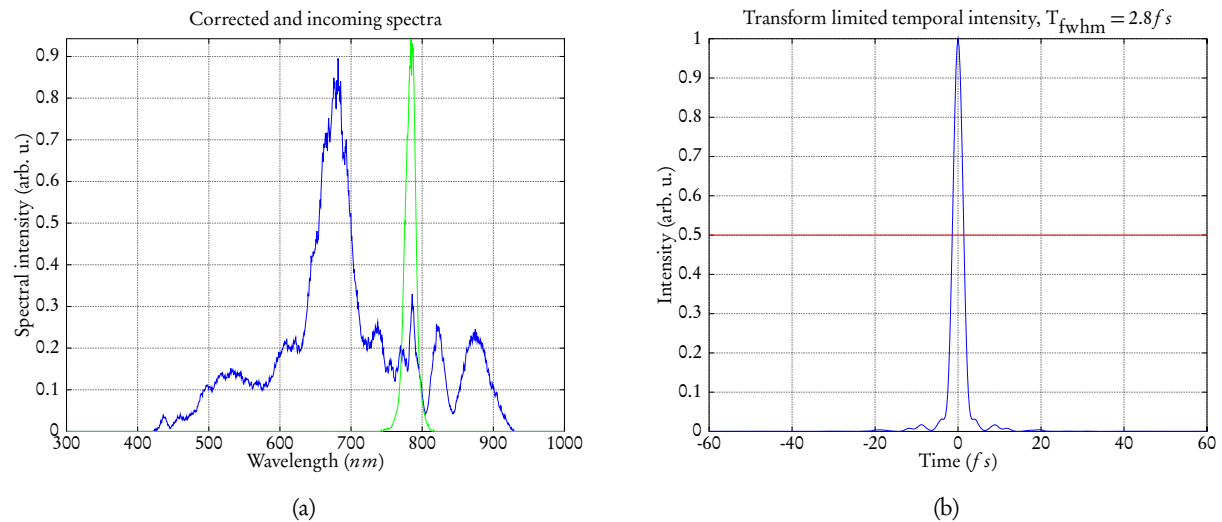


Abbildung 4.III.: Spektrum und theoretische Pulslänge für Füllung mit 2,0 bar Argon

In den Abbildungen 4.IIIa und 4.IVa sind die breitesten gemessenen Spektren abgebildet. Man erkennt eine Spannweite von bis zu 500 nm , daraus resultiert auch eine sehr kurze Pulsdauer (siehe Abbildungen 4.IIIb und 4.IVb). Diese zeigt deutlich das Potential einer Pulskompression, allerdings sind die rein mathematischen Werte differenziert zu betrachten. Neben den in Kapitel 3.4 benannten Problemen treten bei solch breiten Spektren weitere Effekte auf die ein solch kurzes Spektrum verhindern.

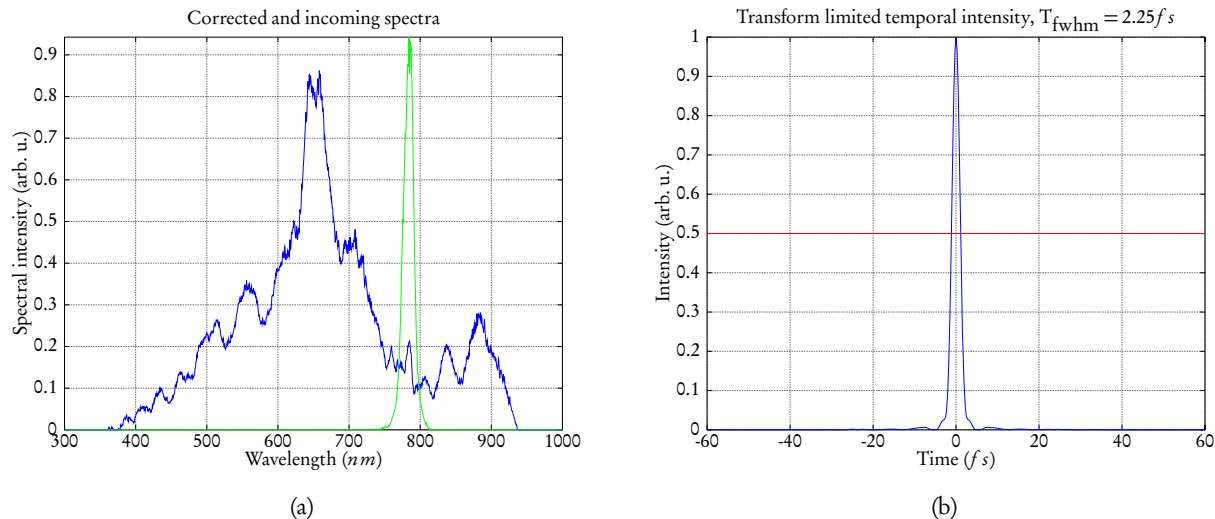


Abbildung 4.IV.: Spektrum und theoretische Pulslänge für Füllung mit 2,5 bar Argon

Bei optischen Bauteilen, besonders „Chirped Mirrors“, die zur Pulskompression verwendet werden, wird das Spektrum nochmals modifiziert. So unterliegt die Reflektivität der „Chirped Mirrors“ stark der Wellenlänge. Für einfache Reflektionen hat diese Eigenschaft kaum Einfluss, da es sich nur um kleine Abweichungen vom Optimum handelt. Zur Pulskompression sind aber viele Reflektionen nötig, dadurch kommt es zu einer deutlichen Veränderung des Spektrums. Diese tritt vor allem in den Randbereichen auf, da für diese die „Chirped Mirrors“ nicht speziell konstruiert wurden. Auf diese Art wird die Bandbreite eingeschränkt und der Puls wird länger. Der entscheidende Punkt ist aber nicht von den Bauteilen abhängig, sondern ist rein physikalischer Natur. Im Falle von Abbildung 4.IVa liegt die Zentrumswellenlänge bei ca. 660 nm , dies entspricht einem Wellenzug von $2,2\text{ fs}$. Man erkennt, dass somit die theoretische Pulslänge kürzer wäre als die Wellenlänge des langwelligen Spektrumanteils. In Abbildung 1.III ist zudem dargestellt, dass einige Wellenzüge benötigt werden, um eine saubere Pulsstruktur zu erhalten. Damit ist die Kalkulation, die zur kurzen Pulsdauer geführt hat, zu ungenau, um eine Aussage über die in der Praxis erhältliche Pulslänge zu erhalten. Sie kann allerdings als unteres Limit der Pulskompression benutzt werden. Durch eine Verlagerung des Spektrums in den UV-Bereich wären solche kurzen Pulse auch in der Praxis möglich, limitierender Faktor ist hier die Länge des langwelligen Spektralanteils.

4.2. Leistung

Zum Einfluss der Leistung auf das entstehende Spektrum wurde eine Versuchsreihe doppelt durchgeführt. Als erstes wurde mit einer Laserleistung von 770 mW gemessen und danach wurden die wichtigsten Messungen mit einer Laserleistung von $1,3\text{ W}$ wiederholt. Die Spektren sind auf Grund einer geänderten Konfiguration nur bedingt mit den in Abschnitt 4.1 dargestellten Ergebnissen vergleichbar.

Bei Vergleich der beiden Spektren (Abbildungen 4.Va und 4.Vb) ist zu erkennen, dass sich in erster Linie das Spektrum gleichmäßiger auf den Wellenlängenbereich verteilt. Die Peaks treten nicht mehr so deutlich hervor und die Form wird glatter. Jedoch ändert dies kaum etwas an der theoretischen Pulsbreite und hat einen

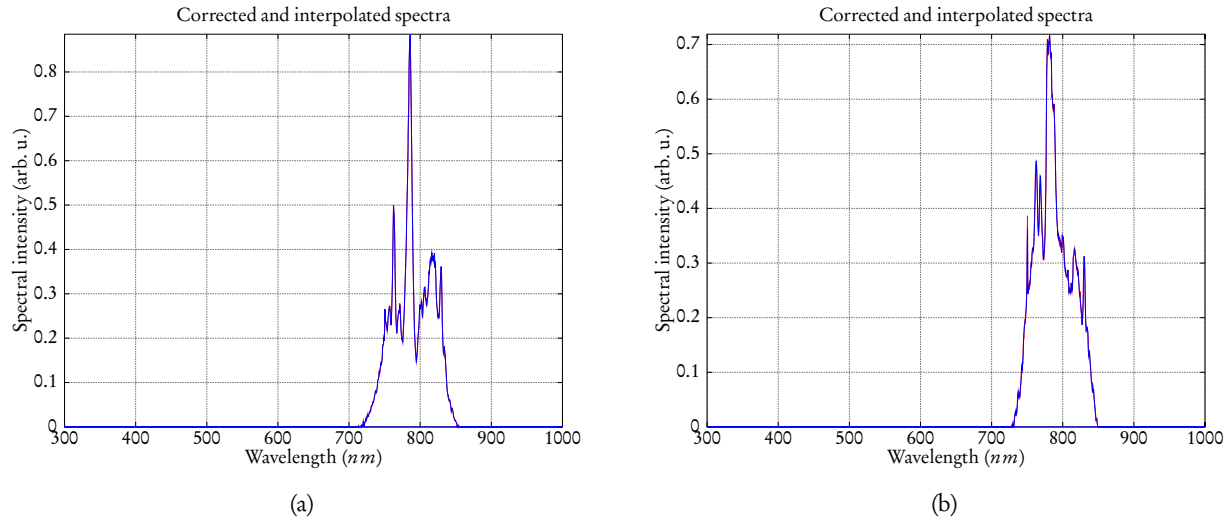


Abbildung 4.V.: Zwei Spektren bei 2,5 bar Argon und unterschiedlichen Pulsenergien, 88 μJ links und 163 μJ rechts

negativen Einfluss auf die Pulslänge Abbildung 4.VI, was den Einfluss der Leistung in Frage stellt und im Widerspruch zur Frequenzänderung durch die Selbstphasenmodulation nach Gleichung 1.21 steht. Allerdings hat sich mit steigender Eingangsleistung die Transmission verschlechtert, was auf eine mangelnde Ausrichtung hindeutet. Im ganzen betrachtet sind die Ergebnisse zum Einfluss der Leistung kritisch zu betrachten.

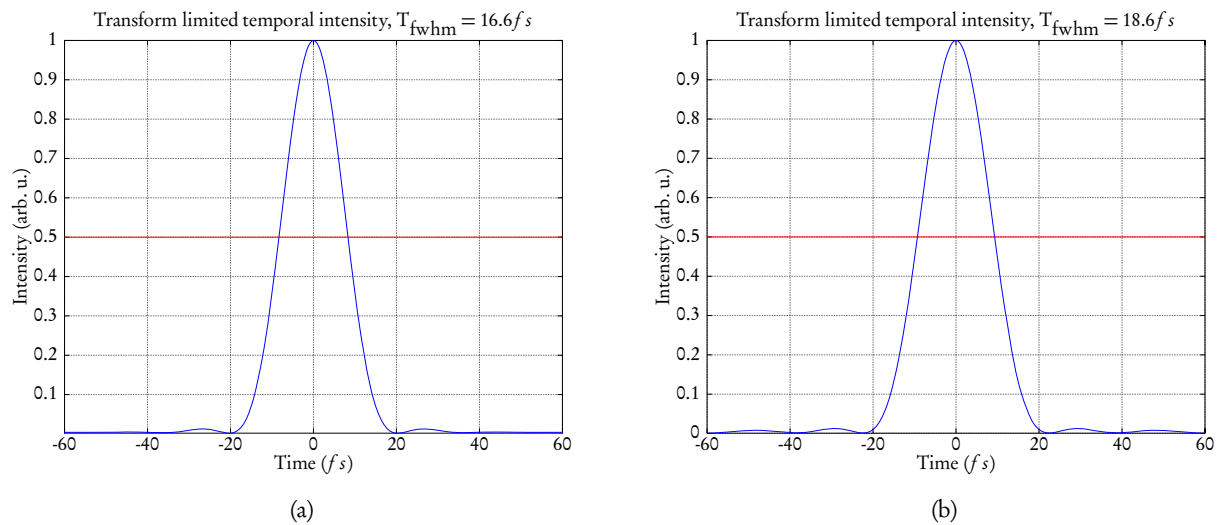


Abbildung 4.VI.: Fouriertransformierte der beiden Spektren aus Abbildung 4.V

4.3. Gas

Die mögliche Leistung des Lasers liegt mit bis zu 8 W bedeutend höher als die bisher verwendete Leistung. Da es bei solch hohen Energien zur Ionisation von Argon kommen kann, wurde eine Messreihe mit Neon durchgeführt. Ziel dieser Messreihe ist es, zu zeigen, dass die Pulskompensation auch mit anderen Gasen möglich ist.

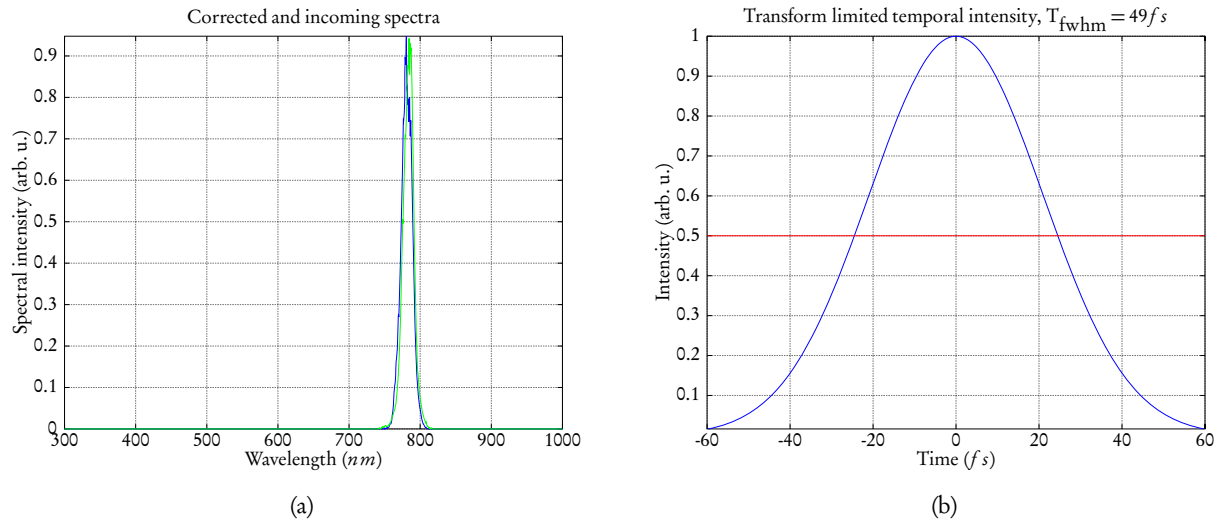


Abbildung 4.VII.: Spektrum und theoretische Pulslänge ohne Füllung nach einer Spülung mit Neon

Zunächst wurde die Kapillare evakuiert und mit Neon gespült, anschließend wurde ein Spektrum (Abbildung 4.VIIa) für die leere Kapillare, bei 2,2 W bzw. 275 μJ , aufgenommen. Dieses unterscheidet sich nicht merklich von der Referenz. Unterschiede lassen sich aber in der möglichen Pulslänge feststellen, die aber im Bereich der Toleranz liegen.

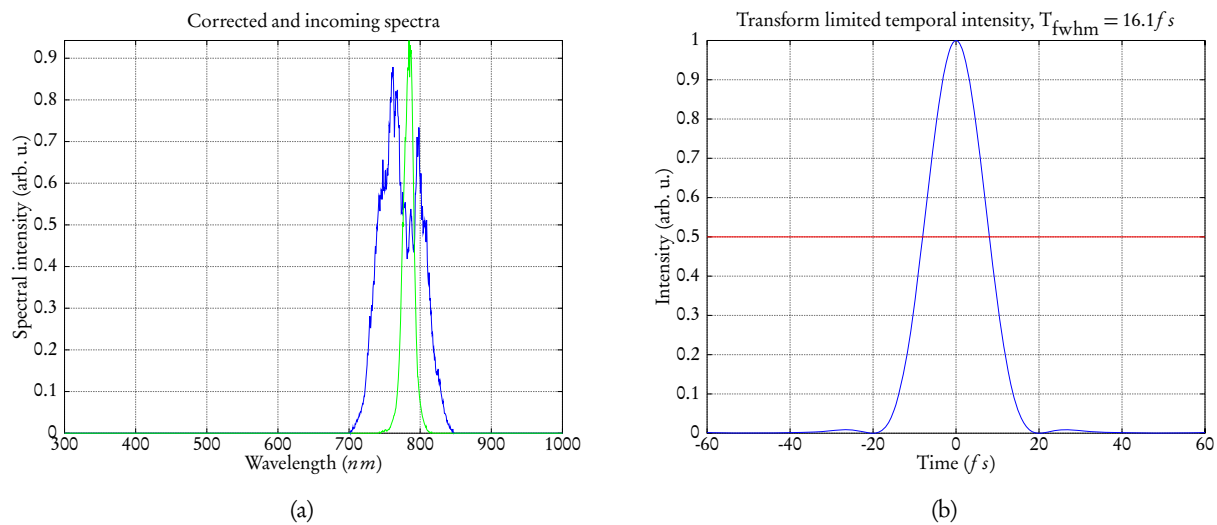


Abbildung 4.VIII.: Spektrum und theoretische Pulslänge für Neon, bei einem Druck von 3,5 bar

Das Spektrum verbreiterte sich mit zunehmenden Druck. Im Gegensatz zu Argon war diese Verbreiterung geringer, was auf die niedrige Polarisierbarkeit des Neons zurückzuführen ist. Bei hohen Drücken (Abbildung 4.VIIIa) entsteht trotzdem eine deutliche Verbreiterung, die eine Pulskompression zur Folge hat.

Für Pulsenergien, die nahe an oder über die Ionisationsenergie von Argon hinaus gehen, ist Neon eine Möglichkeit zur Pulskompression. Nachteilig sind dabei vor allem die wenigen stark gebundenen Elektronen im Vergleich zu Argon, welche zu einer geringeren Verbreiterung führen.

4.4. Pulsform

Bei Betrachtung der Pulsform fällt auf, dass trotz der unregelmäßigen Frequenzspektren die Form nahe an eine Gaußglocke kommt. Da eine inverse Fouriertransformation durch eine Fouriertransformation rückgängig gemacht werden kann, können keine Informationen verloren gehen. Diese Informationen stecken im Randbereich der Pulse, wie man in Abbildung 4.IX gut erkennen kann. Dabei ist die komplette Pulsform aus Abbildung 4.IVb logarithmisch aufgetragen. Es wird deutlich, dass der Verlauf des Graphen bei Weitem nicht so regelmäßig ist, wie es den Anschein hat, man erkennt auch, dass der Informationsverlust nur scheinbar auftritt.

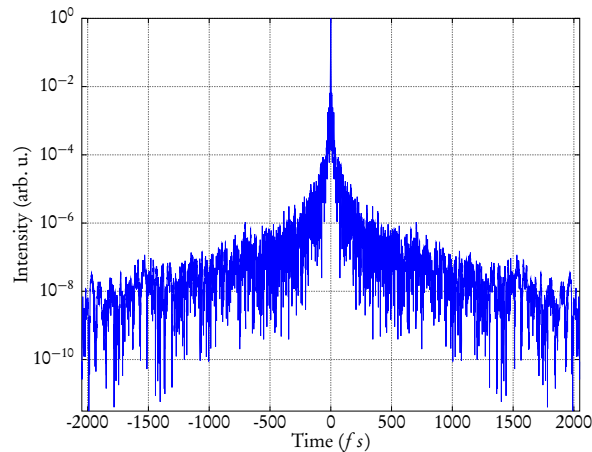


Abbildung 4.IX.: Pulsform von Abbildung 4.IVb vollständig und logarithmisch aufgetragen

5. Zusammenfassung und Ausblick

	Druck	Leistung	Gas
Pulslänge (ursprünglich)	42,7 fs	16,6 fs	49 fs
Pulslänge (modifiziert)	2,8 fs	18,6 fs	16,1 fs

Tabelle 5.a.: Zusammenfassung der theoretischen Pulslängen aus den gemessenen Spektren. Interpretationen zu den Ergebnissen befinden sich in Kapitel 4

Bei Betrachtung der Ergebnisse ist erkennbar, dass eine Pulskompression mit Hilfe einer Hohlaser möglich ist. Die nötige Spektrenverbreiterung wurde während der Messungen eindrucksvoll beobachtet und auch analysiert. Im Rahmen der Messungen wurden erfolgreich folgende Eigenschaften gezeigt:

- Es tritt bei Argon und Neon eine deutliche Verbreiterung des Pulses, sowie eine Verschiebung der Zentralwellenlänge auf.
- Der Aufbau kann als Grundlage für weitere Modifikationen benutzt werden.
- Das System zur Gasregulierung hat sich bewährt.

Zur erfolgreichen Benutzung im Rahmen anderer Experimente eignet sich der momentane Aufbau noch nicht.

- Es ist noch kein Aufbau vorhanden, der die Pulse nach der spektralen Verbreiterung, in der Hohlaser, wieder zeitlich komprimiert. Für einen erfolgreichen Einsatz ist es wahrscheinlich nötig, ein System sowohl aus „Chirped Mirrors“, als auch aus Prismen aufzubauen, um Dispersionen höherer Ordnung zu kompensieren.
- Die Lage der Kapillare innerhalb des Aufbaus ist nicht stabil genug, um stabile Ergebnisse über einen längeren Zeitraum zu liefern. Dazu muss eine Halterung für die Kapillare konstruiert werden, in der nach Möglichkeit auch kleine Verformungen korrigiert werden können.
- Die Transmission schwankt zwischen den einzelnen Messungen stark. Zur Abklärung der Ursache müsste der Aufbau nochmals verlängert werden, um die Feldstärke, mit der der Laserpuls durch das Fenster des Druckgefäßes geht zu verringern, und, wie bereits oben erwähnt, eine neue Halterung konstruiert werden.

Bei einer Überarbeitung könnte in Betracht gezogen werden, den Aufbau für differentiell Pumpen auszuliegen. Dadurch würde der Nutzungsbereich von Argon auf höhere Leistungen erweitert werden.

A. Grafische Darstellung

A.1. Abschnitt 3.4

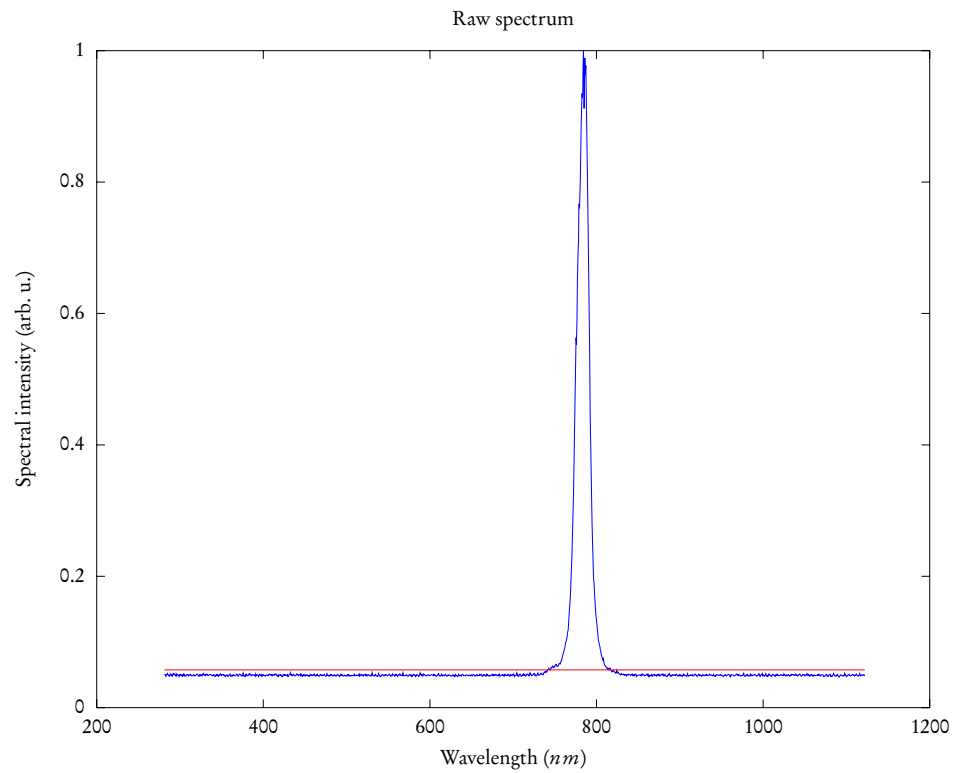


Abbildung 3.IVa

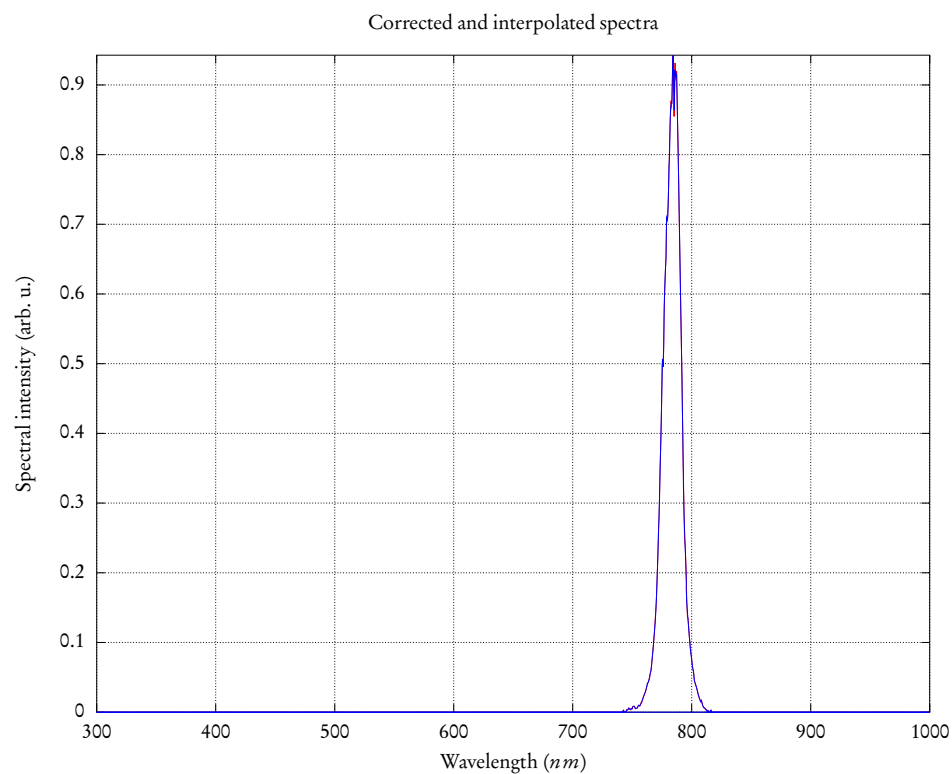


Abbildung 3.IVb

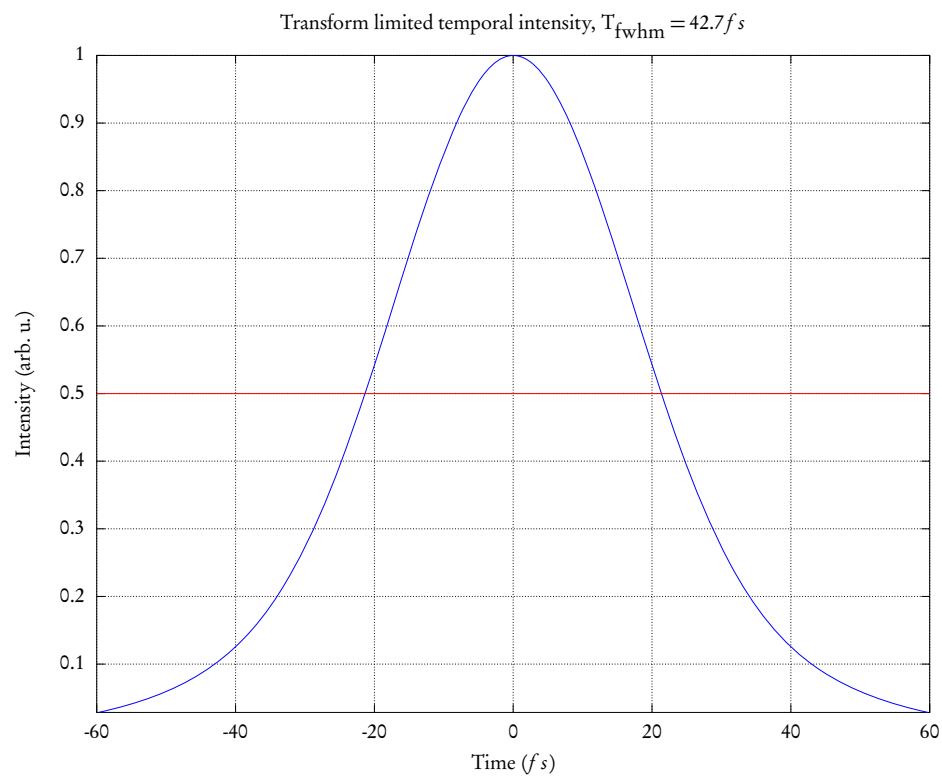
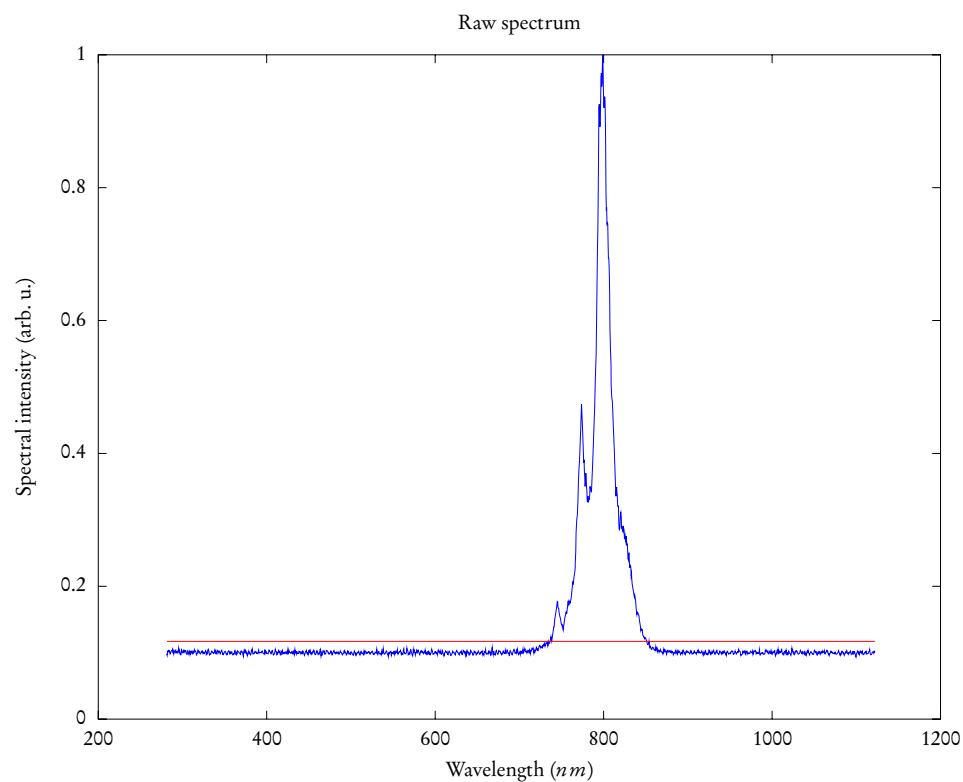


Abbildung 3.IVc

A.2. Abschnitt 4.1



Ursprungsdaten von Abbildung 4.1a

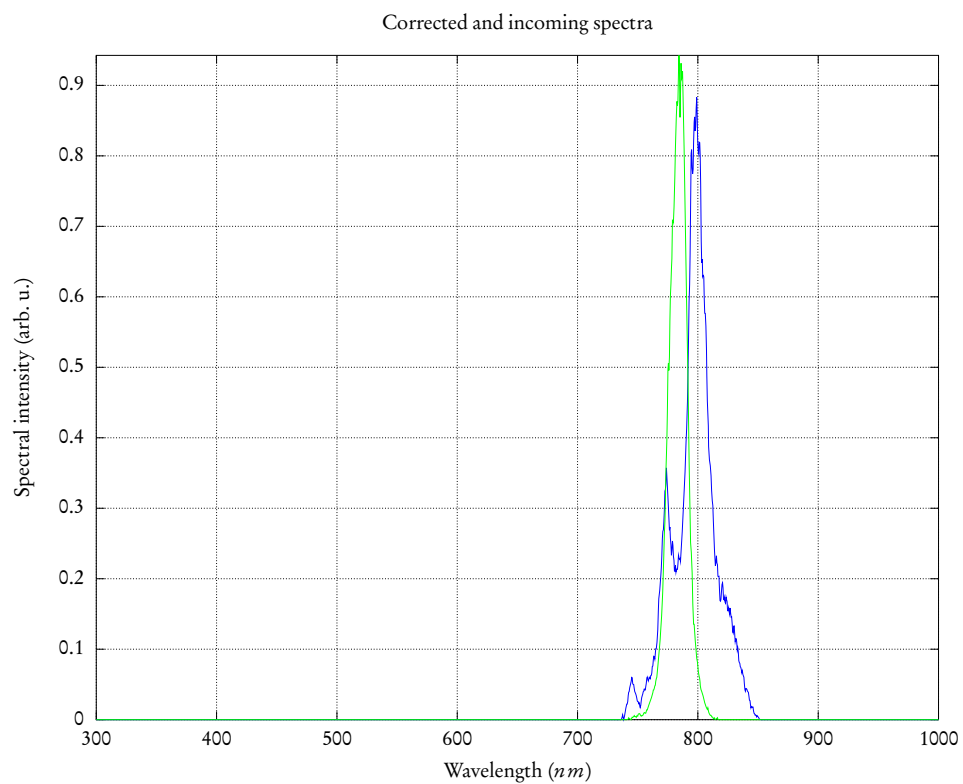


Abbildung 4.Ia

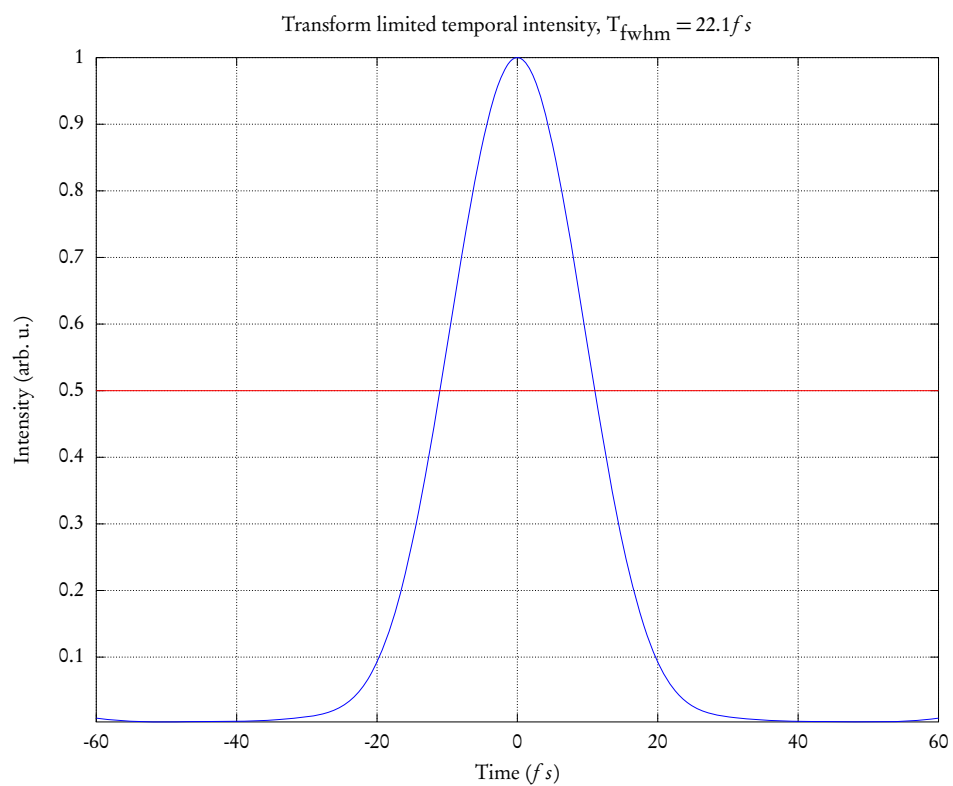
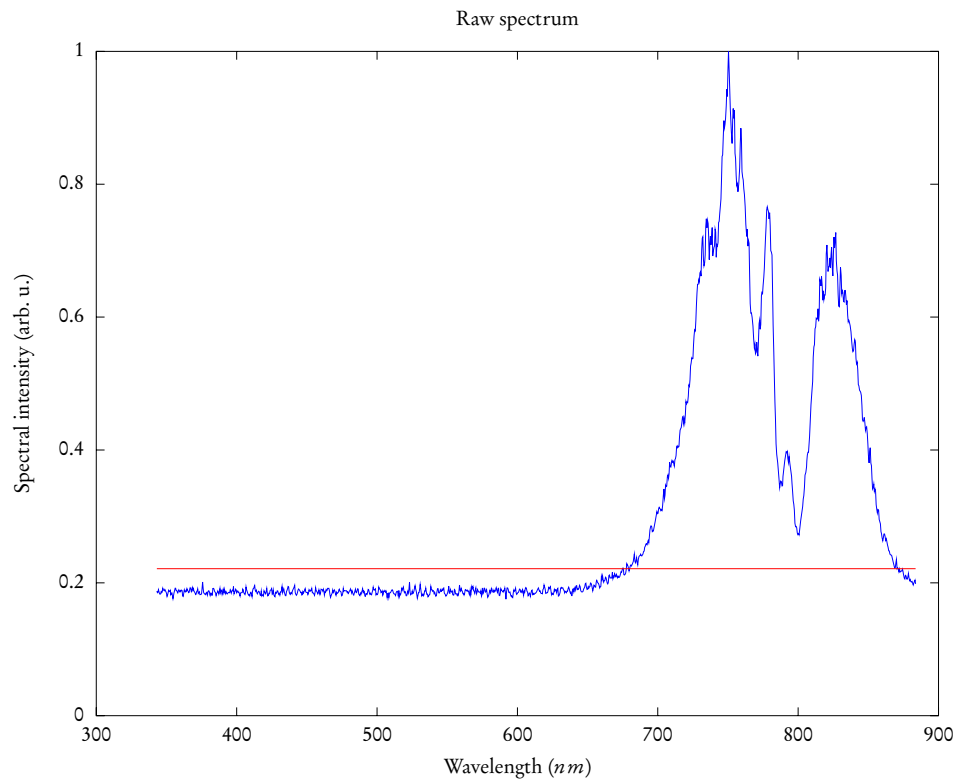


Abbildung 4.Ib



Ursprungsdaten von Abbildung 4.IIa

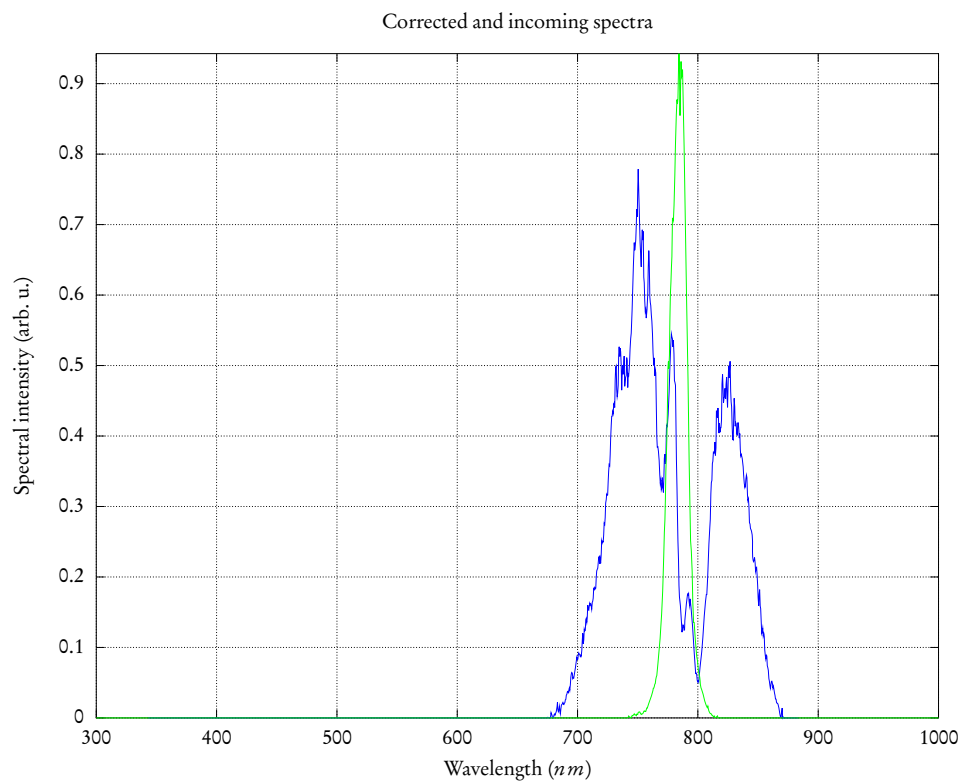


Abbildung 4.IIa

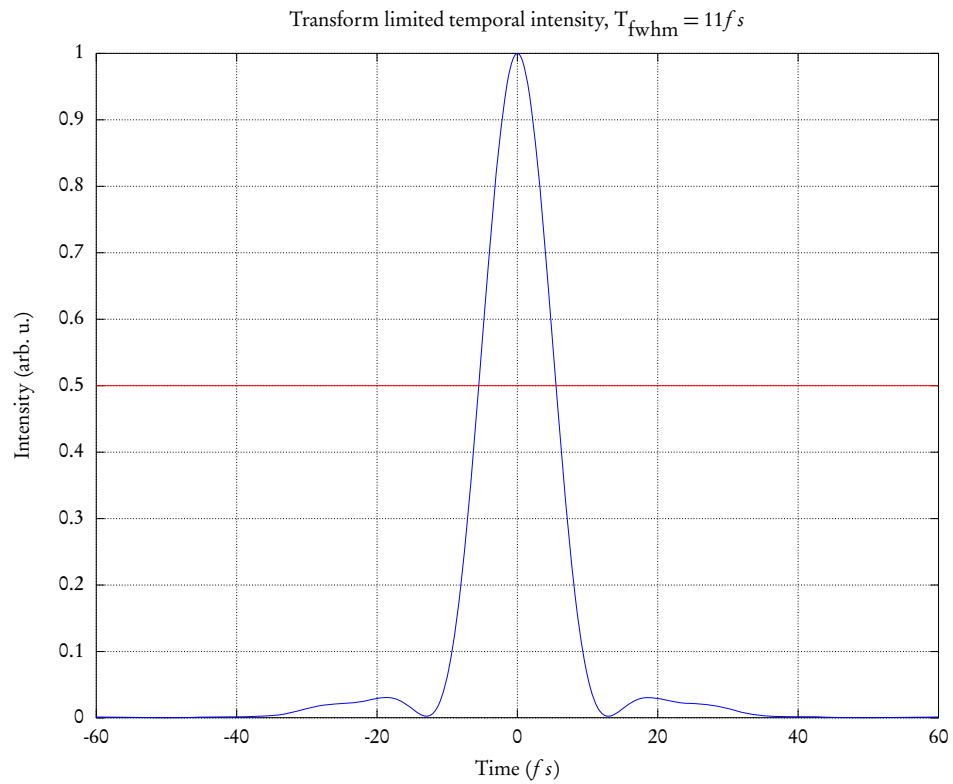
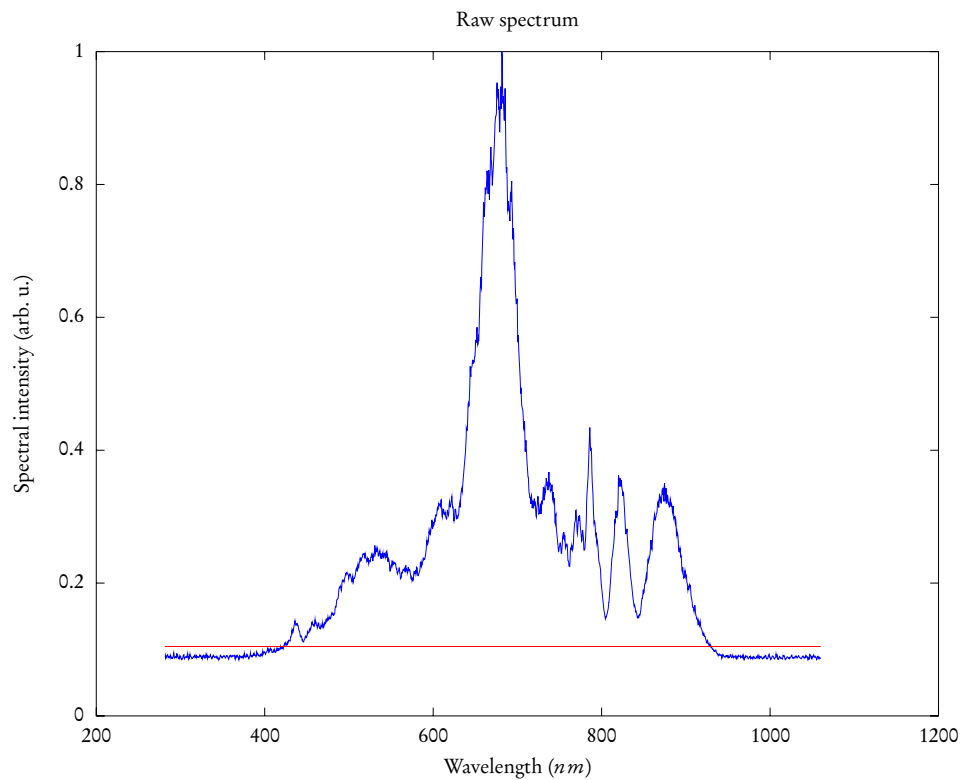


Abbildung 4.IIb



Ursprungsdaten von Abbildung 4.IIIa

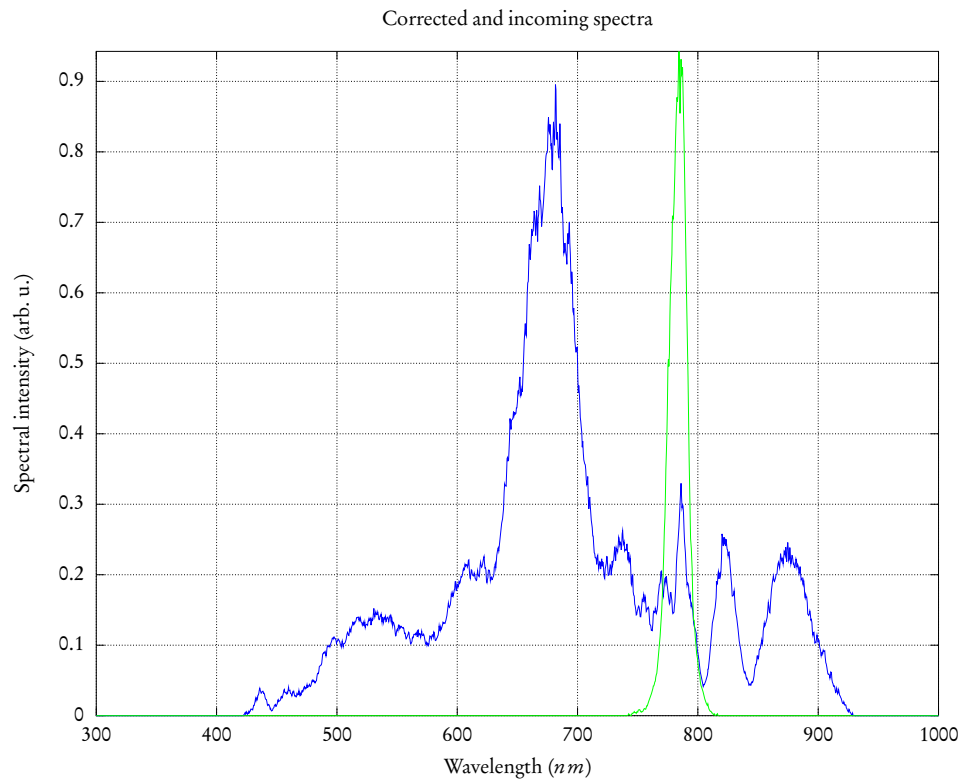


Abbildung 4.IIIa

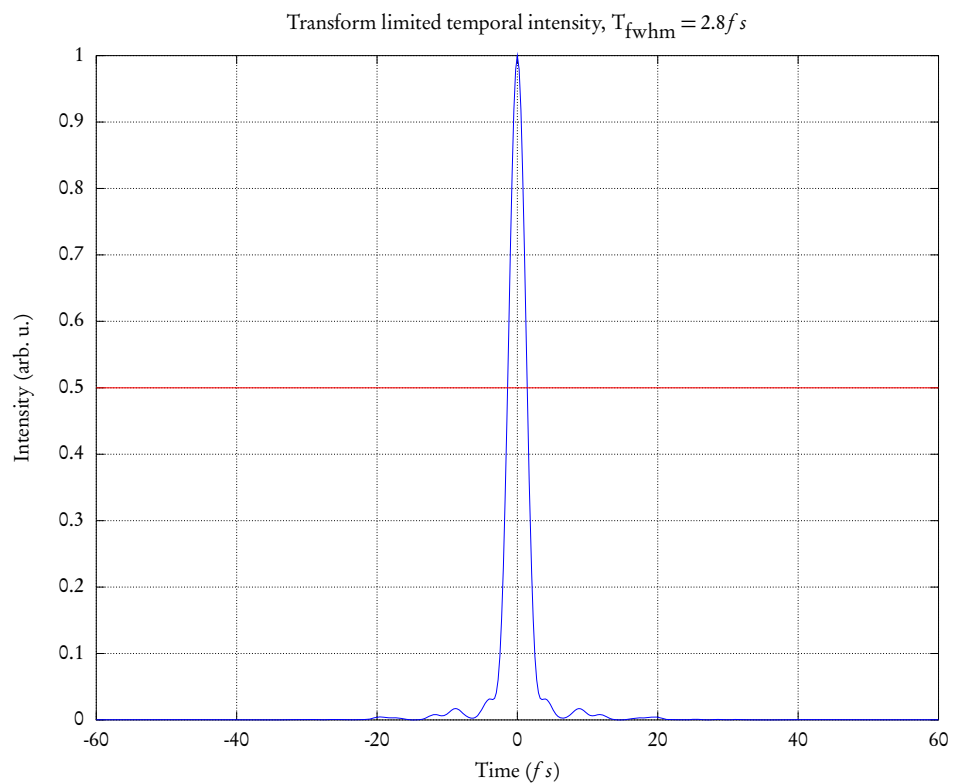
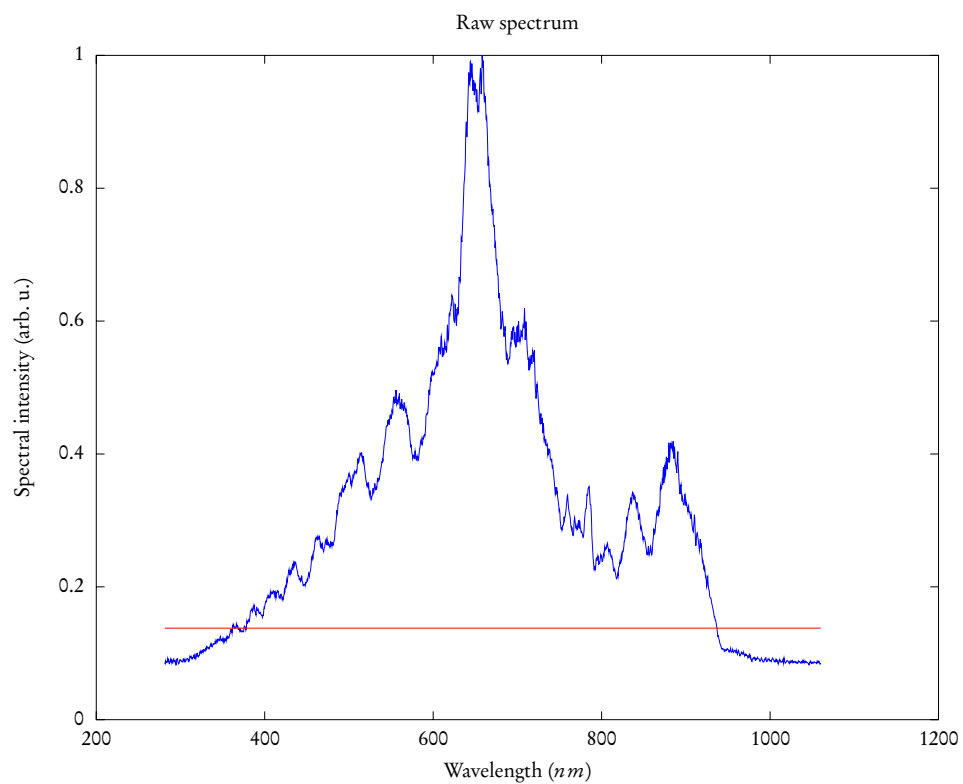


Abbildung 4.IIIb



Ursprungsdaten von Abbildung 4.IVa

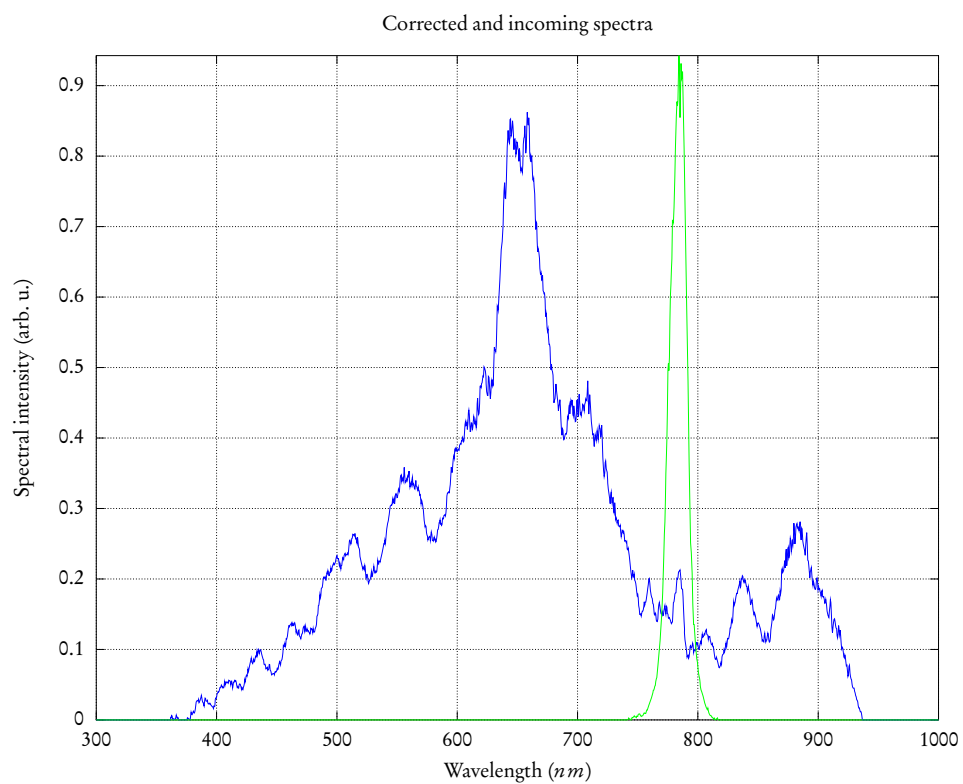


Abbildung 4.IVa

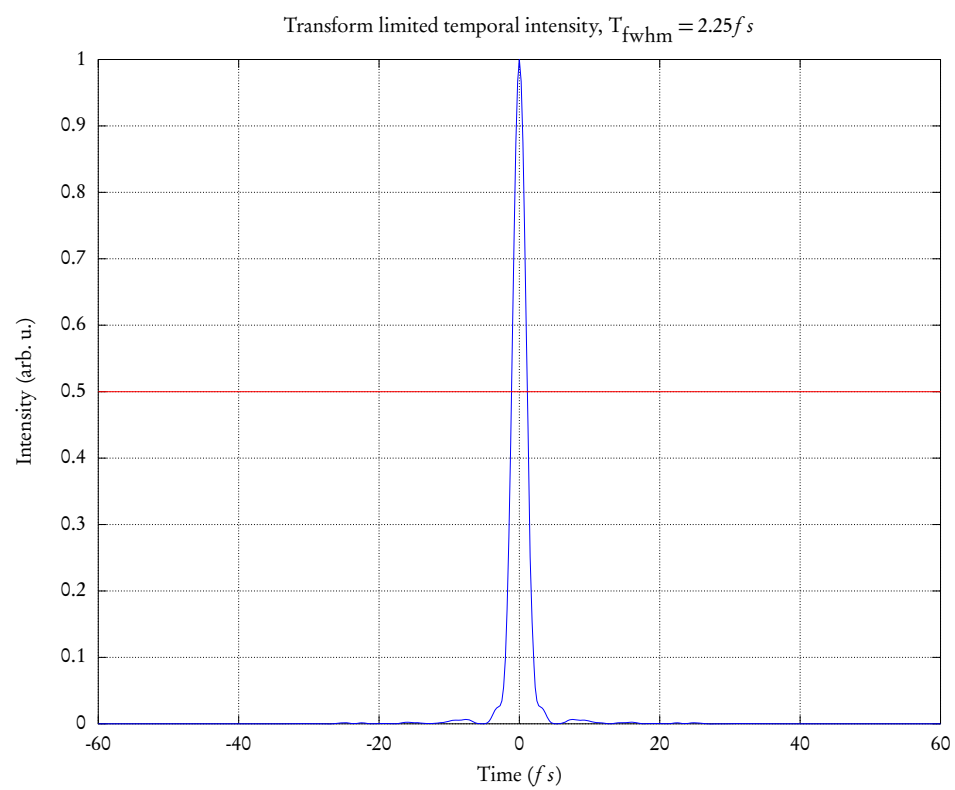
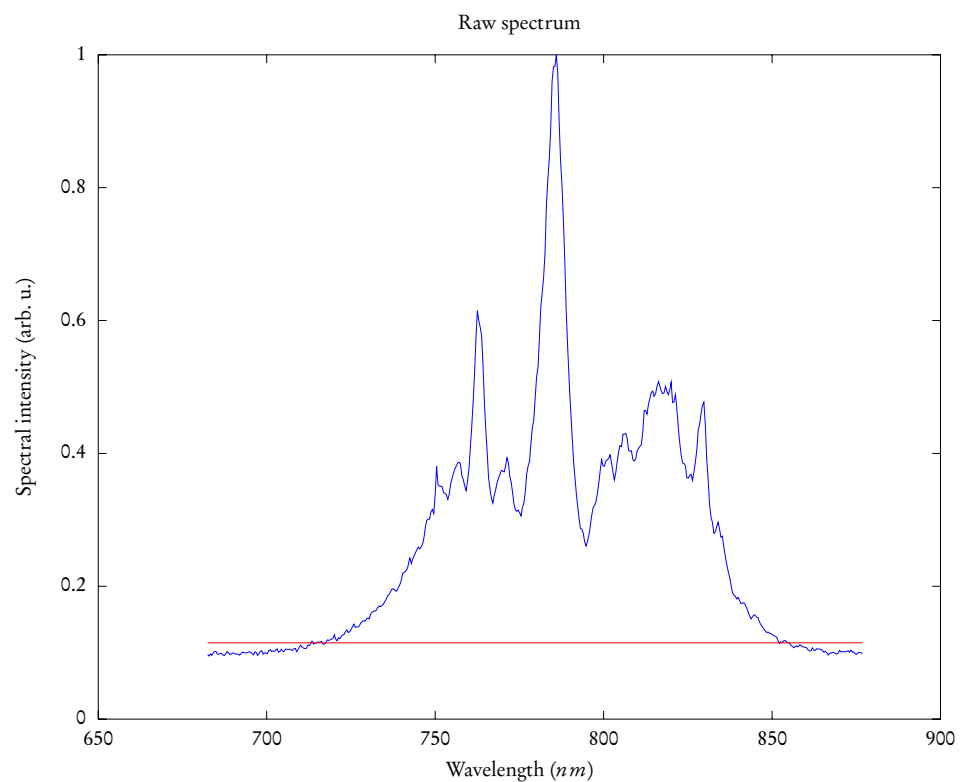


Abbildung 4.IVb

A.3. Abschnitt 4.2



Ursprungsdaten von Abbildung 4.Va

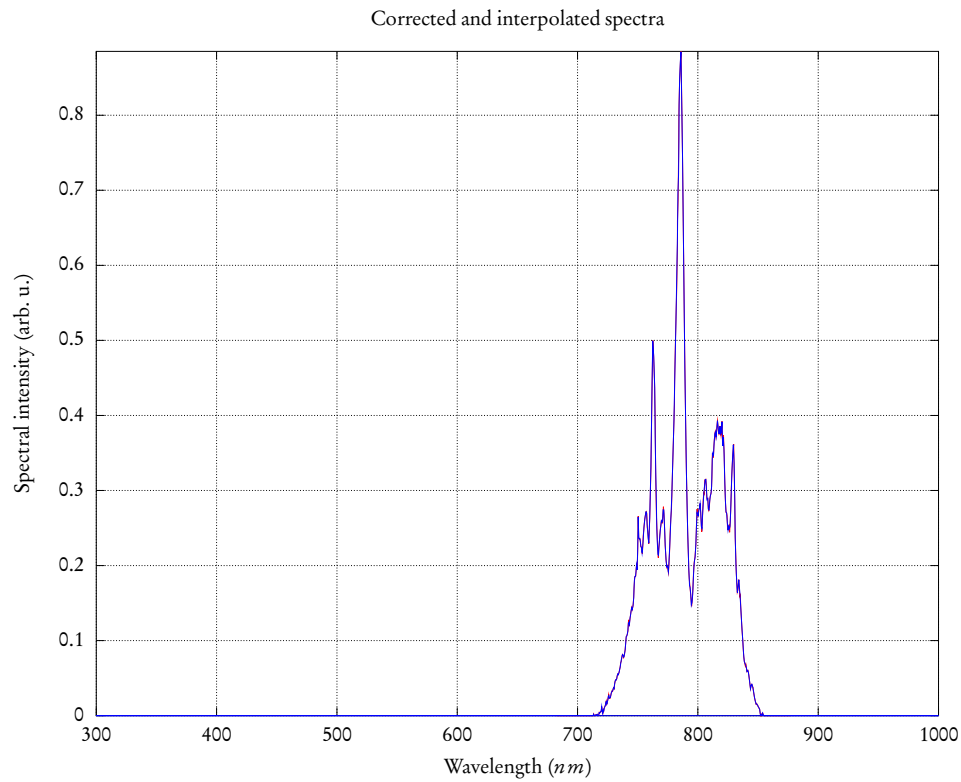
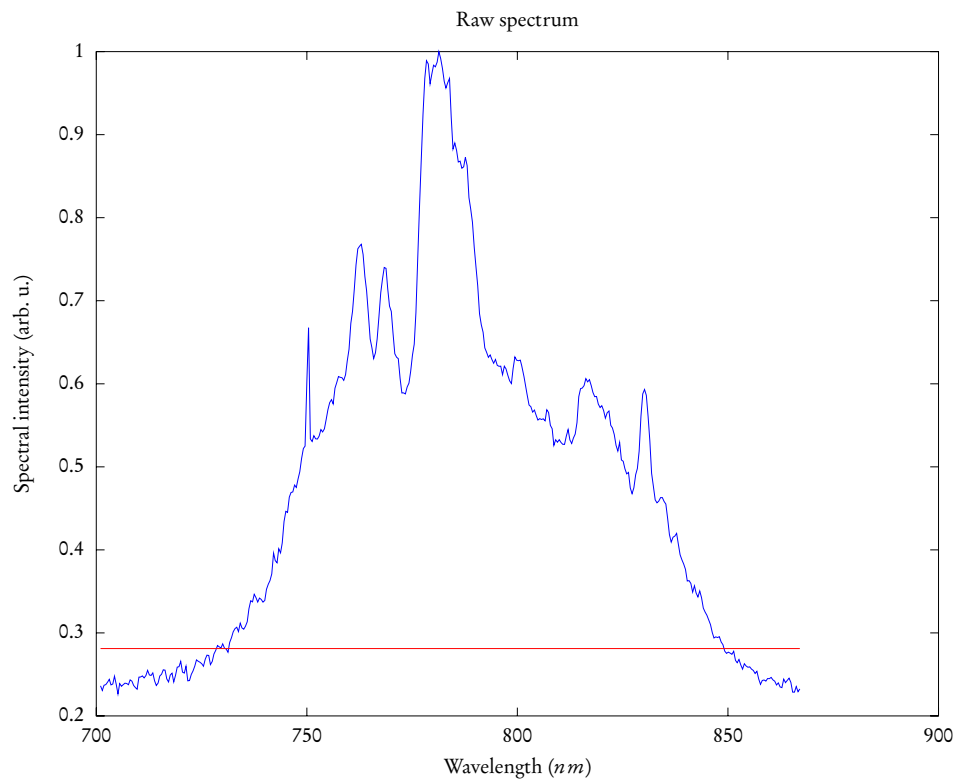


Abbildung 4.Va



Ursprungsdaten von Abbildung 4.Vb

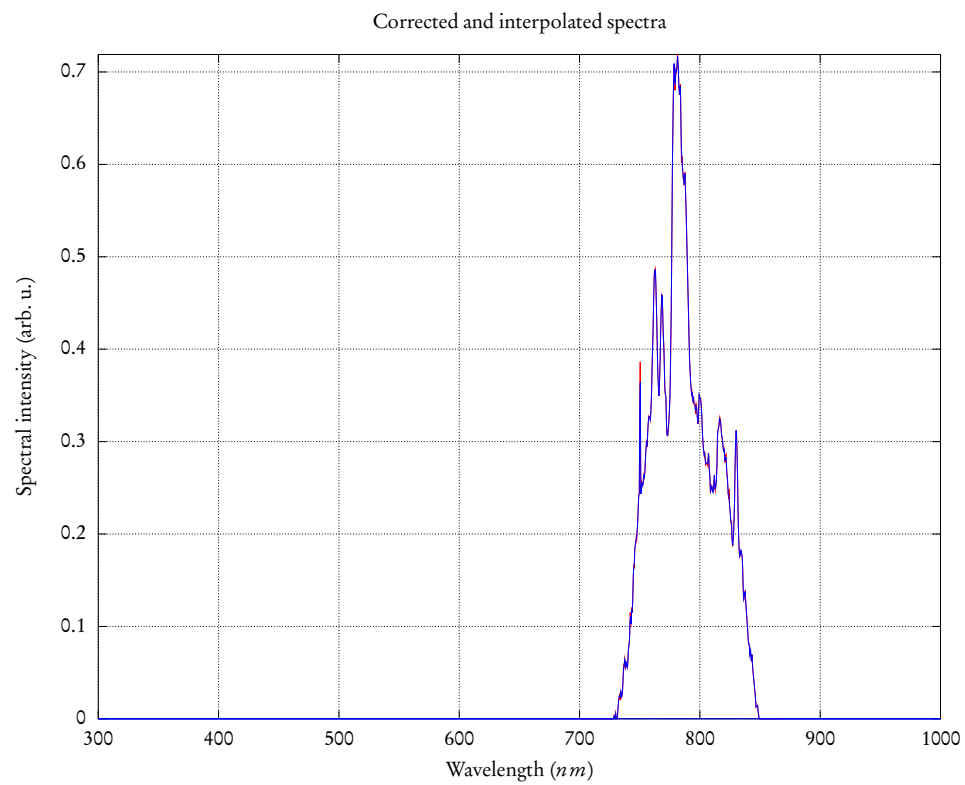
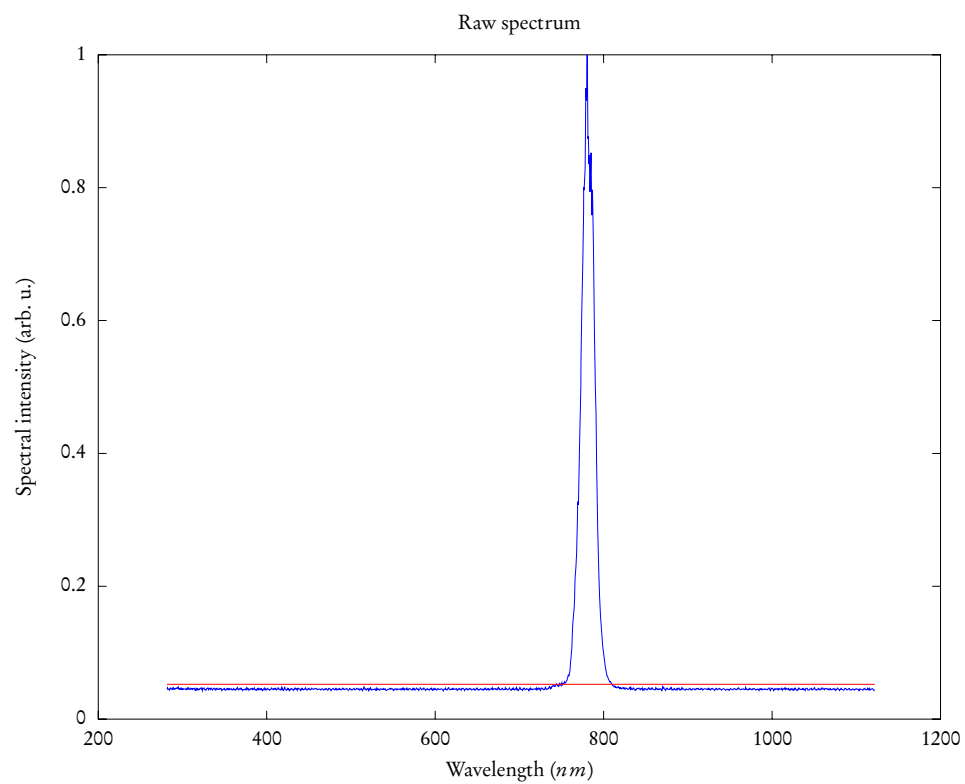


Abbildung 4.Vb

A.4. Abschnitt 4.3

Ursprungsdaten von Abbildung 4.VIIa

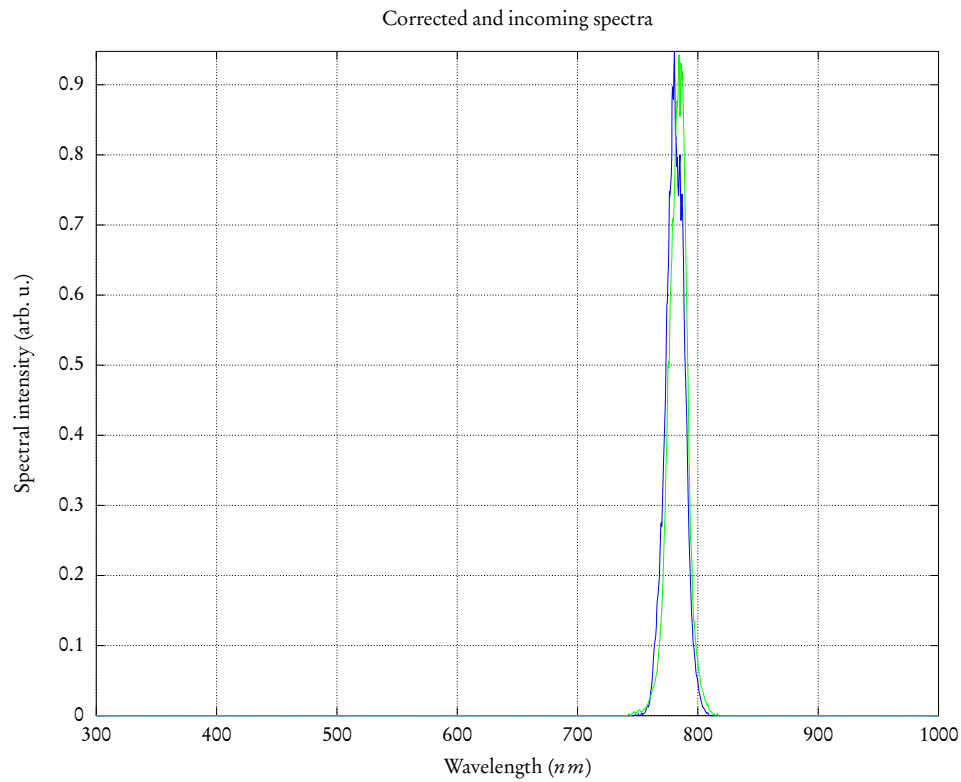


Abbildung 4.VIIa

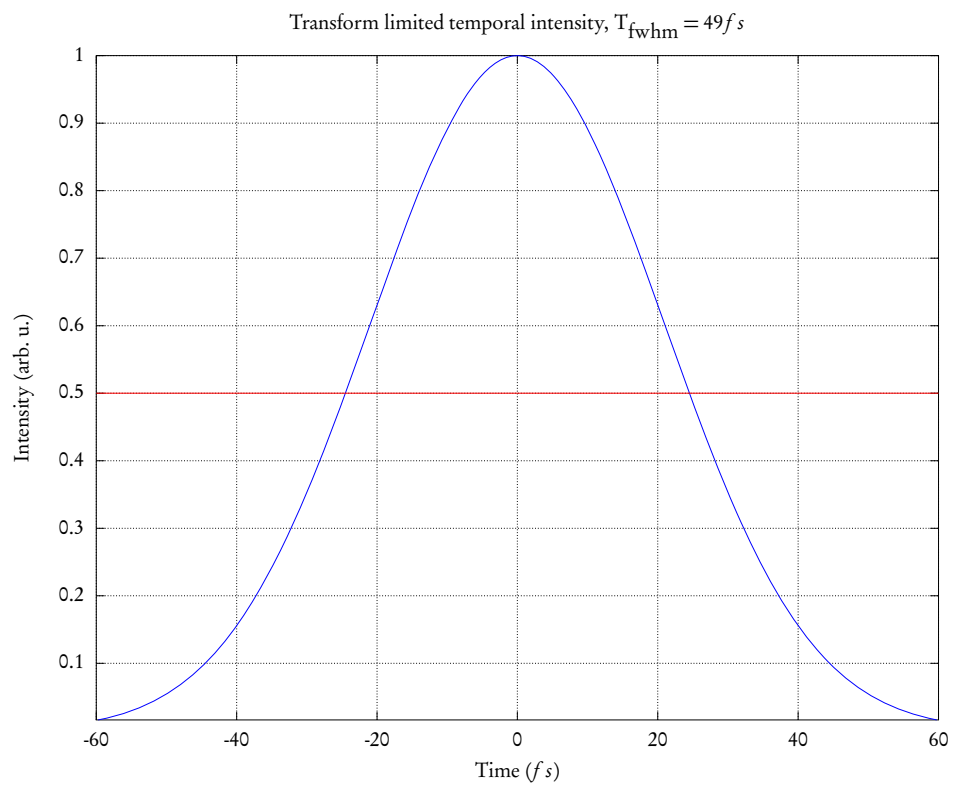
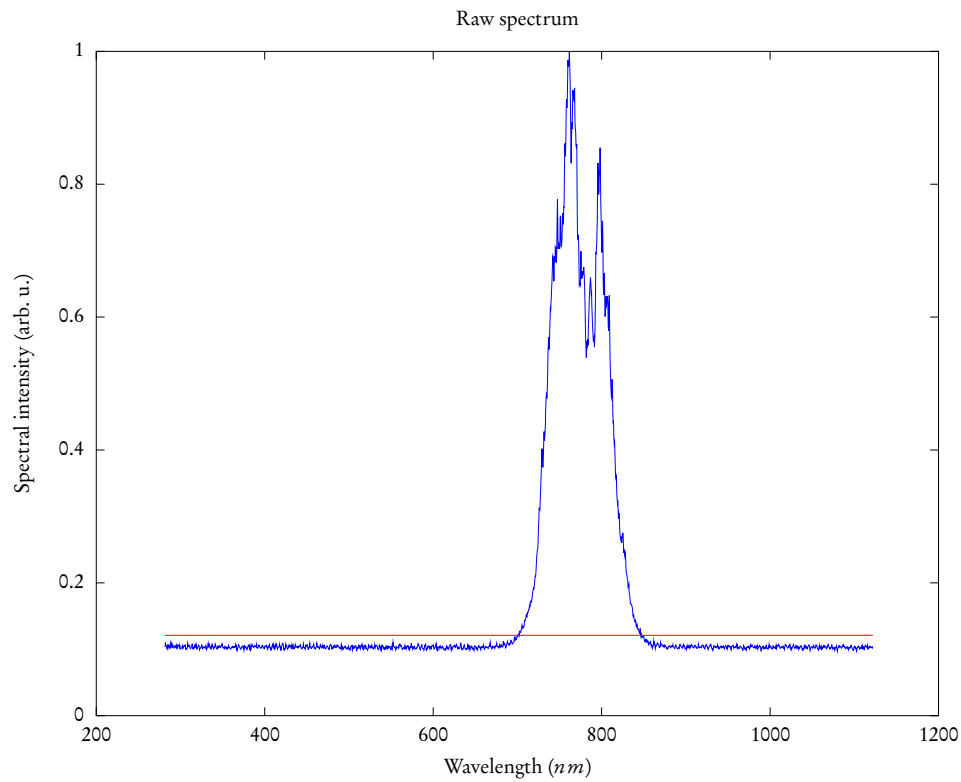


Abbildung 4.VIIb



Ursprungsdaten von Abbildung 4.VIIIa

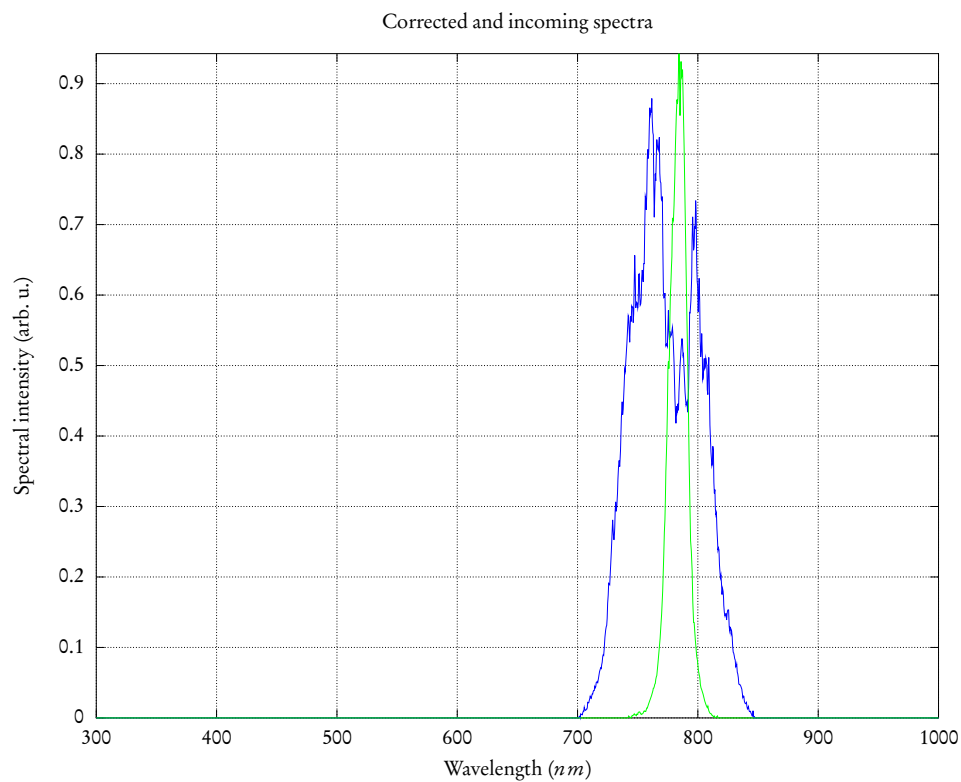


Abbildung 4.VIIIa

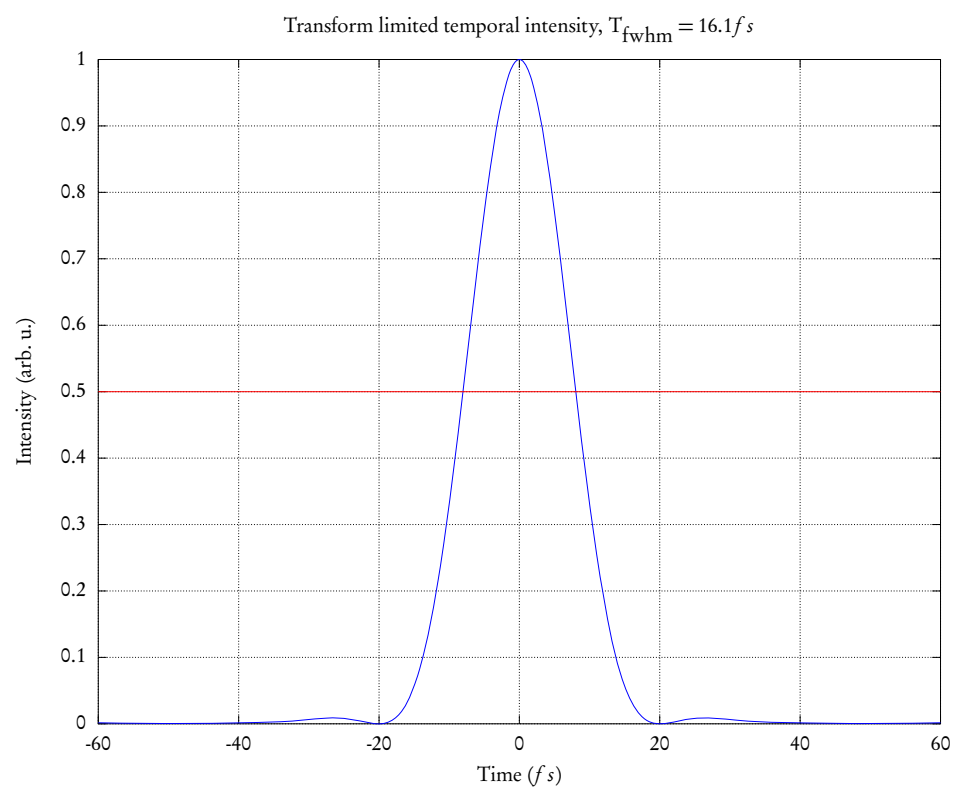


Abbildung 4.VIIIb

Abbildungsverzeichnis

0.I. Pulsvergleich	4
1.I. Fourier Transformation	8
1.II. Gaußstrahl	9
1.III. Anschauliches Beispiel für einen Chirp	10
1.IV. Eigenschaften der Kapillare	12
1.V. Einfluss des Brechungsindizes	13
2.I. Photonenabsorption	15
2.II. 4-Niveaulaser	16
2.III. stimulierte Emission	17
2.IV. Schema eines Ti:Saphir Lasers	17
2.V. Funktionsweise einer Kerr-Linse	18
2.VI. Oszillator	19
2.VII.CPA	19
2.VIII Multipass-Amplifier	20
3.I. Gasapparatur	21
3.II. Einkopplung	22
3.III. optischer Aufbau	23
3.IV. Beispiel Auswertung	24
4.I. Argon 0,5 bar	27
4.II. Argon 1,0 bar	28
4.III. Argon 2,0 bar	28
4.IV. Argon 2,5 bar	29
4.V. Einfluss der Leistung	30
4.VI. Einfluss der Leistung	30
4.VII.Neon 0,0 bar	31
4.VIII.Neon 2,5 bar	31
4.IX. Argon 2,5 bar log	32

Literaturverzeichnis

- [CPA] http://en.wikipedia.org/wiki/Chirped_pulse_amplification.
- [EE06] Eichler, Jürgen und Hans Joachim Eichler: *Laser*. Springer, 6. Auflage, 2006.
- [FBCBS87] Fork, R.L., C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, and C.V. Shank: *Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*. Opt. Lett., 12(7):483 – 485, 1987.
- [Fli08] Fließbach, Torsten: *Quantenmechanik*. Spektrum, 5. Auflage, 2008.
- [Gau] http://commons.wikimedia.org/wiki/Category:Optics_diagrams.
- [Kö08] Körbitzer, Berit: *Erzeugung ultrakurzer Laserpulse mittels einer gasgefüllten Hohlaser*. Bachelorarbeit, Fachbereich Physik Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2008.
- [Kas97] Kasper, Axel: *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse aus Titan:Saphir Laser-Oszillatoren*. Dissertation, MPQ (Max-Planck-Institut für Quantenoptik), 1997.
- [Mal07] Malakzadeh, Abdollah: *Manipulation and characterization of femtosecond laser pulses for cluster spectroscopy*. PhD thesis, Albert-Ludwig-Universität Freiburg i. Br., 2007.
- [Mes08] Meschede, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg + Teubner, 3. Auflage, 2008.
- [NDSS96] Nisoli, M., S. De Silvestri, and O. Svelto: *Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique*. Appl. Phys. Lett., 68:2793 – 2795, 1996.
- [NDSS⁺97] Nisoli, M., O. De Silvestri, S. and Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz: *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*. Opt. Lett., 22(8):522 – 524, 1997.
- [NSDS⁺97] Nisoli, M., S. Stagira, O. De Silvestri, S. and Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, Ch. Spielmann, and F. Krausz: *A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses*. Appl. Phys. B: Lasers Opt., 65:189 – 196, 1997.
- [Pho] http://commons.wikimedia.org/wiki/Category:Atomic_physics.
- [rp-] <http://www.rp-photonics.com/>.
- [Rud07] Rudloff, Milan: *Zeitliche Kompression von Laserpulsen in einem Filament*. Diplomarbeit, Fachbereich Physik Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2007.
- [SFY⁺82] Shank, C.V., R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen, and W.J. and Tomlinson: *Compression of femtosecond optical pulses*. Appl. Phys. Lett., 40(9):761 – 763, 1982.
- [Smo08] Smolarski, Mathias: *Ionisation von Atomen und Molekülen in starken Laserfeldern Eine Betrachtung zeitabhängiger Phänomene*. Dissertation, Fachbereich Physik Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2008.

-
- [SUM⁺08] Schmidt, B.E., W. Unrau, A. Mirabal, S. Li, M. Krenz, L. Wöste, and T. Siebert: *Poor man's source for sub 7 fs: a simple route to ultrashort laser pulses and their full characterization*. Opt. Express, 16(23):18910 – 18921, 2008.
- [Tho08] Thomson, Mark: *Laser- und optoelektronik*. Lecture Notes, 2008.
- [YY07] Yariv, Ammon and Pochi Yeh: *Photonics*. Oxford University Press, 6th edition, 2007.
- [Zro05] Zrost, Karl: *Wechselwirkung von Atomen und kleinen Molekülen mit intensiven, ultra-kurzen Laserpulsen*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2005.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Reinhard Dörner für das Ermöglichen der Arbeit und die nette Aufnahme in die Arbeitsgruppe. Außerdem gilt mein Dank Kyra, für die Betreuung während der Arbeit, der Geduld, mit der alle meine Fragen beantwortet wurden und die Hilfe beim Experimentieren. Für Hilfe am Laser und beim Aufbau des Experimentes möchte ich Abdollah, Arno und Lothar danken. Besonderen Anteil an der Arbeit hat auch Mark Thomson, der immer wieder neue Ideen hatte und vor allem den Code zur Auswertung der Spektren zur Verfügung gestellt hat. Die ganze Arbeit wäre ohne die Hilfe der Administratoren Klaus, Hong-Keun und Rui gar nicht möglich gewesen, auch ihnen ein recht herzliches Dankeschön. Dies gilt ebenfalls für Jasmin und Moritz, die jederzeit ein offenes Ohr hatten und, gemeinsam mit Till, auf die rechtzeitige erfolgreiche Fertigstellung geachtet haben. Ebenso bedanken möchte ich mich natürlich bei der restlichen Gruppe, die immer für eine angenehme Atmosphäre gesorgt haben.

Für die Hilfe bei der Gestaltung der Arbeit möchte ich mich bei Claudia Freudenberger, Christian Stuck, für die geduldige Hilfe bei Fragen zu L^AT_EX und zur Grafik, und bei Julian Tödter bedanken. Bei allen offiziellen und inoffiziellen Fachschaftsmitgliedern bedanke ich mich für die Möglichkeit, in der Fachschaft wieder einen klaren Kopf zu bekommen

Ein ganz besonderes Dankeschön gilt meiner Familie, die mich immer unterstützt haben. Sie haben mich in meinen Entscheidungen bestärkt und falls nötig neuen Mut zugesprochen.

Allen, die ich vergessen habe und trotzdem Anteil an dieser Arbeit haben, gilt ebenfalls mein Dank.