

Fortgeschrittenenpraktikum SS 2004

Optische Interbandanregung (Optik II)

Leonard Burtscher, Johannes Pernpeintner

19. März 2004

Physikalisches Institut der Universität Würzburg
Betreuer: Prof. Dr. J.-P. Reithmaier, Dr. L. Worschech

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 3 |
| 2. Theorie | 3 |
| 2.1. Absorption elektromagnetischer Strahlung | 3 |
| 2.2. Elektronische Bandstruktur von Halbleitern | 3 |
| 2.3. Interbandanregungen | 4 |
| 3. Aufbau | 4 |
| 3.1. Doppelmonochromator | 4 |
| 3.2. Chopper und Lock-In-Verstärker | 5 |
| 4. Versuchsdurchführung | 6 |
| 4.1. Eichung des Spektrometers | 7 |
| 4.2. Spaltfunktion | 8 |
| 4.3. Strahlungsintensität der Halogen-Lampe ohne Probe | 10 |
| 4.4. Interbandanregungen | 11 |
| 4.4.1. Transmissionsmessungen | 11 |
| 4.4.2. Photoleitfähigkeits-Messungen | 13 |
| A. Bildnachweis | 16 |
| B. Konstanten | 16 |
| Literatur | 17 |

1. Einleitung

In diesem Versuch sollen die optischen Eigenschaften von Halbleitern untersucht werden. Zu diesem Zweck wird monochromatisches Licht benötigt, das mithilfe eines Gitterspektrometers erzeugt wird. Der erste Teil des Versuch besteht daher aus der Eichung und der Untersuchung der Eigenschaften des Spektrometers. Im Folgenden wird die Bandlücke von Silizium (Si) und von Gallium-Arsenid (GaAs) mit Transmissionsmessungen bestimmt. Die Bandlücke von Gallium-Arsenid wird außerdem noch durch Messung der Photoleitfähigkeit ermittelt.

2. Theorie

2.1. Absorption elektromagnetischer Strahlung

Trifft elektromagnetische Strahlung auf Materie wird sie reflektiert, absorbiert und transmittiert. Wenn die Parameter Wellenlänge und Temperatur bekannt sind, kann man diese Eigenschaft nutzen, um Informationen über die Probe zu erhalten.

Für die Intensität I der transmittierten Strahlung gilt bei nicht streng monochromatischer Strahlung und in der Näherung für dicke Proben ($d \gg \lambda$) [4]:

$$I \propto e^{-Kd} \quad (1)$$

Darin ist K der Absorptionskoeffizient und d die Probendicke. Hat man zwei Proben aus demselben Material und mit denselben Reflexionseigenschaften aber mit unterschiedlichen Dicken, so kann man daraus den Absorptionskoeffizienten berechnen.

$$K = \frac{\ln\left(\frac{I}{I'}\right)}{d - d'} \quad (2)$$

2.2. Elektronische Bandstruktur von Halbleitern

Freie Elektronen haben die Dispersionsrelation

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (3)$$

Elektronen gehorchen als Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen der Fermi-Dirac-Statistik

$$f_{FD}(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (4)$$

In einem Atom sind die Elektronen durch das Coulomb-Feld des Kerns gebunden, wodurch nur noch diskrete Bahnradien möglich werden (Bohr). In einem zweiatomigen Molekül spalten sie in zwei Niveaus auf. Das klassische Analogon hierzu ist die Schwingung zweier schwach gekoppelter harmonischer Oszillatoren. In Festkörpern schließlich verbreitern sich die möglichen

Bahnradialen (Energien) zu den sogenannten „Energiebändern“. Dazwischen gibt es energetisch verbotene Bereiche, die sogenannten „gaps“. Dasjenige Energieniveau, bis zu dem bei $T = 0$ K alle Zustände besetzt sind, heißt Fermi-Energie.

Voll besetzte Bänder leiten den Strom nicht. Füllen also die äußersten Elektronen (Valenzelektronen) ein Band (Valenzband) komplett auf, so kann kein Strom geleitet werden. Werden diese Valenzelektronen z.B. durch Stöße energetisch angeregt, so können sie aus dem Valenzband in das nächsthöhere erlaubte Band (Leitungsband) angehoben werden, wo sie zum Ladungstransport beitragen. Auch die zurückbleibenden positiven Atomrümpfe tragen zum Ladungstransport bei (Löcherleitung).

Bei Leitern liegt das Fermi-Niveau im Valenzband, das nur teilweise gefüllt ist. Elektronen können daher mit geringer Anregung innerhalb dieses Bandes freie Zustände einnehmen und zum Ladungstransport beitragen. In Isolatoren und Halbleitern befindet sich das Fermi-Niveau gerade zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Das Valenzband ist also gefüllt, das Leitungsband leer. Um Strom leiten zu können, müssen Elektronen den Bereich der verbotenen Zone überwinden. In Halbleitern ist die verbotene Zone etwa 1 eV breit, in Isolatoren etwa 5 eV. Bei niederen Temperaturen verhalten sich Halbleiter wie Isolatoren, da noch keine Elektronen thermisch angeregt werden können, bei höheren Temperaturen werden sie leitfähig.

2.3. Interbandanregungen

Fällt ein Photon mit der Energie $E_{gap} = h\nu_{gap}$ auf einen Halbleiter, so kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gebracht werden. Das Photon wird dabei absorbiert.

Man unterscheidet je nach Halbleiter zwischen zwei verschiedenen Arten von Übergängen. Bei direkten Übergängen liegt das Minimum des Leitungsbandes im Energie-Impuls-Diagramm (Abb. 1) senkrecht über dem Maximum des Valenzbandes. Ein Übergang ist möglich, wenn ein Photon der passenden Frequenz eingestrahlt wird. Im Versuch wird Gallium-Arsenid als Vertreter der direkten Halbleiter untersucht.

Bei einem indirekten Übergang liegt das Minimum des Leitungsbandes nicht über dem Maximum des Valenzbandes. Daher reicht ein Photon gleich welcher Frequenz wegen des Impulserhaltungssatzes nicht aus, um einen Übergang zu erzeugen. Es ist darüberhinaus noch ein Phonon mit Wellenzahl q (siehe Abb. 2) vonnöten. Der prominenteste Vertreter dieser Art von Halbleiter ist Silizium.

3. Aufbau

3.1. Doppelmonochromator

Für die späteren Versuche ist es notwendig, mit monochromatischem Licht zu arbeiten. Da die Wellenlänge des Lichts außerdem kontinuierlich verändert werden soll, kommt nur eine Halogenlampe mit Doppelmonochromator als Lichtquelle in Frage. Der Aufbau des im Versuch verwendeten Doppelmonochromators ist in Abb. 3 gezeigt. Das Licht der Halogenlampe wird auf den Eingangsspalt abgebildet, fällt dann auf einen Umlenkspiegel und wird von einem

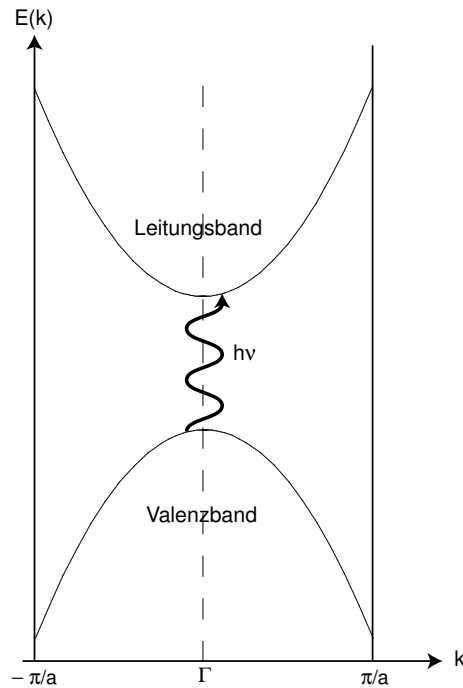


Abbildung 1: Direkter Interband-Übergang (schematisch). Ein Photon der Energie $h\nu$ hebt ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband. Gezeichnet ist die Dispersionsrelation in der ersten Brillouin-Zone. k ist die Wellenzahl, $E(k)$ die Energie der Photonen, a die Gitterkonstante, Γ die Mitte der ersten Brillouin-Zone.

Parabolspiegel in paralleles Licht verwandelt, das auf das (erste) Gitter fällt. Das Gitter ist drehbar gelagert und mit einem Motor verbunden. Das durch das Gitter spektral zerlegte Licht fällt teilweise auf den zweiten Parabolspiegel, mit dem es auf den Mittelspalt fokussiert wird, den es nach Reflexion am zweiten Umlenkspiegel erreicht. Durch die Breite des Mittelspaltes wird der Bandpass des Lichts eingestellt.

Mit dieser Anordnung wäre also bereits eine spektrale Aufspaltung möglich, jedoch sind die verschiedenen Wellenlängen, die in diesem Licht enthalten sind, nicht homogen über die Breite des Mittelspaltes verteilt: Es gibt einen Wellenlänge-Gradienten.

Da der später zu untersuchende Absorptionskoeffizient der Halbleiterproben wellenlängenabhängig ist, würde das die Messungen mit den Proben, die eine inhomogene Dicke aufweisen, verfälschen. Daher werden die im Mittelspalt vorhandenen Wellenlängen mithilfe eines unmittelbaren anschließenden zweiten Spektrometers gemischt, so dass am Austrittsspalt eine homogene Wellenlängenmischung vorhanden ist.

3.2. Chopper und Lock-In-Verstärker

Beim Versuch werden die Transmissionsintensitäten diverser Halbleiterproben mithilfe eines Photoelements hinter der Probe gemessen. Um das Hintergrundlicht bestmöglich auszublenden, wird das Licht der Halogenlampe vor Eintritt in den Doppelmonochromator mit einem Chopper

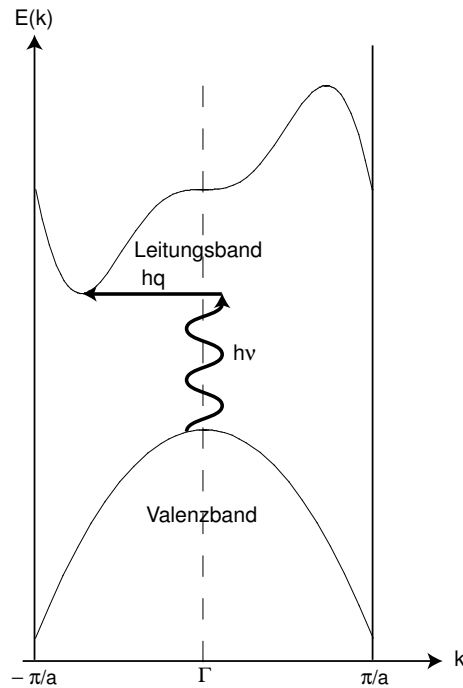


Abbildung 2: Indirekter Interband-Übergang (schematisch). Ein Photon der Energie $h\nu$ und ein Phonon der Energie hq sind nötig, um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben. Gezeichnet ist die Dispersionsrelation in der ersten Brillouin-Zone. k ist die Wellenzahl, $E(k)$ die Energie der Photonen.

moduliert (siehe Abb. 4). Die im Photoelement erzeugte Spannung wird von einem Lock-In-Verstärker vervielfältigt und anschließend auf einen X-Y-Schreiber gegeben.

Ein Lock-In-Verstärker besteht im Wesentlichen aus einem Mixer und einem Tiefpass-Filter. Der Mixer multipliziert die Eingangs- und die Referenzspannung. Dabei werden Wechselspannungen mit der Summen- und der Differenzfrequenz der beiden angelegten Spannungen erzeugt. Moduliert man nun die zu messende Spannung mit der Frequenz der Referenzspannung, so wird die gewünschte Spannung vom Lock-In-Verstärker in eine Gleichspannung gewandelt. Das unerwünschte Rauschen hingegen bleibt Wechselspannung und kann den Tiefpassfilter nicht passieren. Eine detaillierte Anleitung zur Funktionsweise kann [1] entnommen werden.

4. Versuchsdurchführung

Die Auswertung wurde mit dem Computer-Algebraprogramm *Mathematica* durchgeführt. Waren Messwerte an theoretische Modelle anzupassen, wurde die Funktion `Regress` verwendet, die einen *least-squares-fit* an ein Polynom vorgegebener Ordnung (meist erster) erstellt und die Parameter berechnet. Die Fehler wurden, wenn nicht anders angegeben, der *Mathematica*-Ausgabe (*SE*) entnommen.

4. Versuchsdurchführung

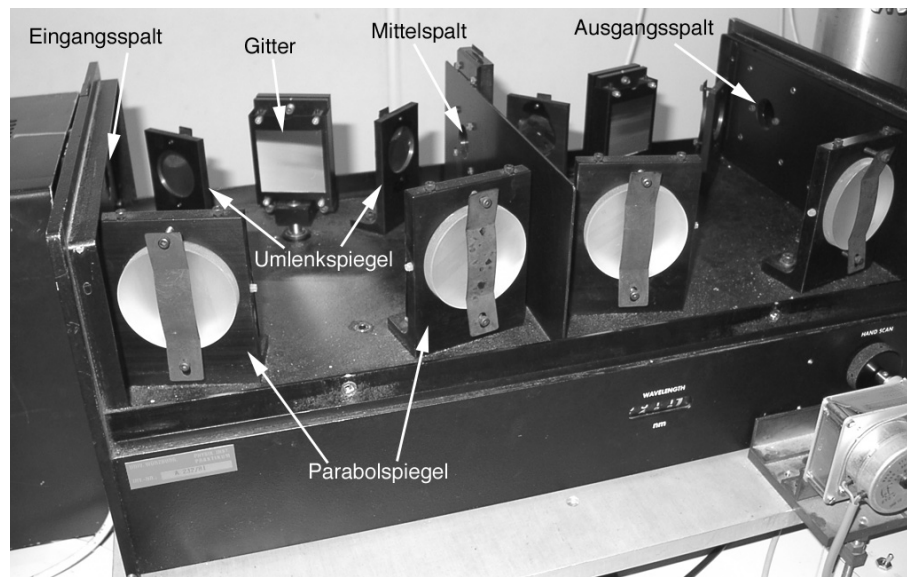


Abbildung 3: Der Doppelmonochromator. Der rechte Teil ist spiegelsymmetrisch zum linken aufgebaut. Bestandteile siehe Bild. Beschreibung siehe Text. Die Halogen-Lampe ist nicht sichtbar; sie befindet sich unter der Abdeckung auf der linken Seite des Bildes.

4.1. Eichung des Spektrometers

Zunächst muss die Wellenlängen-Anzeige des Spektrometers (= Doppelmonochromators) geeicht werden. Die Anzeige ist auf die 2. Beugungsordnung eingestellt; die Wellenlänge ist daher für Messung in 1. Ordnung die doppelte der angezeigten.

Zur Eichung wird ein He-Ne-Justierlaser mit bekannter Wellenlänge $\lambda_{He-Ne} = 632.8 \text{ nm}$ verwendet. Die Eichung wird mit einem 0.25 mm großen Eingangsspalt und einem 0.08 mm großen Mittelspalt durchgeführt. Bei Verwendung eines 0.08 mm großen Eingangsspalt ist die Intensität am Ausgangsspalt des Doppelmonochromators zu gering.

| Ordnung | Wahre Wellenlänge / nm | Abgelesene Wellenlänge / nm |
|---------|-----------------------------------|-----------------------------|
| 0 | 0 | 1.02 |
| 1 | $\frac{1}{2} \cdot 632.8 = 316.4$ | 318.10 |
| 2 | 632.8 | 635.95 |

Tabelle 1: Eichung des Spektrometers mit dem He-Ne-Justierlaser, $\lambda_{He-Ne} = 632.8 \text{ nm}$. Die Anzeige des Spektrometers ist auf die zweite Beugungsordnung eingestellt. Daher muss der tatsächliche Wert für erste Ordnung halbiert werden.

Wir betrachten die nullte, erste und zweite Beugungsordnung des Justierlasers und vergleichen den angezeigten Wert der Wellenlänge mit dem berechneten. Aus den Daten in Tab. 1 berechnen wir die Eichfunktion zu

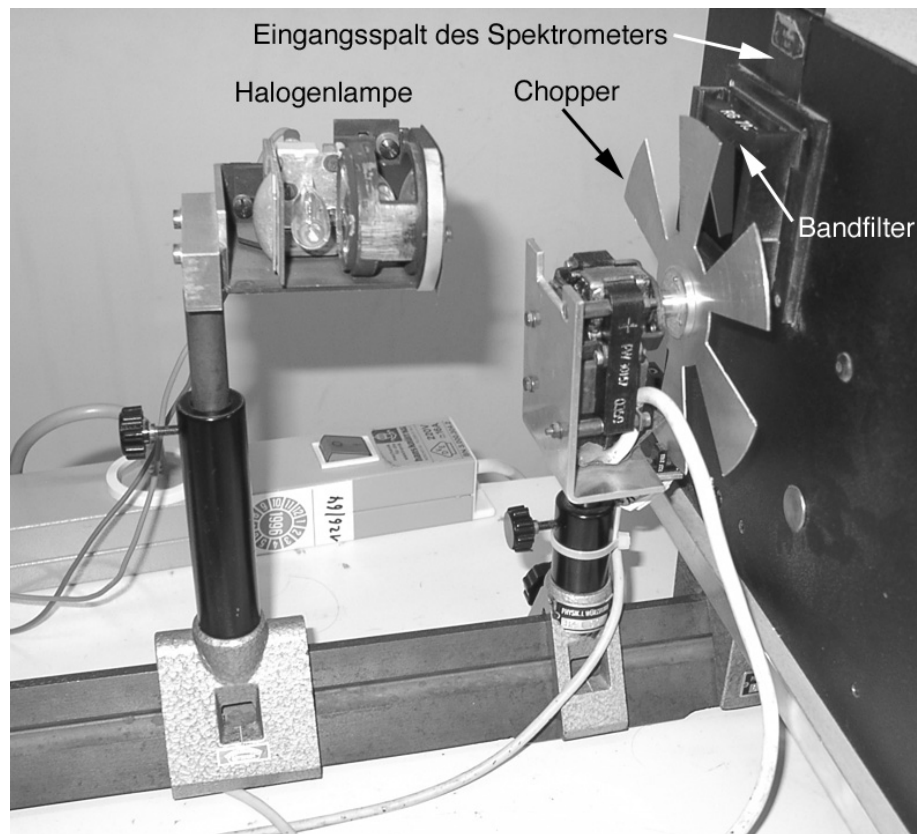


Abbildung 4: Halogenlampe und Chopper, daran anschließend der Doppelmonochromator. Beschreibung siehe Text.

$$\frac{\lambda_{wahr}}{\text{nm}} = -(0.89 \pm 0.29) + (0.99665 \pm 0.00070) \frac{\lambda_{abgelesen}}{\text{nm}} \quad (5)$$

Die Fehler in der Eichfunktion ergeben sich aus der Streuung der Messwerte. Die Ablesegenauigkeit der Wellenlängen vom Spektrometer beträgt 0.1 nm.

Bei den weiteren Experimenten werden absolute Wellenlängen bei Monochromator-Einstellungen in einem Bereich von 430 nm bis 530 nm gemessen. Die wahren Wellenlängen liegen also in einem Bereich von 960 nm. Die Fehler in λ_{wahr} werden innerhalb dieses Bereichs als konstant angenommen und ergeben sich aus Fehlerfortpflanzungsrechnung zu

$$\sigma_{\lambda_{wahr}}(\approx 960\text{nm}) = 0.89\text{nm}$$

Siehe dazu die Graphen 1.1-1, 1.1-2 und 1.1-3 im Anhang.

4.2. Spaltfunktion

Nun werden Spaltfunktionen für verschiedene Mittelspalte aufgezeichnet (Graphen 1.2-1, 1.2-2, 1.2-3, 1.2-4). Der Eingangsspalt bleibt dabei konstant 0.08 mm breit.

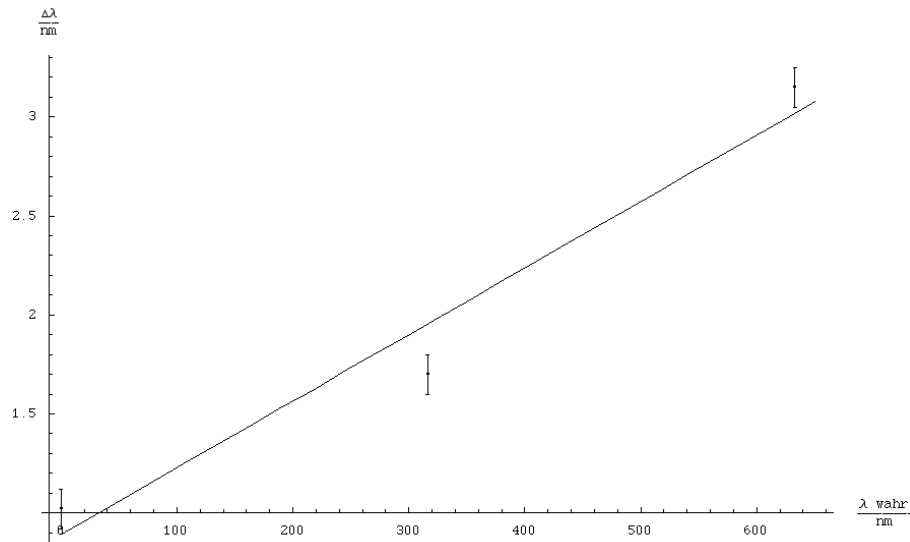


Abbildung 5: Eichung des Doppelmonochromators mit dem He-Ne-Justierlaser. Aufgetragen ist die Abweichung des Ablesewerts vom wahren Wert über dem wahren Wert. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Monochromator-Ablesegenauigkeit von 0.1 nm. Die Fit-Gerade liegt nicht innerhalb der Fehlerbalken. Nimmt man als Fehler die halbe Halbwertsbreite von ca. 0.4 nm an, so liegt die Fitgerade innerhalb der Fehlerbalken.

Die Spaltfunktion entsteht, wenn man das Bild des Eingangsspaltens in der Ebene des Mittelspaltes mithilfe des Gitters verschiebt. Aus ihr können Rückschlüsse über Auflösungsvermögen und Bandpass des Spektrometers gewonnen werden (siehe [4]). Daraus kann schließlich die Dispersion berechnet werden.

Es gilt für das Auflösungsvermögen R :

$$R = \frac{\lambda_{He-Ne}}{\Delta\lambda} \quad (6)$$

Darin ist $\Delta\lambda$ die Halbwertsbreite der Spaltfunktion, der sogenannte Bandpass.

Die reziproke lineare Dispersion D^{-1} ist definiert durch

$$D^{-1} := \frac{\Delta\lambda}{x} \quad (7)$$

Darin ist x die Spaltbreite.

Die Messwerte sind in Tabelle 2 zusammengestellt, eine graphische Auftragung des Bandpasses über der Spaltbreite ist in Abb. 6 zu sehen, woraus sich die reziproke lineare Dispersion zu $5.55 \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$ ergibt.

Fehlerrechnung Bei der Bestimmung der reziproken linearen Dispersion, wo lediglich eine Wellenlängendifferenz (Bandpass) gemessen wird, geht nur der Fehler im Vorfaktor von $\lambda_{abgelesen}$

4. Versuchsdurchführung

| x/mm | $\Delta\lambda$ / nm | R |
|------|----------------------|-----------------|
| 0.08 | 1.196 ± 0.033 | 529 ± 15 |
| 0.25 | 1.899 ± 0.053 | 333.2 ± 9.3 |
| 0.50 | 2.987 ± 0.084 | 211.8 ± 5.9 |
| 1.25 | 7.59 ± 0.21 | 83.4 ± 2.3 |

Tabelle 2: Bandpass $\Delta\lambda$ und Auflösungsvermögen R für verschiedene Spaltbreiten.

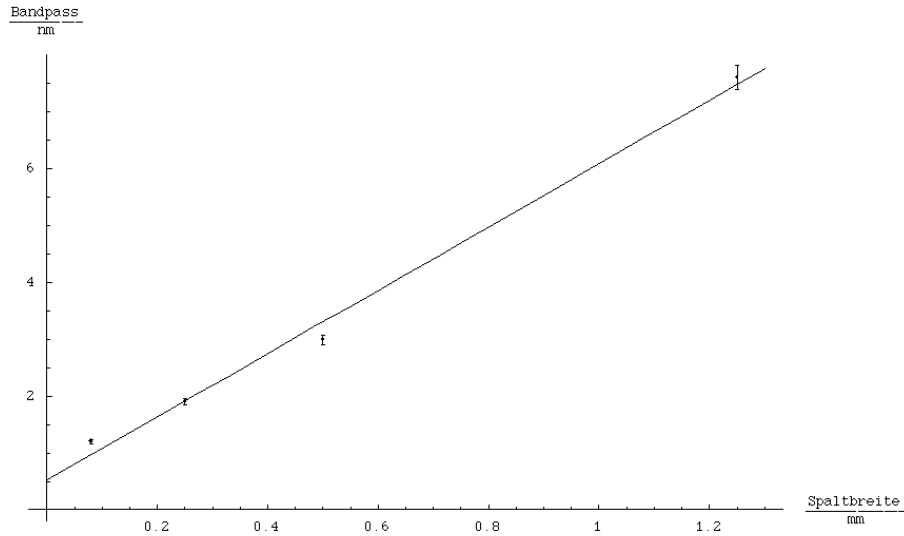


Abbildung 6: Bandpass $\Delta\lambda$ über Spaltbreite x . Aus der Steigung des Graphen berechnet sich nach Gleichung (7) die reziproke lineare Dispersion. Zu den Fehlerangaben siehe Text.

der Eichfunktion Gleichung (5) ein. Dieser Fehler beträgt 0.07 %.

Der Ablesefehler von der Spektrometer-Anzeige für die Messung einer Wellenlängendifferenz von etwa 7 nm ist $\frac{0.1\text{nm}}{7\text{nm}} = 2.0\%$. Der Ablesefehler aus dem Graphen beträgt $\frac{0.1\text{cm}}{5\text{cm}} = 2.0\%$. Der Fehler in der Eichfunktion von 0.07 % ist also gegen diese beiden Fehler in diesem Experiment vernachlässigbar. Insgesamt ergibt sich ein relativer Fehler von 2.8 %.

Eine Fehlerangabe für die reziproke lineare Dispersion erscheint nicht sinnvoll, da die Fitgerade nicht mit den Werten in den berechneten Fehlergrenzen übereinstimmt. Wir vermuten, dass ein größerer Fehler durch Beugung am Spalt und durch den (unbekannten) Fehler in der Spaltbreite zustande kommt.

4.3. Strahlungsintensität der Halogen-Lampe ohne Probe

Nun wird die Strahlungsintensität der Halogen-Lampe ohne Probe vermessen (Graph 1.3). Dazu wird bereits der auch später verwendete Filter vor dem Monochromator-Eingangsspalt eingesetzt. Der Filter absorbiert Licht für $\lambda < \approx 350\text{nm}$.

Die Halogen-Lampe zeigt ein Schwarzkörperspektrum mit einigen Einbrüchen.

4.4. Interbandanregungen

Zunächst bestimmen wir den Bandabstand der Halbleiter-Proben Si und GaAs aus Transmissionsmessungen, später soll der Bandabstand von GaAs außerdem aus der Photoleitfähigkeit ermittelt werden. Bei beiden Methoden wird der Bandabstand aus dem Absorptionskoeffizienten gewonnen. Für diese gilt nach [1] sowie [4]

$$Kh\nu \propto (h\nu - E_{gap} \pm hq)^\alpha \quad (8)$$

Darin ist hq die Phononenenergie, die gegenüber der Photonenenergie zu vernachlässigen ist [4]. Der Exponent α ist abhängig von der Art des Übergangs. Für direkte Interbandübergänge, wie bei GaAs gilt $\alpha = \frac{1}{2}$, für indirekte wie Si $\alpha = 2$.

Mit dem X-Y-Schreiber zeichnen wir die Transmissions-Intensität bzw. den Photostrom gegen die Wellenlänge auf. Aus dem Graphen lesen wir Datenpaare λ, I ab, die wir zunächst eichen. Von der Intensität subtrahieren wir jeweils die Untergrundintensität (Intensität bei $\lambda < \lambda_{gap}$). Die Eichung der Wellenlängen-Werte ist etwas aufwändiger. Dazu rechnen wir zunächst die Zentimeter-Skala des Millimeter-Papiers des X-Y-Schreibers mithilfe der am Spektrometer genau eingestellten Anfangs- und End-Wellenlänge auf angezeigte Wellenlängen um, anschließend wenden wir auf diese Wellenlängen Gleichung (5) an. Schließlich werden die so erhaltenen Werte verdoppelt, da alle folgenden Messungen in erster Ordnung durchgeführt wurden, der Spektrometer aber (siehe oben) auf zweite Ordnung kalibriert ist.

4.4.1. Transmissionsmessungen

Um den Bandabstand aus Transmissionsmessungen zu erhalten, benötigen wir zunächst den Absorptionskoeffizienten K , die wir aus Gleichung (2) ermitteln:

$$K = \frac{\ln\left(\frac{I'}{I}\right)}{d - d'}$$

Dazu werden die Transmissions-Intensitäten zweier Proben vermessen.

Leider wurde der Messbereich ungünstig gewählt, so dass für die Auswertung der Graphen nur wenige Datenpunkte verwendet werden können.

Bandabstand von Silizium Zur Verfügung stehen zwei Proben mit $d = (330 \pm 2.5)\mu\text{m}$, $d' = (256 \pm 2.5)\mu\text{m}$ (Graph 3.1, Daten 3.1). Für die Auswertung verwerfen wir die ersten sechs Datenpaare, da bei ihnen eine Bestimmung aus Gleichung (2) nicht oder nur mit großem Fehler möglich wäre. Nun nutzen wir Gleichung (8), um aus dem Absorptionskoeffizienten die Bandlücke zu bestimmen (Abb. 7). Die Bandlücke ist der $h\nu$ -Achsenabschnitt bei Auftragung von $\sqrt{Kh\nu}$ über $h\nu$ (Abb. ??).

Wir erhalten $\mathbf{E}_{\text{gap,Si}} = 1.052(+0.016/ - 0.027)$ eV. Nach [4] ist $E_{\text{gap,Si,Lit}} = (1.1231 \pm 0.0014)$ eV. Unser Messwert liegt also auch bei Beachtung der Fehlergrenzen deutlich außerhalb des Literaturwerts. Vermutlich liegt ein systematischer Fehler vor.

Fehlerrechnung zu: Bandabstand von Silizium Der Fehler in K ergibt sich aus einer Fehlerfortpflanzungsrechnung der abhängigen Größen: Die Fehler in der Intensität sind Ableseungenauigkeiten von 1 mm, die Fehler in d sind $2.5 \mu\text{m}$. Der Fehler in $E_{\text{gap,Si}}$ ergibt sich aus den Ausgleichsgeraden (siehe Graph 3.1A im Anhang). Der Fehler in ν von etwa 0.1 Promille ist gegen den Fehler in K von mindestens 1 Promille zu vernachlässigen.

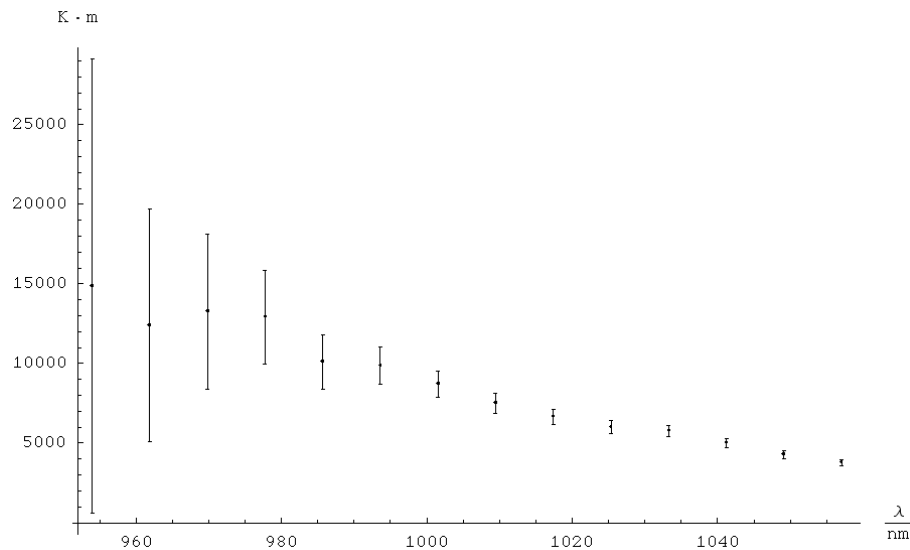


Abbildung 7: Absorptionskoeffizient K der Siliziumprobe über Wellenlänge λ der Photonen.

Bandabstand von Gallium-Arsenid Zur Verfügung stehen drei Proben mit $d = (297.5 \pm 2.5)\mu\text{m}$, $d' = (162.5 \pm 2.5)\mu\text{m}$ und $d'' = (72.5 \pm 2.5)\mu\text{m}$ (Graph 3.2.1-1, Daten 3.2.1.1). Da die Messungen mit der Probe d'' ein völlig unphysikalisches Verhalten zeigen ($I(d'') < I(d)$), werden nur die Messungen mit den Proben d und d' für die Auswertung herangezogen. Die Auswertung der Daten erfolgt wie für Si oben beschrieben. Hier musste lediglich der erste Datenpunkt verworfen werden.

Wir erhalten $\mathbf{E}_{\text{gap,GaAs}} = (1.3932(+0.0011/ - (\text{siehe unten})))$ eV. Nach [4] ist $E_{\text{gap,GaAs,Lit}} = (1.3925 \pm 0.0002)$ eV.

Fehlerrechnung zu: Bandabstand von Gallium-Arsenid Der Fehler in K ergibt sich wieder aus einer Fehlerfortpflanzungsrechnung der abhängigen Größen (siehe oben). Die Fehlerabschätzung nach oben in $E_{\text{gap,GaAs}}$ ergibt sich aus der Ausgleichsgerade (siehe Graph 3.2.1A im Anhang). Leider ist es nicht möglich eine Abschätzung für den Fehler nach unten zu geben, da die Ausgleichsgerade mit kleinster Steigung die x -Achse nicht links vom Mittelwert schneidet.

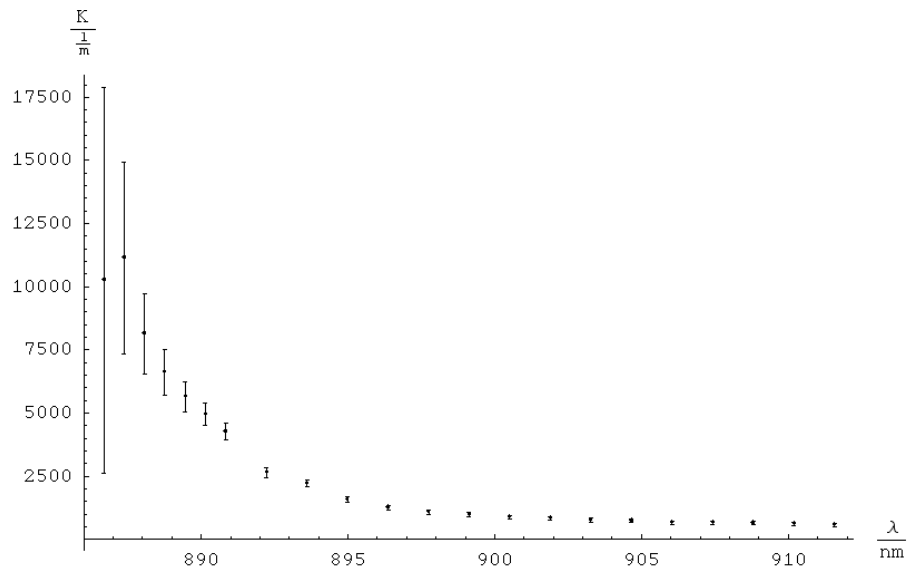


Abbildung 8: Absorptionskoeffizient K der Galliumarsenidprobe über Wellenlänge λ der Photonen.

4.4.2. Photoleitfähigkeits-Messungen

Schließlich bestimmen wir die Bandlücke von GaAs aus zwei Messungen der Photoleitfähigkeit (Graph 2.4, Daten 2.4.1, 2.4.2). Die erste Messung führen wir bei Raumtemperatur ($T \approx 300$ K) durch, die zweite bei $T \approx 77$ K. Für die zweite Messung wird die Probe mit flüssigem Stickstoff (lN_2) gekühlt.

Bei nicht wellenlängenabhängiger Reflexion gilt

$$I_A \propto 1 - e^{-Kd} \quad (9)$$

Für geringe Dicken d bzw. große Absorptionskoeffizienten K kann man dies zu

$$I_A \propto 1 - e^{-Kd} = 1 - (1 - Kd) = Kd \quad (10)$$

nähern und erhält so über das Ohm'sche Gesetz $I \propto U$ einen proportionalen Zusammenhang zwischen der Photospannung U_{Ph} und Absorptionskoeffizienten K .

Nun kann man wieder Gleichung (8) ansetzen und die oben beschriebenen Auftragungen (Graphen 2.4 A und 2.4 B im Anhang) durchführen.

Für $T = 300$ K erhalten wir $\mathbf{E_{gap,GaAs}(T = 300K) = (1.3856(+0.0017/ - 0.0055)) eV}$, für $T = 77$ K erhalten wir $\mathbf{E_{gap,GaAs}(T = 77K) = (1.4775(+0.0005/ - 0.0019)) eV}$. Die Bandlücke wird, wie erwartet, mit abnehmender Temperatur größer. Die so gemessene Bandlücke für 300 K stimmt nicht mit unserem Wert für GaAs aus der Transmissionsmessung (siehe oben) überein, was zum Beispiel an einer unterschiedlichen Dotierung der beiden Proben liegen könnte.

4. Versuchsdurchführung

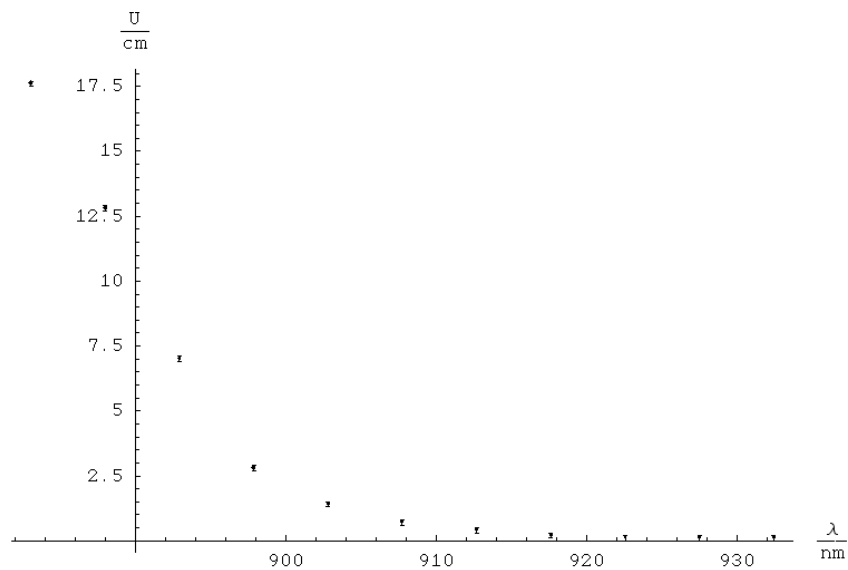


Abbildung 9: Photospannung U der Galliumarsenidprobe über Wellenlänge λ der Photonen aus der Messung des Photostroms bei $T = 300$ K.

Fehlerrechnung Der Fehler in der Photospannung U ergibt sich aus der Ablesegenauigkeit der Graphen von 1 mm. Der Fehler in K ergibt sich aus dem Fehler in U wegen $K \propto U$ (siehe oben). Für die Auftragung werden wieder Ausgleichsgeraden mit größter und kleinster Steigung eingezeichnet. Aus der Differenz der Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden ergibt sich schließlich der Fehler in E_{gap} . Die Fehler bei der Messung mit $T = 77$ K sind zu klein. Sehr problematisch ist die Auswahl der für die Auswertung einzubeziehenden Messpunkte.

4. Versuchsdurchführung

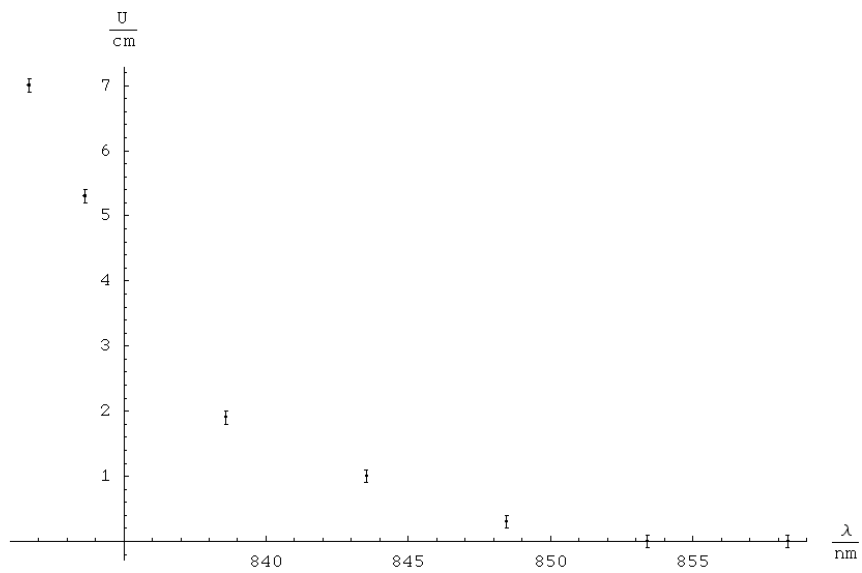


Abbildung 10: Photospannung U der Galliumarsenidprobe über Wellenlänge λ der Photonen aus der Messung des Photostroms bei $T = 77$ K.

A. Bildnachweis

Alle Bilder und Zeichnungen wurden von den Autoren selbst angefertigt.

B. Konstanten

Alle Werte aus [2]

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

$$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

Literatur

- [1] E. Batke. *Anleitung zum Fortgeschrittenenpraktikum*. Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 2004.
- [2] A. Hammer; H. Hammer; K. Hammer. *Physikalische Formeln und Tabellen*. J. Lindauer Verlag (Schaefer), München, 1994.
- [3] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 2002.
- [4] H. Pfeiffer. *Zulassungsarbeit zur wissenschaftlichen Prüfung für das Lehramt an Gymnasien*. Physikalisches Institut der Universität Würzburg, Erscheinungsjahr unbekannt.
- [5] J. Singh. *Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc.