

V46: Faraday-Effekt an Halbleitern

Felix Geyer Rune Dominik
felix.geyer@tu-dortmund.de rune.dominik@tu-dortmund.de

Durchführung: 13. Dezember 2017
Abgabe: 15. Dezember 2017

1 Zielsetzung

In der Festkörperphysik und Halbleitertechnik wichtige Informationen über die Bandstruktur von Halbleitern können durch magneto-optische Untersuchungen gewonnen werden. Insbesondere der FARADAY-Effekt ist hierbei ein wichtiges Messwerkzeug. Mithilfe dieses Effekts können effektive Massen von Halbleiterelektronen bestimmt werden, was Ziel dieses Versuchs ist.

2 Theorie

2.1 Effektive Masse

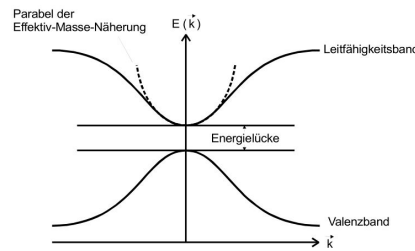


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Energiebandstruktur [Dor17].

Zur Beschreibung der Bandstruktur von Kristallen ist es in vielen Fällen hinreichend, sich auf die untere Bandkante der Energiebänder zu beschränken (siehe Abbildung 1). Der Verlauf der Energiebänder (entspricht der Elektronenenergie) wird mit einer Funktion $\varepsilon(\vec{k})$ durch den Wellenzahlvektor \vec{k} beschrieben. Diese bei Betrachtung des Gesamtverlaufs des Energiebandes in den meisten Fällen äußerst komplizierte Funktion kann in der Nähe der Bandkante nach den Komponenten von \vec{k} taylorentwickelt werden. Sinniger Weise wird die Bandkante dabei in den Nullpunkt des Koordinatensystems gelegt, sodass um Null entwickelt werden kann. Es folgt eine Taylorreihe:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon(0) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2} \right)_{k=0} k_i^2 + \mathcal{O}(k_i^3). \quad (1)$$

Weiterhin gilt die Beziehung

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

und ein Vergleich mit der Taylorreihe zeigt, dass die Größen:

$$m_i^* := \hbar^2 \left\{ \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2} \right)_{k=0} \right\}^{-1}$$

Massen beschreiben. Diese Größen werden effektive Massen genannt und ermöglichen es, dass Kristallelektronen als freie Elektronen betrachtet werden, wenn ihre Ruhemassen in der Schrödingergleichung mit eben diesen effektiven Massen ersetzt werden. Das Potential wird dann durch die effektive Masse berücksichtigt und für mäßige externe Felder gilt das 2. NEWTONSCHE Axiom.

Für perfekte Kristallsymmetrien vereinfacht sich die Taylorentwicklung (1) dergestalt, dass aus den offensichtlich elliptischen Energieflächen kugelsymmetrische werden (in diesem Fall gilt $k_x = k_y = k_z$). Für solche Flächen lässt sich der FARADAY-Effekt beschreiben.

2.2 Zirkulare Doppelbrechung bei optisch aktiver Materie

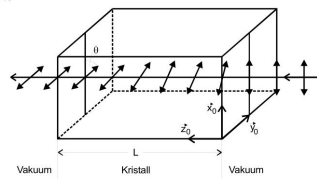


Abbildung 2: Drehung der Polarisationsachse nach Durchgang durch ein optisch aktives Medium [Dor17].

Beim Eintreten eines linear polarisierten Lichtstrahls in ein optisch aktives Medium wird die Polarisations Ebene des Strahls gedreht. Dies lässt sich dadurch verstehen, dass eine linear polarisierte Welle zu gleichen Teilen aus einem rechtszirkular und einem linkszirkular zur Ausbreitungsrichtung (im folgenden \vec{z}) polarisierten Teil besteht. Die beiden Zirkularisierungsrichtungen breiten sich nun mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten (bzw. Wellenzahlvektoren) aus und die linear polarisierte Welle, die nach dem Durchgang durch den Kristall wieder austritt, ist um den Winkel θ gedreht (siehe Abbildung 2). Der Rotationswinkel berechnet sich zu

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{L}{2} (k_R - k_L) \\ &= \frac{L\omega}{2} \left(\frac{1}{v_{\text{ph}_R}} - \frac{1}{v_{\text{ph}_L}} \right) \\ &= \frac{L\omega}{2c} (n_R - n_L),\end{aligned}$$

wobei $v_{\text{ph}} = \omega k^{-1}$ die Phasengeschwindigkeit und $n = cv_{\text{ph}}^{-1}$ der Brechungsindex für links- bzw. rechtspolarisiertes Licht in einem Kristall der Länge L ist. Die Lichtfrequenz der einlaufenden Welle ist durch ω gegeben.

Dieser, als zirkulare Doppelbrechung bezeichnete, Effekt geht auf im Kristallmedium induzierte Dipole (permanente Dipole können der Frequenz des einfallenden Lichts nicht

folgen) zurück. Die Polarisierung $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ des Kristalls steigt damit proportional zur dielektrischen Suszeptibilität χ . Für isotrope Materialien handelt es sich hier um eine skalare Größe, in anisotropen Medien ist χ jedoch richtungsabhängig und muss daher tensoriell definiert werden. In vielen Fällen handelt es sich hier um eine Diagonalmatrix, das Material ist dann nicht doppelbrechend (optisch inaktiv). Doppelbrechende Materialien weisen jedoch Nebenachseinträge auf, sodass χ in einfachen Fällen eine Gestalt:

$$\underline{\underline{\chi}} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}$$

annimmt. Für den Drehwinkel nach Durchgang folgt dabei nach Taylorentwicklung in erster Ordnung in guter Näherung:

$$\theta = \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy}. \quad (2)$$

2.3 Zirkulare Doppelbrechung bei optisch inaktiver Materie

Als FARADAY-Effekt wird nun das Auftreten des oben beschriebenen Effekts bei optisch inaktiver Materie bezeichnet, wenn ein äußeres Magnetfeld angelegt wird. Aus der Bewegungsgleichung für ein gebundenes Elektron folgt bei Vernachlässigung von Dämpfungseffekten und Feldeinflüssen durch das Lichtfeld für hohe Lichtfrequenzen eine Verschiebungspolarisation $\vec{P} = -Ne_0 \vec{r}$. Es lässt sich nun das in (2) benötigte Tensorelement χ_{xy} bestimmen und in guter Näherung folgt:

$$\theta(\lambda) = \frac{2\pi^2 e_0^3 c}{\epsilon_0} \frac{1}{m^{*2} \lambda^2 \omega_0^4} \frac{NBL}{n}.$$

Hierbei wird durch N die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit, durch B die externe Magnetfeldstärke, durch λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts und durch ω_0 die meist im nahen infraroten liegende Resonanzfrequenz der zu erzwungenen Schwingungen fähigen gebundenen Elektronen bezeichnet. Weiter lässt sich im Limes $\omega_0 \rightarrow 0$ (also für freie Elektronen) ein Ausdruck

$$\theta_{\text{frei}}(\lambda) = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\lambda^2}{m^{*2}} \frac{NLB}{n} \quad (3)$$

entwickeln. Dieser kann unter Verwendung der oben eingeführten effektiven Masse auch für Kristallelektronen verwendet und zur Bestimmung ebendieser genutzt werden.

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

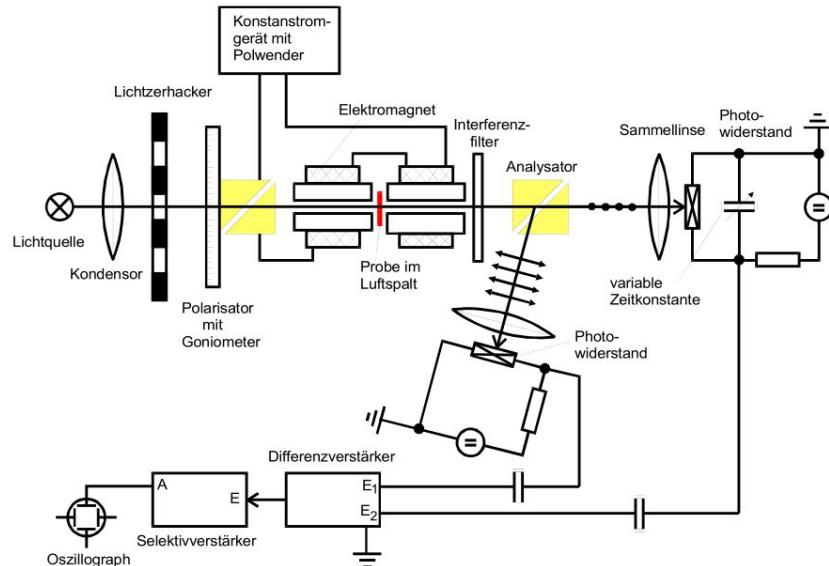


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [Dor17].

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. Das von einer Halogenlampe emittierte Infrarotlicht wird über eine Kondensorlinse fokussiert, durch einen Interferenzfilter monochromatisiert und durch ein GLAN-THOMPSON-Prisma (Polarisator) linear polarisiert. Die von diesem Licht durchleuchtete Probe befindet sich dabei in einem Elektromagneten. Der Elektromagnet wird durch ein Konstantspannungsgerät mit Strom versorgt. Nach Durchlauf durch den Magneten trifft der Lichtstrahl auf ein weiteres GLAN-THOMPSON-Prisma (Analysator), durch welches der Strahl aufgespalten wird. Beide Strahlen werden durch Sammellinsen auf Photowiderstände abgebildet. Damit an den Photowiderständen eine Wechselspannung abfällt, wird ein Lichtzerhacker in den Strahlengang eingebracht. Die abfallenden Spannungen werden auf einen Differenzverstärker gegeben, der einem Selektivverstärker vorgelagert ist. Letzterer ist an die Frequenz des Zerhackers gekoppelt. Der Ausgang des Selektivverstärkers wird letztlich auf einem Oszilloskop dargestellt.

3.2 Versuchsdurchführung

Zu Anfang muss der Aufbau ohne Interferenzfilter und Probe justiert werden. Nun wird in folgender Reihenfolge vorgegangen:

1. Justage des Analysator-Prismas:
Das Analysator-Prisma wird so um seine vertikale Achse gedreht, dass der gerade durch das Prisma gehende Strahl bei geeigneter Stellung des Polarisator-Prismas verschwindet.
2. Justage der Photowiderstände:
Die relative Position zwischen den Photowiderständen und den vorgelagerten Sammellinsen wird so einjustiert, dass die einfallenden Strahlen gut auf die Photowiderstände abgebildet werden.
3. Justage des Selektivverstärkers:
Der Zerhacker wird eingeschaltet und die gewählte Frequenz am Selektivverstärker eingestellt. Der Differenzverstärker wird dafür durchgeschaltet. Das Ausgangssignal wird nun auf dem Oszilloskop beobachtet und der Selektivverstärker zu eingeregelt, dass das Signal maximal wird.
4. Helligkeitsjustage:
Position von Lichtquelle und Linse werden so gewählt, dass die Lichtintensität besser wird.
5. Überprüfen der Apperatur:
Es werden Probe und Interferenzfilter eingesetzt und unter Variation von Polarisatorstellung und Zeitkonstante eines Photowiderstands geprüft, ob am Selektivverstärker ein Signal abfällt, dass, bis auf Störspannungen, null ist.

Der Drehwinkel wird dabei bestimmt, indem die Polarisatorstellung und die Zeitkonstanten der Photowiderstände abwechselnd so eingestellt werden, dass am Differenzverstärker eine Spannung Null abfällt. Die Winkelstellung des Polarisators wird abgelesen und die Messung bei umgepolten Magnetfeld wiederholt. Der Drehwinkel ergibt sich dann zu:

$$\theta = \frac{1}{2} (\theta_1 - \theta_2) . \quad (4)$$

Es wird der Drehwinkel an n-dotiertem und hochreinem Galliumarsenit für mehrere Wellenlängen im nahen Infrarot gemessen.

Zuletzt wird das maximale Magnetfeld in Strahlrichtung mit einer Hallsonde gemessen.

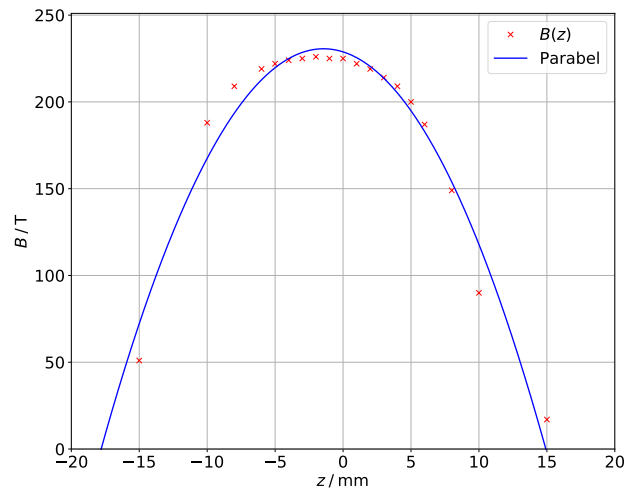
4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Kraftflussdichte

In Tabelle 4a sind die gemessenen Kraftflussdichten und der jeweilige Ort z aufgetragen. z_{rel} ist der Ort relativ zum Ort der Probe, welcher in den Koordinatenursprung gelegt wurde. Außerdem befindet sich der Plot und die Regression in Abbildung 4b.

| $B(z) / \text{mT}$ | z / mm | $z_{\text{rel}} / \text{mm}$ |
|--------------------|-----------------|------------------------------|
| 51 | 65 | -15 |
| 188 | 70 | -10 |
| 209 | 72 | -8 |
| 219 | 74 | -6 |
| 222 | 75 | -5 |
| 224 | 76 | -4 |
| 225 | 77 | -3 |
| 226 | 78 | -2 |
| 225 | 79 | -1 |
| 225 | 80 | 0 |
| 222 | 81 | 1 |
| 219 | 82 | 2 |
| 214 | 83 | 3 |
| 209 | 84 | 4 |
| 200 | 85 | 5 |
| 187 | 86 | 6 |
| 149 | 88 | 8 |
| 90 | 90 | 10 |
| 17 | 95 | 15 |

(a) Messwerte.



(b) Grafische Darstellung mit Regression.

Abbildung 4: Kraftflussdichte $B(z)$ in Abhängigkeit vom Ort z .

Mit der Funktion

$$f(x) = a x^2 + b x + c \quad (5)$$

und $B(z)$ und z_{rel} wird eine Ausgleichsrechnung gemacht. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} a &= (-0.86 \pm 0.04) \text{ T/m}^2 \\ b &= (-2.5 \pm 0.4) \text{ T m}^{-1} \\ c &= (229 \pm 4) \text{ T} \end{aligned}$$

für die Parameter. Das Maximum dieser Parabel liegt bei $B_{\text{max}} = (231 \pm 4) \text{ mT}$.

4.2 Drehwinkel des hochreinen und des n-dotierten GaAs

Für alle gemessenen Winkel wird nach (4) der Drehwinkel bestimmt. Jene Drehwinkel zusammen mit der jeweiligen Wellenlänge und dem längennormierten Winkel stehen in den Tabellen 1 bis 3. Die Normierungen wurden mit den angegebenen Längen in den Tabellen durchgeführt.

Tabelle 1: Wellenlänge, θ_1 und θ_2 , der daraus berechnete Drehwinkel und längenormierter Drehwinkel für hochreines GaAs mit $L = 5.11 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

| λ / m | $\theta_1 / ^\circ$ | $\theta_2 / ^\circ$ | $\theta / ^\circ$ | $\theta_{\text{norm}} / ^\circ/\text{m}$ |
|----------------------|---------------------|---------------------|-------------------|--|
| 1.29 | 149.23 | 138.67 | 5.28 | 1033.92 |
| 1.06 | 332.33 | 310.42 | 10.96 | 2144.49 |
| 1.45 | 327.33 | 311.37 | 7.98 | 1562.30 |
| 2.16 | 336.00 | 330.08 | 2.96 | 578.93 |
| 2.34 | 2.92 | -0.42 | 1.67 | 326.16 |
| 2.51 | 210.83 | 198.00 | 6.42 | 1255.71 |
| 2.65 | 164.00 | 158.78 | 2.61 | 510.44 |
| 1.72 | 148.22 | 139.78 | 4.22 | 825.18 |

Tabelle 2: Wellenlänge, θ_1 und θ_2 , der daraus berechnete Drehwinkel und längenormierter Drehwinkel für das erste n-dotierte GaAs mit $N = 1.2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ und $L = 1.36 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

| $\lambda / \text{ m}$ | $\theta_1 / ^\circ$ | $\theta_2 / ^\circ$ | $\theta / ^\circ$ | $\theta_{\text{norm}} / ^\circ/\text{m}$ |
|-----------------------|---------------------|---------------------|-------------------|--|
| 1.29 | 143.67 | 136.23 | 3.72 | 2732.84 |
| 1.06 | 143.93 | 133.45 | 5.24 | 3854.17 |
| 1.45 | 143.53 | 137.00 | 3.27 | 2401.96 |
| 2.16 | 150.83 | 145.58 | 2.62 | 1930.15 |
| 2.34 | 179.97 | 171.90 | 4.03 | 2965.69 |
| 2.51 | 209.93 | 202.55 | 3.69 | 2714.46 |
| 2.65 | 260.25 | 252.75 | 3.75 | 2757.35 |
| 1.72 | 273.53 | 267.18 | 3.18 | 2334.56 |

Tabelle 3: Wellenlänge, θ_1 und θ_2 , der daraus berechnete Drehwinkel und längenormierter Drehwinkel für das zweite n-dotierte GaAs mit $N = 2.8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ und $L = 1.296 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

| $\lambda / \text{ m}$ | $\theta_1 / ^\circ$ | $\theta_2 / ^\circ$ | $\theta / ^\circ$ | $\theta_{\text{norm}} / ^\circ/\text{m}$ |
|-----------------------|---------------------|---------------------|-------------------|--|
| 1.29 | 275.73 | 267.25 | 4.24 | 3272.89 |
| 1.06 | 278.08 | 267.05 | 5.52 | 4256.69 |
| 1.45 | 143.75 | 136.20 | 3.78 | 2912.81 |
| 2.16 | 155.02 | 142.27 | 6.38 | 4918.98 |
| 2.34 | 181.23 | 168.62 | 6.31 | 4867.54 |
| 2.51 | 212.17 | 205.67 | 3.25 | 2507.72 |
| 2.65 | 161.32 | 153.50 | 3.91 | 3015.69 |
| 1.72 | 146.47 | 138.83 | 3.82 | 2944.96 |

In Abbildung 5 sind sich die längennormierten Drehwinkel gegen das Quadrat der Wellenlängen aufgetragen.

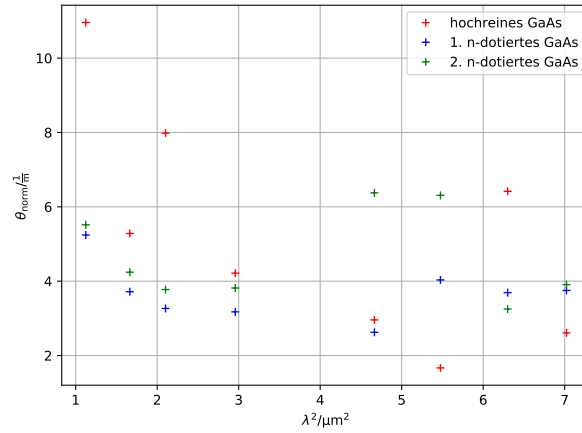


Abbildung 5: Die längennormierten Winkel gegen λ^2 aufgetragen.

4.3 Bestimmung der effektiven Masse

Zur Bestimmung der effektiven Masse werden die Differenzen zwischen den θ_{norm} des hochreinen GaAs und der beiden n-dotierten GaAs gebildet. Diese befinden sich in Tabelle 7a. Außerdem wird eine lineare Ausgleichrechnung durchgeführt, nach der Form

$$g(x) = m x + b.$$

Diese ist in Abbildung 7b dargestellt. Es ergeben sich

$$m_1 = (1.1 \pm 0.9) \cdot 10^2 \frac{1}{\text{m}^3} \quad (6)$$

$$b_1 = (1.2 \pm 0.4) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}} \quad (7)$$

für die erste Regression und

$$m_2 = (1.6 \pm 2.2) \cdot 10^2 \frac{1}{\text{m}^3} \quad (8)$$

$$b_2 = (1.9 \pm 0.1) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}} \quad (9)$$

für die zweite Regression. Um nun die effektive Masse zu bestimmen, wird (3) genutzt. Aufgrund der Regression gilt

$$m_{1,2} = \frac{e_0^3}{8\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{1}{m^{*2}} \frac{NB}{n}. \quad (10)$$

Umgestellt ergibt sich aus (10)

$$m^* = \sqrt{\frac{e_0^3}{8\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{1}{m_{1,2}} \frac{NB}{n}} \quad (11)$$

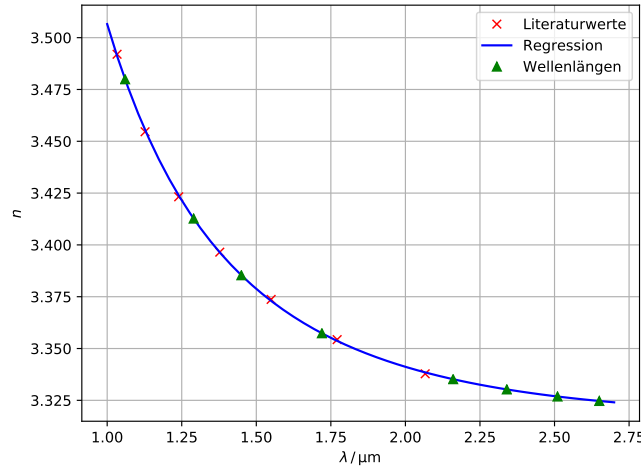
für die effektive Masse. Für N und B werden die bereits erwähnten Größen eingesetzt und für den Brechungsindex n wurde ein Fit vollzogen. Zugrunde gelegt wurden die Werte aus [Fil17]. Als Funktion wurde

$$n(\lambda) = \frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda} + c$$

mit den Wellenlängen aus 1 gefittet. Die Parameter lauten

| λ/m | n | $m_{eff,1}/10^{-33}\text{kg}$ | $m_{eff,2}/10^{-33}\text{kg}$ |
|--------------------|------|-------------------------------|-------------------------------|
| 1.29 | 3.41 | 1.90 ± 0.74 | 1.05 ± 0.70 |
| 1.06 | 3.48 | 1.88 ± 0.73 | 1.04 ± 0.69 |
| 1.45 | 3.39 | 1.91 ± 0.74 | 1.05 ± 0.70 |
| 2.16 | 3.34 | 1.92 ± 0.75 | 1.06 ± 0.71 |
| 2.34 | 3.33 | 1.93 ± 0.75 | 1.06 ± 0.71 |
| 2.51 | 3.33 | 1.93 ± 0.75 | 1.06 ± 0.71 |
| 2.65 | 3.32 | 1.93 ± 0.75 | 1.06 ± 0.71 |
| 1.72 | 3.36 | 1.92 ± 0.75 | 1.06 ± 0.70 |

(a) Wellenlänge, gefitteter Brechungsindex und die daraus bestimmten effektiven Massen.



(b) Grafische Darstellung mit Regression.

Abbildung 6: Tabelle mit errechneten Werten und Regression für den Brechungsindex.

$$a = (0.315 \pm 0.015) \text{ m}^2$$

$$b = (-0.142 \pm 0.022) \text{ m}$$

$$a = 3.333 \pm 0.008$$

Es ergeben sich die in Tabelle 6a dargestellten Werte mit der Regression in Abbildung 6b.

Als Mittelwerte der effektiven Massen ergeben sich

$$m_{\text{eff},1} = (1.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-33} \text{ kg}$$

$$m_{\text{eff},2} = (1.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-33} \text{ kg}$$

bzw. als Vielfaches der Elektronenmasse

$$\frac{m_{\text{eff},1}}{m_e} = 0.0021 \pm 0.0008$$

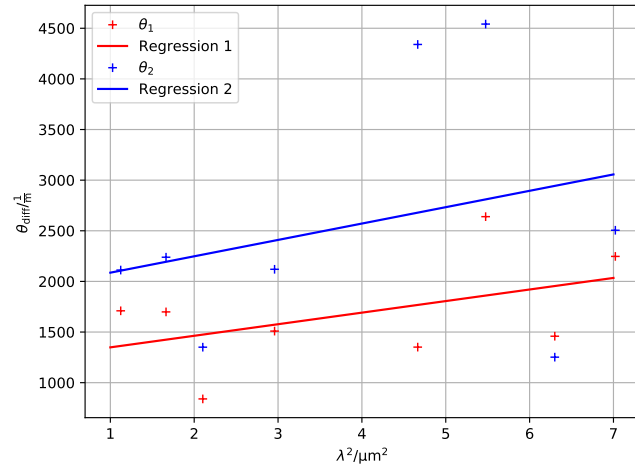
$$\frac{m_{\text{eff},2}}{m_e} = 0.0012 \pm 0.0008 .$$

Als Mittelwert aus beiden ergibt sich

$$\frac{m_{\text{eff}}}{m_e} = 0.0016 \pm 0.0006 . \quad (12)$$

| θ_1 | θ_2 |
|------------|------------|
| 1698.92 | 2238.97 |
| 1709.68 | 2112.20 |
| 839.66 | 1350.51 |
| 1351.22 | 4340.05 |
| 2639.53 | 4541.38 |
| 1458.75 | 1252.01 |
| 2246.92 | 2505.25 |
| 1509.38 | 2119.78 |

(a) Messwerte.



(b) Grafische Darstellung mit Regression.

Abbildung 7: Der Drehwinkel der Leitungselektronen gegen die Wellenlänge zum Quadrat aufgetragen.

4.4 Fehlerrechnung

Die Fehlerrechnung wird in PYTHON¹ durchgeführt. Mittelwerte werden durch die Funktion MEAN aus dem Paket NUMPY², die zugehörigen Standardabweichungen durch die Funktion STATS.SEM aus dem Paket SCIPY³ berechnet. Fehlerfortpflanzung wird durch die Bibliothek UNCERTAINTIES.UNUMPY⁴ berechnet mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzungsformel

$$\Delta f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{df}{dx_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{df}{dx_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{df}{dx_n} \Delta x_n\right)^2}. \quad (13)$$

Fehlerbehaftete Größen sind das mittels Ausgleichsrechnung bestimmte Maximum der Kraftflussdichte, die Steigungen m_1 und m_2 der Differenzen der θ_{norm} und alles, was aus diesen Winkeln bestimmt wird. Damit ergibt sich (13) zu

$$\Delta m^*(B, m_{1,2}) = \sqrt{\left(\frac{dm^*}{dB} \Delta B\right)^2 + \left(\frac{dm^*}{dm_{1,2}} \Delta m_{1,2}\right)^2}. \quad (14)$$

5 Diskussion

5.1 Zur Berechnung der Kraftflussdichte

Die Bestimmung der Kraftflussdichte hat insgesamt gut funktioniert. Es wird aus 4b ersichtlich, dass die Regression verhältnismäßig gut an die Werte angepasst ist. Das Maximum, um dessen Bestimmung es ging, ist gut approximiert worden.

5.2 Zur Bestimmung der Drehwinkel

Die Bestimmung der Drehwinkel ist eher schlecht verlaufen, wie aus 5 ersichtlich wird. Es ist kein linearer Verlauf zu erkennen. Genauer gesagt ist keine Korrelation zwischen den Messwerten zu erkennen, was vor allem durch das große Rauschen durch den sich erwärmenden und daraufhin im infraroten Bereich abstrahlenden Elektromagneten und die damit verbundene sehr unterschiedliche Minimumsbestimmung am Differentialverstärker. Außerdem wurde die Bestimmung des Minimums dadurch erschwert, dass für höhere Wellenlängen die Interferenzfilter nur noch sehr wenig Licht durchgelassen haben und damit ein zu kleines Signal an den Differenzverstärker gelangte.

¹[Fou17]

²[Oli07]

³[JOP+]

⁴[Leb]

5.3 Zur Bestimmung der effektiven Masse

Auch die Bestimmung der effektiven Masse ist eher schlecht verlaufen. In Abbildung 7b ist ebenfalls nur mit viel gutem Willen ein linearer Verlauf zu erkennen, auch sind die Regressionen nicht ganz parallel. Die Gründe dafür liegen in der fehlerhaften Bestimmung der Drehwinkel, da diese in die Rechnung bzw. den Fit eingeflossen sind. Vor diesem Hintergrund ist die relative Abweichung von 97.6% vom Literaturwert⁵ $\frac{m_{\text{eff}}}{m_e} = 0.067$ einfach einzusehen. Weiterhin ist der Fit für den Brechungsindex ab 2.1 m von begrenzter Aussagekraft, da keine Literaturwerte zugrunde liegen. In Anbetracht des Kurvenverlaufs innerhalb der gegebenen Daten lässt sich die Fitfunktion vertreten. Unser berechneter Wert liegt eine Größenordnung unter dem Literaturwert, was unter den Umständen verständlich ist.

Zum Abschluss lässt sich sagen, dass bis auf die Bestimmung der Kraftflussdichte die bestimmten Werte stark von den Literaturwerten abweichen. Allerdings war der Aufbau nicht ganz optimal, die Photowiderstände ließen sich verbessern, sodass diese auch bei weniger Intensität trotzdem noch ein starkes Signal an den Differentialverstärker geben. Weiterhin waren die Interferenzfilter teilweise verschmutzt und ließen dadurch auch weniger Intensität passieren. Mit einer Optimierung des Aufbaus ließe sich die effektive Masse bzw. die Faraday-Rotation besser bestimmen. Allein für die Einführung des Faraday-Effekts und seiner Anwendungen in der heutigen Halbleiterindustrie war der Versuch sehr anschaulich und einfach durchzuführen.

⁵aus [UE17]

Literatur

- [Dor17] TU Dortmund. V27: Faraday-Effekt an Halbleitern. 12. Dez. 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOME/PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V46.pdf>.
- [Fil17] Filmetrics. Brechungsindex von Gallium Arsenide. 14. Dez. 2017. URL: <https://www.filmetrics.de/refractive-index-database/GaAs/Gallium-Arsenide>.
- [Fou17] Python Software Foundation. „Python“. Version 3.6.3. In: (2017). URL: <http://python.org/>.
- [Hun07] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: Computing in Science & Engineering 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [JOP+] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. SciPy: Open source scientific tools for Python Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [Leb] Eric O. Lebigot. Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [Oli07] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: Computing in Science & Engineering 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [UE17] Computer University of Colorado - Department of Electrical und Energy Engineering. Effective mass and energy band minima and maxima of Ge, Si and GaAs. 14. Dez. 2017. URL: <https://ecee.colorado.edu/~bart/book/effmass.htm>.