

UNIVERSITÄT REGENSBURG

F-PRAKTIKUM

Ultraschnelle Optik



Michael Rössner Jonas Schambeck

15. Juli 2020

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Vorbereitung	3
2.1	Technische Grundlagen	3
2.1.1	Halbleiter	3
2.1.2	Photodiode	5
2.1.3	Laser	5
2.1.4	Lock-In Verstärker	7
2.1.5	Pump-Probe Versuch	8
2.2	Nichtlineare Optik	8
2.2.1	Doppelbrechung	8
2.2.2	Phasenanpassung	12
2.2.3	Nichtlineare Autokorrelation	13
3	Durchführung	15
3.1	Nichtlineare Optik/ Second Harmonics Generation	15
3.2	Autokorrelation	18
3.3	Ladungsträgerdynamik in InGaAs	20
4	Fazit	22

1 Einleitung

Im Laufe der Entwicklung moderner Halbleitertechnik werden immer neue Techniken und Materialien nötig, um die Leistungsfähigkeit und Effizienz noch weiter zu steigern. Seit einiger Zeit stellt das beliebte Halbleitermaterial Silizium selbst eine Hürde dar. Auf der Suche nach geeigneten Alternativen ist es nötig die Prozesse im Festkörper auf ultrakurzen Zeitskalen zu verstehen. Hierzu mussten neue Methoden entwickelt werden, um eine zeitliche Auflösung bis in den Femtosekundenbereich überhaupt möglich zu machen. Dieser Versuch soll eine kleine Einführung in die Thematik bieten.

2 Vorbereitung

2.1 Technische Grundlagen

Zur Untersuchung optischer Phänomene müssen umfangreiche experimentelle Aufbauten mit komplizierten Geräten verwendet werden. Hier soll kurz in die für diesen Versuch notwendige Technik eingeführt werden.

2.1.1 Halbleiter

Den Halbleiter zeichnet eine Bandlücke zwischen *Valenzband* und *Leitungsband* aus, das kleiner ist als beim Isolator, aber groß genug, um sich vom Leiter abzugrenzen, siehe Abbildung 2.1. In der Technik findet sich der Halbleiter inzwischen überall. Auch in diesem Experiment wird der Halbleiter Verwendung finden.

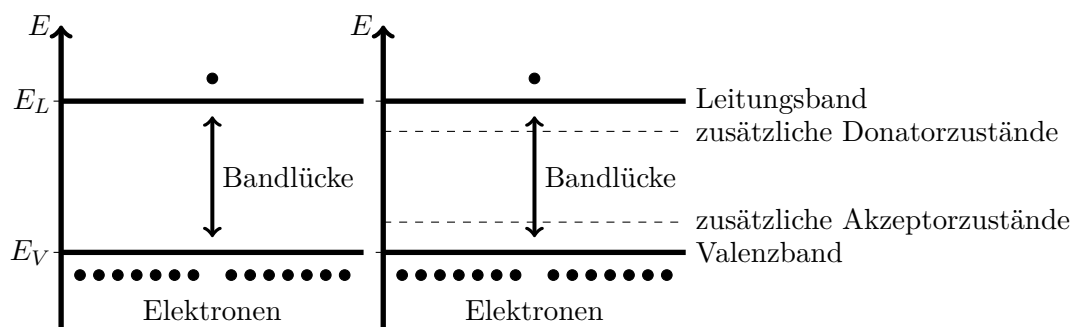


Abbildung 2.1: Bandstrukturen eines (a) reinen Halbleiters, (b) dotierten Halbleiters

In der Technik werden Halbleiter meist *dotiert*. Hierbei werden gezielt Fremdatome in das Gitter eingebracht, um so das Verhältnis von Lochdichte zu Elektronendichte zu manipulieren. *Donatoren* geben Elektronen an das Gitter ab, während *Akzeptoren* diese aufnehmen und so ein zusätzliches Loch schaffen. Da die Bindungsenergie des Donators kleiner als die Bandlücke ist, entstehen zusätzliche Niveaus, die energetisch etwas tiefer liegen, als das Leitungsband. Beim Akzeptor entstehen neue Niveaus etwas oberhalb des Valenzbandes, siehe Abbildung 2.1. Bringt man nun zwei gegensätzlich dotierte Halbleiter in Kontakt, das mit Donatoren dotierte Gebiet nennt man n-Typ, das mit Akzeptoren dotierte p-Typ, so entsteht an der Grenzfläche der *pn-Übergang*, siehe Abbildung 2.2. Durch die unterschiedlichen Dotierungen entsteht in Richtung des p-dotierten Gebiets ein Konzentrationsgefälle für Elektronen, während in Richtung des n-dotierten Gebiets ein Gefälle der Löcherkonzentration entsteht. Dies führt zu einem Elektronenstrom in das p-, und einem Löcherstrom in das n-Gebiet. Die Folge dieser

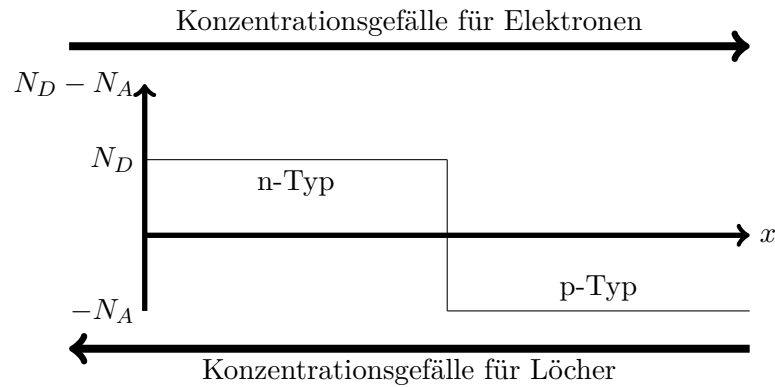


Abbildung 2.2: Konzentration von Donatoren und Akzeptoren. N_D beschreibt hier die Donatorkonzentration, N_A die Akzeptorkonzentration.

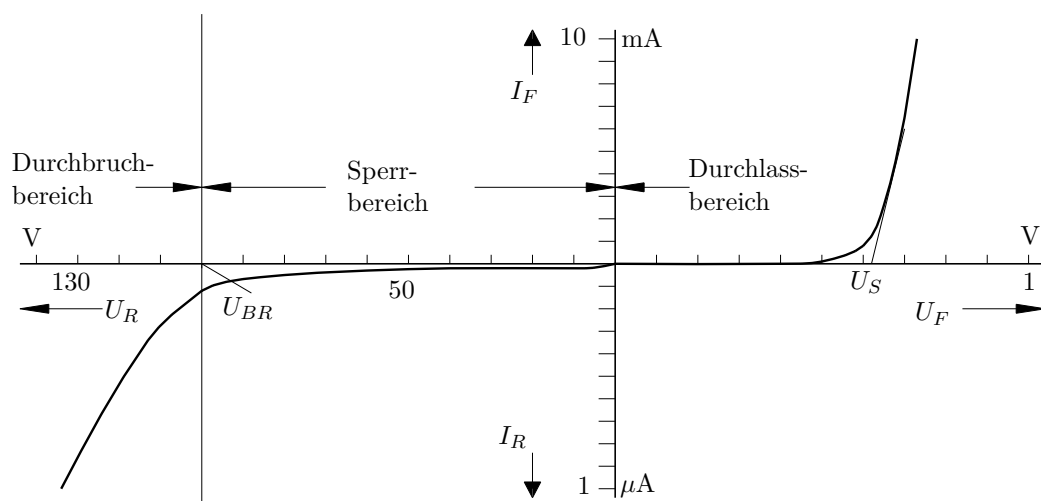


Abbildung 2.3: Qualitative Darstellung einer Diodenkennlinie [8]

Ströme ist eine Verarmung an beweglichen Ladungsträgern im Gebiet um den Übergang. Da die Ionen, Donatoren und Akzeptoren, nicht mehr durch freie Elektronen und Löcher kompensiert werden, entsteht ein Gebiet mit positiven/negativen Raumladung. Dieses Gebiet wird *Raumladungszone* genannt. Legt man an den pn-Übergang eine Spannung an, kann man die typische Diodenkennlinie beobachten. Diese ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der pn-Übergang ist also Basis für den Großteil der modernen Technologie.

2.1.2 Photodiode

Betrachtet man einen solchen pn-Halbleiter unter Lichteinfall, kann man den *photoelektrischen Effekt* beobachten. Photonen mit einer Energie $E = h \cdot \nu$ können Elektronen ins Leitungsband anregen, falls $h \cdot \nu > E_g$, mit der Grösse der Bandlücke E_g . Dies wird in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Im Bereich des pn-Übergangs werden weitere Elek-

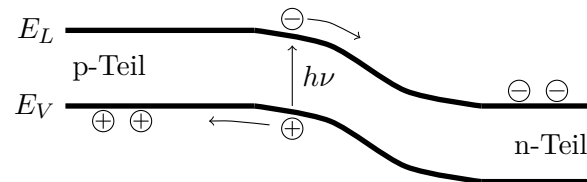


Abbildung 2.4: Anregen eines Elektrons im pn-Übergang

tronen ins Leitungsband angeregt. Wie im vorherigen Abschnitt besprochen entstehen im p-Teil zusätzliche Akzeptorzustände über dem Valenzband und im n-Teil zusätzliche Donatorzustände unter dem Leitungsband. Der Bandverlauf ist, wie in Abbildung 2.4 zu sehen, um den pn-Übergang gebogen. Nach der Anregung diffundiert das Elektron in den n-Teil, da hier ein Mangel an beweglichen Elektronen herrscht, während das Loch in den p-Teil driftet. Dies führt zu einer Photospannung, die am Halbleiter abgenommen werden kann.

2.1.3 Laser

Der Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) ist eine Lichtquelle, die sich durch hohe Strahlungsintensität, einen engen Frequenzbereich, starker Bündelung des Strahls und einer grossen Kohärenzlänge auszeichnet.

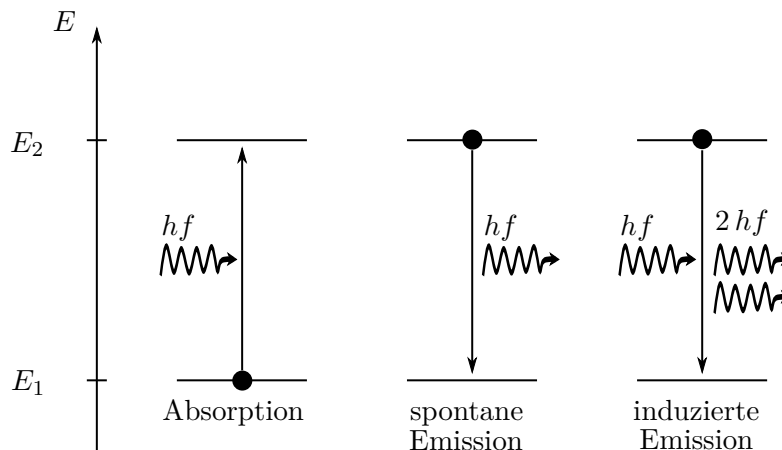


Abbildung 2.5: Wechselwirkung zwischen Photonen und Elektronen im Atom

Zur Lichterzeugung wird die *spontane* und *induzierte Emission* ausgenutzt, die in Abbildung 2.5 skizziert ist. Ein Photon kann ein gebundenes Elektron durch *Absorption*

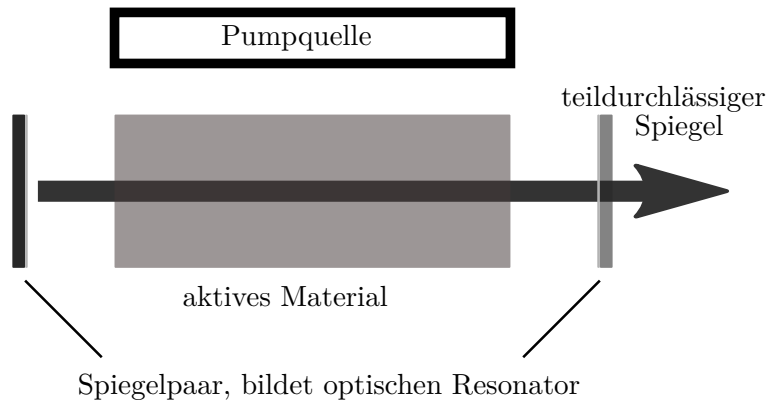


Abbildung 2.6: Aufbau eines Lasers

auf ein höheres Energieniveau heben. Selbiges kann durch *spontane Emission* unter Abgabe eines Photons zurück in das niedrigere Niveau wechseln. Trifft dieses Photon auf ein weiteres angeregtes Elektron, so kann dieses Elektron zur Emission angeregt werden, zur *induzierten Emission*. Wichtig ist hierbei, dass alle emittierten Photonen die gleiche Energie tragen. Das Licht ist also monochromatisch.

Soll mithilfe dieses Prinzips ein intensiver Strahl erzeugt werden, so müssen möglichst viele Elektronen in diesen angeregten Zustand gebracht werden. Hierzu verwendet man eine *Pumpquelle*, siehe Abbildung 2.6. Diese Pumpe regt im *aktiven Material*, also das Material, in dem die Emission stattfinden soll, die Elektronen an, sodass mehr Elektronen im energetisch höheren Energieband aufhalten. Dieser Zustand wird *Besetzungsinversion* genannt. Durch spontane Emission wandern erste Photonen durch das aktive Material und induzieren weitere Emission. Ein *optischer Resonator*, oft verwirklicht durch zwei Spiegel, reflektiert nun die Photonen immer wieder zurück in das aktive Material, wodurch sich eine stehende Welle bildet. Der vordere Spiegel lässt immer einen Teil der Strahlung entweichen. So entsteht ein homogener, intensiver Strahl.

Zur Versuchsdurchführung wird eine besondere Bauart des Lasers verwendet, der *Faserlaser*. Dieser gibt statt einem kontinuierlichen Strahl kurze Pulse ab. Der Aufbau ist hier komplexer, siehe Abbildung 2.7. Das aktive Medium ist eine Erbium-dotierte Glasfaser. Durch eine Leuchtdiode, in der Abbildung *Pump Diode*, wird eine Besetzungsinversion der Erbium-Ionen hergestellt. An den Enden der Faser bilden zwei teildurchlässige Spiegel den Resonator. Durch einen sättigbaren Absorber, *SAM*, der nur kurze intensive Impulse transmittiert, wird der gepulste Charakter des Lasers erreicht. Nach dem Verlassen des Oszillators erfolgt eine weitere Verstärkung in einer dotierten Glasfaser, wieder durch eine Diode gepumpt, bevor der Impuls ausgesendet wird. Daraus wird eine Pulsenergie von 0.8 eV erreicht. Eine interessante Folge des gepulsten Charakters mit derart hohen Energien findet sich in der Pulsform des Lasers. Anstatt eines monochromatischen Spektrums, wie man es von Lasern erwarten würde, hat der Laser eine breitere Wellenlängenverteilung. Dies ist mit der Energie-Zeit Unschärfe zu begründen. Durch die hohen Energien ist die Zeit nicht mehr scharf genug aufgelöst, um eine schmale

Wellenlängenverteilung zu erreichen. [7, 2]

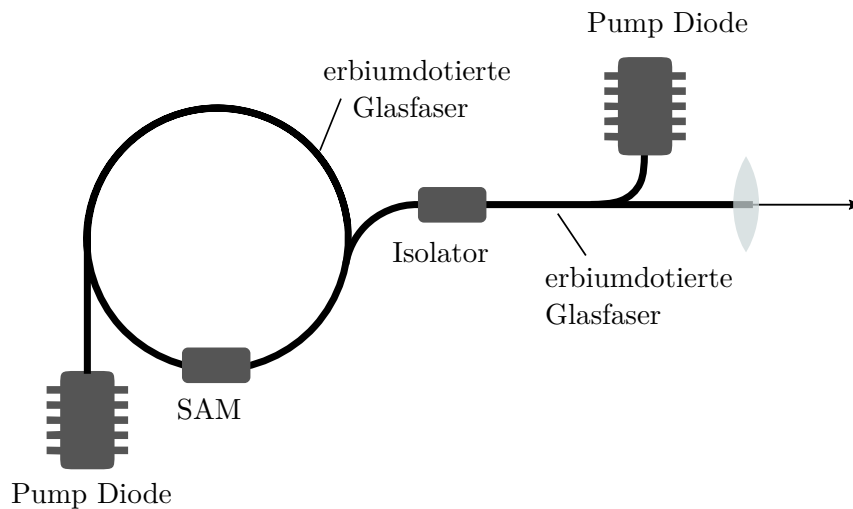


Abbildung 2.7: Aufbau eines Faserlasers

2.1.4 Lock-In Verstärker

In der Experimentalphysik arbeitet man oft mit Messsignalen, die um ein vielfaches schwächer sind, als das Umgebungsrauschen, das unweigerlich auftritt. Ohne passende Verstärkung und Filterung sind diese Messungen wertlos. Abhilfe schafft in diesem Experiment der Lock-In Verstärker. Die Funktion des Verstärkers erkennt man am besten

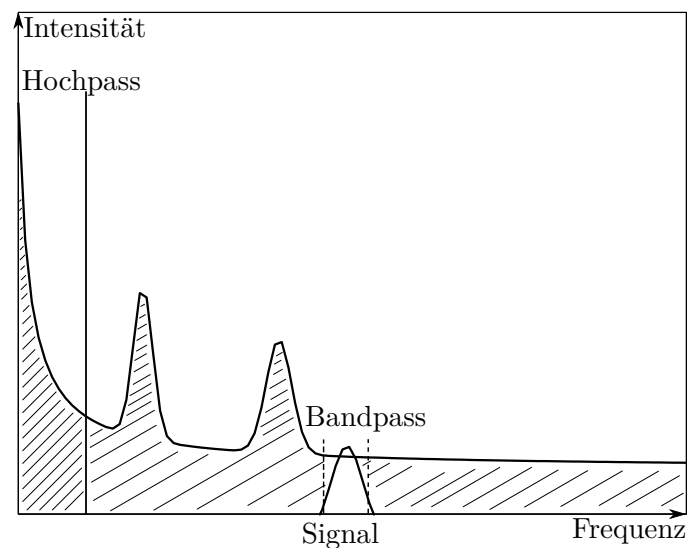


Abbildung 2.8: Signalverarbeitung mit einem Lock-In Verstärker

anhand eines Signals. In Abbildung 2.8 ist eine rein qualitative Darstellung eines mög-

lichen Messsignals abgebildet. Das Signal selbst ist durch das starke Rauschen kaum zu erkennen. Im ersten Schritt wird ein Hochpass angewandt. Das kräftige Rauschen gegen 0 Hz fällt dadurch weg. Danach wird eine sehr enger Bandpass um das eigentliche Signal angewandt. Die ungefähre Frequenz ist bei vielen Anwendungen bekannt. Beispiele sind die Herzfrequenz, oder wie in diesem Experiment die Frequenz der Lichtquelle. So wird ein Großteil des Rauschen gefiltert, in der Abbildung schraffiert, und das Signal kann weiter ausgewertet werden.

2.1.5 Pump-Probe Versuch

Zur Untersuchung der Ladungsträgerdynamik in InGaAs wird ein sogenannter Pump-Probe Versuch verwendet. Hierbei wird die Probe (in unserem Fall der InGaAs Kristall) zunächst von einem leistungsstarken Pumpimpuls angeregt und anschließend von einem schwächeren Abtastpuls durchlaufen, welcher schließlich auf eine Photodiode trifft. Die Transmission des Abtastpulses hängt nun davon ab, wie viele Elektronen sich im angeregten Zustand befinden, bzw. anders ausgedrückt: wie viele Photonen noch absorbiert werden können. Trägt man nun die transmittierte Intensität des Abtastpulses gegen die Verzögerungszeit τ zwischen dem Auftreffen der beiden Pulse auf, so kann beobachtet werden, wie sich die Ladungsträger der Probe im angeregten Zustand verhalten: Bei einer Verzögerungszeit von $\tau < 0$ trifft der Abtastpuls auf eine noch nicht angeregte Probe, d.h. hier findet die minimale Transmission statt. Bei $\tau = 0$ steigt die Transmission stark an, da der Pumpimpuls nun schon Elektronen angeregt hat und der Abtastpuls somit weniger absorbiert wird. Bei $\tau > 0$ sinkt die Transmission mit steigender Verzögerungszeit wieder, da in der Zeit zwischen Anregung durch den ersten Puls und Eintreffen des zweiten Pulses schon wieder Elektronen ins Valenzband rekombiniert sind.

In diesem Versuch entstehen Pump- und Abtastpuls dadurch, dass ein Laserpuls durch einen 97 : 3 Strahlteiler in einen starken und einen schwachen Puls aufgeteilt werden.

[5]

2.2 Nichtlineare Optik

2.2.1 Doppelbrechung

Um das Prinzip der Doppelbrechung verstehen zu können, gilt es zunächst die Polarisation des Lichts zu verstehen. Hierzu betrachten wir zunächst die Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle.

Aus den Maxwellgleichungen lässt sich die Transversalität der elektromagnetischen Welle zeigen, der Wellenvektor \vec{k} steht also senkrecht zum elektrischen Feld \vec{E} . Für eine Welle die sich in z-Richtung ausbreitet, gilt also

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \begin{pmatrix} E_{x0} \cos(kz - \omega t) \\ E_{y0} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Das ϵ beschreibt hierbei die Phasendifferenz der Feldkomponenten.

Diese Betrachtung lässt nun einige wichtige Polarisationszustände zu.

Linear polarisiert: Für die Fälle $\epsilon = \pm 2n\pi$ und $\epsilon = (2n+1)\pi$ sind die Komponenten \vec{E}_x und \vec{E}_y in bzw. auSSer Phase. Dies führt zu einer zeitlich konstanten Feldrichtung.

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \\ 0 \end{pmatrix} \cos(kz - \omega t) = \vec{E}_0 \cos(kz - \omega t)$$

Zirkular polarisiert: Ist nun $E_{x0} = E_{y0} = E_0$ mit $E = |\vec{E}|$ und $\epsilon = \frac{\pi}{2} + m\pi$, $m \in N_0$, so beschreibt die Drehung der Feldrichtung über die Zeit einen Kreis in der x-y Ebene. Es gilt

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(kz - \omega t) \\ \pm \sin(kz - \omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Für alle anderen Fälle ist das Licht **elliptisch polarisiert**. Die Drehung der Feldrichtung beschreibt eine Ellipse in der x-y Ebene.

Diese Eigenschaft findet zum Beispiel in Polarisatoren und Analysatoren Anwendung. Es gibt Materialien, die nur Licht einer bestimmten Polarisationsrichtung transmittieren. So spricht man von einem Linear-, Zirkular-, oder einem elliptischen Polarisator. Verwendet man zwei Polarisatoren nacheinander, so spricht man von einem Analysator. Aus der Quelle wird mithilfe des ersten Polarisator nur eine bestimmte Richtung transmittiert. Den zweiten gleichartigen Polarisator kann man dann um einen Winkel Θ verdrehen, sodass nur noch ein Teil des Lichts transmittiert wird. Wird er um 90° verdreht, so wird die komplette Intensität gefiltert. Quantitativ ergibt sich

$$I(\Theta) = I_0 \cos^2 \Theta$$

In der linearen Optik werden Materialien betrachtet, die optisch isotrop sind. Die Lichtausbreitung war also unabhängig von der Richtung. Es gilt

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$$

Die dielektrischen Eigenschaften der Medien wird durch die dielektrische Verschiebung \vec{D} berücksichtigt. Das Feld \vec{E} wird durch die dielektrische Konstante ϵ abgeschwächt. Die Richtung von \vec{D} und \vec{E} ist jedoch immer die Gleiche.

In der nichtlinearen Optik muss dieses Konzept für nichtisotrope Medien erweitert werden. Ein solches Medium ist bezüglich seiner dielektrischen Eigenschaften nicht mehr symmetrisch. Die Konstante ϵ wird durch den Tensor ϵ_{ij} ersetzt. Dieser hat die Form

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Die Gleichung $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_{ij} \vec{E}$ kann man noch vereinfachen, indem man die Achsen des Koordinatensystems den Hauptachsen des Kristalls angleicht. Dadurch muss man nur die Einträge der Diagonale betrachten. So ergibt sich für die einzelnen Richtungen

$$D_i = \epsilon_0 \epsilon_i E_i, \quad i = x, y, z$$

Mit dieser Gleichung lassen sich drei Arten von Medien unterscheiden.

1. **Optisch isotrope Medien:** $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$ Die Richtung spielt also keine Rolle und man landet in der linearen Optik.
2. **Optisch einachsige Kristalle:** Man setzt eine optische Achse, z.B. in z-Richtung. Für die Richtungen gilt dann $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$ Die Lichtausbreitung längs der optischen Achse erfolgt dann ohne Polarisationsabhängigkeit. Bei allen anderen Richtungen werden die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des einfallenden Lichtes unterschiedlich gebrochen. Die quantitative Betrachtung erfolgt später.
3. **Optisch zweiachsige Kristalle:** Hier gilt $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z \neq \epsilon_x$. Es gibt also zwei Achsen mit polarisationsabhängiger Lichtausbreitung.

Für diesen Versuch besonders wichtig sind die optisch einachsigen Kristalle, die im folgenden genauer betrachtet werden sollen.

Die Lichtausbreitung im Medium kann man mithilfe der oben Beziehung zwischen \vec{D} und \vec{E} und den Maxwellgleichungen herleiten. Daraus kann man für eine ebene Welle in nichtmagnetischen Substanzen folgende Relationen herleiten

$$\vec{D} \perp \vec{k}, \quad \vec{B} \perp \vec{k}, \quad \vec{B} \perp \vec{E}, \quad \vec{B} \perp \vec{D}$$

Für den Poyntingvektor \vec{S} , der den Energiefluss der Welle beschreibt, gilt analog zur linearen Optik

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$$

Wie in Abbildung 2.9 zu sehen, breitet sich der Strahl nicht in Richtung des Wellenvektors, sondern in Richtung des Poyntingvektors aus. In der linearen Optik zeigen diese in die gleiche Richtung. Für einen einachsigen Kristall lässt sich ein lineares Gleichungssys-

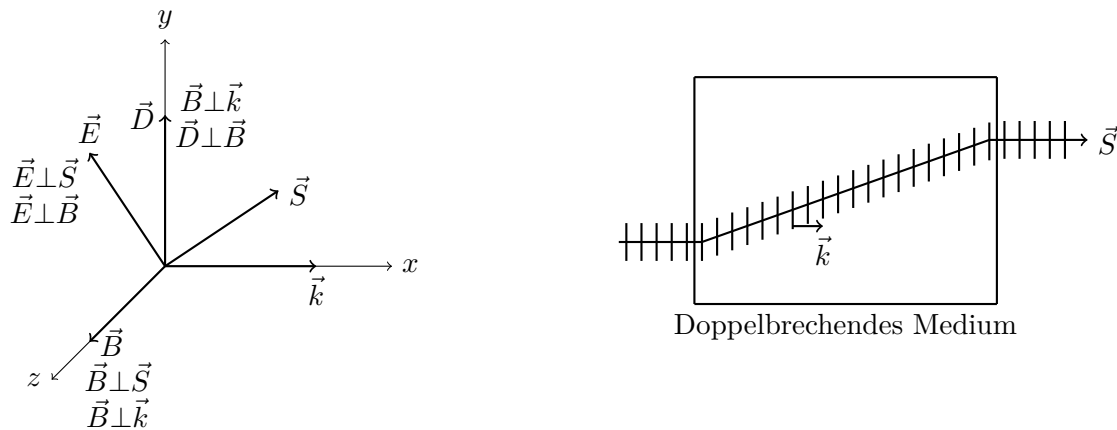


Abbildung 2.9: a) Skizze der einzelnen Vektoren einer Welle. b) Skizze der Wellenausbreitung des auSSerordentlichen Strahls im Medium.

tem aufstellen, woraus sich dann 2 Werte für den Brechungsindex n bestimmen lassen.

$$\frac{1}{n_{ao}^2} = \frac{\cos^2(\Theta)}{\epsilon_{\perp}} + \frac{\sin^2(\Theta)}{\epsilon_{\parallel}}, \quad n_0 = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$$

Hier beschreibt n_{ao} den auSSerordentlichen Strahl, dessen Ausbreitung in Abbildung 2.9 b) zu sehen ist. n_o beschreibt dagegen den ordentlichen Strahl, der den Gesetzen der linearen Optik folgt. Θ ist der vom Wellenvektor \vec{k} und der optischen Achse eingeschlossene Winkel. Für einen zur optischen Achse parallelen Strahl, $\Theta = 0$, ergibt sich n_0 als einziger Brechungsindex, sodass in diesem Fall ordentliche Strahl beobachtet werden kann.

Polarisationsdreher: Eine wichtige, auch in diesem Versuch benutzte, Anwendung der Doppelbrechung ist der Polarisationsdreher, oft einfach " $\lambda/2$ -Plättchen" genannt. Es besteht meist aus einer dünnen Schicht eines doppelbrechenden Materials (z.B. Kalkspat) und kann dazu verwendet werden, die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht um einen beliebigen Winkel zu drehen: Fällt eine elektromagnetische Welle mit einer zur optischen Achse des $\lambda/2$ -Plättchens um den Winkel α geneigten Polarisation ein, so wird diese beim Durchlaufen des Polarisationsdrehers um den Winkel 2α gedreht. Der Effekt kommt dadurch zustande, dass sich nach Durchlaufen des Plättchens zwischen dem zur optischen Achse parallelen und senkrechten Polarisationsanteil eine Phasendifferenz von $\lambda/2$ ergibt, welche in der entsprechenden Drehung der Polarisation resultiert. Der Prozess ist in Abb. 2.10 veranschaulicht.

In diesem Versuch wird der Polarisationsdreher in Kombination mit einem Polfilter verwendet, wodurch es möglich ist, die Intensität des Pumpstrahls stufenlos einzustellen ohne dabei dessen Polarisationsrichtung zu ändern, wie im Abschnitt zum Analysator beschrieben. Für die Intensität gilt

$$I = I_0 \cos^2(\alpha)$$

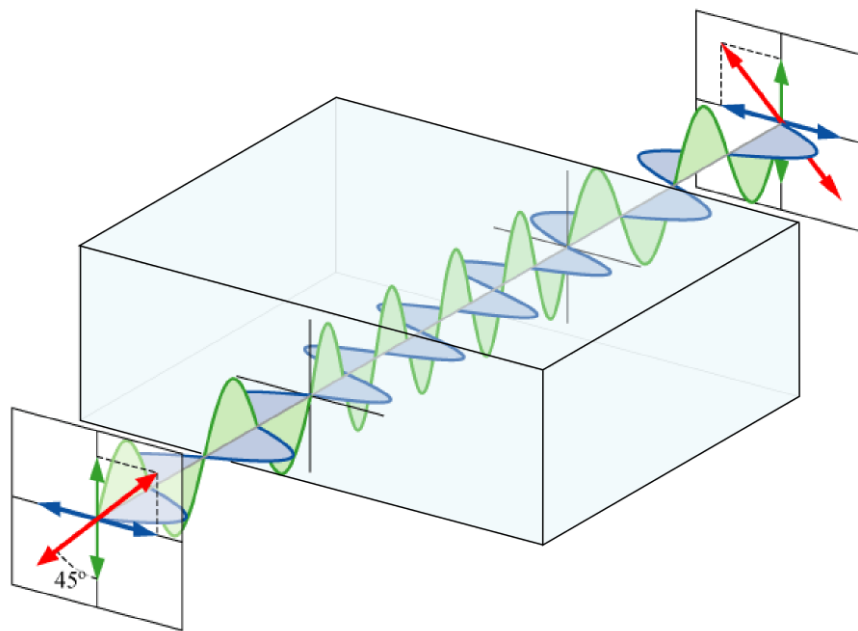


Abbildung 2.10: Veranschaulichung des im Polarisationsdreher ablaufenden Prozesses. Die Polarisation der Welle ist als roter Pfeil dargestellt, die optische Achse des $\lambda/2$ -Plättchens in grün.[1]

[2], [6], [4]

2.2.2 Phasenanpassung

Eine weitere Anwendung der Doppelbrechung in diesem Versuch findet sich in der Phasenanpassung.

Durch die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $n = n(\omega)$, propagiert Licht unterschiedlicher Wellenlänge nicht gleich schnell durch das Medium. Über weite Teile der Frequenzspektrums findet sich die normale Dispersion $\frac{dn}{d\omega} > 0$. In der Nähe der Resonanzfrequenz kommt es aber auch zur sogenannten anomalen Dispersion $\frac{dn}{d\omega} < 0$.

Für unseren ersten Versuchsteil, bei dem die zweite harmonische des Laserlichts generiert werden soll (SHG), bedeutet die Dispersion, dass die Ausgangswelle und die zweite Harmonische (SH) unterschiedlich schnell durch das Medium propagieren. So kommt es noch im Kristall zu destruktiver Interferenz, was eine effiziente Generierung unmöglich macht. Abhilfe schafft hier die Phasenanpassung. Sollen beide Wellen den Stoff gleich durchlaufen muss die Bedingung $\Delta k = 0$ offensichtlich erfüllt sein.

In der Praxis kann man verschiedene Methoden nutzen. Man kann einerseits die anormale Dispersion nahe an Resonanzfrequenzen nutzen, häufiger kommt allerdings die Doppelbrechung zum Einsatz. Das Prinzip soll anhand der SHG im negativen optisch einachsigen Kristall, $n_{ao} < n_o$, gezeigt werden. Die Ausgangswelle propagiert als ordentliche Welle mit n_o , während die senkrecht dazu polarisierte SH das Medium als auSSerordent-

liche Welle mit n_{ao} durchläuft. Zur Phasenanpassung muss $n_{ao}(2\omega, \Theta) = n_o(\omega)$ gelten. Hierbei ist der außerordentliche Brechungsindex Winkelabhängig, wie im vorherigen Kapitel zu Doppelbrechung erklärt. Mit dem Zusammenhang der beiden Brechungsindizes aus dem letzten Kapitel ergibt sich

$$\frac{\sin^2 \Theta}{n_{ao}^2(2\omega)} + \frac{\cos^2 \Theta}{n_o^2(2\omega)} = \frac{1}{n_o^2(\omega)}$$

Nach einigen Umstellungen erhält man

$$\sin^2 \Theta = \frac{\frac{1}{n_o^2(\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}}{\frac{1}{n_{ao}^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}}$$

Der Kristall muss also in einem berechenbaren Winkel Θ zum Strahl stehen, um eine effiziente SHG zu erreichen.

[3]

2.2.3 Nichtlineare Autokorrelation

Elektronische Bauteile sind viel zu langsam, um die Dauer von Pulsen im Femtosekundenbereich zu erfassen. Um dieses Problem zu lösen, bedient man sich der sogenannten "Autokorrelation". Mathematisch ist die Autokorrelation A_c für einen Puls der Intensität I in der Zeit-Darstellung folgendermaßen definiert:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt I(t) I(t - \tau)$$

In der Regel wird bei diesem Verfahren die Form des Pulses vorher als gegeben angenommen, damit bei vorliegendem Autokorrelationssignal Rückschlüsse auf die tatsächliche Impulsdauer gezogen werden können. Oft wird hierfür die Gaußfunktion oder der Sekans Hyperbolicus verwendet, bei unserem Versuch werden wir mit der Gaußfunktion arbeiten. In Tabellen kann somit nachgeschlagen werden, welches Verhältnis der FDHM (full duration at half maximum) von Autokorrelationssignal und ursprünglichem Puls vorliegt. Für die Gaußfunktion gilt:

$$\frac{\text{FDHM}_{AK}}{\text{FDHM}_S} = \sqrt{2}$$

was sich folgendermaßen herleiten lässt:

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann zunächst von einer zentrierten Gaußfunktion ausgegangen werden, da eine Verschiebung die FDHM nicht verändert:

$$g_{0,\sigma^2}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$$

welche ihr Maximum bei $t = 0$ mit $g_{0,\sigma^2}(t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}$ annimmt. Die FDHM ist also

$$|t_2 - t_1| \text{ mit } g_{0,\sigma^2}(t_1) = g_{0,\sigma^2}(t_2) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi\sigma^2}}$$

Berechnung von $t_{1,2}$:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} e^{\frac{-t^2}{2\sigma^2}} \\ \frac{1}{2} &= e^{\frac{-t^2}{2\sigma^2}} \\ \ln\left(\frac{1}{2}\right) &= \frac{-t^2}{2\sigma^2} \\ 2\sigma^2 \ln\left(\frac{1}{2}\right) &= -t^2 \\ t_{1,2} &= \pm \sqrt{2\ln(2)}\sigma \\ \Rightarrow \text{FDHM} &= 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2,355\sigma\end{aligned}$$

Bei der Gaußfunktion gilt nach Faltungseigenschaften, dass sich die Varianz $\tilde{\sigma}^2$ des ursprünglichen Pulses zur Varianz der Autokorrelation σ^2 verdoppelt, also

$$2\tilde{\sigma}^2 = \sigma^2 \Leftrightarrow \frac{\sigma}{\tilde{\sigma}} = \frac{2,355\sigma}{2,355\tilde{\sigma}} = \frac{\text{FDHM}_{AK}}{\text{FDHM}_S} = \sqrt{2}$$

Technisch wird die Autokorrelation in diesem Versuch als "Nichtlineare Autokorrelation" realisiert: Der Laserpuls wird mittels Strahlteiler in zwei Teile gleicher Intensität aufgespalten, wovon einer über eine Verzögerungsstrecke geschickt wird. Anschließend werden beide Teilpulse auf eine Siliziumdiode fokussiert und deren Signal in Abhängigkeit der Verzögerungszeit aufgetragen. Die Photodiode besitzt eine Bandlücke von ca. 1,1 eV, was überhalb der Photonenenergie des Lasers von ca. 0,8 eV liegt, wodurch zur Interbandanregung das nichtlineare Phänomen der Zweiphotonenabsorption benötigt wird, welche quadratisch mit der Intensität skaliert. Zur Veranschaulichung des Prozesses geben wir das Autokorrelationssignal in Abhängigkeit der Intensitäten I_A und I_B der beiden Pulsteile für die zwei Extremsituationen an: Überlappen sich die Pulse zeitlich nicht, so wird die Photodiode als Signal lediglich die Summe der beiden quadratischen Intensitäten anzeigen: $A_c = I_A^2 + I_B^2$. Bei vollem Überlapp wird jedoch folgendes angezeigt: $A_c = (I_A + I_B)^2$. Im ersten Fall werden nämlich einfach doppelt so viele Elektronen ins Leitungsband befördert, wie bei einem einzigen eintreffenden Puls, da die Pulse hintereinander auf die Diode treffen und sich ihre Intensitäten nicht überlagern. Im zweiten Fall jedoch herrscht zu jeder Zeit die doppelte Intensität eines einzelnen Pulses in der Diode, da beide Pulse zeitgleich auftreten. Da die Zweiphotonenanregung quadratisch von der Intensität abhängt, ergibt sich somit ein anderes Signal als im ersten Fall.

[3]

3 Durchführung

3.1 Nichtlineare Optik/ Second Harmonics Generation

In diesem Teil soll mit einem nichtlinearen Kristall (β -Bariumborat, "BBO") die zweite Harmonische des Lasers erzeugt werden. Der von uns verwendete Glasfaserlaser besitzt eine zentrale Wellenlänge von 1560nm, die zweite Harmonische ist also bei etwa 780nm im roten Spektralbereich zu erwarten.

Der Versuchsaufbau ist in Abb.3.1 schematisch dargestellt. Zunächst wurde das $\lambda/2$ -Plättchen so gedreht, dass der Laserstrahl den Polfilter mit maximaler Intensität passiert, um optimale Bedingungen für die Frequenzverdopplung zu schaffen. Dann wurde die Position des BBO-Kristalls so angepasst, dass er vom Laser genau getroffen wurde. Nach relativ zeitintensiver Justage konnten wir einen roten Laserpunkt auf einem Blatt Papier, das wir hinter dem BBO-Kristall platziert haben erkennen. Nach Entfernen des Blattes und weiterer Feinjustage wurde der frequenzverdoppelte Teil des Laserstrahls durch den dichroitischen Strahlteiler von der Fundamentalen abgespalten und auf einen Schirm geworfen, auf den die Glasfaser unseres Spektroskops gerichtet war. Die Daten des Spektroskops sind in Abb. 3.2 dargestellt. Das Maximum bei ca. 780nm ist deutlich zu erkennen und liegt im Rahmen der Erwartungen. Im Vergleich zum spektralen Profil des Laserlichts (siehe Abb. 3.3) fällt auf, dass dieses zwei ausgeprägte lokale Maxima besitzt, während die zweite Harmonische drei aufweist. Dies lässt sich durch die im Kristall vollzogene Faltung des eingestrahlten Laserpulses erklären.

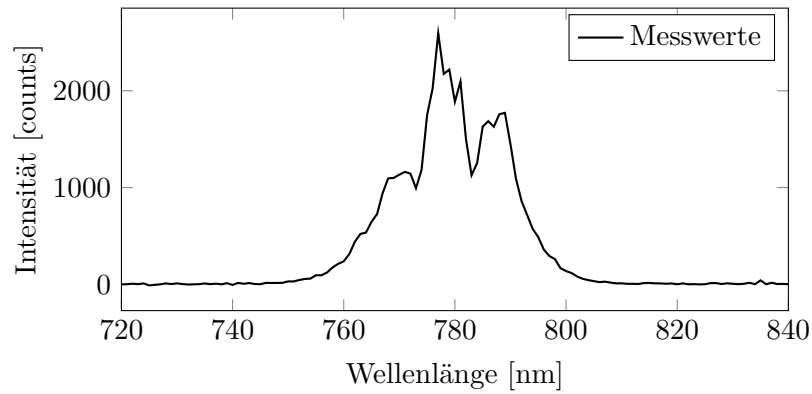


Abbildung 3.2: Spektrum der zweiten Harmonischen bei voller Intensität des Pumpstrahls. Auffällig sind die drei Maxima in der Frequenzverteilung.

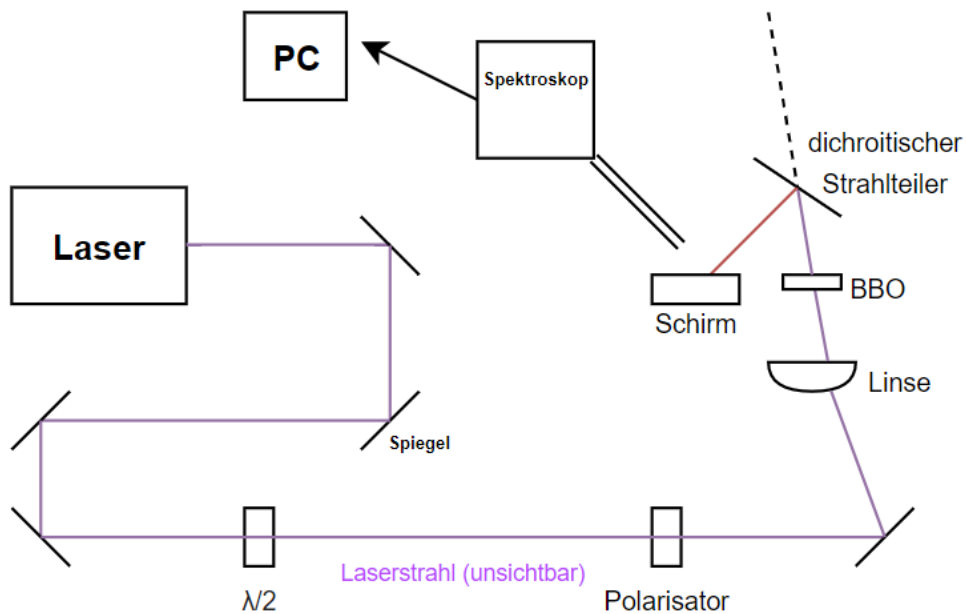


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Nichtlinearen Optik.

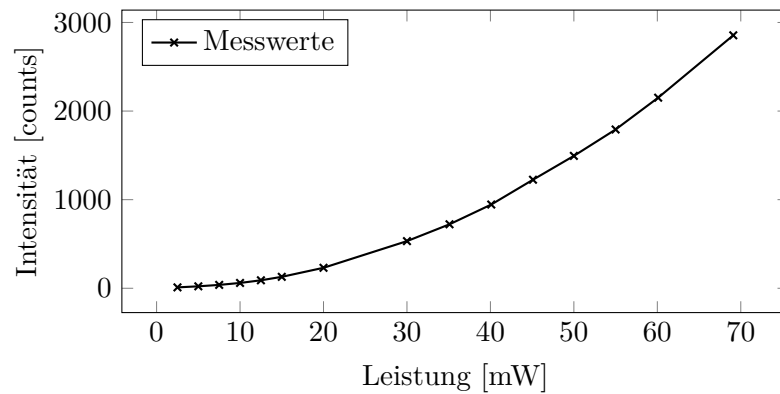


Abbildung 3.4: Intensität der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit des Pumpflusses.

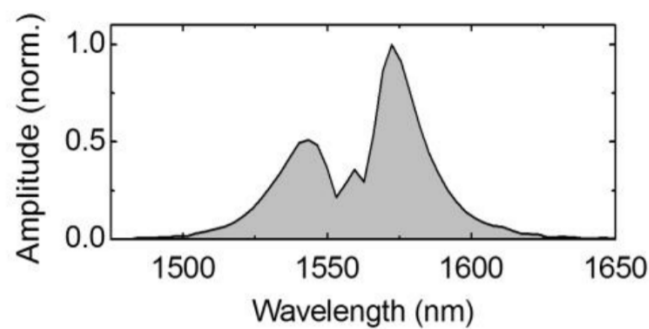


Abbildung 3.3: Spektrales Profil des eingestrahnten Laserlichts, also der Fundamental mit zwei Maxima.

Anschließend wurden durch Verdrehen des $\lambda/2$ -Plättchens verschiedene Pumpflüsse eingestellt um Intensität der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der Leistung des eingestrahnten Lasers zu untersuchen. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.4 zu sehen. Wie zu erwarten zeigt sich ein quadratisches Verhalten der Intensität der second harmonics bezüglich der eingestrahnten Leistung.

3.2 Autokorrelation

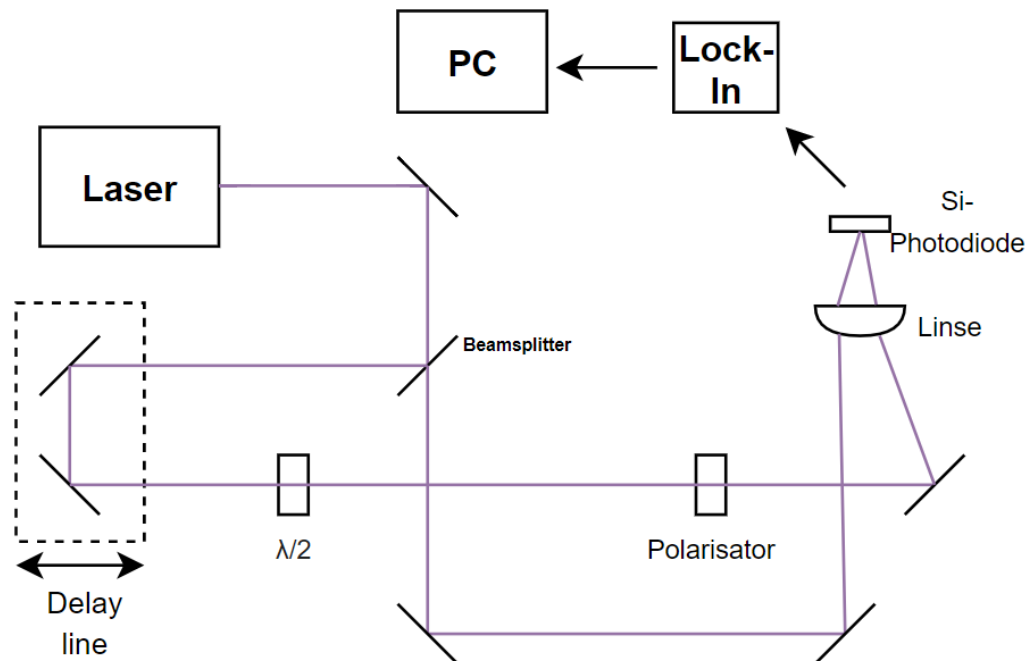
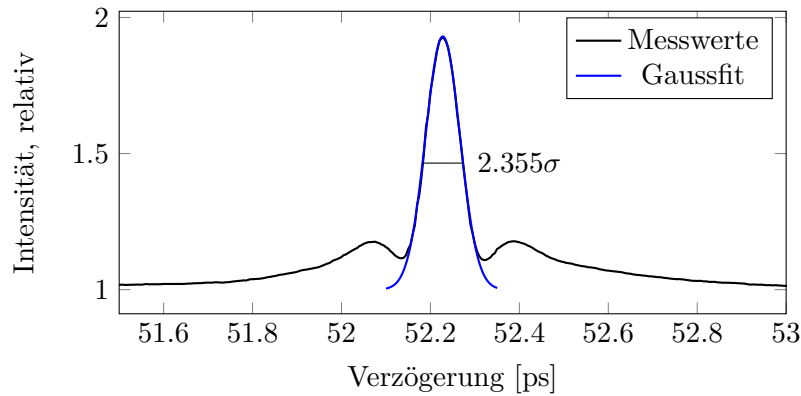


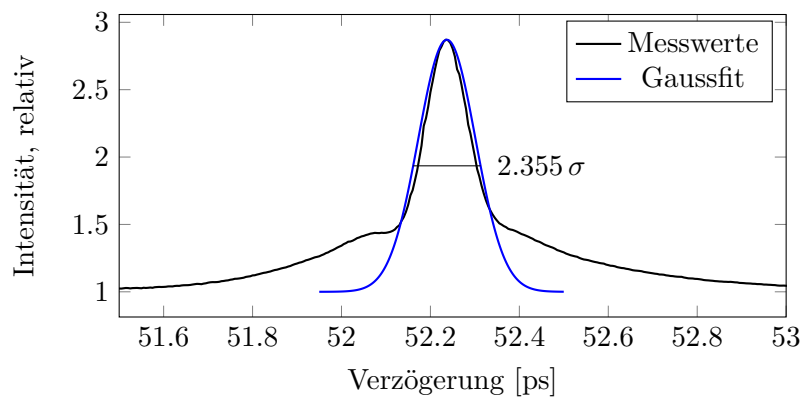
Abbildung 3.5: Aufbau des Versuchsteils zur nichtlinearen Autokorrelation

Hier sollte die Impulsdauer des eingestrahnten Laserlichts mittels nichtlinearer Autokorrelation ermittelt werden. Dazu wurden sowohl der Pumpstrahl, welcher über eine bewegliche Delay-Line geführt wurde, als auch der Abtaststrahl so fokussiert, dass sich beide Strahlen auf einer Silizium-Photodiode genau überlagern. Zu Beginn wurde mithilfe von $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator im Pumpstrahl die gleiche Intensität wie im Abtaststrahl eingestellt. Das Signal der Photodiode wurde in Abhängigkeit zur Verzögerungszeit der Delay-Line gemessen und zunächst von einem Lock-In-Verstärker aufbereitet und dann in ein LabView-Programm am PC gespeist, das die Autokorrelationskurve plottet. Der Aufbau dieses Versuchsteils ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Das Autokorrelationssignal konnte bei einer Verzögerungszeit von ca. 52ps gefunden werden. Wir nehmen an, dass die Laserpulse ein gaußförmiges Intensitäts-Zeit-Profil aufweisen, wodurch die Korrelationskurve ebenfalls gaußförmig ausfallen wird (Autokorrelation einer Gaußskurve ergibt wieder eine Gaußskurve). Der Gaußfit bestätigt unsere Vermutung (siehe Abb. 3.6) und nennt für die Standardabweichung einen Wert von $\sigma = 38,7\text{fs}$. Damit kann die full duration at half maximum (FDHM) ermittelt werden:

$$\text{FDHM} \approx 2,355\tilde{\sigma} = 2,355 \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma = 2,355 \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 38,7\text{fs} = \mathbf{64,4\text{fs}}$$



Abbildungung 3.6: Autokorrelationssignal mit einer FDHM von $2,355\sigma = 2,355 \cdot 38,7\text{fs} = 91,1\text{fs}$



Abbildungung 3.7: Autokorrelationssignal (mit GaAs-Probe) mit einer FDHM von $2,355\sigma = 2,355 \cdot 64,3\text{fs} = 151,4\text{fs}$

Dieser Wert weicht um $\frac{64,4\text{fs} - 50\text{fs}}{50\text{fs}} = 28,8\%$ von der Erwartung (50fs) ab, was sich möglicherweise dadurch erklären lässt, dass obige Überlegungen zur Berechnung der FDHM nur gelten, wenn es sich um eine exakte Autokorrelation handelt, der Pumpimpuls und der Abtastimpuls also genau die gleiche Intensität aufweisen, was mit unseren Mitteln nicht eindeutig ein- bzw. festzustellen war.

Bei der Verwendung einer GaAs-Probe (vor dem Beamsplitter) erhalten wir eine Standardabweichung von $\sigma = 64,3\text{fs}$ und damit eine FDHM (bezüglich $\tilde{\sigma}$) von $107,1\text{fs}$. Das Signal ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die höhere FDHM lässt sich dadurch erklären, dass GaAs ein dispersives Medium und der Laserimpuls relativ breitbandig, also nicht monochromatisch, ist. Dadurch durchlaufen die verschiedenen Wellenlängen die Probe mit unterschiedlicher Geschwindigkeit, was zu einer Verbreiterung des Pulses führt.

3.3 Ladungsträgerdynamik in InGaAs

In diesem Versuchsteil sollte die Ladungsträgerdynamik in InGaAs mittels eines Pump-Probe-Versuchs herausgearbeitet werden. Dazu wurde eine GaAs Probe so in den Strahlengang eingebaut, dass sich Pump- und Abtaststrahl genau im Kristall kreuzen. Der Pumpstrahl wurde dann abgeblockt und der Abtaststrahl mittels InGaAs-Photodiode, Lock-In Verstärker und PC ausgewertet. Der Aufbau des Pump-Probe Versuchs ist in Abb. 3.8 zu sehen.

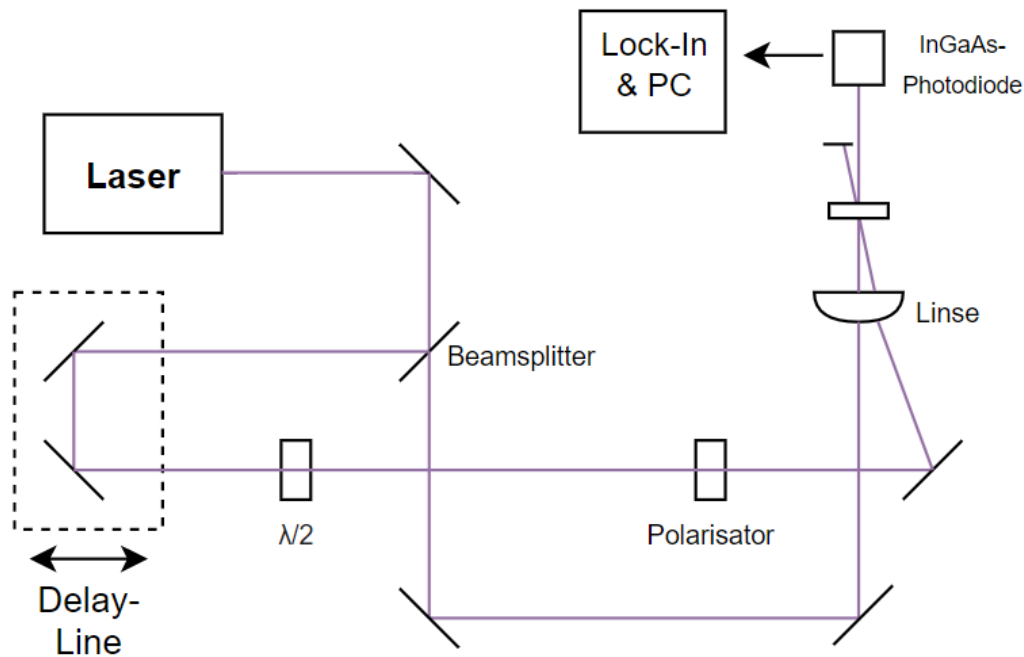


Abbildung 3.8: Aufbau des Pump-Probe Versuchs

Um die Ladungsträgerdynamik zu visualisieren wurde die Intensität des Abtaststrahls gegen die Verzögerung des Pumpstrahls aufgetragen. Das Diagramm ist in Abb. 3.9 zu sehen. Man erkennt deutlich zwei verschiedene Abfälle des Graphen: zunächst einen mit einer hohen Abklingkonstante an den sich ein deutlich langsamerer Zerfall anschließt. Beide Abschnitte des Graphen können gut mit einer Exponentialfunktion gefittet werden. Als $1/e$ -Abklingkonstante erhalten wir beim Fit für den schnellen Zerfall $\tau = 1,38\text{ps}$ und für den langsamen $\tau = 177,6\text{ps}$.

Schließlich haben wir noch die Maximalintensität des Abtaststrahls (also das Maximum der Kurven analog zu Abb. 3.9) bei verschiedenen Pumpflüssen von 10 bis 65mW aufgenommen und graphisch dargestellt (siehe Abb. 3.10). Wir hatten hier einen linearen Zusammenhang erwartet, da die Zahl der durch den Pumpstrahl angeregten Ladungsträger linear zu dessen Intensität ist. Wir erhalten immerhin einen monoton steigenden

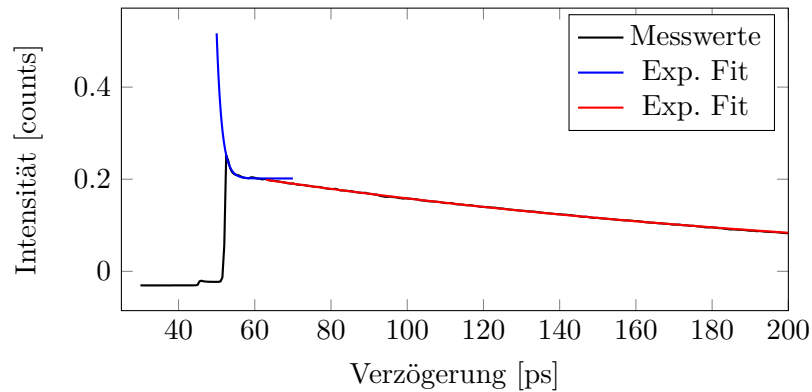


Abbildung 3.9: Ladungsträgerdynamik von InGaAs

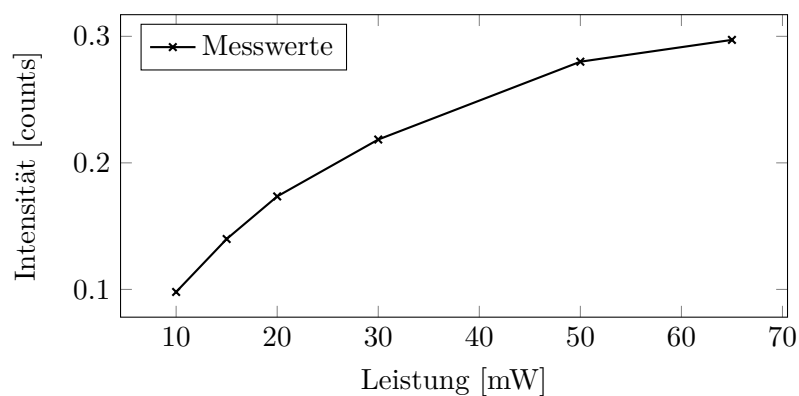


Abbildung 3.10: Zusammenhang der Abtastintensität zum Pumpfluss. Hier wäre ein linearer Zusammenhang erwartet worden.

Zusammenhang, jedoch lässt die Linearität zu wünschen übrig. Als mögliche Fehlerquelle sei zu nennen, dass die Maximalintensität des Abtaststrahls ein sehr scharfer Peak ist und unsere Schritte für die Verzögerungszeit eventuell zu groß gewählt waren um den wahren Maximalwert zuverlässig zu messen.

4 Fazit

Der Versuch ist eine gute Einführung in die Thematik der ultra schnellen Optik. Es werden interessante Einblicke in die Verwendung von gepulsten Lasern und in neue Experimentiermethoden wie z.B. die Autokorrelation oder das Pump-Probe-Verfahren gegeben. Die Justage der Laserstrahlen bzw. der Proben oder Photodioden gestalten sich oft etwas zeitintensiv und feinfühlig, was jedoch schon aus dem Versuch "Diodengepumpter Festkörperlaser" bekannt war, an welchen sich dieser Versuch gut anschließt. Besonders hervorheben möchten wir die Tatsache, dass sich die Suche nach der zweiten Harmonischen im ersten Versuchsteil unter Verwendung der Laserschutzbrillen durchaus schwierig gestaltet, da diese auch die zweite Harmonische des Laser herausfiltern und somit unsichtbar machen.

Literatur

- [1] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/c7/Waveplate_notext.png. Zuletzt Zugegriffen: 11.07.2020.
- [2] Tina Bonertz, Ursula Zinth und Wolfgang Zinth. *Optik: Lichtstrahlen - Wellen - Photonen*. De Gruyter, 2013.
- [3] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2008.
- [4] Demtröder. *Experimentalphysik 2*. 2017.
- [5] Jean-Claude Diels und Wolfgang Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, 2006.
- [6] Eugene Hecht. *Optik*. De Gruyter, 2018.
- [7] Ekbert Hering u. a. *Physik für Ingenieure*. Springer Berlin, 2016.
- [8] Saure. *Diode*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Diode>. Zuletzt Zugegriffen: 20.06.2020, bearbeitet.