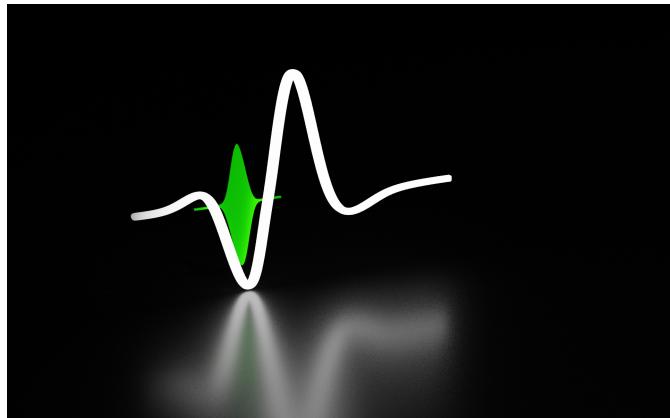

Ultrakurzzeit-Physik: Femtosekunden- Autokorrelation und Terahertz-Spektroskopie



Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene
Experimentalphysik VIII - Ultraschnelle Dynamik

1 Vorwort und Motivation

Auf ultrakurzen Zeitskalen im Femtosekundenbereich ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) finden Prozesse wie atomare Schwingungen und Ladungsträgerdynamiken in Halbleitern statt. Um diese Vorgänge zeitlich auflösen zu können, muss die angewandte Messmethode mindestens so schnell sein. Die derzeitige Auflösungsgrenze für elektronische Signalformen liegt für schnelle Oszilloskope bei ca. 10 ps. Diese Grenze kann durch optische Abtastmethoden unterschritten werden, indem Moden-gekoppelte Laser verwendet werden, die kurze Lichtpulse mit einer Pulsbreite von wenigen Femtosekunden erzeugen.

Diese Femtosekunden-Pulse können nun verwendet werden, um ultraschnelle Dynamiken innerhalb verschiedener Materialien zu untersuchen. Außerhalb der Spektroskopie können diese Laser auch z.B. als Präzisionsskalpelle in der Medizin oder zur nicht-thermischen Materialbearbeitung eingesetzt werden. Aber wie werden die Femtosekunden-Pulse charakterisiert, wenn elektronische Messgeräte zu langsam sind? Sie können mit sich selbst abgetastet werden, was formal als "Autokorrelation" bezeichnet wird. Im ersten Teil des Versuches wird ein optischer Autokorrelator aufgebaut und so die Pulsdauer ultrakurzer Pulse bestimmt.

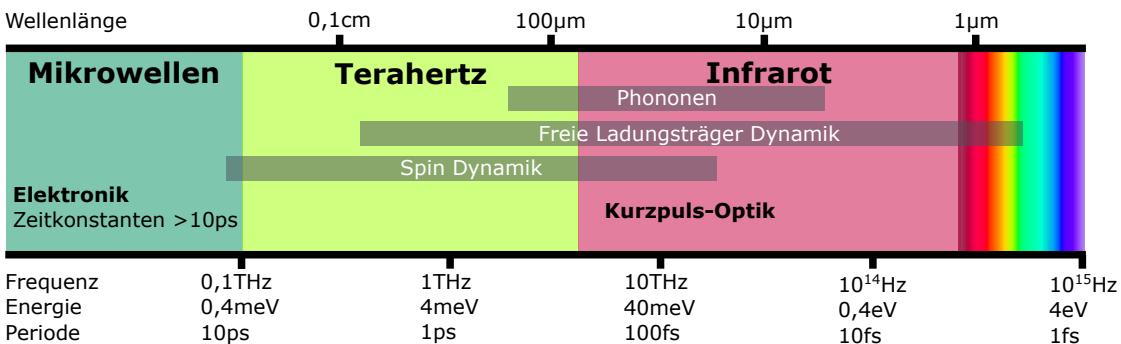


Abbildung 1.1: Elektromagnetisches Spektrum, nach R. Averitt

Im zweiten Teil werden Femtosekunden-Pulse genutzt um Terahertz-Pulse ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) zu erzeugen. Der THz-Spektralbereich umfasst Frequenzen zwischen etwa 300 GHz und 10 THz, entsprechend den Wellenlängen 1 mm und 30 μm. Die THz-Frequenzen liegen zwischen den Mikrowellen und dem infraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums, siehe Abb. 1.1. In diesem Spektralbereich liegt eine Vielzahl elementarer Anregungen in Festkörpern. Frequenz-abstimmbare und leistungsfähige Strahlungsquellen in dieser "THz-Lücke" sind Gegenstand aktueller Forschung.

1 Vorwort und Motivation

Da die Periodendauern einzelner Terahertz-Schwingungen im Vergleich zu Femtosekunden-Pulsen relativ lang sind ($1 \text{ ps} > 50 \text{ fs}$), kann das elektrische THz-Feld direkt zeitlich abgetastet werden. Daraus können sowohl die Spektralkomponenten, als auch die spektrale Phase bestimmt werden. Somit erhält man z.B. nach Wechselwirkung mit einer Probe die frequenzabhängige Absorption und den Brechungsindex. Diese Methode wird als THz-Zeitdomänen-Spektroskopie (Terahertz time-domain spectroscopy, THz-TDS) bezeichnet. In diesem Versuch werden hiermit elektronische Eigenschaften von Halbleiterproben untersucht.

2 Grundlagen

2.1 Femtosekunden-Pulse

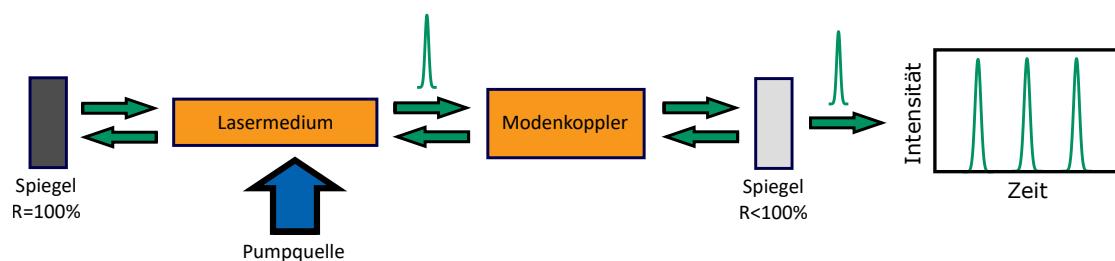


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Femtosekunden-Lasers

Ohne spezielle Vorrichtung handelt es sich bei Laserlicht typischerweise um monochromatische und kontinuierliche Strahlung. Um einzelne Lichtpulse zu erhalten, benötigt man schnelle Schalter oder Unterbrecher. Durch mechanische und elektro-optische Schalter können allerdings keine ultrakurzen Pulse erzeugt werden. Nach den Fourierbeziehungen sind ultrakurze zeitliche Pulse fundamental mit einem breiten Spektrum an Frequenzen verknüpft. Deshalb haben Femtosekundenlaser neben einem spektral breitbandig verstärkendem Lasermedium im Resonator ein zusätzliches Element zur "Modenkopplung" (in Abb. 2.1: "Modenkoppler"). Im Allgemeinen ist die Phase zwischen den vielen, gleichzeitig oszillierenden Moden zufällig, d.h. der Laser emittiert kontinuierlich Intensität-fluktuierendes Licht. Um ultrakurze Pulse zu erzeugen, müssen die verschiedenen Moden miteinander phasengekoppelt werden, d.h. zu einem festen Zeitpunkt werden die Moden phasenrichtig überlagert, sodass die Moden konstruktiv interferieren. Dadurch bildet sich ein kurzer Lichtpuls (Pulsdauer: Piko- bis Femtosekunden) mit einer hohen Spitzenintensität aus, siehe Abb. 2.2.

Das elektrische Feld des Pulses ist gegeben durch:

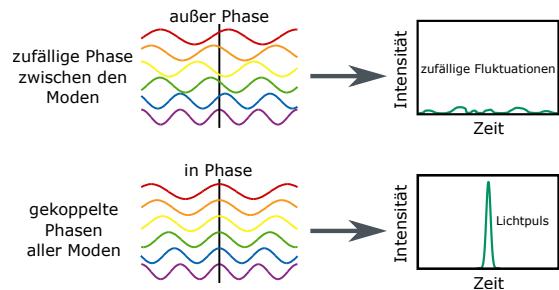


Abbildung 2.2: Oben: Zufällig Phasenbeziehungen; Unten: Modenkopplung

$$E(t) \propto \sqrt{I(t)} e^{i[\omega_0 t - \phi(t)]} + c.c. \quad (2.1)$$

2 Grundlagen

$I(t)$ ist die Intensität in Abhängigkeit der Zeit, ω_0 die Trägerfrequenz und $\phi(t)$ die Phase. Um einen Puls bei bekannter Frequenz vollständig beschreiben zu können, wird somit die Intensität und die Phase benötigt. In Abb. 2.3 ist das elektrische Feld eines Femtosekunden-Pulses dargestellt (grün) mit der zugehörigen Einhüllenden (schwarz). Im ersten Teil des Versuches wird untersucht, wie man einen ultrakurzen Puls mithilfe eines nichtlinearen Prozesses mit sich selbst vermessen kann. Allerdings detektiert man dadurch zunächst nur eine Intensitätsinformation über den Puls. Im zweiten Teil vermessen wir das elektrische Feld eines Terahertz-Pulses, dessen Periodenlänge im Vergleich zum Femtosekunden-Puls relativ lang ist, sodass die Oszillationen $E(t)$ abgetastet werden können (Kreuzkorrelation). Aus dieser zeitlichen Information erhält man die spektrale Information durch Fourier-Transformation $\mathcal{F}\{E(t)\} = E(\omega)$

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.2)$$

Dadurch wird das elektrische Feld in ein Spektrum zerlegt. Die Fourier-Transformierte $E(\omega)$ ist komplexwertig und enthält daher gleichzeitig spektrale Amplituden-($|E(\omega)|$) und Phaseninformation ($\phi(\omega)$).

Für das elektrische Feld im Frequenz-Raum gilt folgende Abhängigkeit

$$E(\omega) \propto \sqrt{S(\omega)} e^{-i\phi(\omega)}. \quad (2.3)$$

Dabei ist $S(\omega)$ das Intensitätsspektrum und $\phi(\omega)$ die spektrale Phase, die frequenzabhängige Phasenverschiebungen beschreibt. Der Betrag $|E(\omega)|$ ist die spektrale Amplitude. Nach dem Fourier-Verschiebungstheorem bewirkt eine zeitliche Verschiebung $\Delta\tau$ eine lineare spektrale Phase $i\omega\Delta\tau$, d.h. wenn der Puls nicht um Null zentriert ist, erhält man nach der Fourier-Transformation eine lineare Phase, siehe Abb. 2.3.

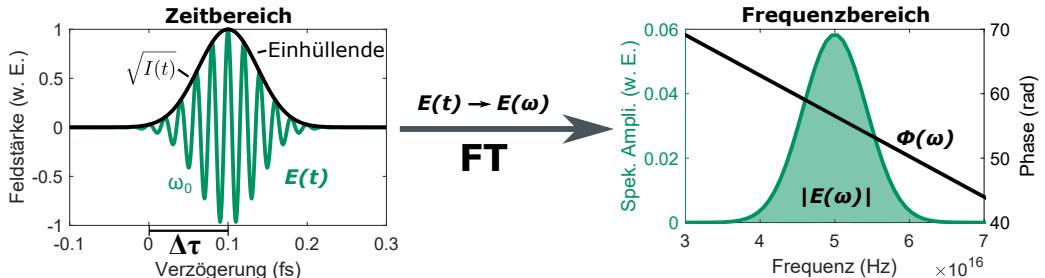


Abbildung 2.3: Fourier-Transformation eines von Null zeitlich verschobenen Pulses

2.2 Autokorrelation

Um die dynamischen Prozesse in Materialien mit einem Femtosekunden-Laser untersuchen und verstehen zu können, ist es wichtig, den Puls exakt zu charakterisieren, insbesondere die Pulsbreite. Wenn angenommen wird, dass der Femtosekunden-Puls das schnellste zur Verfügung stehende Signal ist, kann nichts schnelleres genutzt werden, um Eigenschaften des Pulses zu beschreiben. Bei der Autokorrelation (*AKF*) wird also der Puls selbst genutzt, um ihn zu charakterisieren. Der optische Autokorrelator kann beispielsweise mit einem Zweistahl-Interferometer nach Michelson realisiert werden, siehe Abb. 2.4. Der Lichtstrahl wird aufgeteilt und mit seiner Kopie wieder rekombiniert, nachdem ein Teilstrahl um die Zeit $\Delta\tau = \Delta s/c$ verzögert wurde. Die zeitliche Verzögerung wird durchgestimmt, indem man die Weglänge eines Teilstrahls um Δs verändert. Im Versuch wird der Spiegel, der auf einer Lautsprechermembran befestigt ist, schnell gescannt. Um Information über die Pulslänge zu erhalten, benötigt man eine Autokorrelation der Intensität, bei der die Intensität mit sich selbst gewichtet wird $Sig \propto I_1 I_2$, sodass nur bei Überlagerung ein Beitrag entsteht. Solche Intensitätsautokorrelationen sind in Abb. 2.5 für zwei Eingangssignale illustriert und zeigen, dass sich die Form der Autokorrelation typischerweise von der Form des Eingangssignals unterscheidet.

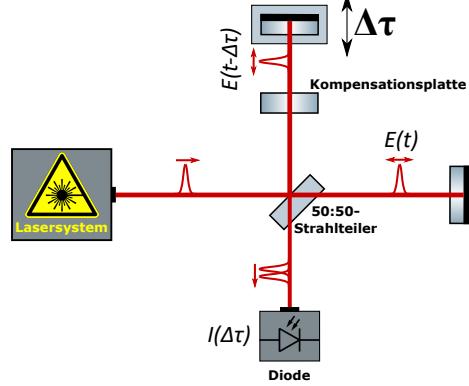


Abbildung 2.4: Optische Autokorrelation zur Charakterisierung ultrakurzer Pulse

Anschauliche Erklärung:

In Abb. 2.5 ist die Autokorrelation eines Rechteckpulses dargestellt, deren Form nicht identisch mit dem ursprünglichen Signal ist. Die Entstehung der Form der Autokorrelation wird deutlich, wenn man dies anhand eines Doppelpulses betrachtet. Das Abtasten des Signals entspricht im Zeitraum einer Faltung des Signals mit sich selbst

$$AKF(\Delta\tau) = (f * f)(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt f^*(t)f(t + \Delta\tau). \quad (2.4)$$

Faltung bedeutet, dass die Kopie des Doppelpulses über das Original geschoben, an jeder Stelle miteinander multipliziert und über das Produkt integriert wird. So überlappt im Beispiel des Doppelpulses zuerst ein Puls mit der Kopie. Dadurch entsteht ein Puls in der Autokorrelation. Wenn die Kopie weiter verschoben wird, überlappen beide Pulse und es entsteht ein höherer Puls in der Autokorrelation. Schließlich überlappt wieder jeweils nur ein Puls der Kopie und des Originals. Daraus folgt, dass die AKF immer symmetrisch ist.

2 Grundlagen

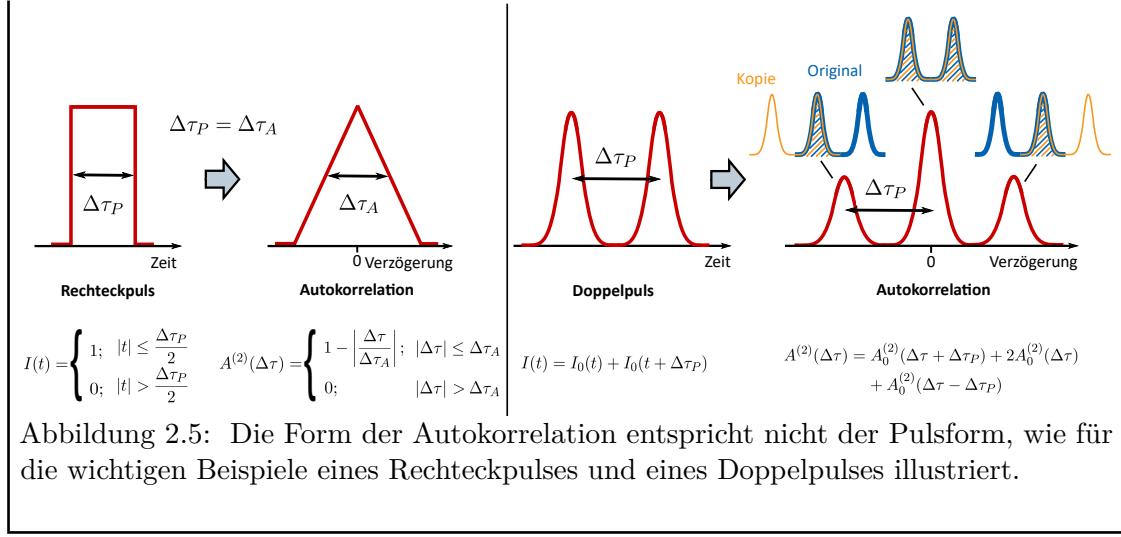


Abbildung 2.5: Die Form der Autokorrelation entspricht nicht der Pulsform, wie für die wichtigen Beispiele eines Rechteckpulses und eines Doppelpulses illustriert.

Im Versuch werden die beiden Teilstrahlen räumlich auf einen Detektor überlagert. Optische Detektoren registrieren meist statt der Felder zeitlich gemittelte Intensitäten mit einer vergleichsweise langsamen Zeitauflösung deutlich über der Pulsdauer. Dieses Intensitätssignal liefert als Funktion des Pulsabstandes ein Interferogramm, welches allerdings keine zeitliche, sondern nur spektrale Information über den Puls enthält (siehe Box: Wiener-Chintschin Theorem). Die gesuchte Femtosekunden-Zeitinformation über die Intensität kann gewonnen werden, wenn ein **nichtlinearer** Prozess, der z.B. quadratisch mit der Intensität skaliert $Sig \propto I^2$, ausgenutzt wird. Im Versuch wird hierzu eine sogenannte Zwei-Photonen-Photodiode genutzt, in der ein Elektron-Lochpaar erst durch zwei gleichzeitig absorbierte Photonen erzeugt wird, da die Bandlücke des Halbleiters dementsprechend groß ist. Nur dann detektiert die Diode ein Signal. Ohne diese Nichtlinearität könnte im Allgemeinen keine Aussage über die momentane Intensität und damit Pulsbreite getroffen werden. So wird die Autokorrelation 2. Ordnung oder auch Intensitätsautokorrelation

$$A^{(2)}(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt I(t) I(t - \Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt |E(t) + E(t - \Delta\tau)|^4 \quad (2.5)$$

in Abhängigkeit der Verzögerungszeit $\Delta\tau$ gemessen. Dabei kann das elektrische Ausgangssignal der Photodiode viel langsamer sein, als die Pulsbreite, da stets ein zeitliches

2 Grundlagen

Integral der Intensität $\int dt I(t, \Delta\tau)$ detektiert wird. Ausmultiplizieren der Gl. 2.5 liefert die gemittelte Leistung des Signals

$$\langle P_{\text{Sig}}(t) \rangle \sim 2\langle |a(t)|^4 \rangle + 4\langle |a(t)|^2 |a(t - \Delta\tau)|^2 \rangle + \{\{2\langle |a(t)|^2 + |a(t - \Delta\tau)|^2 \rangle \\ \times a(t)a^*(t - \Delta\tau)\}e^{i\omega_0\Delta\tau} + \langle [a(t)a^*(t - \Delta\tau)]^2 \rangle e^{2i\omega_0\Delta\tau}\} + c.c.\}. \quad (2.6)$$

$a(t)$ gibt die zeitliche Entwicklung des elektrischen Feldes an. Der erste Term in Gl. 2.6 ist unabhängig von $\Delta\tau$ und entspricht aufgrund des langsamen Detektors einem zeitlich gemittelten Hintergrundsignal. Der zweite Term ist von $\Delta\tau$ abhängig und liefert den entscheidenden Beitrag. Der dritte und vierte Term sind die interferometrischen Beiträge der Frequenzen ω_0 bzw. $2\omega_0$, die schnell schwingen, wenn $\Delta\tau$ über eine optische Periode variiert wird. Man spricht deswegen von einer "interferometrischen Autokorrelation" (Fringe-Resolved Autocorrelation, FRAC).

Der Maximalwert der Autokorrelation tritt bei $\Delta\tau = 0$ auf. Bei Verzögerungen ungleich Null nimmt die zeitliche Überlagerung der beiden Pulse ab und das Signal wird kleiner. Für große Verzögerungen $|\Delta\tau| \rightarrow \infty$ nähert sich die Korrelationsfunktion dem unkorrelierten Wert an. Dadurch tastet sich der Puls selbst ab. Unabhängig von der Form des Signals erhält man immer eine symmetrische Autokorrelationsfunktion. Um die Breite des Eingangspulses zu bestimmen muss eine Pulsform angenommen werden. Die Autokorrelation wird dann mit diesem formspezifischen Faktor gewichtet. Das Verhältnis von Hintergrundsignal bei $\Delta\tau \rightarrow \infty$ zum Maximalwert der Autokorrelation bei $\Delta\tau = 0$ kann aus den Vorfaktoren zu 1:8 bestimmt werden. Die interferometrischen Anteile können mit Hilfe der Fourier-Transformation herausgefiltert werden, dann beträgt das Verhältnis 1:3. Dazu wird das Signal fouriertransformiert, die hohen Frequenzen abgeschnitten und zurücktransformiert. Dadurch fallen die schnellen Oszillationen der Interferenz weg.

Zusammengefasst ergeben sich die zentralen Eigenschaften der Autokorrelation:

- AKF-Form immer symmetrisch
- AKF-Form meist ungleich Pulsform
- Nichtlinearer optischer Prozess notwendig zur Pulsbreitenbestimmung
- Annahme einer Pulsform erforderlich

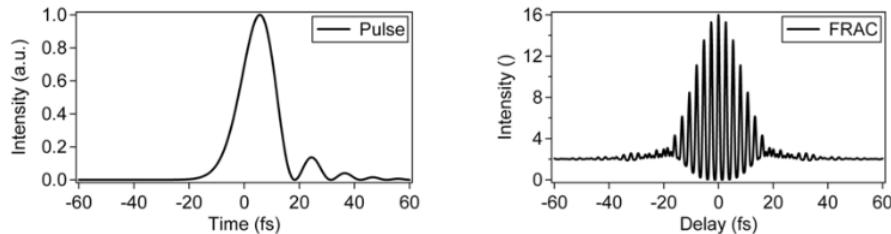


Abbildung 2.6: Gemessene Autokorrelation nach R. Trebino

In Abb. 2.6 ist als Beispiel die interferometrische Autokorrelation eines Pulses mit kubischer spektraler Phase dargestellt. Die ersten zwei wichtigen Eigenschaften der Autokorrelation werden hier deutlich.

Für die Auswertung des Versuches kann die Fourier-Transformation mit dem MATLAB-Programm "Autokorrelation"¹ durchgeführt werden. Die Pulsbreite kann aus der Breite des Korrelationspeaks unter Annahme einer Pulsform abgeschätzt werden, da sich die Pulse für $|\Delta\tau| \rightarrow \infty$ nicht zeitlich überlagern und die Korrelationsfunktion auf Null abfällt.

2.3 Ultrakurze Terahertz-Pulse

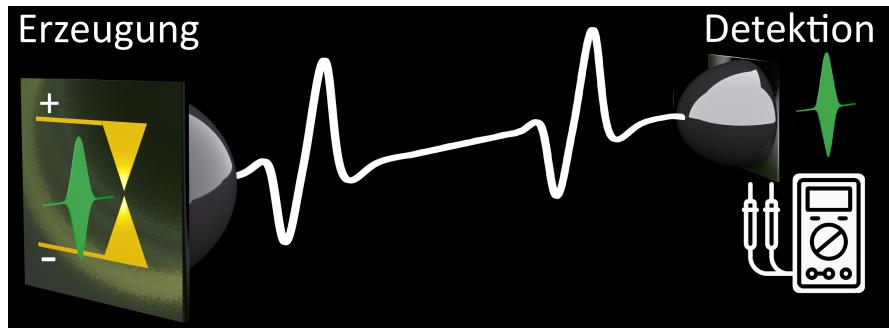


Abbildung 2.7: Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung

In diesem Versuch werden zur Erzeugung und Detektion der THz-Strahlung photoleitende Antennenstrukturen auf einem Halbleitermaterial verwendet. Zur Erzeugung wird ein optischer Femtosekunden-Puls auf die Antenne fokussiert, siehe Abb. 2.7 (grün). Dadurch werden Elektronen des Halbleiters aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Die so erzeugten freien Ladungsträger werden durch eine angelegte Spannung in der Antennenstruktur beschleunigt. Die beschleunigten Ladungen strahlen ein elektrisches Feld im THz-Bereich des elektromagnetischen Spektrums ab, siehe Abb. 2.7 (weiße Wellenform).

Zur kohärenten² Detektion des THz-Pulses wird eine weitere photoleitende Antenne verwendet.

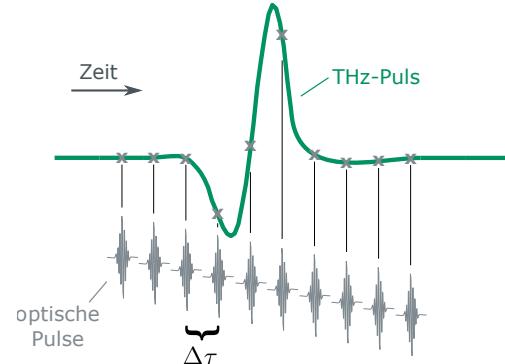


Abbildung 2.8: Einzelzyklus-THz Puls (grün) und Abtastung mit kürzeren fs-Pulsen (grau)

Ein optischer Puls erzeugt wieder freie Ladungsträger, die nun durch das Feld des eingehenden THz-Strahls beschleunigt werden. Dadurch wird eine geringe Spannungsdifferenz zwischen den beiden Antennenarmen erzeugt, welche mittels eines empfindlichen

¹ wird zur Verfügung gestellt

² Da der THz-Puls phasenstabil ist, kann dieser phasenabhängig abgetastet werden, sodass keine sofortige direkte Detektion nötig ist.

Lock-In-Verstärkers³ detektiert werden kann. Der optische Puls im Femtosekundenbereich tastet den vergleichsweise langsam variierenden THz-Puls durch Scannen der Verzögerung $\Delta\tau$ zwischen beiden Pulsen ab, siehe Abb. 2.8, indem die optische Weglänge eines Pulses mit einer Verzögerungsbühne variiert wird.

2.4 Wechselwirkung von THz-Strahlung mit freien Ladungsträgern in Halbleitern

Mittels THz-Strahlung kann die elektrische Leitfähigkeit von Metallen oder Halbleitern kontaktlos bestimmt werden. Betrachten wir als Abschätzung die Bewegung eines Elektrons mit einer thermischen Geschwindigkeit von $\sim 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, so beträgt die zurückgelegte Wegstrecke während einer THz-Periode von $\sim 1 \text{ ps}$ weniger als 100 nm [1]. Die Wechselwirkung der Ladungsträger mit der THz-Strahlung ist somit empfindlich auf lokale Leitfähigkeiten im sub-Mikrometerbereich.

Allgemein werden die optischen Eigenschaften eines Materials durch den komplexen Brechungsindex

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu} \quad (2.7)$$

oder die äquivalente komplexe dielektrische Funktion

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\text{real}}(\omega) + i\epsilon_{\text{imag}}(\omega) \quad (2.8)$$

beschrieben. Die relative Permeabilität μ nichtmagnetischer Materialien beträgt 1. Das Verhalten von Medien mit freien Ladungsträgern kann näherungsweise durch das oft verwendete klassische Drude-Modell beschrieben werden (Herleitung siehe [2]). Die analytische Drude-Form der dielektrischen Funktion lautet:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega} \quad (2.9)$$

Γ ist die Dämpfungsrate und $\epsilon_{\infty} = n_{\infty}^2$ ist die dielektrische Konstante für $\omega \rightarrow \infty$. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m^*\epsilon_{\infty}\epsilon_0}}, \quad (2.10)$$

mit der Konzentration N und der effektiven Masse m^* . Hiermit lässt sich die frequenzabhängige Leitfähigkeit ausdrücken

$$\sigma(\omega) = \frac{Ne^2}{m^*} \frac{\tau}{1 - i\omega\tau}, \quad (2.11)$$

dabei ist τ die mittlere Streuzeit der freien Ladungsträger.

³ Durch Modulation des Signals und schmalbandiges Filtern im Lock-In-Verstärker können Störsignale sehr effizient unterdrückt werden.

2 Grundlagen

Die komplexe Leitfähigkeit, die das Drude-Modell als Antwort auf ein zeitabhängiges elektrisches Feld mit einer Kreisfrequenz ω simuliert, ist in Abb. 2.9 für eine Ladungsträgerkonzentration $N = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und einer mittleren Streuzeit $\tau = 1 \text{ ps}$ für einen typischen Halbleiter dargestellt.

In diesem Versuch wird THz-Strahlung genutzt, um die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters zu charakterisieren. Halbleitermaterialien haben eine große technische Bedeutung, da sich ihre elektrische Leitfähigkeit stark variieren und u.a. flexibel einstellen lässt.

Halbleiter sind wie Isolatoren bei 0 K nicht leitend, da die Fermi-Energie zwischen dem besetzten Valenzband und dem unbesetzten Leitungsband liegt, siehe Abb. 2.10. Die Fermi-Energie trennt für den Grundzustand die besetzten von den unbesetzten Zuständen. Allerdings ist die Bandlücke der Halbleiter kleiner als die der Isolatoren, sodass bei Temperaturen $\neq 0 \text{ K}$ die Fermi-Verteilung so aufweicht, dass Elektronen in das Leitungsband angeregt werden. Dadurch sind Zustände des Valenzbandes unbesetzt. Da in nicht vollständig besetzten Bändern Strom fließen kann, können Halbleiter im Gegensatz zu idealen Isolatoren bei ausreichend hohen Temperaturen leitfähig sein. In Metallen ist ein Band grundsätzlich nicht vollständig besetzt, sodass immer freie Ladungsträger vorhanden sind, weshalb Metalle die charakteristisch hohe Leitfähigkeit aufweisen.

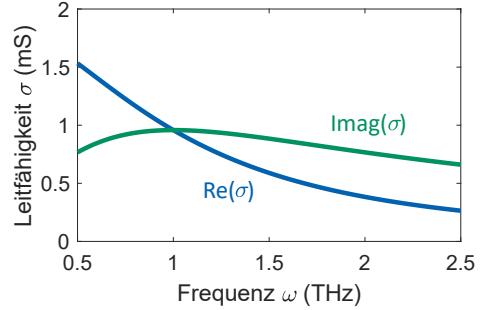


Abbildung 2.9: Komplexe Leitfähigkeit

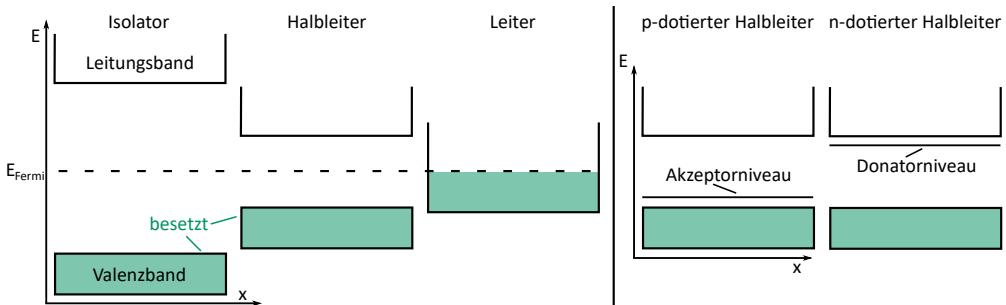


Abbildung 2.10: Bändermodell

Die Leitfähigkeit der Halbleiter kann durch Dotieren (Einbringen von passenden Fremdatomen) stark erhöht und in einem weiten Bereich beliebig eingestellt werden. In diesem Versuch wird p-dotiertes Silizium untersucht, d.h. es wurden vierwertige Silizium-Atome gegen ein dreiwertiges Element ausgetauscht. Dadurch entsteht ein zusätzliches Energieniveau (Akzeptorniveau) dicht oberhalb der Valenzbandkante, siehe Abb. 2.10. Das Fremdatom wird durch thermische Energie leicht ionisiert, wodurch Elektronen im Valenzband fehlen. Die nun fehlenden Elektronen im Valenzband, auch "Löcher" genannt,

2 Grundlagen

bilden freie Zustände, die sich durch elektrische Felder verschieben lassen. Diese "Löcherleitung" erzeugt somit eine Leitfähigkeit von Ladungsträgern mit einer zum Elektron entgegengesetzten Ladung.

Analog werden bei n-dotierten Halbleitern meist vierwertige Atome gegen fünfwertige Atome ausgetauscht, sodass Elektronen nur schwach gebunden sind. Diese können durch thermische Energie leicht in das Leitungsband angeregt und durch elektrische Felder verschoben werden, d.h. bewegliche negative Ladungen im Leitungsband überwiegen bei der Leitfähigkeit.

Komplexe Halbleiterbauelemente nutzen typischerweise p- und n-dotierte Bereiche, um z.B. Dioden oder Transistorfunktionen zu realisieren.

2.5 THz-Zeitbereichs-Spektroskopie in Transmission

In diesem Versuch wird insbesondere die Leitfähigkeit in Halbleiterproben durch die frequenzabhängige Materialantwort (z.B. Drude-Verlauf) der freien Ladungsträger in Transmissionsgometrie vermessen. Allgemein ändert sich durch die Wechselwirkung des Eingangssignals mit der Probe sowohl die spektrale Amplitude, als auch die Phase gemäß der Transmissionsfunktion $T(\omega)$, siehe Abb. 2.11. Typische Intensitätsspektrometer können nur $|E|^2$ und damit nur den Amplitudenverlauf vermessen. Die THz-Zeitbereichsspektroskopie zeichnet das vollständige elektrische Feld vor- und nach Durchgang der Probe auf. Durch den Übergang in den Frequenzbereich mittels Fouriertransformation kann somit schließlich Amplituden- (Transmissionsspektrum)

$$T(\omega) = \frac{|E_{\text{sample}}(\omega)|}{|E_{\text{ref}}(\omega)|}. \quad (2.12)$$

und Phaseninformation (Brechungsindex) gewonnen werden.

Die theoretische Transmission für eine Probenstich kann wie folgt berechnet werden:

$$T_{\text{theo}}(\omega, n) = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \exp\left(-\frac{i(n_2 - n_1)\omega l}{c}\right) \quad (2.13)$$

Dabei ist n_1 der Brechungsindex von Luft und n_2 der Brechungsindex der Probe. Die Propagationslänge durch das Medium l entspricht der Dicke des Siliziums. Aus der Anpassung von Gl. 2.13 an die mit Gl. 2.12 verarbeiteten Messdaten kann die Drudeantwort extrahiert werden und die Parameter ω_p und Γ bestimmt werden.

Eine zum Versuch ähnliche theoretische Transmission ist in Abb. 2.11b dargestellt. Die mit dem Drude-Modell berechnete Transmission entspricht Bor-dotiertem Silizium mit einem DC-Widerstand $1/\sigma_{DC} = 1 - 20 \Omega\text{cm}$.

Zur Auswertung kann das MATLAB-Programm "FFT"⁴ verwendet werden. Es ist zu beachten, dass die Integrationsgrenzen in Gl. 2.2 von $-\infty$ bis ∞ laufen, d.h. dass ein

⁴ wird zur Verfügung gestellt

2 Grundlagen

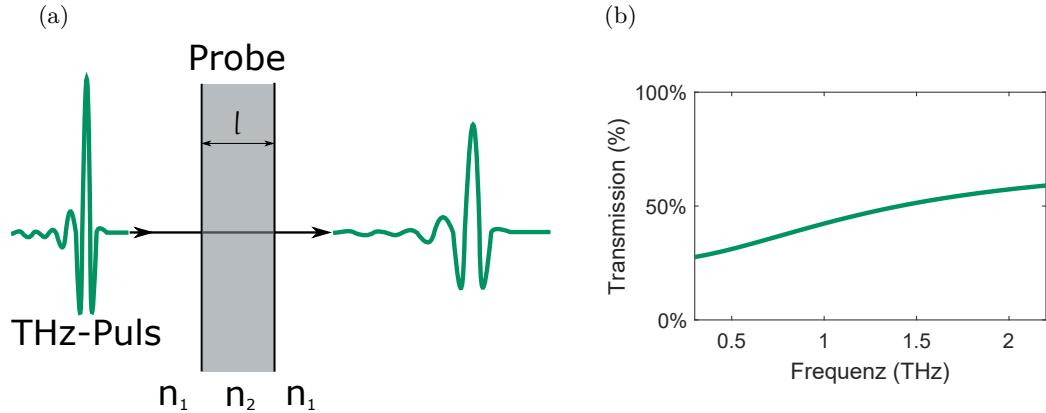


Abbildung 2.11: THz-Transmission a) Schematische Darstellung b) Berechnung mittels Drude-Modell für Bor-dotiertes Silizium

Messsignal eine unendlich lange Zeit beobachtet und integriert werden muss. Dann ist das Frequenzauflösungsvermögen unendlich hoch. In der Realität ist die Messzeit und somit das Auflösungsvermögen begrenzt. Da eine diskrete Fourier-Transformation durchgeführt wird, kann das Auflösungsvermögen verbessert werden, indem die Abtastrate erhöht wird.

3 Fragen zur Vorbereitung

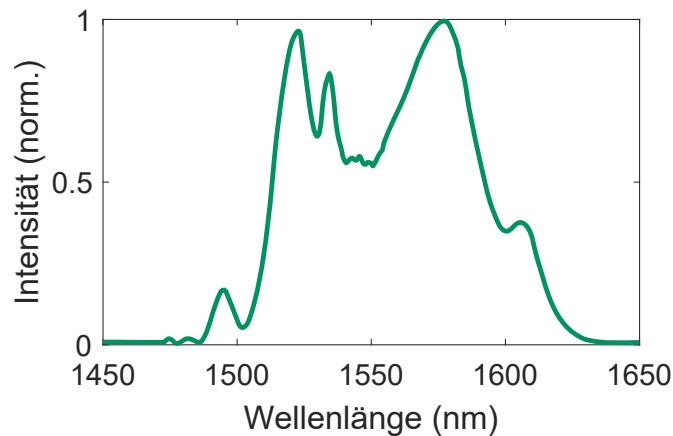


Abbildung 3.1: Optisches Spektrum

1. Wie kann aus der interferometrischen Autokorrelationsfunktion die Pulsdauer bestimmt werden? Nehmen Sie einen Gaußpuls an.

Bestimmen Sie aus dem optischen Spektrum des Lasers aus Abb. 3.1 die spektrale Breite $\Delta\nu$. Wie lautet der theoretische Wert des Zeit-Bandbreiten-Produkts für einen ideal gaußförmigen Puls? Wozu wird eine Kompensationsplatte in Abb. 2.4 benötigt?

Literatur:

- Ultrafast Optics von Weiner [3], Kap. 3

2. Was wird als "Terahertz gap" bezeichnet? Wie kann es geschlossen werden? Was sind die Vorteile von THz-Strahlung im Vergleich zu optischen Frequenzen?

Literatur:

- Bridge for the terahertz gap von Carlo Sirtori [4]

3. Berechnen Sie den theoretischen Durchmesser des THz-Strahls bei bestmöglicher Fokussierung in Abhängigkeit der Frequenz (0,5 - 3 THz) und vergleichen Sie dies mit dem Fokusdurchmesser eines 1550 nm Strahls. Nehmen Sie an, dass beide

3 Fragen zur Vorbereitung

Strahlen von einer Linse mit Brennweite $f = 25$ mm fokussiert werden und beide Eingangsstrahlen einen Durchmesser von $D = 20$ mm besitzen.

Stichwort:

- Abbe-Limit

4. Informieren Sie sich über die fundamentalen Eigenschaften anorganischer Halbleiter. Was ist der Unterschied zwischen HR-Silizium (high resistivity bzw. hochohmiges Silizium) und p-dotiertem Silizium? Erwarten Sie einen Unterschied in der THz-Transmission?

Literatur:

- Festkörperphysik von Hunklinger [5], Kap. 10
- Festkörperphysik von Ibach und Lüth [6], Kap. 12

5. Wie verändert eine kleinere Schrittweite die spektrale Auflösung einer THz-TDS-Messung? Was versteht man unter "Zero-Padding"?

Literatur:

- Fouriertransformation für Fußgänger von Tilman Butz [7], Kap. 4

6. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des THz-Pulses in Silizium ist langsamer als in Luft. D.h. der THz-Puls wird in einer THz-TDS-Messung später aufgezeichnet, wenn er durch $380 \mu\text{m}$ dickes Silizium propagiert. Berechnen Sie diese zeitliche Verzögerung. Welchen Brechungsindex müssen Sie für Silizium annehmen?

Literatur:

- Handbook of Lasers and Optics von Frank Träger [8], Kap. 12

7. Bei THz-TDS-Messungen kommt es häufig zum Etalon-Effekt. Das bedeutet, dass der Puls an den Grenzflächen der Probe reflektiert wird und somit mehrmals vom Detektor registriert wird. Die Reflexe im Messsignal können abgeschnitten werden. Wann ist dies erlaubt? Wie verändert sich die spektrale Transmission, wenn sie nicht abgeschnitten werden? Durch das Abschneiden der Reflexe vereinfacht sich Gl. 2.13 für undotiertes Silizium zu

$$T_{\text{theo}}(\omega, n) = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}. \quad (3.1)$$

Berechnen Sie mit Gl. 3.1 die THz-Transmission $T(\omega)$ durch HR-Silizium. Wird das restliche Licht zum Großteil reflektiert oder absorbiert?

Literatur:

- Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy von Lionel Duvillaret, Frédéric Garet und Jean-Louis Coutaz [9]

4 Versuchsdurchführung

4.1 Autokorrelation

Bauen Sie einen Autokorrelator analog zu Kap. 2.2 auf. Überlegen Sie sich vor dem Aufbau die Weglängen der beiden Arme des Autokorrelators. Wo muss die Kompressionsplatte platziert werden? Um die Strahlen nach dem Rekombinieren räumlich zu überlagern, wird empfohlen einen Justagelaser zu verwenden. Zum Scannen der Autokorrelation wird der Lautsprecher verwendet. Damit die zeitliche Überlagerung der Pulse einfacher gefunden werden kann, befindet sich dieser auf einer Stage, die mit dem Computerprogramm "Verschiebebühne"¹ angesteuert werden kann. Beobachten Sie das Oszilloskop, an das die Diode angeschlossen ist, während die Stage durchfährt. Nehmen Sie anschließend mit dem Oszilloskop die Autokorrelation auf.

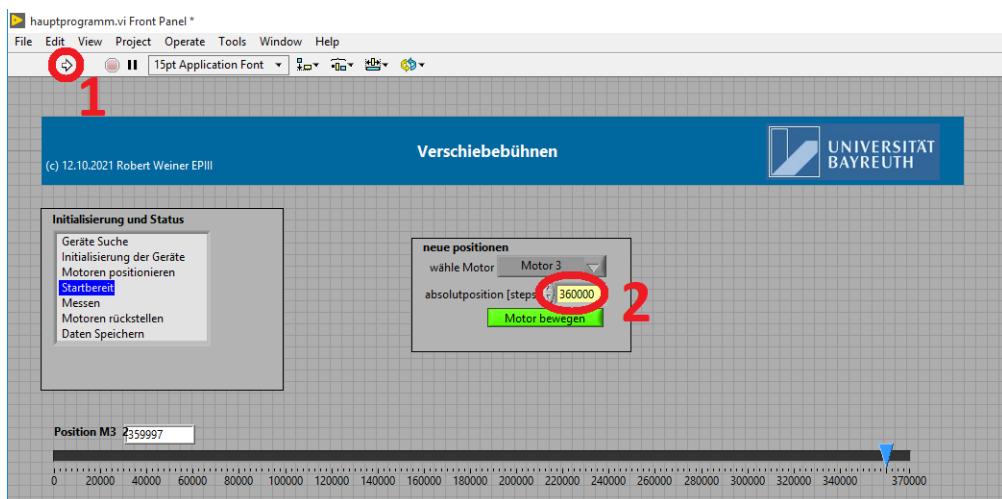


Abbildung 4.1: Programm für die Verschiebebühne für den Zeitnullpunkt

Mit **1** wird das Programm gestartet, siehe Abb. 4.1. Unter **2** kann die Position angegeben werden, die die Verschiebebühne ansteuern soll. Diese kann zwischen 0 und 370000² liegen. Um die gesamte Strecke zurückzulegen benötigt die Verschiebebühne ca. 1 min. Es wird der Motor 3 verwendet. Der Lautsprecher wird verfahren, wenn der Knopf "Motor bewegen" gedrückt wird.

¹ Zu finden unter "D:\2021_LV2017_PI 4Achsen SMC\hauptprogramm.vi"

² entspricht 0 bis 22 mm

4 Versuchsdurchführung

Auswertung

Beschreiben Sie die Autokorrelation. Sieht sie wie erwartet aus? Fouriertransformieren Sie die Autokorrelation mithilfe des MATLAB-Programms "Autokorrelation", filtern Sie die hohen Frequenzen heraus und transformieren Sie die Autokorrelation zurück. Wie müssen Sie die "cutoff"-Frequenz wählen? Was passiert durch das Filtern?
An die erhaltene Kurve kann eine Gaußkurve gefittet werden. Bestimmen Sie so das Zeit-Bandbreiten-Produkt der Autokorrelation. Entspricht dies Ihrer Erwartung?

4.2 THz-TDS

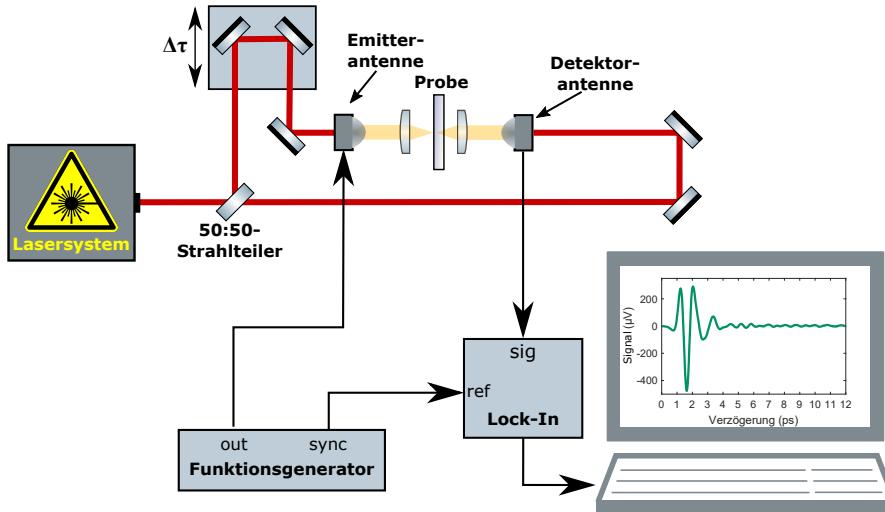


Abbildung 4.2: Experimenteller Aufbau zur THz-TDS in Transmission

Für die Aufnahme der THz-Spektren wird der Aufbau aus Abb. 4.2 verwendet. Es wird ein 775 nm Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Diese werden zu den photoleitenden Antennen geführt, die zur THz-Erzeugung bzw. Detektion genutzt werden, wie in Kap. 2.3 beschrieben. Die Vorspannung der Emitterantenne wird mit einem Funktionsgenerator mit der Referenzfrequenz 8 kHz moduliert. Das geringe Spannungssignal der Detektorantenne wird mittels eines Lock-In-Verstärkers bei der Referenzfrequenz gemessen. Das Computerprogramm "TDS-Scan"³ steuert die Verschiebebühne und zeichnet das Lock-In-Signal, welches proportional zum E-Feld des THz-Pulses ist, als Funktion der Zeitverschiebung $\Delta\tau$ auf. Zusätzlich berechnet das Programm nach der Messung die Fouriertransformierte und zeigt diese an.

Starten Sie das Programm mit **1**, siehe Abb. 4.3. Nutzen Sie **2** um einen neuen Ordner unter "D:\daten" anzulegen. Wenn eine Messung gespeichert werden soll, muss **vor**

³ Zu finden unter "D:\2019_LV2017_KOCOMD17 Scanner Robversion\TDS-Scan hauptprogramm.vi"

4 Versuchsdurchführung

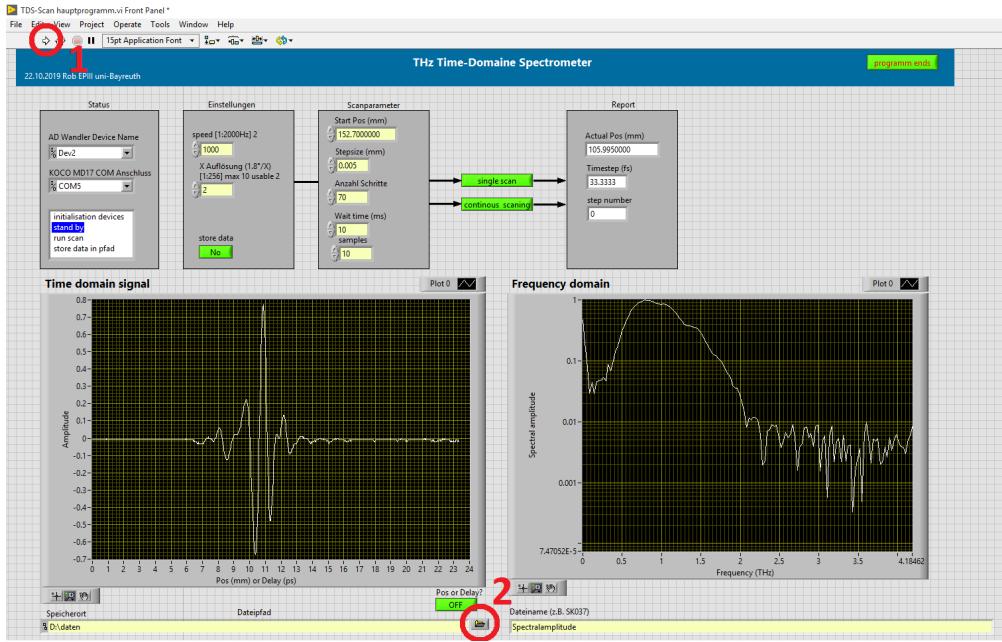


Abbildung 4.3: "TDS-Scan" Programm

der Messung der Knopf "store data" aktiviert werden, sodass er rot leuchtet⁴. Für schnelle Übersichtsmessungen kann die "Stepsize" 0.005 mm gewählt werden. Es wird empfohlen die endgültige Messung mit "Stepsize" 0.001 mm durchzuführen. Dazu muss die "Auflösung" 10 betragen. "samples" gibt an wie oft gemittelt wird. Für ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis reicht 100 aus. Eine Messung startet durch Aktivieren des Knopfes "single scan".

4.2.1 Referenzmessung

Nehmen Sie einen THz-Puls ohne Probe auf. Platzieren Sie anschließend eine Irisblende im THz-Fokus und schätzen Sie die Fokusgröße ab. Vergleichen Sie das Ergebnis mit der Rechnung aus Kap. 3.

Empfohlene Einstellung:

Start:	152.2 mm
Stepsize:	0.001 mm
Anzahl Schritte:	2500

⁴ Die Dateien werden Ihnen anschließend per Email zugesendet. (Eigene USB-Sticks sind aus IT-Sicherheitsgründen streng verboten!)

4 Versuchsdurchführung

4.2.2 Hochohmiges Silizium

Nehmen Sie nun das E-Feld eines THz-Pulses durch einen HR-Silizium Wafer auf. Messen Sie auch die Dicke des Wafers mit einem Messschieber.

Empfohlene Einstellung:

Start:	152.2 mm	Achtung (bei Abweichen der Empfehlung): Wählen Sie den gleichen Start wie bei der Referenzmessung.
Stepsize:	0.001 mm	
Anzahl Schritte:	2500	Achtung (bei Abweichen der Empfehlung): Wählen Sie für den Etalon-Effekt einen ausreichend langen Messbereich.

Auswertung

Bestimmen Sie die Dicke des Wafers aus dem Etalon-Effekt und aus der Verzögerung des Pulses im Vergleich zum Referenzpuls. Stimmt dies mit Ihrer Messung mit dem Messschieber und der Herstellerangabe ((280±10) μm) überein?

Verwenden Sie das MATLAB-Programm "FFT" um die spektralen Amplituden des Referenzpulses (Kap. 4.2.1) und des Pulses durch HR-Silizium zu berechnen. Bestimmen Sie die Transmission in Abhängigkeit der Frequenz. Plotten Sie die theoretische Erwartung aus Frage 7 mit in den Graphen.

4.2.3 p-dotiertes Silizium

Nehmen Sie als nächstes das E-Feld eines THz-Pulses durch einen p-dotierten Silizium Wafer (p-type (Boron), 1-10 Ωcm) auf.

Empfohlene Einstellung:

Start:	152.8 mm
Stepsize:	0.001 mm
Anzahl Schritte:	700

Auswertung

Verwenden Sie erneut das MATLAB-Programm "FFT" um die spektrale Amplitude des Pulses zu berechnen. Bestimmen Sie die Transmission in Abhängigkeit der Frequenz. Passen Sie das Drude-Modell aus Kap. 2.4 an die Transmission an. Verwenden Sie dazu Gl. 2.13. Beachten Sie, dass der Brechungsindex von p-dotiertem Silizium n_2 frequenzabhängig ist. Setzen Sie dazu in Gl. 2.9 Gl. 2.7 ein. ϵ_∞ ist 3,4175². Plotten Sie den Betrag dieser theoretischen Transmission in den selben Graphen wie die Gemessene und variieren Sie die Plasmafrequenz ω_p und die Dämpfungskonstante Γ bis beide Transmissionen übereinstimmen. ω_p und Γ sollten im THz-Bereich liegen.

Aus der Dämpfungskonstante kann die Mobilität $\mu = e/m^*\Gamma$ berechnet werden, dabei ist

4 Versuchsdurchführung

die effektive Masse $m^* = 0,98 m_0$. Berechnen Sie daraus die Leitfähigkeit $\sigma = e\mu N$ und den Widerstand $1/\sigma$.

4.2.4 Metallischer Lack

Stellen Sie Ihre eigenen Proben her, die mit dem THz-TDS untersucht werden sollen. Nutzen Sie dazu den Metall-Lack und bestreichen Sie die Folie. Während der Lack trocknet, können Sie die Folie auseinanderziehen und so die Dichte der Metallpartikel im Lack verändern. Stellen Sie drei verschiedene Proben und eine Probe mit dem roten Lack her. Platzieren Sie anschließend nacheinander die Proben (inklusive Folie ohne Lack) im THz-TDS und nehmen Sie das elektrische Feld auf.

Auswertung

Vergleichen Sie die erhaltenen THz-Pulse und interpretieren Sie das Ergebnis.

Literatur

- [1] Ronald Ulbricht; Euan Hendry; Jie Shan; Tony F. Heinz; Mischa Bonn. “Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy”. In: *Reviews of modern physics* 83.2 (2011), S. 543–586.
- [2] Kai-Erik Peiponen; J. Axel Zeitler; Makoto Kuwata-Gonokami; Michael B. Johnston; James Lloyd-Hughes. *Terahertz Spectroscopy and Imaging*. 3. Auflage. Heidelberg, New York, Dordrecht, London: Springer; Springer Series in Optical Sciences; 171, (2013).
- [3] Andrew M. Weiner. *Ultrafast Optics*. New Jersey: Wiley, (2009).
- [4] Carlo Sirtori. “Bridge for the terahertz gap”. In: *Nature* 417.6885 (2002), S. 132–133.
- [5] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. München: De Gruyter Oldenbourg, (2014).
- [6] Harald Ibach; Hans Lüth. *Festkörperphysik*. Berlin; Heidelberg: Springer-Lehrbuch, (2009).
- [7] Tilman Butz. *Fouriertransformation für Fußgänger*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, (2011).
- [8] Frank Träger. *Handbook of Lasers and Optics*. Kassel: Springer, (2012).
- [9] Lionel Duvillaret; Frédéric Garet; Jean-Louis Coutaz. “Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy”. In: *Appl. Opt.* 38 (1999), S. 409–415.