

UNIVERSITÄT REGENSBURG

F-Praktikum

VERSUCH:
ULTRASCHNELLE OPTIK



01.01.2022

Inhaltsverzeichnis

1	Grundlagen und experimentelle Methoden	4
1.1	Faserlaser	4
1.2	Nichtlineare Optik	5
1.3	Phasenanpassung	6
1.4	Nichtlineare Autokorrelation	7
1.5	Femtosekundenaufgelöste Ladungsträgerdynamik in InGaAs	8
1.6	Optische Spininjektion in InGaAs	9
2	Aufgaben zur Vorbereitung	12
3	Aufbau des Experiments	14
4	Versuchsdurchführung	15
4.1	Teil 1: Nichtlineare Optik	15
4.2	Teil 2: Autokorrelation	15
4.3	Teil 3: Ladungsträgerdynamik in InGaAs	16
4.4	Teil 4: Spininjektion in InGaAs	16
5	Auswertung	17
6	Literaturverzeichnis	19

Moderne Ultrakurzpulslaser ermöglichen die Erzeugung von hochintensiven Lichtimpulsen, welche wenige Femtosekunden ($f_s = 10^{-15}$ s) lang sind. Mit Hilfe von stroboskopischen Methoden kann hiermit die Zeitdynamik von Elementarprozessen in Festkörpern sichtbar gemacht werden. In diesem Versuch erhalten Sie Einblick in Methoden der ultraschnellen Optik, die so auch in der aktuellen Forschung angewandt werden.

Hinweis

In diesem Versuch haben Sie die Möglichkeit, zwischen zwei verschiedenen Experimenten zu wählen. Während die nichtlineare Autokorrelation (Teil 2) und die Ladungsträgerdynamik (Teil 3) obligatorisch sind, können Sie entscheiden, ob Sie entweder die Frequenzverdopplung (Teil 1) oder die Spininjektion (Teil 4) durchführen. Bitte informieren Sie Ihre/Ihren Betreuerin/Betreuer diesbezüglich, wenn Sie einen Termin für die Vorbesprechung vereinbaren. Die Aufgaben zur Vorbereitung sind entsprechend mit „SHG-Gruppen“ oder „Spin-Gruppen“ bezeichnet.

Vorwort

Bis zum 19. Jahrhundert war die zeitliche Auflösung von Bewegungen durch das menschliche Auge limitiert. Mit der Erfindung der Fotografie konnte diese Grenze durchbrochen werden. Der Schlüssel zu hoher Zeitauflösung liegt dabei in kurzen Belichtungszeiten: Je kürzer die Kameraverschlusszeit, desto schärfer werden Schnappschüsse schneller Vorgänge. Durch systematisches Aneinanderfügen scharfer Momentaufnahmen erstellte E. Muybridge die ersten Zeitlupenfilme galoppierender Pferde. Mit modernen elektronisch geschalteten Bildsensoren sind Zeitlupenfilme mit Belichtungszeiten bis in den Bereich von Mikrosekunden möglich. Diese Hochgeschwindigkeitskameras bieten einen faszinierenden Blick auf schnelle Vorgänge, die uns normalerweise verborgen bleiben, beispielsweise, indem sie Crashtests von Autos filmen oder beobachten, wie Funken in einem Transformator überschlagen.

Will man fundamentale Anregungen in Festkörpern sichtbar machen, sind Belichtungszeiten im fs-Bereich nötig. Die schnellsten Fotodioden erreichen beispielsweise Reaktionszeiten im Bereich von einigen 10 ps und sind daher von Femtosekunden-Zeitauflösung weit entfernt. Wie man dieses Problem umgeht und solche Prozesse trotzdem sichtbar machen kann, zeigt Ihnen unter anderem dieser Versuch.

Sicherheitsvorkehrungen

In diesem Versuch wird ein gepulster Laser mit einer Ausgangsleistung von 130 mW (zum Vergleich: Laserpointer: etwa 1 mW, ungepulst) verwendet (Laserschutzklasse 4). Tragen Sie immer eine Schutzbrille und stellen Sie sicher, dass Sie sich vor jedem Schritt bewusst sind, wo der Laserstrahl entlangläuft. Legen Sie aus Sicherheitsgründen reflektierenden Schmuck (z.B. Ringe und Uhren) vor Durchführung des Versuchs ab. Achten Sie bei der Arbeit am optischen Aufbau unbedingt darauf, dass Sie keine Optiken berühren. Die Komponenten sind sehr empfindlich und viele der Spiegel, Linsen und Filter können nicht gereinigt werden.

1 Grundlagen und experimentelle Methoden

1.1 Faserlaser

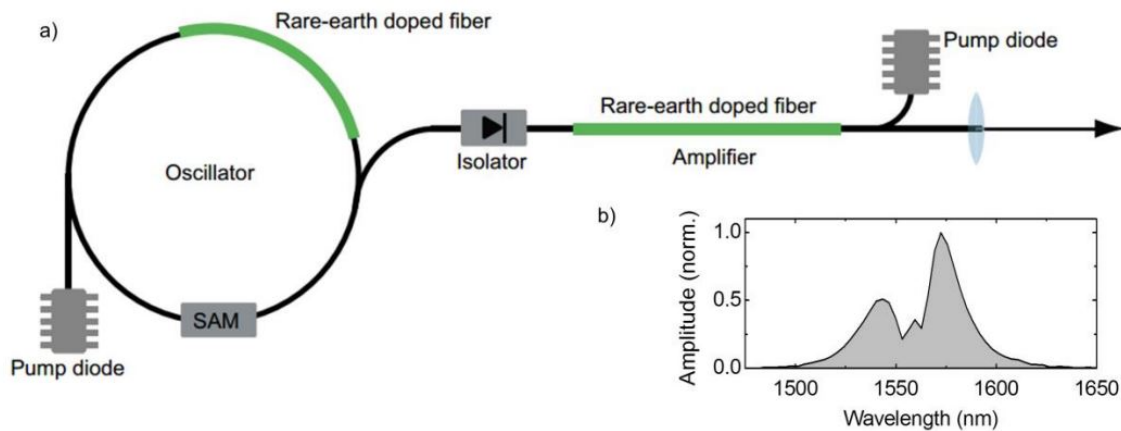


Abbildung 1: a) Schematischer Aufbau des Faserlasers für den Praktikumsversuch: In der erbiumdotierten, diodengepumpten Glasfaser der Oszillatorstufe werden mit Hilfe eines sättigbaren Absorbers (SAM) Femtosekundenlaserimpulse erzeugt. Nach der Auskopplung in die diodengepumpte Glasfaser der Verstärkerstufe werden sie kollimiert und verlassen den Laser. (Bild: [1]) b) Spektrum der Impulse aus dem Faserlaser.

Die für den Praktikumsversuch benötigten ultrakurzen Lichtimpulse werden von einem Erbium- Faserlaser (schematische Darstellung: Abb. 1 a) erzeugt, der einzelne „Laserschüsse“ mit Energien von 1.3 nJ, einer Impulsdauer von 50 fs und einer Repetitionsrate von 100 MHz bereitstellt. Die Zentralwellenlänge der Laserimpulse liegt bei etwa 1560 nm (Abb. 1 b). Bei einem Faserlaser ist das aktive Medium eine Glasfaser, die in diesem Fall mit Erbiumionen dotiert ist. Mit Hilfe von Laserdioden, die Licht einer Wellenlänge von 980 nm erzeugen, werden Energieniveaus der Erbiumionen in Besetzungsinversion gehalten. Der Resonator wird durch halbdurchlässige Spiegel an den Enden der Faser realisiert. Damit der Laser Femtosekundenimpulse aussendet, muss Dauerstrichbetrieb verhindert werden (sog. Modenkopplung, engl.: „mode locking“). Dazu wird ein sättigbarer Absorber in die Faser eingebaut, der nur intensive und kurze Impulse transmittiert, CW-Strahlung jedoch absorbiert. Nach dem Einschalten des Lasers entstehen solche Impulse zufällig und führen so zum Anschwingen des Lasers. Nach dem Laseroszillator erfolgt eine weitere Verstärkung der Laserimpulse in einer mit Erbium dotierten und diodengepumpten Glasfaser, durch die die Oszillatorimpulse geführt werden.

Literatur: [2], Kapitel 8

1.2 Nichtlineare Optik

Nichtlinear-optische Phänomene spielen eine wichtige Rolle auf dem Gebiet der Ultrakurzzeitphysik. Die nichtlineare Wechselwirkung von Lichtimpulsen in Kristallen oder Flüssigkeiten erlaubt es beispielsweise, Laserimpulse in anderweitig nicht erreichbaren Spektralbereichen zu erzeugen und die zeitliche Form von Laserimpulsen zu charakterisieren. Beispiele sind die Frequenzvervielfachung, die Generation von THz-Impulsen, die Erzeugung eines Weißlichtkontinuums oder die elektrooptische Detektion.

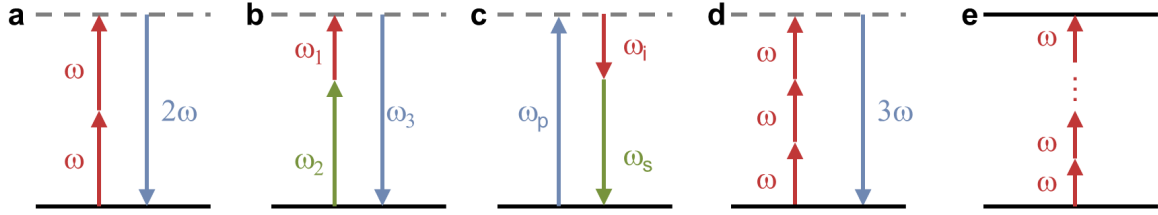


Abbildung 2: Nichtlineare Prozesse: **a)** Erzeugung der zweiten Harmonischen, **b)** Summenfrequenzgeneration, **c)** optisch-parametrischer Prozess, **d)** Erzeugung der dritten Harmonischen und **e)** Multi-Photon-Absorption

Grundlage all dieser Vorgänge ist die nichtlineare Polarisation in Medien: Für hohe Intensitäten ist die feldinduzierte Polarisation P in einem dielektrischen Medium nicht mehr linear und kann in Potenzen des eingestrahnten elektrischen Feldes E genähert werden:

$$P \propto \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots$$

Die Entwicklungskoeffizienten $\chi^{(i)}$ nennt man optische Suszeptibilitäten. Setzt man ein Feld der Form

$$E = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + k.k.$$

mit zwei Frequenzkomponenten ω_1 und ω_2 und Amplituden E_1 und E_2 in Abhängigkeit der Zeit t , wobei $k.k.$ das komplex konjugierte des ersten Teils darstellt, in obige Gleichung ein, so ergeben sich Mischterme, wie

$$P_{\text{SHG}} = \chi^{(2)}|E_1|^2 e^{-2i\omega_1 t} \text{ oder } P_{\text{SFG}} = \chi^{(2)}E_1 E_2 e^{-it(\omega_1 + \omega_2)},$$

man spricht auch von Frequenzverdopplung (engl.: Second harmonic generation, SHG) und Summenfrequenzgeneration (SFG). Da eine oszillierende Polarisation P nach den Maxwell-Gleichungen wiederum elektromagnetische Strahlung emittiert, werden so neue Spektralkomponenten erzeugt. Dies ist für die beiden oberen Prozesse und einige weitere in Abb. 1 a) - d) schematisch skizziert.

Literatur: [3], Kapitel 1

1.3 Phasenanpassung

Die im letzten Abschnitt erklärten Prozesse erfolgen an jedem Ort, den die eingestrahlten Frequenzkomponenten bei ihrer Passage des nichtlinearen Kristalls durchqueren. Die dadurch an jedem dieser Orte mikroskopisch erzeugten neuen Spektralkomponenten propagieren je nach Frequenz ω_k und Brechungsindex $n(\omega_k)$ mit einer Phasengeschwindigkeit $v_{textph}(\omega_k)$ durch das Medium. Im Allgemeinen unterscheidet sich die Phasengeschwindigkeit $v_{textph}(\omega_2)$ der neu erzeugten Wellen von der Propagationsgeschwindigkeit der treibenden, eingestrahlten Impulse. Makroskopisch kommt es dadurch nach einer kurzen Distanz (der sog. „Kohärenzlänge“) zu destruktiver Interferenz der neu erzeugten Wellen und die Konversionseffizienz ist gering. Nur für den Spezialfall gleicher Phasengeschwindigkeiten interferieren die Impulse konstruktiv, man spricht dann auch von Phasenanpassung. Um diese zu erreichen und so die Konversionseffizienz zu erhöhen, nutzt man in doppelbrechenden, nichtlinearen Medien die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Polarisierung der Lichtimpulse aus. So wird die Phasenanpassungsbedingung für den Spezialfall $\omega_2 = 2\omega_1$ (Erzeugung der zweiten Harmonischen) zu

$$\Delta k = 2\frac{\omega_1}{c}(n_1 - n_2) \stackrel{!}{=} 0$$

wobei n_1 und n_2 die Brechungsindizes des Mediums bei den Frequenzen ω_1 und ω_2 angeben.

Für $\Delta k = 0$ erreicht man optimale Umwandlungseffizienz.

Literatur: [3], Kapitel 2.3

1.4 Nichtlineare Autokorrelation

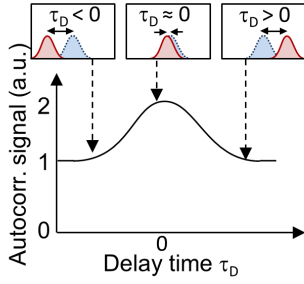


Abbildung 3: Typisches Signal für eine Intensitätsautokorrelationsmessung und relative Impulspositionen für drei verschiedene Verzögerungszeiten (oben).

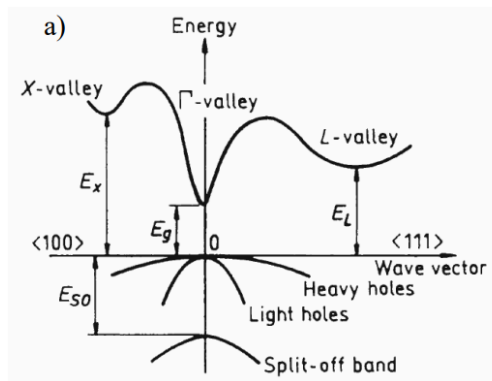
Nichtlineare Autokorrelation ist eine Methode zur Messung der Dauer von fs-Lichtimpulsen. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, sind elektronische Bauteile zu langsam, um derart kurze Zeitspannen aufzulösen, sie reagieren schlicht zu träge. Bei Autokorrelationsmethoden umgeht man dieses Problem, indem man die Impulse mit sich selbst vergleicht. Hierbei wird der Impulszug zunächst in zwei Teile aufgeteilt und die beiden Teile nach Einführen einer variablen Verzögerung τ_D gegeneinander wiederum in einem nichtlinearen Medium überlagert. Zeichnet man das nichtlineare Autokorrelationssignal in Abhängigkeit der Verzögerungszeit τ_D auf, kann man die Impulsform rekonstruieren. Schematisch ist dies in Abb. 3 skizziert. Falls die beiden Teilimpulszüge zeitlich weit voneinander getrennt sind, so ist das Signal konstant und entspricht der Summe der beiden nichtlinearen Signale. Im Falle einer $\chi^{(2)}$ -Nichtlinearität beispielsweise ist das nichtlineare Signal A_{NL} proportional zum Quadrat der Intensität, sodass mit den Intensitäten I_A und I_B der einzelnen Impulse gilt:

$$A_{NL} = (I_A + I_B)^2.$$

Falls beide Impulszüge gleich intensiv sind, d.h. $I_A = I_B$, so ist die Intensität bei perfekter Überlagerung exakt doppelt so hoch wie bei großem zeitlichen Abstand.

Im Rahmen dieses Versuchs wird zur Autokorrelation eine Siliziumphotodiode verwendet. Sie dient als nichtlineares Medium und Detektor gleichzeitig: Die Bandlücke von Silizium von 1.1 eV erlaubt keine direkte Anregung von Elektronen durch die Laserphotonen der Energie um 0.8 eV. Eine Interbandanregung durch zwei Photonen gleichzeitig ist allerdings möglich, sie führt zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares in der Raumladungszone der Photodiode und zu einem messbaren Photostrom. Diese sogenannte Zweiphotonenabsorption skaliert quadratisch mit der Laserintensität, obere Überlegungen gelten also direkt.

1.5 Femtosekundenaufgelöste Ladungsträgerdynamik in InGaAs



b)

In _{1-x} Ga _x As	Probe 1
x	0.52
Dicke (nm)	1500
Bandlücke E_g (eV)	0.8
Bandlücke bei Photonenwellenlänge (nm)	1540

Abbildung 4: **a)** Bandstruktur von InGaAs (aus [4]) **b)** Parameter der verwendeten Probe.

InGaAs ist ein direkter Halbleiter (Abb. 4 a) und dient z. B. als Material für Photodioden im nahinfraroten Spektralbereich. In diesem Praktikumsversuch sollen mit Hilfe des fs-Faserlasers Elektronen ins Leitungsband einer dünnen InGaAs-Probe angeregt und deren Rekombinationsdynamik zeitaufgelöst gemessen werden. Dazu wird der Impulszug des Lasers in einen intensiven Pumpzweig und einen schwächeren Abtastzweig aufgespalten. Eine mechanische Umwegstrecke erlaubt es, eine Verzögerungszeit t zwischen beiden Impulsen einzuführen. Diese werden dann auf dieselbe Stelle auf der Probe fokussiert. Der Pumpimpuls regt während seiner Passage durch die Probe Elektronen in das Leitungsband an und wird anschließend in einem Strahlblock absorbiert. Der Abtastimpuls wird nach Durchlaufen der Probe auf eine Photodiode fokussiert.

Mit dieser Anordnung kann die Ladungsträgerdynamik in der Probe folgendermaßen zeitaufgelöst gemessen werden: Für negative Verzögerungszeiten $t \leq 0$, das heißt, wenn der Abtastimpuls vor dem Pumpimpuls auf die Probe trifft, ist noch keine elektronische Anregung vorhanden, die Absorption des Abtastimpulses in der Probe entspricht der des thermischen Gleichgewichtswerts. Für Verzögerungszeiten um $t = 0$ durchqueren beide Impulse die Probe gleichzeitig. Zu diesem Zeitpunkt regt der Pumpimpuls Elektronen ins Leitungsband an, was dazu führt, dass der Abtastimpuls weniger Elektronen ins Leitungsband anregen kann, da die Zustände dort bereits besetzt sind. Eine weitere Besetzung ist aufgrund des Pauli-Prinzips nicht möglich. Die Transmission der Abtastimpulse steigt also an, da weniger seiner Photonen absorbiert werden. Folglich misst die Photodiode einen höheren Strom. Für Verzögerungszeiten $t \geq 0$ hat der Pumpimpuls die Probe passiert, die angeregten Elektronen rekombinieren allmählich wieder ins Valenzband. Damit sinkt auch die Transmission der Abtastimpulse wieder, der Photodiodenstrom wird geringer. Die ultraschnellen Prozesse in der Probe werden also aufgenommen, indem man sie immer wieder ablaufen lässt (in diesem Fall mit der Repetitionsrate des Lasers) und bestimmte Zeitpunkte der Dynamik einzeln aufnimmt. Setzt man die Messwerte dieser Zeitpunkte chronologisch hintereinander, kann man die gesamte Dynamik „stroboskopisch“ rekonstruieren.

Als direkter Halbleiter besitzt InGaAs einen vergleichsweise hohen Absorptionskoeffizienten von 8000/cm. Deshalb wird eine dünne Probe benötigt, damit ein noch messbarer Anteil des Abtastlichts auf die Photodiode trifft. Dieses Problem wurde hier folgendermaßen gelöst: Auf ein 0.3 mm dickes GaAs-Substratmaterial (Bandlücke 1.42 eV) werden insgesamt 500 nm dicke Schichten von AlGaAs und AlInAs (Bandlücken um 1.5 eV) per Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen. Diese dienen zur Anpassung der Gitterkonstante, um darauf die InGaAs-Schicht für das Experiment ohne Verspannung wachsen zu können. Die hohe Bandlücke der Trägerschicht verhindert eine Absorption der Laserimpulse. Durch Anpassen des Indiumgehalts x in der Summenformel $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ kann die Bandlücke gezielt eingestellt werden (Abb. 4 b).

1.6 Optische Spininjektion in InGaAs

Sicherlich haben Sie im Laufe Ihres Studiums bereits vom Forschungsfeld der „Spintronik“ gehört. Dabei nutzt man nicht nur die elektrische Ladung der Elektronen, sondern möchte den quantenmechanischen Spin der Ladungsträger als zusätzlichen Freiheitsgrad zur Informationsübertragung und -verarbeitung nutzen. Dieser Versuchsteil soll Ihnen nun einen ersten Einblick in diesen spannenden und sehr dynamischen Teilbereich der Physik vermitteln.

Um sich den Elektronenspin zu Nutze zu machen ist es unumgänglich, zunächst eine Spinpolarisation in einem Halbleiter zu erzeugen (sog. „Spininjektion“). Diese lässt sich dabei als Ungleichgewicht zwischen Ladungsträgern mit unterschiedlichem Spin auffassen und wird für den Fall zweier möglicher Spinzustände folgendermaßen definiert:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}$$

Dabei steht $n_{\uparrow/\downarrow}$ für die Dichte der Ladungsträger mit Spin-up ($\uparrow$) bzw. Spin-down ($\downarrow$). Je nach Effizienz des Mechanismus zur Spininjektion kann diese Polarisation also Werte zwischen 0% und 100% erreichen. Ein technisch einfach zu realisierender Mechanismus besteht in der Verwendung zirkular polarisierten Lichts, der Ihnen im Folgenden nähergebracht werden soll.

Die quantenelektrodynamische Betrachtung von elektromagnetischen Wellen führt zu einer Quantisierung des Lichtfeldes in sog. Photonen, die neben der Energie $h\nu$ auch einen sog. Spin tragen, der als quantenmechanisches Analogon des Eigendrehimpulses aufgefasst werden kann. Dieser Spin ist, wie die Energie, quantisiert und kann bei Photonen nur die Werte $+\hbar$ und $-\hbar$ annehmen. Im Wellenbild entspricht er rechts- oder linkszirkularer Polarisation. Entscheidend daran ist, dass dieser Spin bei Absorption oder Emission von Licht erhalten bleiben und folglich auf das Elektronensystem übertragen werden muss.

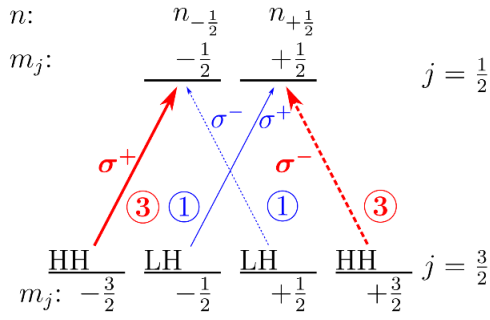


Abbildung 5: Die Graphik verdeutlicht die möglichen Übergänge für zirkular polarisiertes Licht in GaAs zwischen Leitungsband ($j = 1/2$) und Valenzband ($j = 3/2$). Angegeben ist jeweils die Quantenzahl $m_j = \pm 1/2, \pm 3/2$ sowie die Elektronendichte $n_{\pm 1/2}$. Für die rot gezeichneten Übergänge ist die Übergangswahrscheinlichkeit 3-mal höher als für die blau gezeichneten

Quantitativ lässt sich dieser Vorgang mithilfe von Abbildung 5 verstehen: Die Elektronenwellenfunktion im Valenzband eines Halbleiters wie InGaAs setzt sich aus einer Superposition p-artiger Atomwellenfunktionen zusammen und weist eine Bahndrehimpulsquantenzahl von 1 auf. Folglich ergibt sich durch die Spin-Bahn Kopplung für Elektronen im Valenzband ein Gesamtdrehimpuls von $j = \frac{1}{2}$ oder $j = \frac{3}{2}$. Der erste Fall wird üblicherweise als „Split-off“ Band bezeichnet und liegt energetisch niedriger als die Valenzbandkante, weshalb es hier nicht weiter betrachtet werden soll. Der Fall $j = \frac{3}{2}$ spaltet weiter entsprechend der magnetischen Quantenzahlen m_j in die an der Bandkante energetisch entarteten Fälle $m_j = \pm \frac{3}{2}$ sowie $\pm \frac{1}{2}$ auf, und wird mit „Schwerlochband“ („heavy hole“, HH) bzw. „Leichtlochband“ („light hole“, LH) bezeichnet. Die elektronische Wellenfunktion im Leitungsband setzt sich aus s-artigen Atomwellenfunktionen zusammen, sodass hier lediglich die Fälle $m_j = \pm \frac{1}{2}$ möglich sind (siehe [5], Kapitel 6.13).

Die Erhaltung des Photonenspins erlaubt folglich nur jene Übergänge, bei denen sich die Quantenzahl m_j um ± 1 ändert, wie in Abb. 5 gezeigt ist. Treibt man diese Übergänge mit zirkular polarisiertem Licht, so sind lediglich zwei der vier Übergänge erlaubt. Mit σ^- polarisiertem Licht sind beispielsweise lediglich die Übergänge $m_{3/2} \rightarrow m_{1/2}$ und $m_{1/2} \rightarrow m_{-1/2}$ erlaubt. Dabei ist zu beachten, dass Anregungen aus dem Schwerlochband mit dreimal höherer Wahrscheinlichkeit stattfinden, als solche aus dem Leichtlochband. Dies führt dazu, dass im Falle von σ^- polarisiertem Licht dreimal mehr Elektronen mit Gesamtdrehimpuls $m_j = \frac{1}{2}$ als mit $m_j = -\frac{1}{2}$ erzeugt werden, was sich direkt in einer Spinpolarisation im Halbleiter niederschlägt (siehe auch [6], Kapitel 6.9):

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 50\%$$

Der beschriebene Mechanismus gilt selbstverständlich für Pump- und Abtastimpuls gleichermaßen, sodass die Überlegungen zum Pump-Probe Versuch aus Abschnitt 1.5 analog gültig bleiben. Zusätzlich zum Einfluss der Ladungsträgerdichte im Leitungsband auf die Absorption des Abtastimpulses gilt es nun auch die vorhandene Spinpolarisation im Halbleiter zu berücksichtigen. Sind Pump- und Abtastlicht gleichsinnig zirkular polarisiert, so besteht kein qualitativer Unterschied zum Experiment mit linear polarisiertem Licht. Sind sie jedoch gegensinnig polarisiert, so findet der Abtastimpuls auch

nach dem Zeitnullpunkt noch freie Zustände im Leitungsband vor (man beachte die erlaubten Übergänge aufgrund der Erhaltung des Photonenspins) und wird entsprechend stark absorbiert. Somit lässt sich mit dem vorhandenen Versuchsaufbau nicht nur die Ladungsträgerdynamik untersuchen, sondern auch eine Spinpolarisation erzeugen und zeitaufgelöst detektieren.

2 Aufgaben zur Vorbereitung

1. Wie funktioniert ein Laser im Allgemeinen und aus welchen zentralen Bauteilen besteht er?
2. Wie ist das Laserprinzip bei einem Faserlaser realisiert? Warum senden gepulste Laser keine „monochromatische“ Strahlung aus? Wie groß ist die Energie eines Photons des Praktikumlasers in etwa?
3. Doppelbrechung spielt in vielen optischen Bauelementen eine entscheidende Rolle.
 - a) Erklären Sie genau, was man unter Doppelbrechung versteht!
 - b) Doppelbrechende Materialien können verwendet werden, um die Polarisation von Licht zu drehen. Beschreiben Sie die Funktionsweise von $\lambda/2$ und $\lambda/4$ Wellenplatten!
 - c) (**Spin-Gruppen:**) Überlegen Sie sich ein experimentelles Vorgehen, wie Sie mithilfe eines $\lambda/4$ -Plättchens, eines Polarisators und eines Leistungsmessgerätes aus ursprünglich linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht erzeugen können.
4. (**SHG-Gruppen:**) Die meisten transparenten Medien weisen eine normale Dispersion auf.
 - a) Was versteht man darunter und was bedeutet das für die Phasengeschwindigkeiten des fundamentalen Laserlichts und seiner zweiten Harmonischen in einem nichtlinear optischen Kristall?
 - b) Was versteht man nun ganz allgemein unter „Phasenanpassung“?
 - c) Wie hängt der Brechungsindex für eine elektromagnetische Welle in einem doppelbrechenden Medium vom Winkel θ zwischen optischer Achse $\hat{c}$ und Wellenvektor $\vec{k}$ der em. Welle ab?
 - d) Wie lässt sich damit die Phasenanpassungsbedingung erfüllen, wenn Sie annehmen, dass Fundamentale und zweite Harmonische senkrecht zueinander polarisiert sind? (siehe dazu auch [3], Kapitel 2.3)
5. Zur Messung ultrakurzer Lichtimpulse bedient man sich der nichtlinearen Autokorrelation zweier identischer Kopien ein und desselben Impulses.
 - a) Beschreiben Sie kurz, was man unter Zweiphotonenabsorption versteht (siehe [3], Kapitel 1.2)!
 - b) Erklären Sie, wie eine Autokorrelationsmessung grundsätzlich funktioniert und wie dabei die Zeitauflösung zustande kommt! Warum überlagert man die beiden Impulse in einem nichtlinearen Medium/Detektor?
 - c) Warum wird im Versuch eine Silizium-Photodiode verwendet und keine aus beispielsweise InGaAs wie in Versuchsteil 3?

6. Wie weit muss man eine optische Umwegstrecke verfahren, um einen Lichtimpuls um eine Pikosekunde zu verzögern? Welche Verzögerungsstrecke wäre nötig, damit *aufeinanderfolgende* Impulse aus dem Praktikumlaser überlagert werden könnten?
7. Beschreiben Sie qualitativ das erwartete Photodiodensignal des Pump-Probe-Versuchs in InGaAs in Abhängigkeit der Verzögerungszeit der Abtastimpulse!
8. **(Spin-Gruppen:)** In Abschnitt 1.6 haben Sie gesehen, wie mithilfe zirkular polarisierten Lichts eine Spinpolarisation in einen Halbleiter injiziert und auch gemessen werden kann. Eine weitere Möglichkeit die Spinpolarisation zu detektieren besteht in der Beobachtung des bei der strahlenden Rekombination der Ladungsträger emittierten Lichts. Erklären Sie anhand des Schemas in Abb. 5 wie dies funktioniert (Stichwort: Spin-LED!!)
9. Erklären Sie so knapp wie möglich die Lock-in-Detektion! Verzichten Sie dabei auf technische Details des Lock-in-Verstärkers an sich, sondern überlegen Sie sich, **was** er misst!

3 Aufbau des Experiments

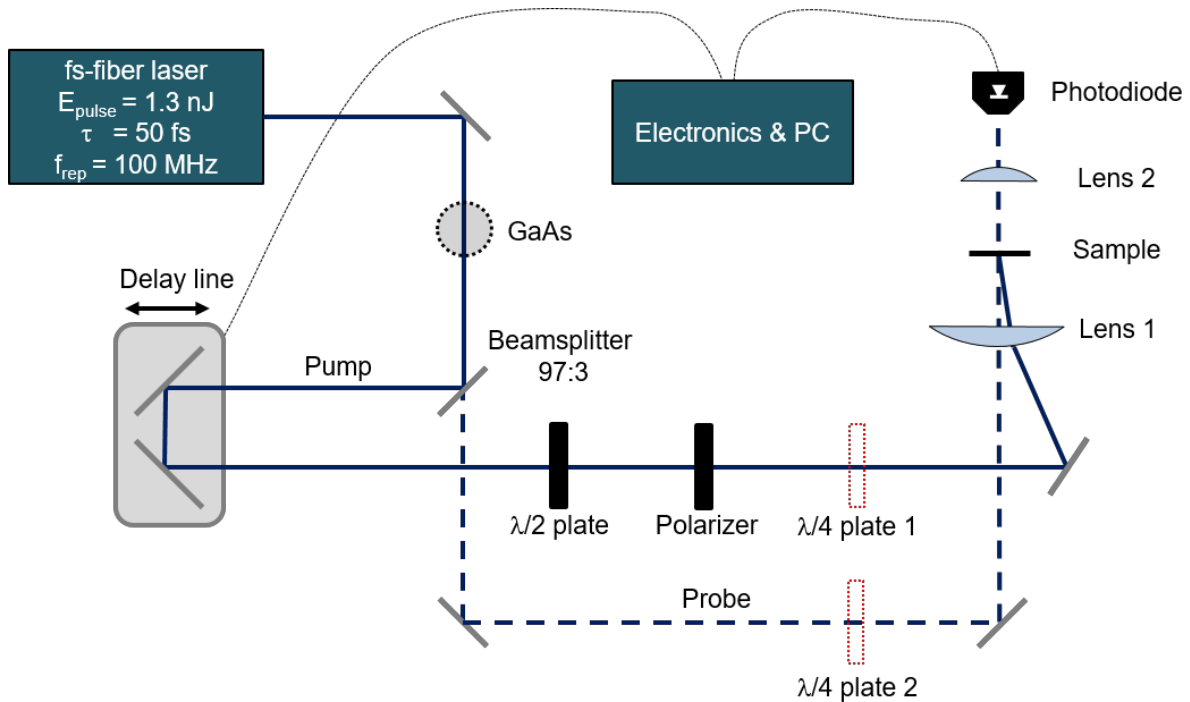


Abbildung 6: Schematischer Aufbau des Versuchs

Abbildung 6 zeigt den Aufbau des Praktikumsversuchs. Die Impulse aus dem Faserlaser werden auf einen Strahlteiler geführt. Dieser besteht aus einem Glassubstrat, das eine spezielle Beschichtung besitzt und die Laserimpulse in einen intensiven (97% der Impulsenergie) und einen weniger intensiven Impulszug (3% der Impulsenergie) aufteilt. Die intensiveren Laserimpulse haben genug Energie, um nichtlineare Prozesse (Frequenzverdopplung und Ladungsträgerinjektion in das Leitungsband eines Halbleiters) zu treiben und werden im Folgenden als Pumpimpulse bezeichnet. Mit Hilfe einer mechanischen Verzögerungsstrecke kann die Länge des optischen Weges der Pumpe variiert werden. Der weniger intensive Teil wird als Abtastlicht im Pump-Probe-Teil des Versuchs genutzt. Dazu wird es zusammen mit dem Pumplicht durch Linse 1 auf die gleiche Stelle der Probe geführt und mit Linse 2 auf eine Photodiode fokussiert. Messelektronik und ein Computerprogramm erlauben die Messung des Photodiodenstroms in Abhängigkeit der Verzögerungsstrecke. Mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte und des Polarisators 1 kann die Intensität der Pumpimpulse stufenlos eingestellt werden: Durch drehen der $\lambda/2$ -Platte verändert sich die Polarisationsrichtung des Lichts und damit auch die Transmission durch Polarisator 1 (Vgl. Gesetz von Malus).

Die beiden punktiert eingezeichneten $\lambda/4$ -Platten werden nur für den Versuchsteil zur optischen Spininjektion benötigt und erst in diesem Zusammenhang eingebaut und justiert.

4 Versuchsdurchführung

Der Laser wird vom Betreuer eingeschaltet und kann während des ganzen Versuchs weiterlaufen. **Wird der Laserstrahl nicht benutzt, verwenden Sie die Strahlblocks (schwarz eloxiertes Blech mit Standfuß) zum Blockieren des Strahles. Drehen Sie nicht an den Spiegeln oder anderen Komponenten des Versuchsaufbaus, kleinste Veränderungen machen die Justage des gesamten optischen Aufbaus zu Nichte.** Fragen Sie bei Unklarheiten immer den Betreuer!

4.1 Teil 1: Nichtlineare Optik

Als erstes soll mit Hilfe eines nichtlinearen Kristalls die zweite Harmonische der Laserphotonen erzeugt werden. Dies ist ein nicht-zeitaufgelöstes Experiment, blockieren Sie also zuerst den Abtastarm mit einem Strahlblock. Anschließend lehnen Sie eine weiße Papierkarte gegen die Linse hinter der Verfahr­bühne für die Proben. Nun setzen Sie den nichtlinear-optischen Kristall („ β -Bariumborat“, BBO) in die 3D-Verfahr­bühne ein und platzieren ihn mit den Mikrometerschrauben im Fokus des Laserstrahls.

Bei richtiger Justage des Kristalls (Drehung, Rotation und Position entlang der Strahlachse) sehen Sie auf dem Papier einen deutlich rot leuchtenden Punkt von gestreuten, frequenzverdoppelten Laserphotonen. Justieren Sie also sorgfältig am Kristall, bis die Helligkeit maximal wird. Ist dies geschehen, können Sie das Papier entfernen, der Laserstrahl trifft dann auf einen dichroitischen Strahlteiler, der die frequenzverdoppelten Photonen von denen der fundamentalen Wellenlänge trennt. Der frequenzverdoppelte Anteil trifft auf einen Strahlblock mit weißer Oberfläche und wird dort gestreut, sodass er leicht in die Glasfaser des Spektrometers eingekoppelt werden kann.

Justieren Sie nun so lange den Halter der Glasfaser, bis das Signal bei der zweiten Harmonischen im Spektrometer maximal wird. Anhand der Amplitude des Spektrums können Sie nun nochmals die Justage des Kristalls optimieren. Nehmen Sie nun ein Spektrum der frequenzverdoppelten Impulse mit Hilfe des Spektrometers auf und speichern Sie es zur späteren Auswertung!

Stellen Sie mit Hilfe des $\lambda/2$ -Plättchens verschiedene Pumpflüsse (also verschiedene Leistungen im Pumparm) ein und messen Sie in deren Abhängigkeit die Leistung des frequenzverdoppelten Lichts. Dazu messen Sie die Pumpleistung zunächst mit dem Powermeter in der Nähe des Probenfokus und speichern jeweils das zugehörige frequenzverdoppelte Spektrum. Die Amplitude des Spektrums dient Ihnen in der Auswertung als Maß für die Intensität der zweiten Harmonischen.

4.2 Teil 2: Autokorrelation

(Rufen Sie zu Beginn dieses Versuchsteils den/die Betreuer/in, damit er/sie die Messelektronik einrichtet.) In diesem Versuchsteil messen Sie mit Hilfe der Verzögerungsstrecke und einer Silizium-Photodiode das nichtlineare Autokorrelationssignal der Laserimpulse und bestimmen so ihre Impulsdauer. Blockieren Sie zunächst Pump- und Abtastlicht.

Ersetzen Sie dann den BBO-Kristall mit der Silizium-Photodiode, schalten Sie sie ein und schließen Sie sie an das BNC-Kabel an.

Anschließend stellen Sie mit Hilfe des Powermeters im Pumparm die gleiche optische Leistung wie im Abtastarm ein und entfernen alle Strahlblocks. Der Betreuer hat Ihnen das Messprogramm erklärt und den Lock-in-Verstärker konfiguriert. Nun ist Ihre Geschicklichkeit gefragt: Damit beide Impulse die Photodiode an derselben Stelle treffen, müssen Sie exakt die richtige Position entlang der Strahlrichtung finden. Justieren Sie die Position so gut wie möglich vor und verfahren Sie die Photodiode systematisch entlang der Strahlrichtung. Nehmen Sie mithilfe des Messprogramms so lange Daten auf, bis Sie das Autokorrelationssignal gefunden haben. Überlegen Sie sich dazu sinnvolle Schritte des optischen Umwegs und der Position der Photodiode, damit Sie das Signal zügig finden. Haben Sie es gefunden, können Sie es durch Feinjustage der Position der Diode noch optimieren.

Nehmen Sie nun eine Autokorrelation mit feiner Schrittweite und großer Integrationszeit auf, die Sie dann zur Auswertung verwenden.

Stellen Sie nun die 1 mm dicke GaAs Probe hinter den ersten Spiegel nach dem Laser (siehe Abb. 6) und nehmen Sie bei ansonsten unverändertem Versuchsaufbau eine weitere Autokorrelationsmessung auf. Ggf. müssen Sie hierfür den Messbereich des Lock-In Verstärkers anpassen.

4.3 Teil 3: Ladungsträgerdynamik in InGaAs

Nun wird die Ladungsträgerrekombinationsdynamik in InGaAs mit Hilfe eines Pump-Probe-Versuchs gemessen. Entfernen Sie dazu die Silizium-Photodiode und schließen Sie die InGaAs-Photodiode an den Lock-in-Verstärker an. Justieren Sie die InGaAs-Probe analog zur Silizium-Photodiode ein und optimieren Sie das Pump-Probe Signal. Überlegen Sie auch hier, welche Zeitschritte für den optischen Umweg sinnvoll sind. Maximieren Sie das Pump-Probe-Signal durch feines Einstellen der Probenposition analog zur Messung mit der Silizium-Photodiode. Anschließend nehmen Sie die zeitabhängige Transmission der Probe für verschiedene, sinnvoll gewählte Pumpflüsse auf. Achten Sie dabei darauf, einen ausreichend großen Verfahrbereich zu wählen um den Zerfall sinnvoll fitten zu können.

Anschließend exportieren Sie Ihre Messdaten zur Auswertung.

4.4 Teil 4: Spininjektion in InGaAs

In diesem Versuchsteil werden Sie beobachten, wie Sie mittels zirkular polarisierten Lichts in einem Halbleiter eine Spinpolarisation erzeugen, quantitativ detektieren und ihre Dynamik bestimmen können.

Das Experiment zur Spininjektion verläuft zunächst sehr ähnlich zu dem der Ladungsträgerdynamik. Sie können die Probe also in ihrer bereits optimierten Position belassen.

Im Gegensatz zur Beobachtung der Ladungsträgerdynamik ist es jedoch erforderlich, sowohl das Pump- als auch das Abtastlicht zirkular zu polarisieren. Dazu bauen Sie an den vorgegebenen Stellen im Aufbau (siehe Abb. 5) jeweils ein $\lambda/4$ -Plättchen ein und

justieren es entsprechend Ihren Überlegungen aus Aufgabe 4. Die schnelle Achse der Wellenplättchen ist jeweils auf der Halterung markiert. Berücksichtigen Sie nun, dass das Licht in Pump- und Abtastarm zunächst senkrecht zueinander polarisiert ist (vgl. $\lambda/2$ -Platte in Abb. 6): Ist in Ihrer Anordnung das Licht hinter den $\lambda/4$ -Plättchen gleich oder entgegengesetzt zirkular polarisiert?

Nehmen Sie in dieser Anordnung nun eine Messung der Ladungsträgerdynamik analog zur Messung in Teil 3 auf.

Ändern Sie im Abtastarm die Polarisation (von σ^+ zu σ^- oder umgekehrt) indem Sie das Wellenplättchen um 90° drehen und justieren Sie es entsprechend Aufgabe 4 neu. Anschließend messen Sie erneut die Ladungsträgerdynamik – Sie sollten einen deutlichen Unterschied zur vorherigen Messung beobachten können.

(Hinweis zur Nomenklatur der Polarisationen: σ^+ und σ^- sind im Gegensatz zu den Angaben rechts- und linkszirkular unabhängig vom Koordinatensystem. Es ist also nicht entscheidend, ob das Pumplicht σ^+ oder σ^- polarisiert ist und Sie können die Bezeichnung frei wählen. Wichtig ist jedoch, dass Sie sich der Polarisation des Abtastlichts relativ zum Pumplicht bewusst sind und die Bezeichnung entsprechend konsistent verwenden!)

5 Auswertung

Zu Teil 1: Stellen Sie die Intensität der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der eingestrahnten, fundamentalen Leistung in einem Diagramm graphisch dar! Diskutieren Sie die Abhängigkeiten und ihre physikalischen Grundlagen! Stellen Sie das Spektrum der frequenzverdoppelten Laserimpulse in einer Abbildung dar! Unterscheidet sich die spektrale Form von der der fundamentalen Impulse (Abb. 1)? Wenn ja, woran könnte das liegen?

Zu Teil 2: Stellen Sie das Autokorrelationssignal graphisch dar und erklären Sie die Form des Signals. Extrahieren Sie die volle Halbwertsdauer (engl.: full-duration at half maximum, FDHM) der Impulse.

Welche Annahmen müssen Sie dazu machen?

Was fällt Ihnen beim Vergleich der Messung mit und ohne GaAs Probe an der Form des Autokorrelationssignals (abgesehen von der Amplitude) auf? Woran könnte dies liegen? (Hinweis: Informieren Sie sich über den Einfluss eines dispersiven Mediums auf ultrakurze/breitbandige Lichtimpulse)

Zu Teil 3: Stellen Sie die Transmission der Probe (y-Achse) in Abhängigkeit der Verzögerungszeit in ps (x-Achse) dar! Plotten Sie in einem Diagramm die zeitabhängige Transmission der Probe für die verschiedenen Pumpflüsse! In einer weiteren Abbildung zeigen Sie die Transmission zu einer bestimmten, von Ihnen gewählten Verzögerungszeit in Abhängigkeit des Pumpflusses. Extrahieren Sie schließlich die $1/e$ -Rekombinationsdauer. Diskutieren Sie alle Graphen im Text und beschreiben Sie ihren physikalischen Ursprung.

Entsprechen die Messwerte Ihren Erwartungen? Was könnte mögliche Abweichungen erklären?

Zu Teil 4: Stellen Sie die Ergebnisse Ihrer Messungen zunächst in einem Diagramm dar. Diskutieren Sie den Unterschied der beiden Messungen in der Nähe des Zeitnullpunkts sowie das Verhalten für große Verzögerungszeiten. Wie lässt sich das Verhalten erklären? Extrahieren Sie aus dem Verhältnis der beiden Messungen einen Wert für die Lebensdauer der Spinpolarisation und erklären Sie den Unterschied zur Ladungsträgerlebensdauer aus Teil 3!

6 Literaturverzeichnis

- 1 „toptica.com,“ Toptica, [Online]. Available: http://www.toptica.com/fileadmin/Editors_English/11_brochures_datasheets/toptica_BR_Ultrafast_Fiber_Lasers.pdf. [Zugriff am 08.11.2017].
- 2 W. Demtröder, Experimentalphysik 3, 2016.
- 3 R. Boyd, Nonlinear optics, 3rd edition, Academic Press , 2008.
- 4 „ioffe.ru,“ Ioffe Institute, [Online]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaInAs/bandstr.html>. [Zugriff am 08.11.2017].
- 5 M. Grundmann, The physics of semiconductors, Springer, 2006.
- 6 T. Schäpers, Semiconductor Spintronics, De Gruyter , 2016.