Faraday-Effekt an Halbleitern

PHY741 Versuch 46

Steven Becker
steven.becker@tu-dortmund.de
und
Stefan Grisard
stefan.grisard@tu-dortmund.de

Tag der Durchführung: 12.11.18
Tag der Abgabe: 16.11.18

Zielsetzung

Der Versuch $V46$ verwendet den *Faraday-Effekt*, um die *effektive Masse* von Galliumarsenid zu bestimmen. Hierzu werden zwei n-dotierte und eine undotierte Proben des Halbleiters verwendet.

1 Theorie

Zu Beginn wird die Einführung der effektiven Masse motiviert. Bevor der Faraday-Effekt beschrieben wird, wird das Phänomen der zirkularen Doppelbrechung erläutert.

1.1 Effektive Masse

Bänder eines Kristalls sind meist in einer komplexen Bandstruktur angeordnet. Hierdurch ist eine exakte mathemaische Beschreibung meist schwierig und es bedarf einer Approximation. Vorteilhafterweise beschreiben die verwendeten Näherungen oftmals die auftretenden physikalischen Phänomene sehr gut. Bei Halbleitern ist eine dieser Approximationen, die Betrachtung des Leitungsbandes um das Minium herum. In der Umgebung um das Minimum kann die Energie des Bandes ε in Abhängigkeit mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$ genährt werden als:

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

Dieser Term eröffnet die Einführung der effektiven Masse

$$m_i^* := \frac{\hbar^2}{\left.\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2}\right|_{k=0}}. \tag{2}$$

Der Vorteil, in der Verwendung der effektiven Masse, liegt in der Tatsache das die Definition (2) die Periodizität des Kristallpotentials $V(\vec{r})$ mitberücksichtigt. Somit kann der Hamilton Operator für ein Kristallelektron, mit Hilfe der effektiven Masse, in einen Hamilton Operator für ein freies Teilchen überführt werden:

$$\hat{H}: \quad \frac{\hbar^2}{2\mathrm{m_e}}\nabla^2 + V(\vec{r}) \quad \rightarrow \quad \frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2$$

Ein weiterer Vorteil in der Beschreibung der Dynamik mit der effektiven Masse ist, dass bei dem Anlegen eines externen elektrischen und magnetischen Feldes, vorausgesetzt es ist klein, dass eine klassische newtonsche Betrachtung möglich ist. Diese Beschaffenheit wird insbesondere im übernächsten Kapitel von nutzen sein.

1.2 Zirkulare Doppelbrechung

Wird die Polarisationsebene von linear polarisiertes Licht $E(z)$ bei der Propegation durch einen Kristall (der Länge L) gedreht, wird von zirkularer Doppelbrechung gesprochen (vgl. Abb. 1). Phänomenologisch erklären lässt sich der Effekt unter der Annahme, dass

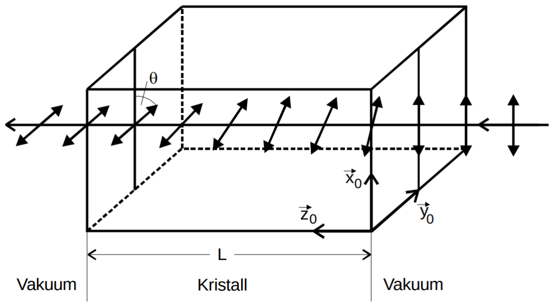

Abbildung 1: Schmeatische Darstellung von zirkularer Doppelbrechung[4].

sich im Kristall die Phasengeschwindigkeit für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht $E_\mathrm{L}, E_\mathrm{R}$ unterscheiden. Diese Eigenschaft wirkt sich auf die Polarisationsebene von linear polarisierten Licht aus, weil solches durch eine Linearkombination von links- und rechtszirkularen Anteilen dargestellt werden kann:

$$\vec{E}(z) = \frac{1}{2}(\vec{E}_\mathrm{R}(z) + \vec{E}_\mathrm{L}(z)), \quad k_\mathrm{R} \neq k_\mathrm{L} \tag{3}$$

Wobei die links- und rechtszirkularen Felder definiert sind als

$$\begin{aligned} \vec{E}_\mathrm{R}(z) &= (E_0\vec{x}_0 - \mathrm{i}E_0\vec{y}_0)\exp(\mathrm{i}k_\mathrm{R}z) \\ \vec{E}_\mathrm{L}(z) &= (E_0\vec{x}_0 + \mathrm{i}E_0\vec{y}_0)\exp(\mathrm{i}k_\mathrm{L}z)\,. \end{aligned} \tag{4}$$

Die Defintionen (4) werden in die Gleichung (3) eingesetzt. Zusätzlich werden die Winkel

$$\begin{aligned} \Psi &:= \frac{L}{2}(k_\mathrm{R} + k_\mathrm{L}) \\ \vartheta &:= \frac{L}{2}(k_\mathrm{R} - k_\mathrm{L}) \overset{k_i = \frac{n_i\omega}{c_0}}{=} \frac{L\omega}{2c_0}(n_\mathrm{R} - n_\mathrm{L}) \end{aligned} \tag{5}$$

eingeführt, wobei n der jeweilige Brechungsindex ist. Nach ein wenig Rechnung (nachlesbar in Quelle [2]) ergibt sich ein Ausdruck für das aus dem Kristall austredene Licht:

$$\vec{E}(L) = E_0\exp(\mathrm{i}\Psi)\left(\cos(\vartheta)\vec{x}_0 + \sin(\vartheta)\vec{y}_0\right)$$

Präziser beschrieben werden kann die zirkulare Doppelbrechung durch induzierte Dipole im Kristall. Die Dipole erzeugen eine Polarisation $\vec{P}$ des Kristalls, die für kleine elektrische Felder geschrieben werden kann als

$$\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E}.$$

Hierbei repräsentiert ε_0 die Influenzkonstante und χ die *dielektrische Suszeptibilität*, welche in anistropen Kristallen als Tensor $\underline{\underline{\chi}}$ geschrieben wird. Doppelbrechung entsteht genau dann, wenn ein Kristall anistrope Eigenschaften besitzt. Der Beweis dieser Behauptung wird im Folgenden skizziert. Hierzu wird die folgende dielektrische Suszeptibilität $\underline{\underline{\chi}}$ betrachtet:

$$\underline{\underline{\chi}} = \begin{pmatrix} \chi_{\mathrm{xx}} & \mathrm{i}\chi_{\mathrm{xy}} & 0 \\ -\mathrm{i}\chi_{\mathrm{yx}} & \chi_{\mathrm{xx}} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\mathrm{zz}} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Propagiert ein elektrisches Feld durch Materie, so ändert sich das Feld gemäß:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(1 + \underline{\underline{\chi}}\right) \vec{E}. \tag{7}$$

Wird nun die Gleichung (7) mit (6) in die homogene Wellengleichung

$$\Box \vec{D} = 0$$

eingesetzt, ergbit sich nach einer etwas längeren Rechnung (vgl. Quelle [2]), dass die Drehung der Polarisationsebene ϑ gegeben ist durch:

$$\vartheta \approx \frac{L\omega}{2\mathrm{c}_0} \frac{1}{\sqrt{1+\chi_{\mathrm{xx}}}} \chi_{xy} \approx \frac{L\omega}{2\mathrm{c}_0 n} \chi_{\mathrm{xy}}. \tag{8}$$

Bei der Herleitung der Gleichung (8), wurde unter anderem angenommen, dass sich die Welle in z-Richtung ausbreitet - $\vec{k} = k\vec{z}_0$.

1.3 Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt beschreibt die Eigenschaft, dass ein optisches Medium, durch ein externes Magnetfeld, Nebendiagnonalelemente im elektrische Suszeptibilitättensor erhält. Hierdurch wird die Polarisationsebene eines, zum Magnetfeld parallel einfallenden, Lichtfeldes $\vec{E}$ gedreht. Das Phänomen kann präziser erfasst werden, durch die Betrachtung von gebunden Elektronen im Magnetfeld $\vec{B}$, welche zusätzlich durch ein elektrisches Feld (verursacht durch die Lichtwelle) gestört wird.

$$m\ddot{\vec{r}} + K\vec{r} = -\mathrm{e}\vec{E}(\vec{r})_0 - \mathrm{e}\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \tag{9}$$

Der Vektor $\vec{r}$ bezeichnet die Auslenkung des Elektrons aus der Gleichgewichtslage, die Konstante K repräsentiert die Bindung des Elektrons an seine Umgebung, die Elementarladung ist gegeben durch e_0 und die Feldstärke der einfallenden Lichtwelle wird durch $\vec{E}$ widergespiegelt. Unter der Annahme quasifreier Ladungsträger kann aus der Differntialgleichung (9) ein Ausdruck für Drehwinkel der Polarisationsebene ϑ generiert werden (siehe hierzu Quelle [2]):

$$\frac{\vartheta}{L} \approx \frac{\mathrm{e}^3\lambda^2 NB}{8\pi^2\varepsilon_0 \mathrm{c}_0{}^3} \frac{1}{m^2} = \frac{\mathrm{e}^3\lambda^2 NB}{8\pi^2\varepsilon_0 \mathrm{c}_0{}^3} \frac{1}{m^{*2}} \tag{10}$$

Die Ersetzung von m durch m^* ist durch die in Abschnitt 1.1 besprochene Eigenschaft der effektiven Masse gerechtfertigt. Der Drehwinkel ϑ hängt somit mit der Ladungsträgerzahl N und dem Magnetfeldstärke B zusammen.

2 Versuchsaufbau/-durchführung

Im folgenden Kapitel sollen die wesentlichen Bauteile des Versuchsaufbaus beschrieben werden. Zusätzlich wird das Justage- und Messverfahren vorgestellt.

2.1 Versuchsaufbau

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 dargestellt. Das Experiment ver-

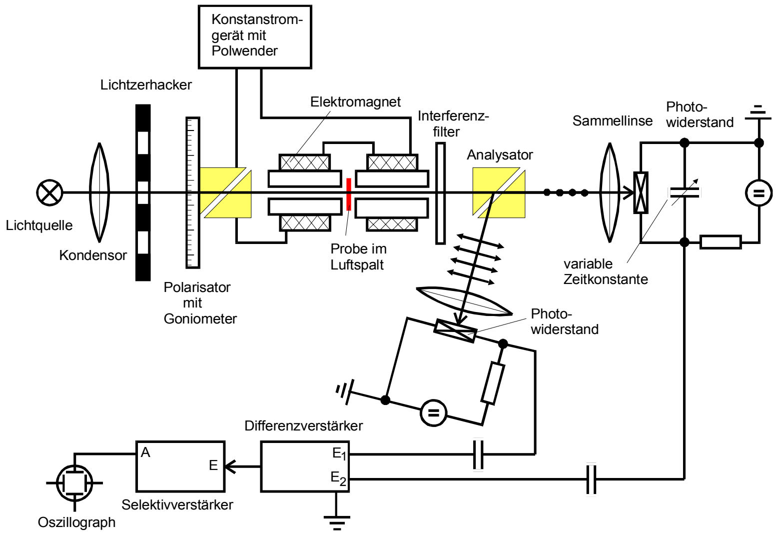

Abbildung 2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaues [2].

wendet als Lichtquelle eine Halogenlampe, dessen Emissionsspektrum hauptsächlich im Infrarotenbereich liegt. Das emittierte Licht wird von einer Kondensorlinse gesammelt und als paralleler Strahl in den weiteren Versuchsaufbau eingespeist (vgl. Abbildung 3). Das von der Kondensorlinse gesammelte Licht gelangt über einen Lichtzerhacker

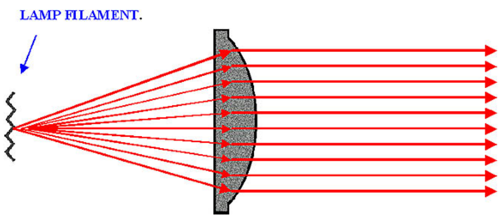

Abbildung 3: Schematische Strahlengang von Licht vor und nach einer Kondensorlinse. Abbildung nach Quelle [3].

in ein Glan-Thompson-Prisma. Das aus Kalkspat bestehende Prisma erzeugt, dass für die Messung notwendige linear polarisiertes Licht (vgl. Abb. 4). Das polarisierte Licht

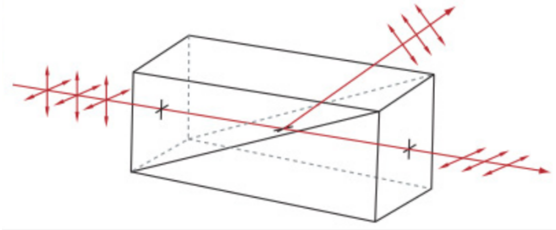

Abbildung 4: Schematische Darstellung eines Glan-Thompson-Prisma als Strahlenteiler. Die Polarisationsebenen der beiden austretenden Strahlen stehen orthogonal aufeiannder. Abbildung nach Quelle [4].

trifft auf die, sich in einem Magnetfeld befindliche, Probe. Zu betonen ist, dass der Wellenvektor des Lichtfeldes parallel zum zeitlich konstanten Magnetfeldvektor liegt. Als Proben werden zwei n-dotierte und ein reiner Galliumarsenid-Kristalle untersucht. Hierbei unterscheiden sich die beiden n-dotierten Kristalle in ihrer Dicke und Dotierungsstärke. Nach dem Austreten aus der Probe wird das Wellenlängenspektrum des Lichts mittels eins Interferenzfilter auf eine Wellenlänge reduziert. Ein Interferenzfilter besteht aus zwei semitransparenten Schichten die eine transparentes Dielektrikum umgeben (vgl. Abb. 5). Das eintretende Licht wird durch die reflektierenden Außenschichten mehrmals reflektiert, was zu Interferenzen führt. Mit Hilfe dieser Vielzahl-Interferenz ist es möglich, durch Variierung der Dicke des Filters, nur vereinzelte Wellenlängen passieren zu lassen. Das monochromatische Licht trifft anschließend auf ein zweites Glan-Thompson-Prisma der zwei Teilstrahlen unterschiedlicher Polarisation erzeugt. Die Intensität der beiden ausgehenden Strahlen hängt dabei von der Polarisation des eingehenden Lichtstrahls ab. Die beiden Teilstrahlen werden mit Hilfe von Sammellinsen auf jeweils eine Photodiode fokussiert. Die Photodioden transformieren die Intensität des auftretenden Lichtes in einen Strom. Das Signal der beiden Photdioden wird auf einen Differenzverstärker gegeben, welcher, namensgebend, beide Signale voneinander subtrahiert und die resultierende Differenz verstärkt. Die dem *Balance Schema* folgende Messmethode bietet eine besonders hohe Genauigkeit. Das Signal des Differenzverstärkers wird zu einem Selektivverstärker weitergeleitet. Mit dem Selektivverstärker soll die Genauigkeit der Messung weiter verbessert werden. Hierzu wird die Verstärkerfrequenz des Selektivverstärkers auf die Frequenz des Lichtzerhackers eingestellt. Die Abstimmung des Selektivverstärkers auf die Lichtzerhackerfrequenz verbessert signifikant das Signalrauschverhältnis. Abschließend

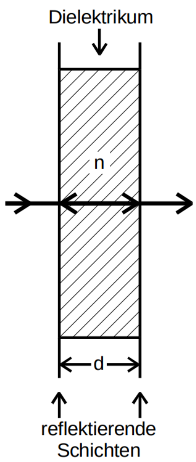

Abbildung 5: Schmeatischer Aufbau eines Interfernzfilters [2].

wird das verstärkte Signal in ein Oszilloskop eingespeist.

2.2 Kalibrierung und Messprogramm

Zu Beginn der Kalibrierung wird überprüft, ob das von den Sammellinsen fokussierte Licht auf den Sensitivbereich der jeweiligen Photodioden fällt. Anschließend wird eine Photodiode mit dem Selektivverstärker verbunden. Die Verstärkerfrequenz des Selektivverstärkers wird nun solange variiert, bis eine maximale Signalamplitude auf dem Oszilloskop eingestellt wurde. Nachdem die Verstärkerfrequenz eingestellt ist, werden beide Photodioden an den Differenzverstärker angeschlossen.

Die Bestimmung des Polarisationswinkel ϑ erfolgt mit Hilfe eines an dem ersten Glan-Thompson-Prisma angebrachten Goniometer. Nachdem Einsetzen einer Probe und eines Filters, wird das Goniometer so lange variiert, bis ein Signalminiumun auf dem Oszilloskop gefunden wird. Der am Goniometer eingestellte Winkel ϑ_1 wird notiert. Eine Änderung des Magnetfeldes um $2B$ kann durch eine Umpolung des Magnetfeldes bewirkt werden. Nach der Umpolung wird ein weiteres Mal mit dem Goniometer ein Minimum gesucht und der dazugehörige Winkel ϑ_2 notiert. Aus den beiden vermerkten Winkeln ist es nun möglich, den Drehwinkel der Polarisationsebene ϑ über den Zusammenhang

$$\vartheta = \frac{1}{2}(\vartheta_1 - \vartheta_2) \tag{11}$$

zu bestimmen. Die Winkel ϑ_1 und ϑ_2 werden nun für verschiedene Interferenzfilter bestimmt. Nach der Vermessung aller Proben ist es möglich die effektive Masse der Donatorelektronen zu bestimmen. Abschließend wird mit Hilfe einer Hallsonde das Magnetfeld im inneren der Spule vermessen.

3 Auswertung

Nachfolgend werden die Ergebnisse der durchgeführten Messungen vorgestellt. Die anfallenden Rechnungen und Ausgleichsrechnungen werden mithilfe von *python* und seiner Bibliotheken durchgeführt.

3.1 Magnetfeldmessung

Die aufgenommenen Daten zur Bestimmung des maximalen Magnetfeldes innerhalb des Elektromagneten sind in Tabelle 1 aufgeführt. Eine grafische Darstellung der Abhängigkeit zwischen Verschiebung z auf der Symmetrieachse der Anordnung und Magnetfeldstärke B ist in Abbildung 6 einzusehen. Für die nachfolgenden Rechnungen wird der maximal gemessene Wert

$$B_{\text{max}} = 410{,}0\,\text{mT} \tag{12}$$

als vorherrschendes Magnetfeld in der Probe angenommen. Auf einen Fit der Daten wird verzichtet, da sehr feinschrittig gemessen wurde.

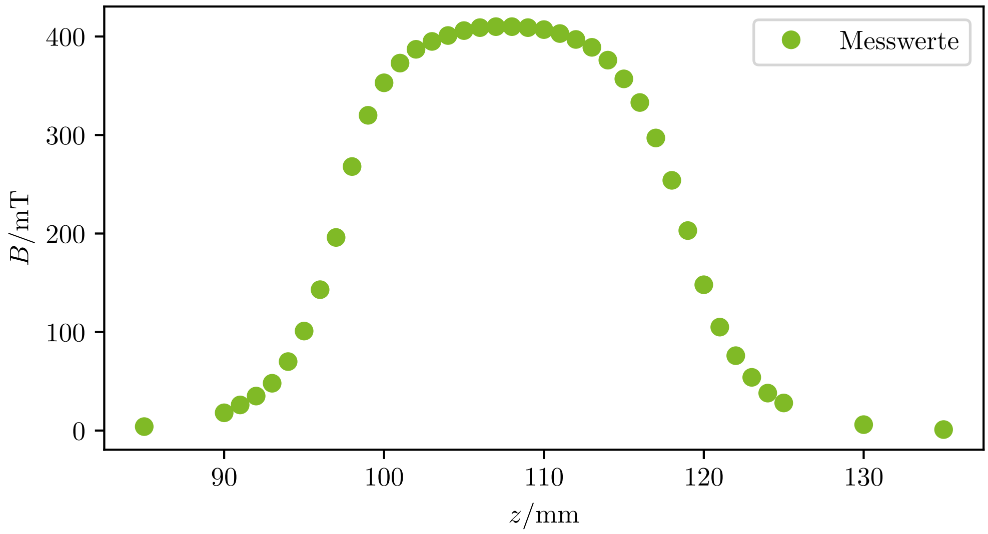

Abbildung 6: Darstellung der Messwerte aus Tabelle 1 zur Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Magnetfeld B und Position z. Die z-Achse ist dabei vollkommen willkürlich gewählt.

3.2 Messung mit undotierter GaAs-Probe

Die Messungen mit der undotierten GaAs-Probe als Referenzsystem für die dotierten Proben liefert die in Tabelle 2 eingetragenen Ergebnisse. Mit der Dicke der Probe $L = 5{,}11\,\text{mm}$ kann für jede Wellenlänge ein normierter Wert der Faradayrotation bestimmt

Tabelle 1: Messwerte der Magnetfeldmessung zur Bestimmung des maximalen Wertes für B. Hierbei bezeichnet z die Verschiebung entlang der Symmetrieachse des Elektromagneten.

z / mm	B / mT	z / mm	B / mT
85	4	109	409
90	18	110	407
91	26	111	403
92	35	112	397
93	48	113	389
94	70	114	376
95	101	115	357
96	143	116	333
97	196	117	297
98	268	118	254
99	320	119	203
100	353	120	148
101	373	121	105
102	387	122	76
103	395	123	54
104	401	124	38
105	406	125	28
106	409	130	6
107	410	135	1
108	410		

werden. Die Messpunkte sind in Abbildung 7 dargestellt. Es zeigt sich ein abfallender Trend der Faradayrotation mit der Wellenlänge. Ein Datenpunkt weicht deutlich hiervon ab, was später weiter diskutiert wird.

Tabelle 2: Messwerte der reinen GaAs Probe. Die eingestellten Winkel am Gorniometer $\vartheta(\pm B)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge λ, daraus berechnete Faradayrotation ϑ_F und auf die Länge der Probe normierte Faradayrotation ϑ_{norm}.

λ/µm	$\vartheta(+B)/°$	$\vartheta(-B)/°$	$\vartheta_F/°$	ϑ_{norm}/rad/mm
1,06	66,50	90,50	24,00	0,082
1,29	69,58	86,33	16,75	0,057
1,45	72,67	86,17	13,50	0,046
1,72	73,42	83,08	9,67	0,033
1,96	69,75	77,08	7,33	0,025
2,16	69,42	75,25	5,83	0,020
2,34	46,00	51,00	5,00	0,017
2,51	17,67	33,67	16,00	0,055
2,65	62,00	68,17	6,17	0,021

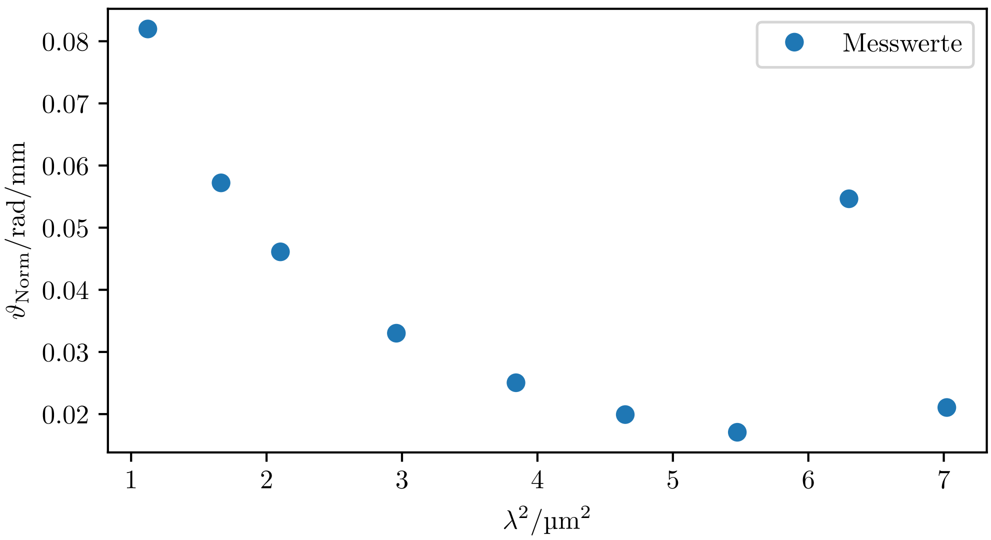

Abbildung 7: Grafische Darstellung der Messwerte aus Tabelle 2 zur Analyse der Faradayrotation der undotierten Probe. Auf Länge der Probe normierte Faradayrotation ϑ_{Norm} in Abhängigkeit des Wellenlängenquadrats λ^2.

3.3 Messung mit dotierten GaAs-Proben

Die Messwerte der dicken ($L = 1{,}36\,\text{mm}$, $N = 1{,}2 \cdot 10^{18}\,1/\text{cm}^3$) und dünnen ($L = 1{,}296\,\text{mm}$, $N = 2{,}8 \cdot 10^{18}\,1/\text{cm}^3$) n-dotierten Probe sind in den Tabellen 4 und 3 aufgeführt. Die Faradayrotation ϑ_F wird jeweils normiert und von diesem Wert für alle

Wellenlängen die normierte Faradayrotaion der undotierten Probe abgezogen. So kann die Faradayrotation $\Delta\vartheta_{\text{norm}}$, die durch die Leitungselektronen bedingt ist, untersucht werden. Die berechneten Werte sind in Abbildung 8 grafisch dargestellt. Es zeigt sich in beiden Fällen eine lineare Abhängigkeit zwischen λ^2 und $\Delta\vartheta$, wie aus Gleichung (10) hervorgeht. Im Fall der dicken Probe weicht ein Datenpunkt deutlich von dem linearen Trend ab. Dieser wird für die lineare Ausgleichsrechnung nicht berücksichtigt. Ein Fit der Daten an ein lineares Modell der Gestalt

$$\Delta\vartheta_{\text{norm}} = A\lambda^2 + B \tag{13}$$

liefert für die dicke Probe

$$A_{\text{dick}} = (9{,}1 \pm 1{,}4) \cdot 10^3\,\frac{\text{rad}}{\text{mm}^3}, \quad B_{\text{dick}} = (0{,}0205 \pm 0{,}0057)\,\frac{\text{rad}}{\text{mm}} \tag{14}$$

und für die dünne Probe

$$A_{\text{dick}} = (1{,}93 \pm 0{,}22) \cdot 10^4\,\frac{\text{rad}}{\text{mm}^3}, \quad B_{\text{dick}} = (0{,}0429 \pm 0{,}0098)\,\frac{\text{rad}}{\text{mm}} \tag{15}$$

Aus der Steigung A lässt sich gemäß Formel (10) die Effektive Masse bestimmen. Die Werte der Naturkonstanten wurden [1] entnommen und für den Brechungsindex wird nach [5] $n = 3{,}4$ angenommen. Für die dicke Probe ergibt sich

$$\begin{aligned} m^*_{\text{dick}} &= (5{,}89 \pm 0{,}45) \cdot 10^{-32}\,\text{kg} \\ \frac{m^*_{\text{dick}}}{m_{\text{e}}} &= 0{,}0647 \pm 0{,}0049. \end{aligned} \tag{16}$$

Und analog für die dünne Probe

$$\begin{aligned} m^*_{\text{dünn}} &= (6{,}18 \pm 0{,}36) \cdot 10^{-32}\,\text{kg} \\ \frac{m^*_{\text{dünn}}}{m_{\text{e}}} &= 0{,}0679 \pm 0{,}0039. \end{aligned} \tag{17}$$

Tabelle 3: Messwerte der dotierten GaAs Probe mit $N = 2{,}8 \cdot 10^{18}\,/\mathrm{cm}^3$ und $L = 1{,}296\,\mathrm{mm}$. Die eingestellten Winkel am Gorniometer $\vartheta(\pm B)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge λ, daraus berechnete Faradayrotation ϑ_F und auf die Länge der Probe normierte Faradayrotation $\Delta\vartheta_{\mathrm{norm}}$ (abzüglich der Faradayrotation der reinen GaAs Probe).

λ/µm	$\vartheta(+B)/°$	$\vartheta(-B)/°$	$\vartheta_F/°$	$\Delta\vartheta_{\mathrm{norm}}$/rad/mm
1,06	72,42	83,92	11,50	0,073
1,29	72,58	81,25	8,67	0,060
1,45	73,75	83,00	9,25	0,078
1,72	72,50	82,00	9,50	0,095
1,96	66,67	78,00	11,33	0,128
2,16	65,58	77,67	12,08	0,143
2,34	41,17	54,92	13,75	0,168
2,51	24,17	39,42	15,25	0,151
2,65	59,92	74,00	14,08	0,169

Tabelle 4: Messwerte der dotierten GaAs Probe mit $N = 1{,}2 \cdot 10^{18}\,/\mathrm{cm}^3$ und $L = 1{,}36\,\mathrm{mm}$. Die eingestellten Winkel am Gorniometer $\vartheta(\pm B)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge λ, daraus berechnete Faradayrotation ϑ_F und auf die Länge der Probe normierte Faradayrotation $\Delta\vartheta_{\mathrm{norm}}$ (abzüglich der Faradayrotation der reinen GaAs Probe).

λ/µm	$\vartheta(+B)/°$	$\vartheta(-B)/°$	$\vartheta_F/°$	$\Delta\vartheta_{\mathrm{norm}}$/rad/mm
1,06	73,83	83,50	9,67	0,042
1,29	74,50	81,50	7,00	0,033
1,45	75,83	81,75	5,92	0,030
1,72	75,42	81,50	6,08	0,045
1,96	70,50	76,42	5,92	0,051
2,16	68,83	75,75	6,92	0,069
2,34	44,67	51,92	7,25	0,076
2,51	26,08	32,67	6,58	0,030
2,65	62,83	70,83	8,00	0,082

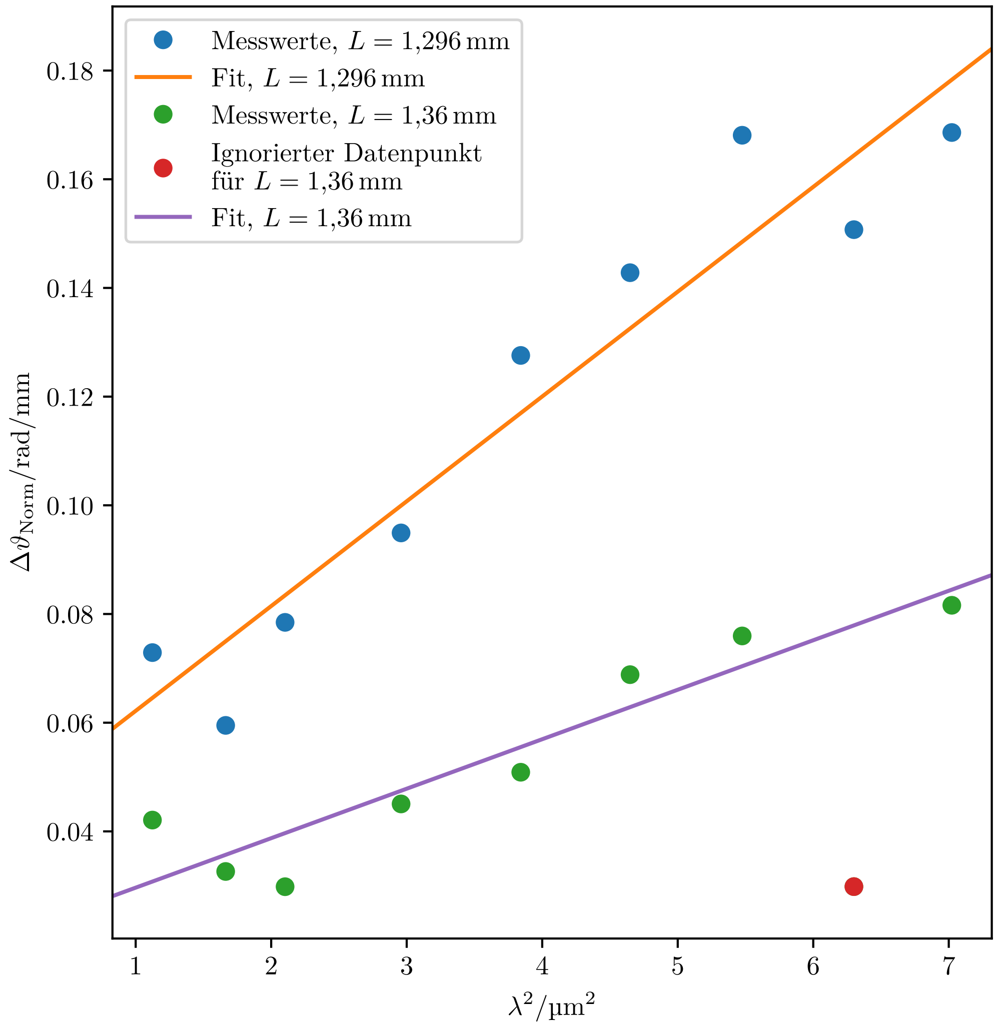

Abbildung 8: Grafische Darstellung der Messwerte aus den Tabellen 3 und 4 zur Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Faradayrotaion der dünnen und dicken dotierten GaAs-Probe. Auf Länge der Probe normierte Faradayrotation $\Delta\vartheta_{\mathrm{Norm}}$ in Abhängigkeit des Wellenlängenquadrats λ^2. Für die dicke Probe wurde der ignorierte Datenpunkt farblich anders markiert.

4 Diskussion

Der lineare Zusammenhang zwischen der Faradayrotation und dem Quadrat der Wellenlänge des Lichtes konnte im Experiment gezeigt werden (siehe Abbildung 8). Das Konzept der effektiven Masse und das Semiklassische Modell für freie Ladungsträger in Halbleitern wird dadurch experimentell bestätigt.

Die beiden gewonnen Werte für die effektive Masse der freien Ladungsträger in n-dotiertem GaAs ($m^*_{\text{dick}} = 0{,}0647 \pm 0{,}0049 m_{\text{e}}$ und $m^*_{\text{duenn}} = 0{,}0679 \pm 0{,}0039 m_{\text{e}}$) liegen in einem ähnlichen Bereich. In der Literatur findet man den Wert $0{,}067 m_{\text{e}}$ [5]. Die experimentellen Ergebnisse stimmen also sehr gut überein und der Aufbau ist als geeignetes Instrument zur Bestimmung der effektiven Masse einzustufen. Hierbei ist jedoch zu erwähnen, dass die Winkelmessung hin zu größeren Wellenlängen erschwert ist, da die Signalstärke abnimmt und so das Minimum am Oszilloskop nur schwer erkannt werden kann. Hierdurch kann auch der offenbar fehlerhafte Datenpunkt in der Abbildung 8 erklärt werden.

Literatur

[1] *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants 2014*. URL: http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html.

[2] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch V46 Faraday-Effekt an Halbleitern*. 2018. URL: http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V46.pdf.

[3] DURST-PRO-USA. *THE THEORY BEHIND THE USE OF CONDENSER LENSES*. 2018. URL: http://www.durst-pro-usa.com/world_images/theofcon.htm (besucht am 13. 11. 2018).

[4] THORLABS. *Glan-Thompson Polarizers*. 2018. URL: https://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=116 (besucht am 13. 11. 2018).

[5] Peter YU und Manuel Cardona. *Fundamentals of Semiconductors - Physics and Materials Properties*. Berlin Heidelberg: Springer Science ans Business Media, 2010, S. 228. ISBN: 978-3-642-00710-1.

V46 – Faraday-Effekt

Chopper Frequenz: ~~560~~ 550 Hz

Selektivverstärker Frequenz: 562 Hz

1. GaAs ~~un~~dotiert $2{,}8 \cdot 10^{18}/\mathrm{cm}^3$; $L = 1{,}296$ mm

~~$\lambda = 1{,}06\ \mu m$~~

λ / μm	$\vartheta(+B)$	$\vartheta(-B)$
1,06	72° 25'	83° 55'
1,29	72° 35'	81° 15'
1,45	73° 45'	83° 00'
schmutzig → 1,72	72° 30'	82° 20'
1,96	66° 40'	78° 00'
2,156	65° ~~40~~ 35'	77° 40'
2,34	41° 10'	54° 55'
2,510	~~32° 10'~~ / 24° 10'	39° 25'
schmutzig → 2,65	~~62° 20'~~ ~~67°~~ 59° 55'	74° 0'

12.11.2018

[signature]

2. GaAs (n-dotiert), $N = 1.2 \cdot 10^{18} \frac{1}{cm^3}$

Dicke = 1.36 mm

λ/µm	ϑ(+B)	ϑ(−B)	
1,06	73° 50'	83°, 30'	
1,29	74° 30'	81° 30'	
1,45	75° 50'	81° 45'	
schmutzig → 1,72	75° 25'	81° 30°	
1,96	70° 30'	76° 25'	
2,156	68° 50'	75° 45'	
2,34	44° 40'	51° 55'	
2,510	~~21° 05'~~ 26° 05'	32° 40'	← Auflösungsvermögen vom Oszi zu schlecht.
schmutzig → 2,65	62° 50'	70° 50'	

3. GaAs (undotiert), Dicke = 5,11 mm

λ/µm	ϑ(+B)	ϑ(−B)
1,06	66° 30'	90° 30'
1,29	69° 35'	86° 20'
1,45	72° 40'	86° 10'
1,72	73° 25'	83° 05'
1,96	69° 45'	77° 05'
2,156	69° 25'	75° 15'
2,34	46° 00'	51° 00'
2,51	17° 40'	33° 40'
2,65	62° 00'	68° 10'

V 46

Magnetfeld

z / mm	B / mT
85	4
90	18
~~95~~	~~100~~
~~100~~	
91	26
92	35
93	48
94	70
95	101
96	143
97	196
98	268
99	320
100	353
101	373
102	387
103	395
104	401
105	406
106	409
107	410
108	410
109	409
110	407
111	403
112	397
113	389
114	376
115	357
116	333
117	297
118	254
119	203
120	148
121	105
122	076
123	54
124	38
125	28
130	6
135	1