

Physikalisches Praktikum PPD

**Ultrakurzzeit-Physik:
Femtosekunden-Autokorrelation und
Terahertz-Spektroskopie**

Gruppe 11

Kevin Berwagner, kevin.berwagner@uni-bayreuth.de
Raphael Schneider, raphael.schneider@uni-bayreuth.de

Datum des Praktikums: 26. Juni 2023

Datum der Einreichung: 10. Juli 2023

Datum der Verbesserung: 31. Juli 2023

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Fragen zur Vorbereitung	4
2.1	Pulsdauer, spektrale Breite und Kompensationsplatte	4
2.2	Terahertz gap	5
2.3	Abbe-Limit	7
2.4	Anorganische Halbleiter	8
2.5	Spektrale Auflösung	10
2.6	Ausbreitungsgeschwindigkeit in Silizium	11
2.7	Etalon-Effekt	12
3	Materialien und Methoden	13
3.1	Autokorrelator	13
3.2	Terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS)	14
4	Ergebnisse und Diskussion	18
4.1	Autokorrelation	18
4.2	THz-TDS	21
5	Fazit	26

1 Einleitung

Dieser Praktikumsversuch befasst sich mit der Ultrakurzzeitphysik. Dieses spezielle Gebiet der Physik beschäftigt sich mit Phänomenen, die auf extrem kurzen Zeitskalen, insbesondere im Femtosekundenbereich, auftreten. Schwerpunkte sind die Femtosekunden-Autokorrelation und die Terahertz-Spektroskopie.

Der erste Teil des Versuchs befasst sich mit der Femtosekunden-Autokorrelation. Dies ist eine Technik, die es ermöglicht, extrem kurze Lichtpulse im Bereich von Femtosekunden zu messen. Das Problem dabei ist, dass das Messverfahren mindestens die gleiche zeitliche Auflösung haben muss wie der Laserpuls selbst. Deshalb wird der Laserpuls mit Hilfe eines Autokorrelationsverfahrens mit sich selbst vermessen. Dieses Verfahren hat weitreichende Anwendungen in Bereichen wie der Untersuchung von ultraschnellen Dynamiken innerhalb verschiedener Materialien. Außerdem können diese Laserpulse auch als Präzisionskalpelle in der Medizin oder zur nicht-thermischen Materialbearbeitung eingesetzt werden.

Im zweiten Teil, wird auf die Terahertz-Spektroskopie Bezug genommen. Dies ist eine spektroskopische Methode, die elektromagnetische Strahlung im Terahertz-Frequenzbereich nutzt, welche durch Femtosekundenpulse erzeugt wird. Sie ist für eine Vielzahl von Anwendungen nützlich, einschließlich für die Astronomie, wo die kosmische Hintergrundstrahlung zu einem großen Teil aus Terahertzstrahlung besteht, und für die Erforschung der Erdatmosphäre, wobei von einem Satelliten aus die Bestandteile der Atmosphäre durch Terahertzstrahlung untersucht werden können. Außerdem kann sie auch zur extrinsischen Bestimmung der Leitfähigkeit von Materialien verwendet werden. Zudem ist die sogenannte Terahertz-Lücke zur Zeit Gegenstand aktueller Forschung.

Die Auswertung ist in mehrere Abschnitte unterteilt, die jeweils verschiedene Aspekte und Fragen zu diesen Themen behandeln. Sie beginnt mit einer Reihe von vorbereitenden Fragen, gefolgt von einer Diskussion der verwendeten Materialien und Methoden, bevor sie sich den spezifischen Experimenten und ihren Ergebnissen zuwendet. Zum Schluss findet sich noch ein Fazit, welches unsere Ergebnisse nochmals abschließend zusammenfasst.

2 Fragen zur Vorbereitung

2.1 Pulsdauer, spektrale Breite und Kompensationsplatte

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

Analog zu Quelle [1] hat die Gauß-Verteilung, auch Normalverteilung genannt, die Eigenschaft, dass sie bezüglich der Faltung invariant ist. Das bedeutet: Die Summe von unabhängigen normalverteilten Zufallsvariablen resultiert wieder in einer normalverteilten Variablen. Diese Invarianz gegenüber Faltung lässt sich anschaulich mit zwei Gauß-Kurven erklären: Faltet man zwei Gauß-Kurven mit den Halbwertsbreiten Γ_a und Γ_b , so erhält man als Ergebnis wieder eine Gauß-Kurve. Die Halbwertsbreite der resultierenden Kurve, Γ_c , berechnet sich nach der Formel

$$\Gamma_c = \sqrt{\Gamma_a^2 + \Gamma_b^2}. \quad (2.1)$$

Im Fall der Autokorrelation eines Pulses mit sich selbst im Fourierraum sind die beiden Pulse komplett identisch und es gibt keine Verschiebung zwischen ihnen. Deshalb sind Γ_a und Γ_b gleich und die resultierende Halbwertsbreite ist $\Gamma_c = \sqrt{2}\Gamma_a$.

Die Autokorrelation eines Signals kann mathematisch durch die Faltung des Signals mit seiner eigenen komplex konjugierten Version bestimmt werden. Dies ist in der folgenden Formel ausgedrückt:

$$AKF(\Delta\tau) = (f * f)(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t)f(t + \Delta\tau)dt. \quad (2.2)$$

Diese Formel zeigt die Definition der Autokorrelationsfunktion (AKF), die durch das Integral über das Produkt der komplex konjugierten Funktion $f^*(t)$ und der um $\Delta\tau$ verschobenen Funktion $f(t + \Delta\tau)$ bestimmt wird. Durch diese mathematische Operation wird die Ähnlichkeit des Signals mit sich selbst als Funktion der Verschiebung gemessen.

Bestimmen Sie aus dem optischen Spektrum des Lasers aus Abb. 3.1 die spektrale Breite $\Delta\nu$.

Normalerweise wird die Bandbreite als Full Width at Half Maximum (FWHM) des positiven Frequenzteils des Leistungsspektrums gemessen. In Abbildung 3.1 sind die ersten beiden Punkte des FWHM bei den Wellenlängen $\lambda_1 = 1510$ nm und $\lambda_2 = 1590$ nm zu finden. Um die Bandbreite in Frequenz ν anzugeben, müssen die Wellenlängen zuerst in Frequenz umgerechnet werden, wobei gilt $\nu = c/\lambda$. Damit ergibt sich eine Bandbreite von ca. $\Delta\nu \approx 9.83$ THz bzw. $\Delta\omega \approx 61.76$ THz durch die Formeln [2]:

$$\Delta\nu = c \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (2.3)$$

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu \quad (2.4)$$

Wie lautet der theoretische Wert des Zeit-Bandbreiten-Produkts für einen ideal gaußförmigen Puls?

Der theoretische Wert des Zeit-Bandbreiten-Produkts für einen ideal gaußförmigen Puls lautet [2]:

$$\Delta\nu \cdot \Delta t \geq 0.44 \quad (2.5)$$

oder in Bezug auf die Kreisfrequenz:

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq 2.77 \quad (2.6)$$

Das Zeit-Bandbreiten-Produkt gibt einen minimalen Wert an den das Produkt aus Pulsdauer und spektraler Breite annehmen kann. Aufgrund der Frequenz-Zeit-Unschärferelation können die Pulsdauer Δt und die spektrale Breite $\Delta\omega$ nicht gleichzeitig minimal sein. Eine Abnahme in einem dieser Werte führt zwangsläufig zu einer Zunahme des anderen, um die Unschärferelation zu erfüllen. Ein sehr kurzer Puls, d.h. ein Puls mit kleinem Δt , hat eine breite spektrale Breite $\Delta\omega$, da er viele Frequenzkomponenten enthält, während ein langer Puls, d.h. ein Puls mit großem Δt , eine schmale spektrale Breite hat, da er nur wenige Frequenzkomponenten enthält.

Wozu wird eine Kompensationsplatte in Abb. 2.4 benötigt?

Die Kompensationsplatte dient zur Kompensation der Strahldispersion. Das Michelson-Interferometer besteht aus einem festen und einem variablen Strahlengang. Ohne die Kompensationsplatte durchläuft der Strahl im variablen Strahlengang den Strahlteiler nur einmal, während der Strahl im festen Strahlengang den Strahlteiler dreimal durchläuft. Allerdings ist dies davon abhängig in welcher Richtung der Strahlteiler eingebaut wird. Dies ist problematisch, da sich die verschiedenen Frequenzen des Strahls aufgrund der Dispersionsrelation im Strahlteilermedium unterschiedlich schnell ausbreiten und somit die optische Weglänge unterschiedlich ist.

Um dieses Problem zu lösen, wird eine Kompensationsplatte in den variablen Strahlengang eingefügt. Dadurch durchläuft der variable Strahl die Kompensationsplatte zweimal, um die Dispersion mit dem festen Strahl zu kompensieren.

2.2 Terahertz gap

Was wird als "Terahertz gap" bezeichnet?

Der "Terahertz gap" oder die "Terahertz-Lücke" bezieht sich auf einen Frequenzbereich im elektromagnetischen Spektrum zwischen Mikrowellen und Infrarotlicht, der als Terahertz-Strahlung bekannt ist. Dieser Bereich wird als "Terahertz-Lücke" bezeichnet, weil es bisher schwierig war, Geräte zu entwickeln, die Terahertz-Wellen effizient erzeugen oder detektieren können. Dieser Frequenzbereich liegt typischerweise zwischen 0.3 THz und 30 THz, dargestellt in Abb. 2.1.

Der Grund für diese Lücke liegt in dem Frequenzbereich, den typische Halbleiterbauelemente, wie Transistoren und Laser, effektiv erzeugen können. Die Erzeugungsmöglichkeiten dieser beiden Technologien "überlappen" sich nicht im Terahertzbereich, was bedeutet, dass sie diesen spezifischen Frequenzbereich nicht abdecken können. Transistoren, die auf Elektronentransport basieren, sind in der Frequenzerzeugung auf etwa 0.3 THz begrenzt. Dies ist die obere Grenze des Frequenzbereichs, den diese Geräte effizient erzeugen können. Andererseits können Halbleiterlaser, die im höheren Frequenzbereich arbeiten, Frequenzen bis etwa 30 THz erzeugen. Dies stellt die untere Grenze des Frequenzbereichs dar, den diese Geräte erzeugen können. Der Bereich zwischen diesen beiden Grenzen wird als "Terahertz-Lücke" bezeichnet, da bis zum Jahr 2002 keine Technologie in der Lage war, elektrische Energie in diesem Frequenzbereich effizient in elektromagnetische Strahlung umzuwandeln. Im Jahr 2002 haben Köhler et al. einen Halbleiterlaser gebaut, welcher Strahlung im Terahertzbereich erzeugt und somit eine Brücke für die "Terahertz-Lücke" gefunden. [3]

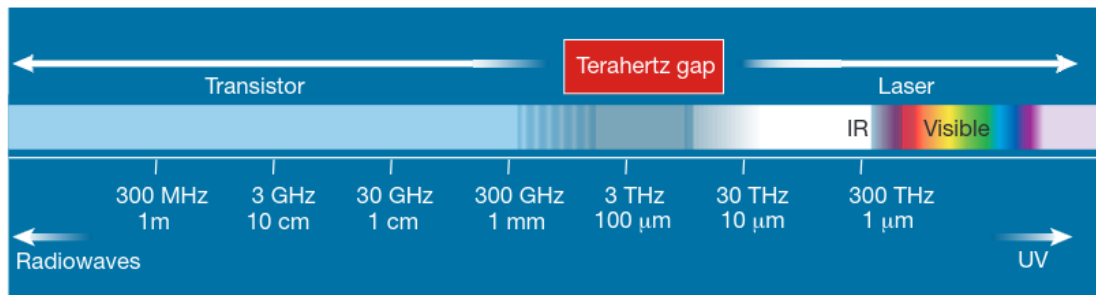


Abbildung 2.1: Visualisierung des Frequenzbereichs des elektromagnetischen Spektrums. Die "Terahertz-Lücke" entsteht, da Transistoren nur einen Frequenzbereich bis 0.3 THz abdecken können und darüber hinaus nicht mehr effektiv elektromagnetische Strahlung erzeugen können. Größere Frequenzen werden von Halbleiterlaser erzeugt, welche allerdings erst ab ca. 30 THz effektiv Strahlung emittieren können. [3]

Wie kann es geschlossen werden?

In der Literatur [3] wird ein Gerät beschrieben das Terahertz-Strahlung durch einen speziell entwickelten Halbleiterlaser erzeugt, der aus einer aktiven Region, wo die Photonen erzeugt werden, und einem optischen Wellenleiter besteht. Diese aktive Region besteht aus vielen in Reihe geschalteten Quantenstrukturen, einem sogenannten Quantenkaskaden-Schema. In jeder Struktur werden die Elektronen gezielt in einen angeregten Zustand injiziert. Durch den Übergang in einen niedrigeren Energiezustand senden sie Licht

im Terahertz-Bereich aus. Anschließend werden die Elektronen in die nächste Struktur weitergeleitet. Um die nötige Bevölkerungsinversion aufrechtzuerhalten und somit auch die Laseraktivität, müssen die meisten Elektronen im angeregten Zustand sein. Der Laser beinhaltet fast 1500 Halbleiterschichten in der aktiven Region und ermöglicht somit die Überbrückung der "Terahertz-Lücke". [3]

Was sind die Vorteile von THz-Strahlung im Vergleich zu optischen Frequenzen?

Die Identifizierung vieler Stoffe, vor allem von Gasen, aber auch von vielen Feststoffen, gelingt aufgrund der scharfen Resonanzen im Terahertzbereich wesentlich besser als im sichtbaren Licht oder im infraroten Spektralbereich. Aus diesem Grund ist Terahertz-Strahlung und dessen Anwendung für verschiedene Bereiche sehr interessant. Beispiele sind die Medizin, wo Terahertz-Wellen zur Analyse von Atemgasen eingesetzt werden können, die Umwelttechnik, wo umweltschädliche Stoffe detektiert und ihre Konzentration bestimmt werden kann, die Sicherheitstechnik, wo Drogen und Sprengstoffe identifiziert werden können, die Erforschung der Erdatmosphäre, wo mit Hilfe von tangential ausgerichteten Satelliten chemische Verbindungen in der Atmosphäre identifiziert werden können, oder für die Astronomie, wo die kosmische Hintergrundstrahlung zu einem beträchtlichen Teil im Terahertz-Frequenzbereich liegt. Für all diese Anwendung ist Terahertz-Strahlung wesentlich besser geeignet als Strahlung in einem anderen Frequenzbereich. [4][5]

2.3 Abbe-Limit

Berechnen Sie den theoretischen Durchmesser des THz-Strahls bei bestmöglicher Fokussierung in Abhängigkeit der Frequenz (0.5 THz - 3 THz) und vergleichen Sie dies mit dem Fokusbereich eines 1550 nm Strahls. Nehmen Sie an, dass beide Strahlen von einer Linse mit Brennweite $f = 25$ mm fokussiert werden und beide Eingangsstrahlen einen Durchmesser von $D = 20$ mm besitzen.

Die Auflösungsgrenze eines THz-Strahls kann durch die Abbe'sche Beugungsgrenze charakterisiert werden. Daher wird die Auflösung Δx und damit der theoretische Strahldurchmesser $d = \Delta x$ durch die folgende Gleichung begrenzt [6]:

$$d = \frac{\lambda}{NA} = \frac{c}{\nu \cdot NA} \quad (2.7)$$

Dabei steht λ für die Wellenlänge des Lasers und ν für die entsprechende Frequenz. Die numerische Apertur wird durch NA dargestellt und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die numerische Apertur wird durch folgende Gleichung definiert [7]:

$$NA = n \cdot \sin \alpha \quad (2.8)$$

Dabei ist n der Brechungsindex des umgebenden Mediums (für Luft ist $n = 1$) und α der Öffnungswinkel der Linse. Im betrachteten Szenario wird ein Laserstrahl mit einem Durch-

messer von $D = 20$ mm durch eine Linse mit einer Brennweite von $f = 25$ mm fokussiert. Daraus ergibt sich, mithilfe geometrischer Überlegungen und Winkelbeziehungen, siehe Abb. 2.2, der Wert für die numerische Apertur von:

$$\text{NA} = \sin \alpha = \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + f^2}} \approx 0.37 \quad (2.9)$$

Die Fokusbreite des 1550 nm-Strahls berechnet sich somit zu

$$d_{\text{Strahl}} \approx 4.2 \mu\text{m} \quad (2.10)$$

Abbildung 2.3 zeigt die Abhängigkeit des theoretischen Durchmessers von der Frequenz für THz-Strahlung im Bereich 0.5 – 3 THz. Man erkennt, dass die Durchmesser im Bereich von etwa 0.2 – 1.6 mm liegen, was mehrere Größenordnungen größer ist als die Fokusbreite des 1550 nm-Strahls.

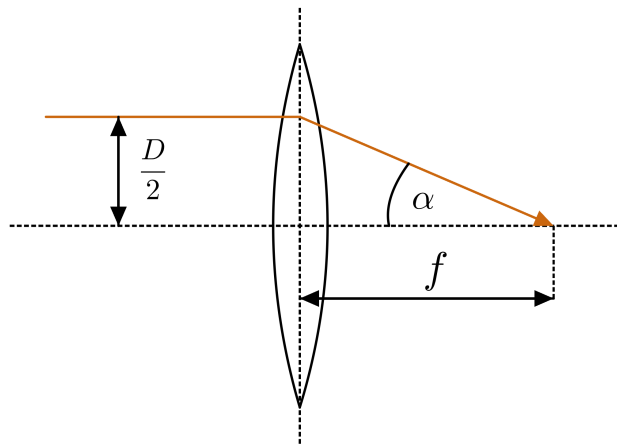


Abbildung 2.2: Skizze der geometrischen Überlegung zur Berechnungen des Wertes der numerischen Apertur. Ein Strahl mit Durchmesser D trifft auf eine Linse und wird dann in den Fokuspunkt der Linse mit Brennweite f abgelenkt.

2.4 Anorganische Halbleiter

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?

Anorganische Halbleiter haben bestimmte grundlegende Eigenschaften, die ihren Einsatz in verschiedenen Anwendungen wie Elektronik und Photovoltaik ermöglichen. Diese Materialien haben eine Bandlücke, die zwischen der eines Leiters und der eines Isolators liegt. Darüber hinaus können anorganische Halbleiter durch Dotierung modifiziert

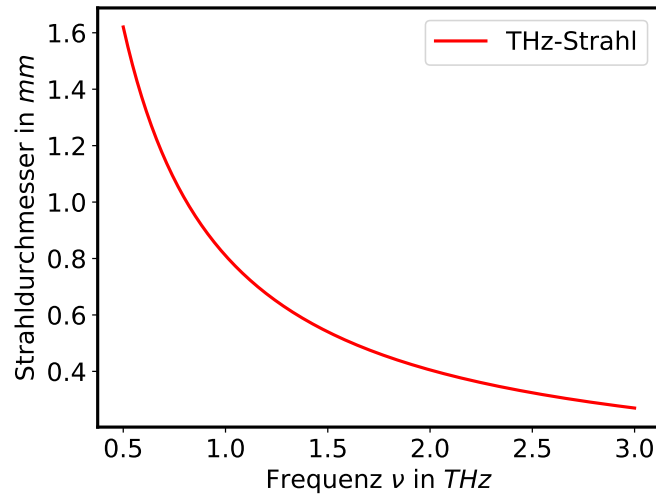


Abbildung 2.3: Theoretischer Strahldurchmesser eines Terahertz-Strahls. Die Werte befinden sich zwischen 0.2 – 1.6 mm, was mehrere Größenordnungen größer ist als die Fokusbreite des 1550 nm-Strahls.

werden, wodurch sich ihre elektrischen Eigenschaften ändern. So erlauben sie einen Elektronenfluss, wenn sie z. B. durch Wärmeenergie, elektromagnetische Strahlung oder durch Anlegen einer Spannung angeregt werden. Der Fluss kann jedoch auch gestoppt werden, wenn die Anregung unterbrochen wird, was zu einer isolierenden Eigenschaft führt. Dies macht sie als Bauteile für die Elektronik sehr interessant.

HR-Silizium (hochohmiges Silizium) und p-dotiertes Silizium sind zwei Arten von Halbleitermaterialien, die unterschiedliche Eigenschaften aufweisen.

Intrinsische Halbleiter sind reine Materialien ohne Verunreinigungen. Durch Dotierung können die elektrischen Eigenschaften von Halbleitern verändert werden, indem Störstellen eingebaut werden. Halbleitermaterialien enthalten von Natur aus immer Verunreinigungen. Hochohmige Halbleiter, auch Hochwiderstandshalbleiter genannt, sind Materialien, die durch Zugabe oder Entnahme von Dotiermaterial gezielt dotiert wurden, um die Verunreinigungen zu kompensieren, so dass sie einen hohen elektrischen Widerstand aufweisen.

Ein typisches Beispiel für einen Hochwiderstandshalbleiter ist das hochohmige Silizium (HR-Silizium). HR-Silizium hat wenige freie Ladungsträger, also Elektronen und Löcher, die Strom leiten können. Dabei springen die Elektronen von einer freien, unbesetzten Stelle zur nächsten und es entsteht ein sogenannter Lochstrom. Das imaginäre Loch bewegt sich dabei entgegengesetzt zur Bewegung der Elektronen. Daher hat HR-Silizium im Vergleich zu anderen Halbleitern eine geringere Leitfähigkeit und wird erst bei höheren Temperaturen leitfähig, da sich dann mehr freie Ladungsträger im Valenzband befinden, die den Strom leiten können. Dieses Material müsste in Bezug auf den Versuch eine höhere Terahertz-Transmission aufweisen, da sich weniger Elektronen im Valenzband aufhalten, welche die Terahertz-Wellen absorbieren können.

Der hohe Widerstand im HR-Silizium wird erreicht, indem man die unvermeidbaren Verunreinigungen, die immer in realen Halbleitern vorhanden sind und als Donatoren

und Akzeptoren wirken, gezielt durch Entnahme von Dotiermaterial kompensiert. Beispielsweise indem die Sauerstoffkonzentration an der Oberfläche von HR-Siliziumwafern gering gehalten wird. Sauerstoff wirkt hierbei als Donator von Elektronen, welche die Leitfähigkeit natürlich erhöhen. Wird die Sauerstoffkonzentration gering gehalten, verringert sie deshalb die Leitfähigkeit des Materials [8]. Die Donatoren und Akzeptoren neutralisieren sich dabei weitgehend: Donatoren geben Elektronen ab, die von den Akzeptoren aufgenommen werden. Dies führt jedoch nicht zur Erzeugung zusätzlicher freier Ladungsträger, was den Strom leiten könnte. Daher bleibt der Widerstand hoch. Dieser Prozess wird als Kompensation bezeichnet [9].

P-dotiertes Silizium hingegen ist eine Siliziumart, die durch den Einbau von Fremdatomen mit drei Valenzelektronen (z.B. Bor als Akzeptor) in das Siliziumgitter dotiert wurde. Diese Dotierungsatome nehmen Elektronen auf und erzeugen dadurch positive Ladungsträger (Löcher). Da p-dotiertes Silizium eine größere Anzahl freier Ladungsträger aufweist, besitzt es bei Raumtemperatur eine höhere elektrische Leitfähigkeit als HR-Silizium. Im Bezug auf unseren Versuch müsste dann das p-dotierte Silizium eine geringere Transmission aufweisen, da aufgrund der höheren Anzahl an freien Ladungsträgern mehr Strahlung absorbiert werden kann. [9, 10]

2.5 Spektrale Auflösung

Wie verändert eine kleinere Schrittweite die spektrale Auflösung einer THz-TDS-Messung?

Die spektrale Auflösung einer THz-TDS-Messung ist durch die Abtastrate bzw. Schrittweite des Spiegel-Motors begrenzt. Die maximal messbare Signalfrequenz ergibt sich aus dem Nyquist-Theorem. Nach Nyquist können maximal Frequenzen gemessen werden, die maximal halb so groß wie die Abtastfrequenz sind. Die Nyquist-Frequenz, ω_{Nyq} , ist dann gegeben durch [11]

$$\omega_{\text{Nyq}} = \frac{\pi}{\Delta t}. \quad (2.11)$$

Wobei die Abtastrate durch $(\Delta t)^{-1}$ gegeben ist.

Aus dem Aufbau (Abbildung 4.2) geht hervor, dass durch den Motor die optische Weglänge, Δs , des 'oberen' Teilpulses (Emitterpuls) um das doppelte der Motorverschiebung, Δl , verändert wird. Wir erhalten daher die Abtastrate

$$(\Delta t)^{-1} = \frac{c}{\Delta s} = \frac{c}{2\Delta l}, \quad (2.12)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Wir erhalten somit für die Nyquist-Frequenz:

$$\omega_{\text{Nyq}} = \frac{\pi}{2} \frac{c}{\Delta l}. \quad (2.13)$$

Es gilt also für die spektrale Auflösung im vorliegenden Aufbau $\omega_{\text{Nyq}} \propto (\Delta l)^{-1}$. In unseren Messungen beträgt die Stepsize des Motors je nach Messung 0.001 mm oder

0.005 mm. Damit erhalten wir für $\Delta l = 0.001$ mm:

$$\begin{aligned}(\Delta t)^{-1} &= \frac{c}{0.001 \text{ mm}} = 300 \text{ THz} \\ \omega_{\text{Nyq}} &= \frac{\pi(\Delta t)^{-1}}{2} = 471 \text{ THz}\end{aligned}\tag{2.14}$$

beziehungsweise für $\Delta l = 0.005$ mm:

$$\begin{aligned}(\Delta t)^{-1} &= \frac{c}{0.005 \text{ mm}} = 60 \text{ THz} \\ \omega_{\text{Nyq}} &= \frac{\pi(\Delta t)^{-1}}{2} = 94 \text{ THz}.\end{aligned}\tag{2.15}$$

Was versteht man unter "Zero-Padding"?

Bei einer diskreten Fouriertransformation treten im allgemeinen Artefakte aufgrund der endlichen Länge des Signals auf, wenn der Datensatz sich nicht einfach durch Spiegelung und Verschiebung periodisch fortsetzen lässt. [11] Im Rahmen dieses Versuchs führen wir die Fast-Fourier-Transformation (FFT) an kurzen Pulsen bzw. deren Autokorrelation durch, die sich nicht periodisch fortsetzen lassen. Periodische Signale lassen sich nur periodisch fortsetzen, wenn die Aufnahmedauer ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer beträgt. [12]

Lässt sich das Signal nicht periodisch fortsetzen, tritt der Leck-Effekt (spectral leakage) auf. Dabei "leckt" die spektrale Leistungsdichte von tatsächlich im Signal vorhandenen Frequenzen zu Frequenzen, die künstlich durch die endliche Länge des Signals erzeugt werden. Der Leck-Effekt kann bei kontinuierlichen Fouriertransformationen minimiert werden, indem der Input (zeitliches Signal) mit einer Fensterfunktion multipliziert wird. Im von uns verwendeten Programm zur Berechnung der FFT wird die Hann-Fensterfunktion verwendet, welche das endliche Signal an den Rändern (Anfang und Ende) der Messung abklingen zu lassen. [12]

Um den Leck-Effekt bei diskreten Fouriertransformationen mittels Fensterfunktion zu minimieren, ist sogenanntes Zero-Padding notwendig. Dabei wird das Signal nicht einfach nur gespiegelt und an den Input gesetzt. Zusätzlich wird es dazwischen noch mit Nullen aufgefüllt. [11]

2.6 Ausbreitungsgeschwindigkeit in Silizium

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 μm dickes Silizium propagiert. Berechnen Sie diese zeitliche Verzögerung. Welchen Brechungsindex müssen Sie für Silizium annehmen?

Die zeitliche Verzögerung des Pulses aufgrund der Propagation durch Silizium ist gegeben durch [13]

$$T_g = \frac{d}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right).\tag{2.16}$$

Im THz-Bereich (Wellenlängen von 30 μm bis 1 mm) beträgt der Brechungsindex rund $n = 3.4175$ [14] und ändert sich im relevanten Wellenlängenbereich nur wenig als Funktion der Wellenlänge [15], weswegen wir $dn/d\lambda = 0$ annehmen können. Mit $d = 380 \mu\text{m}$ erhalten wir

$$T_g = 4.4 \cdot 10^{-12} \text{ s} = 4.4 \text{ ps} \quad (2.17)$$

2.7 Etalon-Effekt

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?

Die Reflexe höherer Ordnung können abgeschnitten werden, sofern die Probe eine hinreichende optische Dicke besitzt. Das Kriterium für die optische Dicke ist die zeitliche Verzögerung der Pulse höherer Ordnung (Abschnitt 2.6), die groß genug sein muss, damit die Pulse nicht zeitlich überlappen. [16]

Durch das Abschneiden der Reflexe vereinfacht sich T_{theo} zu

$$T_{\text{theo}}(\omega, n) = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2}. \quad (2.18)$$

Berechnen Sie mit Gleichung (2.18) die THz-Transmission $T(\omega)$ durch HR-Silizium. Wird das restliche Licht zum Großteil reflektiert oder absorbiert?

Für Silizium ($\epsilon_\infty = 3.4175^2$) wird die spektrale Transmission

$$T_{\text{theo}}(\omega) = 0.7 \text{ THz}. \quad (2.19)$$

Der übrige Anteil wird hauptsächlich reflektiert, da der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex, n'' , im betrachteten Spektralbereich viel kleiner ist als der Realteil, n' (zuvor nur als n bezeichnet).

3 Materialien und Methoden

3.1 Autokorrelator

In diesem Teil des Experiments wird das Verhältnis zwischen zeitlicher und spektraler Auflösung sowie die Pulsdauer eines Femtosekunden-Laserpulses mit Hilfe eines Autokorrelators charakterisiert. Die Laserpulse werden im zweiten Versuchsteil für die Erzeugung und Detektion von THz-Pulsen verwendet. Da die Femtosekunden-Pulse zu kurz sind, um mit herkömmlichen Methoden zeitaufgelöst charakterisiert zu werden, wird der Puls selbst zur Charakterisierung genutzt. Dazu wird der Laserpuls aufgeteilt und die Teilstrahlen, zeitlich verschoben um eine Zeit $\Delta\tau$, wieder überlagert. Gemessen wird die Intensitätsautokorrelation, $A^{(2)}(\Delta\tau)$, in Abhängigkeit der Verzögerungszeit, $\Delta\tau$. $A^{(2)}(\Delta\tau)$ ist sensitiv auf das Produkt der Intensitäten der Teilstrahlen ist und wie folgt gegeben ist:

$$A^{(2)}(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt I(t)I(t - \Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt |E(t) + E(t - \Delta\tau)|^4. \quad (3.1)$$

Im Gegensatz zur linearen Autokorrelation bleiben die Phaseninformationen der Frequenzanteile erhalten, wodurch die Breite des Pulses berechnet werden kann.

3.1.1 Aufbau

Zunächst wurde der Autokorrelator analog zu der Anleitung im Praktikumsskript aufgebaut, eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.1a abgebildet und ein Bild des endgültig Aufbaus ist in Abb. 3.1b dargestellt. Der Autokorrelator ist nach dem Prinzip des Michelson-Interferometers nachgebildet. Der Laserpuls wird mit einem 50:50-Strahlteiler zweigeteilt. Ein Teil durchdringt den Strahlteiler, während der andere Teil vom Strahlteiler reflektiert wird. Der Teil des Laserstrahls im variable Strahlengang, durchläuft zusätzlich noch eine Kompensationsplatte, wessen Prinzip in Kapitel 2.1 erläutert wurde. Anschließend wird der Strahl an einem Spiegel reflektiert, welcher auf einem Lautsprecher befestigt ist. Der Lautsprecher ist für die veränderbare Weglänge des Strahlengangs verantwortlich. Nach der Reflexion durchläuft der Strahl nochmals den Strahlteiler. Der Strahl im festen Strahlengang welcher erst durch den Strahlteiler gelaufen ist, wird ebenfalls an einem separaten Spiegel reflektiert und dann nochmals vom Strahlteiler. Beide Teilstrahlen überlagern sich anschließend und treffen auf eine Zwei-Photonen-Diode, die nur ein Signal erzeugt, wenn zwei Photonen gleichzeitig eintreffen. Dadurch wird die Intensitätsautokorrelation, $A^{(2)}(\Delta\tau)$, gemessen, die in Gleichung (3.1) beschrieben wurde.

Der letztendlich realisierte Aufbau unterscheidet sich vom theoretischen in Bezug auf die Platzierung der Kompensationsplatte. Diese wurde aus Platzgründen nicht

im variablen Strahlengang implementiert, sondern im festen Strahlengang. Hierfür musste der Strahlteiler um 180° gedreht werden, sodass sich die reflektierende Schicht des Strahlteilers nun auf der gegenüberliegenden Seite befindet. Für die Justage der Strahlengänge wird ein Justage-Laser mit Spektrum im sichtbaren Bereich verwendet. Mithilfe des Oszilloskops, welches an der Diode angeschlossen ist, lassen sich die Impulse durch geringfügige Variation der Spiegel überlagern.

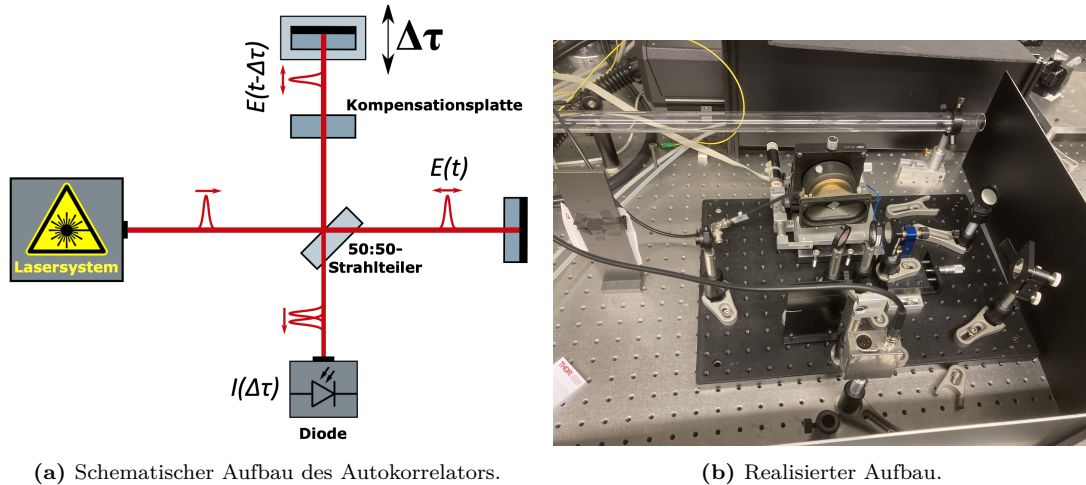


Abbildung 3.1: (a) Prinzip des verwendeten Autokorrelators und (b) Foto eines Teils des realisierten Aufbaus. Der Laserstrahl wird am Strahlteiler zu gleichen Teilen reflektiert und transmittiert. Die Teilstrahlen werden nach Reflexion an Spiegeln wieder am Strahlteiler zusammengeführt. Die Intensitätsautokorrelation wird dann mit einer Zwei-Photonen-Diode gemessen. Einer der Spiegel ist nicht positionsfest, sondern ist auf einem Lautsprecher angebracht, sodass die Verzögerung, $\Delta\tau$, zwischen den beiden Teilpulsen präzise variiert werden kann. Die Kompensationsplatte ist im realisierten Aufbau aus Platzgründen im anderen Strahlengang positioniert und der Strahlteiler ist um 180° gedreht.

3.1.2 Datenanalyse

Die Datenanalyse wird mit dem MATLAB-Programm 'Autokorrelation' durchgeführt, welches von der Betreuerin bereitgestellt wurde. Das Programm transformiert die gemessenen Daten in den Fourierraum, wo Frequenzen über einer festgelegten 'cut-off'-Frequenz herausgefiltert werden. Die abgeschnittenen Frequenzen treten im anschließend rücktransformierten Signal nicht mehr auf. Die gefilterte Autokorrelation wird anschließend mit einer Gaußfunktion in PYTHON gefittet. Zuletzt wird noch das Zeit-Bandbreiten-Produkt der Autokorrelation, analog zu den Fragen zur Vorbereitung in Kapitel 2.1, bestimmt.

3.2 Terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS)

In diesem Versuchsteil verwenden wir Femtosekunden-Laserpulse, um ultrakurze Terahertz-Pulse zu erzeugen und zu detektieren. Die THz-Pulse transmittieren vor der Detektion

durch eine Probe. Nach dem zeitaufgelösten Messen der transmittierten THz-Pulse können wir nach Fouriertransformation die spektrale Absorption der Materialien untersuchen.

3.2.1 Aufbau

Zur Emission und Detektion der THz-Pulse werden photoleitende Antennenstrukturen auf einem Halbleitermaterial verwendet. Zunächst wird der Femtosekunden-Laserpuls mit einem 50:50 Strahlteiler in zwei gleiche Teile separiert.

Zur **Emission** trifft ein Teilpuls des Femtosekunden-Lasers auf die Emitterantenne. Der einfallende Puls regt Elektronen im Halbleiter ins Leitungsband an, welche durch eine an die Antenne angelegte Spannung beschleunigt werden. Durch die Beschleunigung der Elektronen werden THz-Pulse abgestrahlt.

Die vollständige **Detektion** eines THz-Pulses muss nicht sofort nach Erzeugung geschehen, da die erzeugten THz-Pulse phasenstabil sind. Die stückweise Abtastung der THz-Pulsen erfolgt mit der Hälfte der Femtosekunden-Pulse, die zur Erzeugung verwendet wurden. Der Laserpuls fällt auf die Detektorantenne und erzeugt auch hier wieder freie Elektronen, welche dann durch den einfallenden THz-Puls beschleunigt werden. Die resultierende Spannung an der Detektorantenne wird mit einem Lock-In Verstärker gemessen. Durch eine Verschiebebühne wird die optische Weglänge eines Teilstrahls variiert, was zu einer Verzögerung $\Delta\tau$ zwischen den Femtosekunden-Pulsen führt. Der "lange" THz-Puls (ps-Pulslänge) wird so stückweise mit dem Femtosekunden-Laser (fs-Pulslänge) abgetastet.

Der THz-Puls wird mit einer Linse auf die Probe fokussiert. Eine weitere Linse parallelisiert die transmittierten Strahlen wieder, welche dann wie beschrieben detektiert werden. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt.

Folgende Proben werden mit THz-TDS charakterisiert:

- Hochohmiger (HR) Silizium-Wafer
- p-dotierter Silizium-Wafer
- roter Nagellack auf Frischhaltefolie (dick aufgetragen)
- metallischer Nagellack auf Frischhaltefolie (dünn aufgetragen)
- Silberleitlack auf Frischhaltefolie (dünn aufgetragen)

Daneben werden noch zwei Referenzmessungen gemacht, eine davon ohne Probe im Strahlengang und bei der anderen nur mit einer Schicht Frischhaltefolie. Vor einer Messung können unter anderem die Startposition der Bühne, x_0 , dessen Schrittweite, s , die Gesamtzahl an Schritten für eine Messung, N_s , die Anzahl von Einzelmessungen bei einer bestimmten Bühnenposition, M , und die Wartezeit zwischen Einzelmessungen, t_M , eingestellt werden. Die Messparameter für die einzelnen Messungen sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

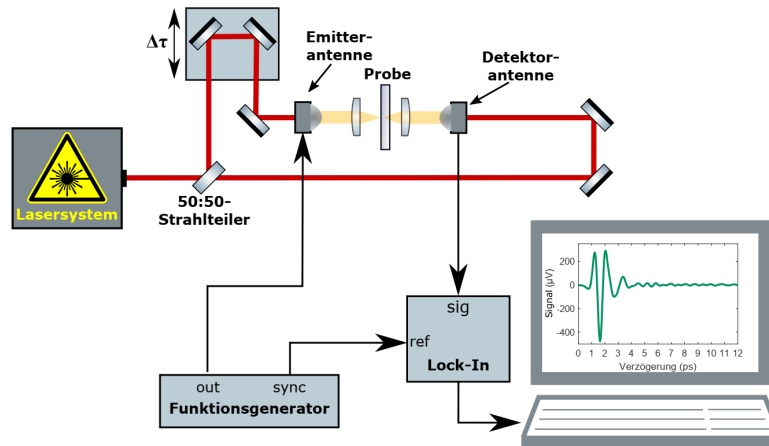


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau für die Terahertz time-domain spectroscopy. Der Femtosekunden-Laserpuls der Wellenlänge 775 nm wird am Strahlteiler zu gleichen Teilen reflektiert und transmittiert und sowohl für Erzeugung als auch Detektion der THz-Pulse verwendet. Die THz-Pulse werden an der Emittanten-antenne erzeugt und durch eine Linse auf die Probe fokussiert. Die Vorspannung der Emittanten-antenne wird mit der Referenzfrequenz 8 kHz moduliert. Eine zweite Linse hinter der Probe parallelisiert den Strahl wieder, welcher dann auf die Detektorantenne trifft. Um das schwache Signal der Detektorantenne zu verstärken, wird es mit einem Lock-In Verstärker bei der Referenzfrequenz gemessen. Um die THz-Pulse stückweise abzuscannen, wird die Zeitverschiebung $\Delta\tau$ zwischen den beiden Teilpulsen des Lasers mit einer Verschiebebühne variiert. Das Computerprogramm 'TDS-Scan' nimmt das Signal des Lock-In Verstärkers, welches proportional zum E-Feld des THz-Pulses ist, als Funktion von $\Delta\tau$ auf.

3.2.2 Experimentelle Bestimmung der Fokusgröße

Zusätzlich zu den THz-TDS Messungen an Proben wird die Fokusgröße des THz-Strahls experimentell bestimmt. Dazu wird (statt einer Probe) eine Irisblende konzentrisch im Brennpunkt der Linsen positioniert. Das globale Amplitudenmaximum der Terahertz-Pulse, die die Blende passieren, wird dann schnell gescannt ($x_0 = 151.0$ mm, $s = 0.005$ mm, $N_s = 200$, $M = 2$, $t_M = 10$ ms). Die zunächst vollständig geöffnete Blende wird nun stückweise geschlossen, bis sich das globale Amplitudenmaximum des Terahertz-Pulses verringert. Die Blendenweite an diesem Punkt wird mit einem Messschieber vermessen. Bei guter Justage der Blende ist sie eine gute Näherung für die Fokusgröße des THz-Strahls bzw. für die Fokusgröße der niedrigfrequenten Anteile des THz-Strahls, da die Fokusgröße mit steigender Frequenz abnimmt Abb. 2.3.

3.2.3 Datenanalyse

Das Messprogramm nimmt die Spannungsamplitude als Funktion der Zeit auf. Die Spannungsamplitude kann als Amplitude des elektrischen Felds des THz-Pulses interpretiert werden. Durch Fouriertransformation erhält man die spektrale Transmission des THz-Pulses. Das MATLAB-Programm 'FFT', welches durch die Betreuerin bereitgestellt wurde, führt eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) des Zeitsignals aus und berechnet die spektrale Transmission durch Normierung mit dem Referenzsignal. Zur korrekten Berechnung der FFT muss gegebenenfalls eine Abschneidezeit gesetzt werden, um sekun-

Probe	x_0 (mm)	s (mm)	N_s	M	t_M (ms)
HR-Silizium	150.9	0.001	2500	100	10
p-dotiertes Silizium	151.5	0.001	700	100	10
Referenzmessung (Luft)	150.9	0.001	2500	100	10
roter Nagellack	150.9	0.005	200	100	10
metallischer Nagellack	150.9	0.005	200	100	10
Silberleitlack	150.9	0.005	200	100	10
Referenzmessung (Folie)	150.9	0.005	200	100	10

Tabelle 3.1: Messparameter für die THz-TDS Messungen. Je nach Messung wurden die Startposition der Bühne, x_0 , dessen Schrittweite, s , die Gesamtzahl an Schritten für eine Messung, N_s , die Anzahl von Einzelmessungen bei einer bestimmten Bühnenposition, M , und die Wartezeit zwischen Einzelmessungen, t_M , eingestellt.

däre Signale durch den Etalon-Effekt zu entfernen, wie in Abschnitt 2.7 motiviert. Plots und weitere Datenauswertung werden mit PYTHON ausgeführt.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Autokorrelation

Abb. 4.1 visualisiert die Intensitätsautokorrelation, $A^{(2)}(\Delta\tau)$ des Laserpulses in Relation zur Verzögerung $\Delta\tau$. Ebenfalls dargestellt ist die durch Fouriertransformation gefilterte Autokorrelation, bei der höhere Frequenzen eliminiert wurden. Abb. 4.2 stellt die gefilterte Autokorrelation dar, die an eine Gaußfunktion gefittet wurde, mit der Formel:

$$f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(x - \mu)^2/\sigma^2\right) + d \quad (4.1)$$

Hierbei repräsentieren a und b Konstanten, μ bezeichnet den Erwartungswert und σ^2 die Varianz. Die berechneten Fit-Werte inklusive Fehler, ermittelt mit PYTHON, sind:

$$\begin{aligned} a &= (0.017\,98 \pm 0.000\,04) \\ \mu &= (-0.015\,88 \pm 0.000\,13) \text{ ps} \\ \sigma &= (0.056\,44 \pm 0.000\,13) \text{ ps} \\ d &= (0.041\,754 \pm 0.000\,008) \end{aligned}$$

Die beobachtete Autokorrelation ähnelt weitgehend der erwarteten. Sie ist symmetrisch, wie alle Autokorrelationsfunktionen und zeigt eine starke Modulation. Auch Nebenmaxima sind erkennbar. Um die hohen Frequenzen aus der Autokorrelation zu eliminieren, wurde eine 'cutoff'-Frequenz von 15 Hz verwendet. Zudem sind Nebenmaxima erkennbar, welche auf eine Abweichung des Pulses von der Gauß'schen Form zurückgeführt werden können. Die gefilterte Autokorrelation folgt daher einer annähernden Gaußverteilung. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Autokorrelation eines Gaußimpulses selbst wieder eine Gaußverteilung erzeugt und somit gegenüber einer Faltung invariant ist, was bereits in den Fragen zur Vorbereitung diskutiert wurde. Für die Berechnung des Zeit-Bandbreiten-Produktes der Autokorrelation kann mithilfe des Gaußfits, aufgrund der Faltungsinvarianz, die Pulsdauer Γ_{Puls} des Laserimpulses ermittelt werden. Diese wird mit der folgenden Funktion berechnet:

$$\Gamma_{\text{Puls}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Gamma_{\text{FWHM}} \quad (4.2)$$

Dabei steht Γ_{FWHM} für die Halbwertsbreite (FWHM) des Gaußfits und kann durch

$$\Gamma_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \log 2} \cdot \sigma \quad (4.3)$$

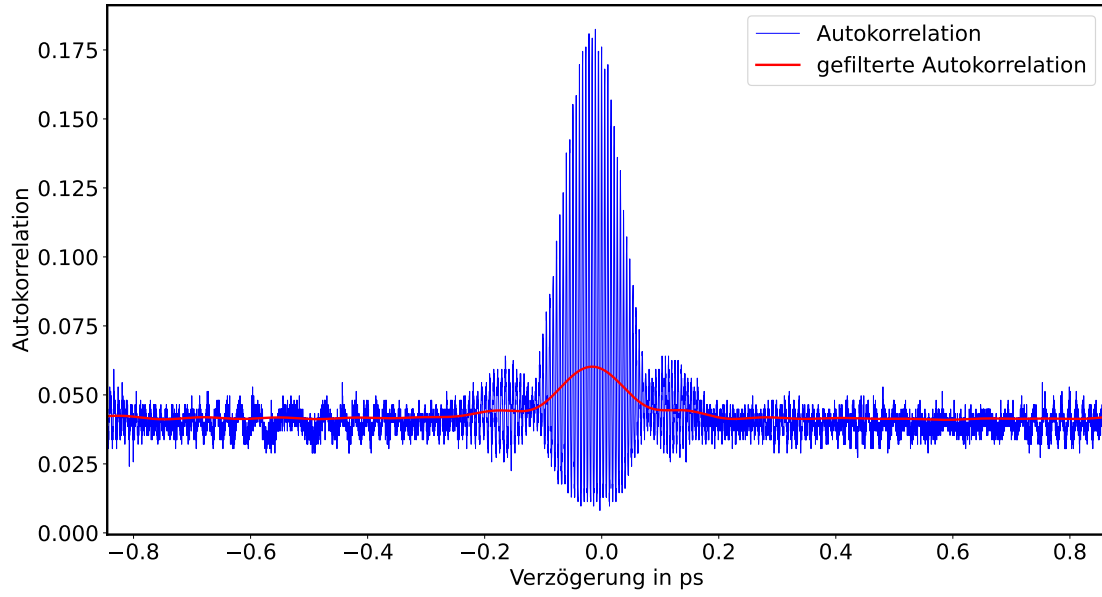


Abbildung 4.1: Visualisierung der gemessenen Autokorrelation des Laserimpulses in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit. Zusätzlich wird die durch Fouriertransformation gefilterte Autokorrelation gezeigt, wobei höhere Frequenzen entfernt wurden, um eine klarere Darstellung des Hauptmaximums zu ermöglichen.

errechnet werden. Mit diesem Wert ergibt sich eine Pulsdauer von

$$\Gamma_{\text{Puls}} = (93.97 \pm 0.22) \text{ fs} \quad (4.4)$$

Damit kann nun das Zeit-Bandbreitenprodukt (time-bandwidth product, TBP) mit folgender Formel berechnet werden:

$$TBP = \Delta\omega \cdot \Delta t = (5.80 \pm 0.14) \geq 2.77 \quad (4.5)$$

mit $\Delta\omega = 61.76 \text{ THz}$ und $\Delta t = \Gamma_{\text{Puls}}$. Es zeigt sich, dass das Zeit-Bandbreiten-Produkt erwartungsgemäß über dem berechneten Wert von 2,77 liegt und etwa doppelt so groß ist wie der Minimalwert. Die Abweichung könnte auf Messungenauigkeiten oder auf eine Abweichung des Laserpulses von der Gaußschen Form zurückzuführen sein, wobei Letzteres, aufgrund der Existenz der Nebenmaxima, wahrscheinlicher ist. Außerdem ist es sehr wahrscheinlich, dass der Fehler des Zeit-Bandbreiten-Produktes bisher zu genau angegeben wurde. Die spektrale Breite des Laserpulses wurde in den Fragen zur Vorbereitung manuell aus einem Spektrumdiagramm abgelesen. Dies stellt eine große Fehlerquelle für die spektrale Breite dar, weshalb der Fehler nochmals geändert und auf 0.5 geschätzt wird. Das Endergebnis des Zeit-Bandbreitenproduktes ist dann

$$TBP = (5.8 \pm 0.5) \quad (4.6)$$

Wie erwartet ist der Wert des Zeit-Bandbreiten-Produktes aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation größer als 2.77 und zeigt den Kompromiss zwischen zeitlicher und

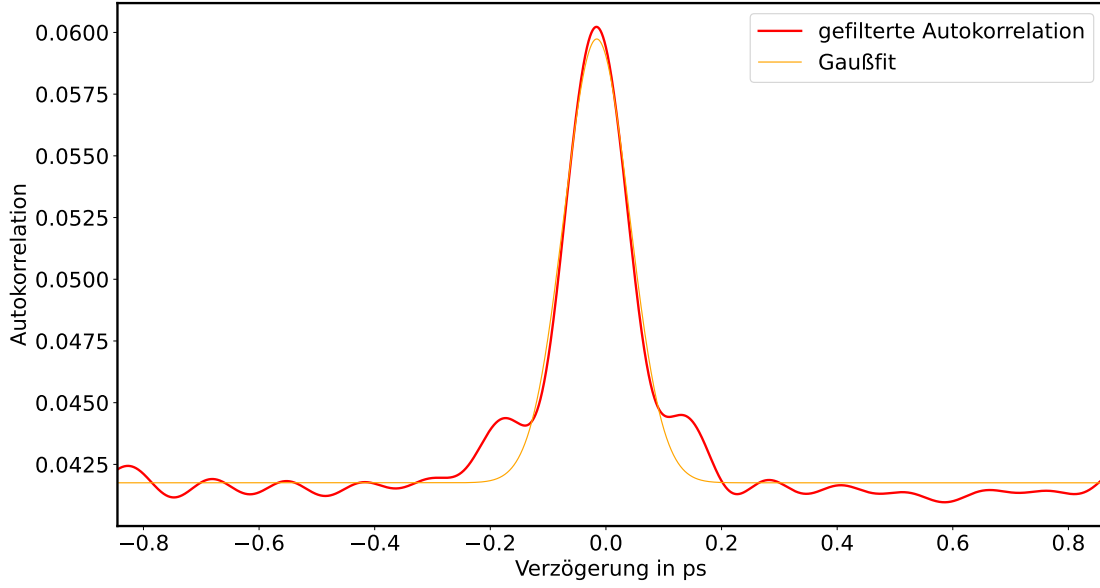


Abbildung 4.2: Visualisierung der gefilterten Autokorrelation, die an eine Gaußfunktion angepasst wurde. Die Kurve der Gaußfunktion zeigt die Auswirkungen des Filterprozesses. Zudem zeigen sich Nebenmaxima, welche auf eine nicht gaußförmige Form des Pulses rückschließen lassen. Die Parameter der Gaußfunktion wurden durch eine Anpassung an die gefilterte Autokorrelation bestimmt.

spektraler Auflösung bei der Charakterisierung des Laserpulses. Ein größerer Wert für das Zeit-Bandbreiten-Produkt bedeutet entweder, dass die Pulsdauer des Lasers größer ist, oder dass die spektrale Bandbreite größer ist, oder beides. Der Wert liegt jedoch in der gleichen Größenordnung wie der Minimalwert, so dass von einer zufriedenstellenden Messgenauigkeit gesprochen werden kann.

Zudem kann das Signal-Rausch-Verhältnis des Laserpulses bestimmt werden, indem als mittleres Rausch Signal der Fitparameter $d = 0.04175$ verwendet wird. Hierbei ergeben sich dann, in Bezug auf das Maximum des Pulses, das Signal-Rausch-Verhältnis $r_u = \frac{AKF_{\max,u}}{d}$ für die ungefilterte Autokorrelationsfunktion und das Signal-Rausch-Verhältnis $r_f = \frac{AKF_{\max,f}}{d}$ für die gefilterte Autokorrelationsfunktion von

$$r_u \approx 4.37 \quad (4.7)$$

$$r_f \approx 1.44 \quad (4.8)$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis als Funktion der Verzögerung ist in 4.3 dargestellt. Normalerweise wird ein Verhältnis von $r_u \approx 8$ für die ungefilterte Autokorrelation und ein Verhältnis von $r_f \approx 3$ für die gefilterte Autokorrelation erwartet. [14] Die berechneten Signal-Rausch-Verhältnisse sind nur etwa halb so groß wie die theoretischen, d.h. der Aufbau hätte noch besser abgestimmt werden können, um eine höhere Laserpulsintensität und damit eine bessere Autokorrelationsfunktion zu erreichen.

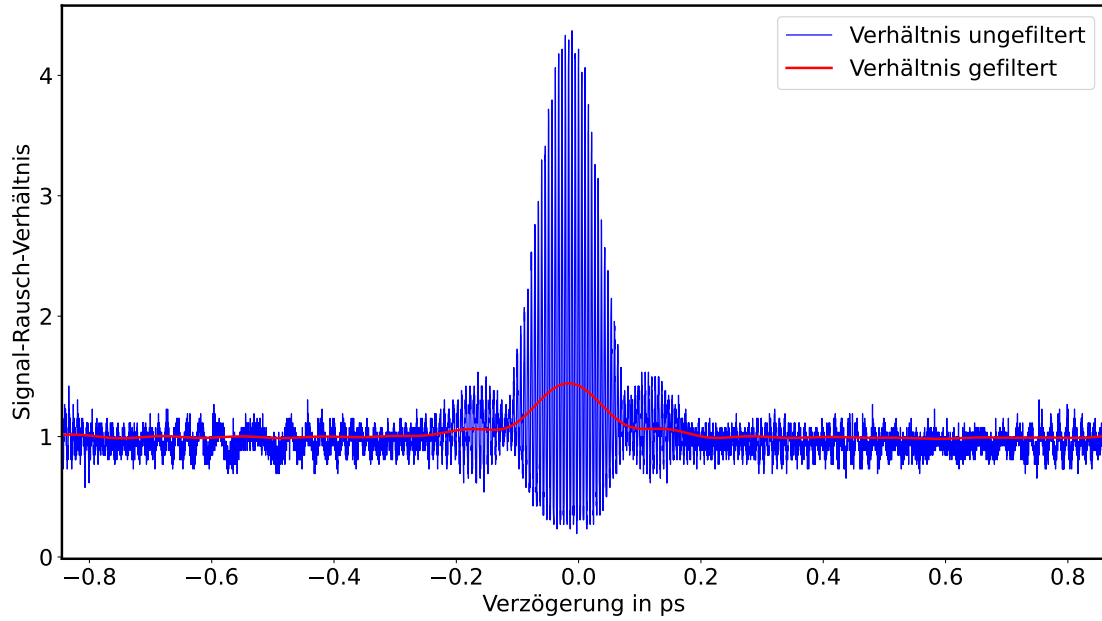


Abbildung 4.3: Signal-Rausch-Verhältnis der gefilterten und der ungefilterten Autokorrelationsfunktion.

4.2 THz-TDS

4.2.1 Fokusgröße

Die Fokusgröße wurde experimentell auf

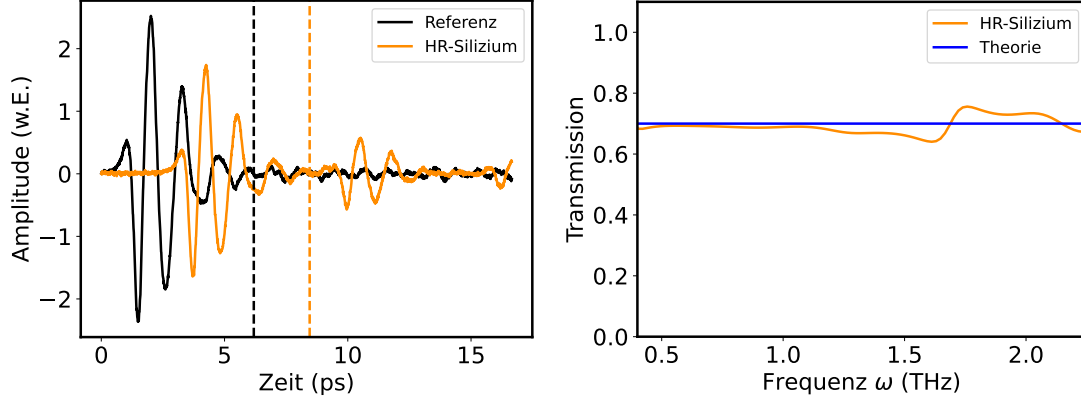
$$d_{\text{exp}} = (1.8 \pm 0.5) \text{ mm} \quad (4.9)$$

bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Fokusgröße eine frequenzabhängige Größe ist, wie in Abb. 2.3 dargestellt. Der so bestimmte Wert ist daher eine Abschätzung für die Fokusgröße der niederfrequenten Anteile des Signals, da der Strahldurchmesser mit steigender Frequenz abnimmt.

Der Fehler beruht auf einer Abschätzung. Hauptbeiträge zum Gesamtfehler sind die Genauigkeit der Einstellung der Blendenweite, die Positionierung der Blende in den Brennpunkten der Linsen und die Kippung der Blende zur Strahlachse. Der experimentelle Wert stimmt in der Größenordnung gut mit der theoretischen Erwartung für einen Strahl mit Frequenzen im THz-Bereich überein, die zuvor in Abb. 2.3 dargestellt wurden. Justagefehler der Blende sorgen für eine Vergrößerung des Messwerts, da die Blende sich konzentrisch schließt und somit früher den Strahl abschneidet, je weiter die Blende von der optimalen Justage abweicht. Daher kann der Messwert als gute Näherung für die obere Grenze der Fokusgröße angesehen werden.

4.2.2 Hochohmiges Silizium

Der zeitaufgelöste THz-Puls nach Transmission durch den HR-Silizium Wafer ist zusammen mit dem Referenzpuls in Abb. 4.4a aufgetragen.



(a) THz-Puls nach Transmission durch HR-Silizium und (b) Spektrale Transmission des THz-Pulses und theoretisches Modell.

Abbildung 4.4: THz-TDS eines HR-Silizium Wafers. (a) Zeitaufgelöstes Messsignal der THz-Pulse, die durch die HR-Silizium Probe transmittiert sind, und die Referenzmessung, bei der keine Probe im Strahlengang stand. Die vertikal orange eingezeichnete Linie trennt das primäre Signal vom sekundären Messsignal, welches durch den Etalon-Effekt erzeugt wird. Die vertikale schwarze Linie wurde an die korrespondierende Stelle im Referenzsignal gesetzt. (b) Die spektrale Transmission ist für den relevanten Bereich im THz-Regime aufgetragen. Die theoretische Erwartung, $T_{\text{theo}} = 0.7$ (Gleichung (2.19)), liegt im richtigen Bereich, spiegelt jedoch die (schwache) Frequenzabhängigkeit der Transmission nicht wieder.

Probendicke

Die Dicke des HR-Silizium Wafers kann daraus auf zwei verschiedene Weisen ermittelt werden. Zum Einen verlängert der Silizium Wafer die optische Weglänge des THz-Pulses, da der Brechungsindex von Silizium, n_{Si} , größer als der von Luft ist. Die Dicke der Probe lässt sich mit der Laufzeitdifferenz t_n zum Referenzpuls berechnen zu

$$d_n = \frac{c \cdot t_n}{n_{\text{Si}} - n_{\text{Luft}}} = (279.0 \pm 1.8) \mu\text{m}, \quad (4.10)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum ist. Für die Laufzeitdifferenz wurde aus Abb. 4.4a die Lage der globalen Maxima von Referenzpuls und Probenpuls abgelesen, deren Differenz zu t_n resultiert.

Eine andere Herangehensweise nutzt den Etalon-Effekt und benötigt daher den Referenzpuls nicht. Die Differenz der Lagen der Amplitudenmaxima des primären Signals, welches ohne Reflexion durch die zweite Grenzfläche transmittiert, und des sekundären Signals, welches an den inneren Grenzflächen reflektiert wird bevor es aus dem Wafer austritt (Etalon-Effekt), bezeichnen wir als t_{Etalon} . Die Dicke der Probe berechnet sich dann zu

$$d_{\text{Etalon}} = \frac{c \cdot t_{\text{Etalon}}}{2n_{\text{Si}}} = (274.6 \pm 1.0) \mu\text{m}, \quad (4.11)$$

was nahe an der vorher berechneten Dicke ist.

Mit dem Messschieber wurde die Dicke zu $(280 \pm 5) \mu\text{m}$ gemessen und die Herstellerangabe beträgt $(280 \pm 10) \mu\text{m}$, womit die berechneten Dicken gut übereinstimmen.

Spektrale Transmission

Die spektrale Transmission ist in Abb. 4.4b aufgetragen. Zur Berechnung wurden die THz-Pulse in Abb. 4.4a jeweils nach den vertikal eingezeichneten Linien abgeschnitten. Zusammen mit der empirischen Transmission ist die theoretische Erwartung, $T_{\text{theo}} = 0.7$, aufgetragen, die in Gleichung (2.19) berechnet wurde. Die Theorie erfasst die Größenordnung der Transmission im THz-Bereich sehr gut, kann jedoch die (schwache) Frequenzabhängigkeit des Signals nicht darstellen. Grund für die Frequenzabhängigkeit könnten Fabry-Perot Oszillationen sein. [17]

4.2.3 p-dotiertes Silizium

Der zeitaufgelöste THz-Puls nach Transmission durch den p-dotierten Silizium Wafer ist zusammen mit dem Referenzpuls in Abb. 4.5a aufgetragen. Die daraus berechnete spektrale Transmission ist in Abb. 4.5b dargestellt. An die gemessene Transmission wurde im dargestellten Frequenzbereich der Betrag einer theoretische Transmission T_{Drude} gefittet. Sie wird beschrieben durch

$$\begin{aligned} T_{\text{Drude}}(\omega) &= \frac{4n}{(1+n)^2} \cdot \exp\left(-i \frac{(n-1)\omega d}{c}\right) \\ n(\omega) &= \sqrt{\epsilon(\omega)} = \sqrt{\epsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\text{P}}^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega}} \\ \omega_{\text{P}} &= \sqrt{\frac{Ne^2}{m^*\epsilon_{\infty}\epsilon_0}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

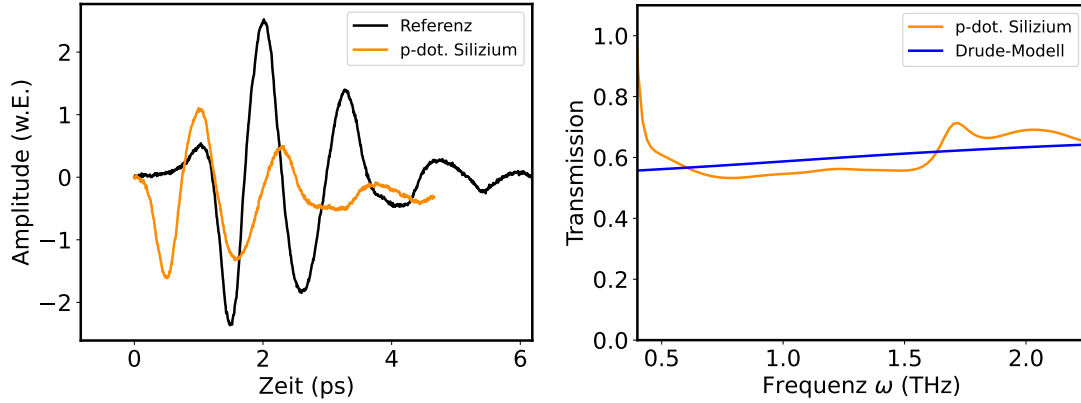
wobei der Brechungsindex von Luft ($n_{\text{Luft}} = 1$) direkt eingesetzt wurde. Der frequenzabhängige Brechungsindex des p-dotierten Siliziums wird durch $n(\omega)$ beschrieben. Desweiteren bezeichnet d die Dicke der Probe, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $\epsilon(\omega)$ die dielektrische Funktion, wobei $\epsilon_{\infty} = 3.4175^2$ der Wert der dielektrischen Funktion für $\omega \rightarrow \infty$ ist. Die Plasmafrequenz wird durch ω_{P} und der Dämpfungsfaktor durch Γ repräsentiert. $m^* = 0.98m_e$ ist die reduzierte Elektronenmasse in Silizium, ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante, N ist die Elektronendichte und e die Elementarladung. Im Fall von HR-Silizium ist der Brechungsindex näherungsweise unabhängig von ω , da die Elektronendichte sehr viel kleiner ist und daher die Plasmafrequenz klein wird. Der frequenzabhängige Term in $n(\omega)$ kann bei HR-Silizium daher vernachlässigt werden.

Die Fitparameter sind der Dämpfungsfaktor Γ und die Plasmafrequenz ω_{P} . Für den Fit wurde $d = 380 \mu\text{m}$ gesetzt, was mit einem Messschieber gemessen wurde. Das arithmetische Mittel der absoluten Abweichung der gefitteten Transmission von den Messdaten beträgt $s_T = 0.05$ bzw. $s_T^{\text{rel}} = 8\%$ vom Absolutwert des Fits. Die optimierten

Parameter lauten

$$\begin{aligned}\omega_P &= (1.52 \pm 0.15) \text{ THz}, \\ \Gamma &= (1.74 \pm 0.17) \text{ THz},\end{aligned}\tag{4.13}$$

wobei der Fehler auf 10 % der jeweiligen Absolutwerte geschätzt wurde in Anlehnung an den Fehler der Fitfunktion. Mit den gefitteten Parametern lassen sich Materialgrößen



(a) THz-Puls nach Transmission durch p-dotiertes Silizium und Referenzsignal. (b) Spektrale Transmission des THz-Pulses und Drude Modell.

Abbildung 4.5: THz-TDS eines p-dotierten Silizium Wafers. (a) Zeitaufgelöstes Messsignal der THz-Pulse, die durch die p-dotierte Silizium Probe transmittiert sind, und die Referenzmessung, bei der keine Probe im Strahlengang stand. (b) Die spektrale Transmission ist für einen den relevanten Bereich im THz-Regime aufgetragen. Außerdem ist die gefittete Transmission aufgetragen, die aus dem Drude Modell folgt.

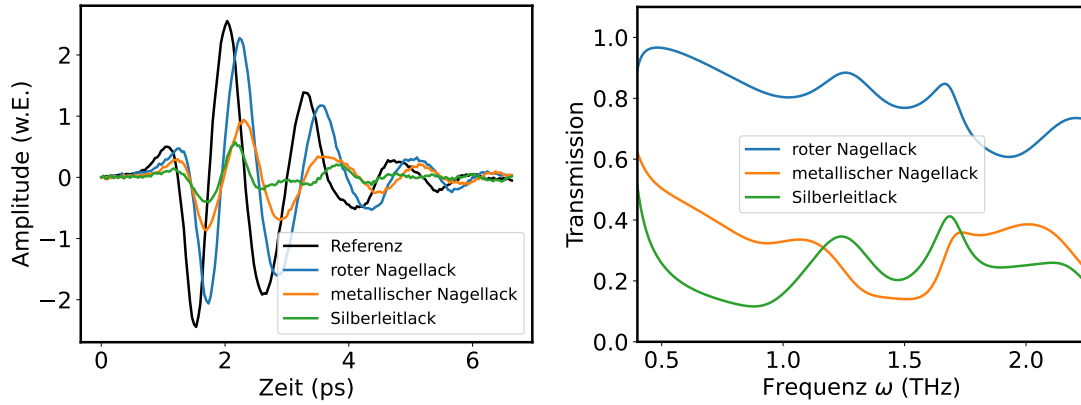
berechnen, die die elektrischen Eigenschaften des Materials charakterisieren. Darunter die Mobilität μ , die Elektronendichte N , die Leitfähigkeit σ und der spezifische Widerstand ρ . Sie betragen:

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{e}{m^* \Gamma} = (1030 \pm 100) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ N &= \frac{\omega_P^2 m^* \epsilon_\infty \epsilon_0}{e^2} = (8.3 \pm 1.6) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \\ \sigma &= e \mu N = (1.4 \pm 0.3) \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \\ \rho &= \sigma^{-1} = (0.73 \pm 0.16) \Omega \text{ cm}\end{aligned}\tag{4.14}$$

Die ermittelten Materialgrößen liegen in den üblichen Bereichen für dotiertes Silizium [18].

4.2.4 Lacke

Die zeitaufgelösten THz-Pulse nach Transmission durch die Lacke sind zusammen mit dem Referenzpuls in Abb. 4.6a aufgetragen. Die daraus berechnete spektrale Transmission ist in Abb. 4.6b dargestellt.



(a) THz-Puls nach Transmission durch verschiedene Lacke und Referenzsignal. (b) Spektrale Transmission der THz-Pulse durch verschiedene Lacke.

Abbildung 4.6: THz-TDS verschiedener Lacke, die auf Frischhaltefolie aufgetragen wurden. (a) Zeitaufgelöste Messsignale der THz-Pulse, die durch die verschiedenen Lacke transmittiert sind, und die Referenzmessung, bei der nur Frischhaltefolie im Strahlengang stand. (b) Die spektrale Transmission für die verschiedenen Lacke ist für einen den relevanten Bereich im THz-Regime aufgetragen. Aus beiden Abbildungen ist sichtbar, dass die Transmission bei den Lacken mit metallischen Inhaltsstoffen signifikant schwächer ist als beim roten Nagellack, der die Transmission nur wenig abschwächt. Die zeitliche Verschiebung der Pulse ist bei allen Lacken vergleichbar.

Obwohl der metallische Nagellack und der Silberleitlack nur dünn aufgetragen wurden, ist der transmittierte THz-Puls deutlich schwächer als die Referenz. Der rote Nagellack schwächt den THz-Puls dagegen nur wenig ab. Eine Erklärung liefert der Bandabstand der Materialien. Die starke dispersive Wechselwirkung freier Ladungsträger mit elektromagnetischer Strahlung im THz-Bereich schwächt den THz-Puls ab. [19] Die Anzahl freier Ladungsträger in eine Material ist durch den Bandabstand beeinflusst. In Isolatoren ist die Bandlücke so groß, dass es daher nur wenig Wechselwirkung mit THz-Strahlung gibt. Der rote Nagellack verringert die transmittierte Intensität der THz-Pulse deswegen nur schwach, obwohl der Lack deutlich dicker aufgetragen wurde als die metallischen Lacke. In Metallen liegt bereits bei Raumtemperatur eine hohe Dichte an freien Ladungsträgern vor, die für eine starke Abschwächung der Transmission von THz-Pulsen sorgt, wie man für den metallischen Nagellack und den Silberleitlack sehen kann.

Die zeitliche Verschiebung der Pulse relativ zum Referenzpuls ist bei allen Lacken vergleichbar. Da alle Lacke ähnlich dick auf die Folie aufgetragen wurde, indiziert dies, dass der nicht-dispersive Anteil des Brechungsindex des roten Nagellacks in der Größenordnung der metallischen Lacke ist.

5 Fazit

Im Rahmen des Experiments wurden Femtosekunden-Laserpulse mit einem Autokorrelator charakterisiert. Der Autokorrelator wurde nach dem Prinzip des Michelson-Interferometers aufgebaut, um die Intensitätsautokorrelation der Laserpulse zu messen. Die Autokorrelation wurde analysiert und durch eine Gaußfunktion gefittet, um die Pulsdauer und das Zeit-Bandbreitenprodukt zu bestimmen. Das experimentell ermittelte Zeit-Bandbreitenprodukt lag, wie erwartet, über dem minimalen, theoretischen Wert.

Im zweiten Teil des Experiments wurde Terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) durchgeführt. Femtosekunden-Laserpulse wurden verwendet, um ultrakurze Terahertz-Pulse zu erzeugen und zu detektieren. Die THz-Pulse wurden durch verschiedene Proben, wie HR-Silizium, p-dotiertes Silizium und Lacke, transmittiert. Die Dicke der Probe wurde für das HR-Silizium bestimmt und die spektrale Transmission wurde gemessen. Für das p-dotierte Silizium wurde ein Drude-Modell verwendet, um die Transmission zu fitten und Materialgrößen wie die Mobilität, Elektronendichte, Leitfähigkeit und spezifischen Widerstand zu berechnen.

Die Ergebnisse zeigen, dass der Autokorrelator zur Charakterisierung von Femtosekunden-Laserpulsen und die THz-TDS zur Untersuchung der spektralen Absorption von Materialien geeignet sind. Es hat uns gefreut zu sehen, dass die experimentell ermittelten Werte größtenteils mit den theoretischen Erwartungen überein stimmen und dass sie interessante Informationen über die untersuchten Materialien liefern.

Literatur

- [1] *Normalverteilung*. de. Page Version ID: 233437226. Mai 2023. URL: <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Normalverteilung&oldid=233437226> (besucht am 08.07.2023) (siehe S. 4).
- [2] A. M. Weiner. *Ultrafast optics*. Wiley series in pure and applied optics. OCLC: ocn262882128. Hoboken, N.J: Wiley, 2009. ISBN: 9780471415398 (siehe S. 4, 5).
- [3] C. Sirtori. “Bridge for the terahertz gap”. en. In: *Nature* 417.6885 (Mai 2002), S. 132–133. ISSN: 0028-0836, 1476-4687. DOI: 10.1038/417132b. URL: <https://www.nature.com/articles/417132b> (besucht am 08.07.2023) (siehe S. 6, 7).
- [4] *Deutsches Terahertz-Zentrum e.V. - Anwendungen*. de-DE. URL: <https://terahertzcenter.de/2020/02/27/anwendungen/> (besucht am 26.07.2023) (siehe S. 7).
- [5] *Terahertz-Spektroskopie*. de. Page Version ID: 205812176. Nov. 2020. URL: <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Terahertz-Spektroskopie&oldid=205812176> (besucht am 26.07.2023) (siehe S. 7).
- [6] *Physikalisches Grundpraktikum, Abbe’sche Theorie*. Friedrich-Schiller-Universität Jena. URL: <https://www.physik.uni-jena.de/pafmedia/praktika/physikalisches-grundpraktikum/versuche-anleitungen/v-413.pdf> (siehe S. 7).
- [7] *Auflösung (Mikroskopie)*. de. Page Version ID: 230615503. Feb. 2023. URL: [https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Aufl%C3%B6sung_\(Mikroskopie\)&oldid=230615503](https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Aufl%C3%B6sung_(Mikroskopie)&oldid=230615503) (besucht am 08.07.2023) (siehe S. 7).
- [8] *High-Resistivity Silicon Wafers | University Wafer, Inc.* en. Okt. 2018. URL: <https://www.universitywafer.com/high-resistivity-silicon.html> (besucht am 30.07.2023) (siehe S. 10).
- [9] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. DE GRUYTER, 2014. ISBN: 978-3-486-75558-9. DOI: 10.1524/9783486858501 (siehe S. 10).
- [10] *Halbleiter*. de. Page Version ID: 233660314. Mai 2023. URL: <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Halbleiter&oldid=233660314> (besucht am 27.07.2023) (siehe S. 10).
- [11] T. Butz. *Fouriertransformation für Fußgänger*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2009. ISBN: 978-3-8348-0538-6. DOI: 10.1007/978-3-8348-9609-4 (siehe S. 10, 11).
- [12] *Leck-Effekt*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Leck-Effekt> (siehe S. 11).
- [13] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012. ISBN: 978-3-642-19408-5. DOI: 10.1007/978-3-642-19409-2 (siehe S. 11).
- [14] *Ultrakurzzeit-Physik: Femtosekunden-Autokorrelation und Terahertz-Spektroskopie*. Universität Bayreuth (siehe S. 12, 20).
- [15] S. Wen-Feng, W. Xin-Ke und Z. Yan. “Measurement of Refractive Index for High Reflectance Materials with Terahertz Time Domain Reflection Spectroscopy”. In: *Chinese Physics Letters* 26.11 (2009), S. 114210. ISSN: 0256-307X. DOI: 10.1088/0256-307X/26/11/114210 (siehe S. 12).
- [16] L. Duvillaret, F. Garet und J. L. Coutaz. “Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy”. In: *Applied optics* 38.2 (1999), S. 409–415. ISSN: 1559-128X. DOI: 10.1364/AO.38.000409 (siehe S. 12).
- [17] A. Persano, J. Torres, V. V. Korot'yeyev, Y. M. Lyaschuk, P. Nouvel, L. Francioso, L. Varani und A. Cola. “On the transmission of terahertz radiation through silicon-based structures”. In: *Journal of Applied Physics* 116.4 (2014). ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.4890836 (siehe S. 23).

- [18] H. Föll. *Einführung in die Materialwissenschaft II: Beweglichkeit und Leitfähigkeit bei dotierten Halbleitern*. 2019. URL: https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/kap_5/backbone/r5_3_1.html (siehe S. 24).
- [19] R. Ulbricht, E. Hendry, J. Shan, T. F. Heinz und M. Bonn. “Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy”. In: *Reviews of Modern Physics* 83.2 (2011), S. 543–586. ISSN: 0034-6861. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.543 (siehe S. 25).