

# **V46**

## **Faraday-Effekt an Halbleitern**

Miriam Simm  
miriam.simm@tu-dortmund.de

Katrin Bolsmann  
katrin.bolsmann@tu-dortmund.de

Durchführung: 25.05.2020  
Abgabe: 05.06.2020

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung der effektiven Masse der Leitungselektronen im n-dotiertem Galliumarsenid mithilfe des Faraday-Effekts.

## 2 Theorie

### 2.1 Bandstruktur von Halbleitern

In kristallinen Festkörpern befinden sich die Atome in einem periodischen Gitterpotential. Jedes Elektron eines einzelnen Atoms hat ein diskretes Energieniveau, das mit den Energieniveaus der Nachbarelektronen überlappt, wodurch eine Struktur aus Bändern und Bandlücken entsteht. Innerhalb eines Bandes können sich die Elektronen frei bewegen, sofern nicht alle Zustände darin besetzt sind. Für die Leitfähigkeit von Festkörpern sind das Leitungs- und Valenzband wichtig. Am absoluten Nullpunkt bei  $T = 0\text{K}$  ist das Valenzband das höchst besetzte Energieband. Oberhalb des Valenzbandes liegt das Leitungsband, das bei Isolatoren und Halbleitern durch eine Bandlücke vom Valenzband getrennt ist. Befinden sich Elektronen im Leitungsband wird das Material elektrisch leitfähig. Bei Metallen überlappen Valenzband und Leitungsband, was ihre Leitfähigkeit erklärt. In Abbildung 1 ist diese Bandstruktur schematisch dargestellt.

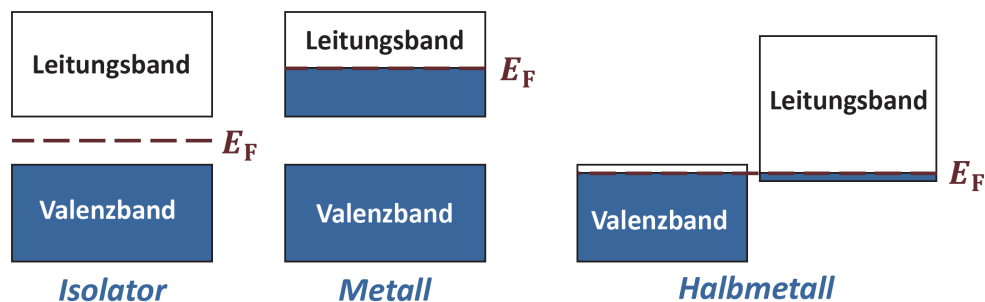


Abbildung 1: Bandstruktur von Isolatoren, Metallen und Halbmetallen.  $E_F$  bezeichnet jeweils die Fermienergie [1, S. 346].

Halbleiter sind daher am absoluten Nullpunkt nicht elektrisch leitfähig. Da die Bandlücke zwischen Leitungsband und Valenzband jedoch nur sehr klein ist, kann sie bei Temperaturen größer als  $T = 0\text{K}$  leicht überwunden werden. Dabei wird ein Elektron durch die thermische Anregung vom Leitungsband ins Valenzband angeregt und hinterlässt ein Loch im Valenzband. Bei Raumtemperatur haben Halbleiter daher eine geringe intrinsische Leitfähigkeit.

Neben der Erhöhung der Temperatur kann die Leitfähigkeit eines Halbleiters auch durch Dotierung erhöht werden. Dazu werden Fremdatome mit anderer Wertigkeit als die Atome des Halbleiters in den Halbleiter eingebracht, wodurch die Ladungsträgerdichte erhöht wird. Unterschieden wird dabei zwischen n-Dotierung und p-Dotierung. N-Dotierung bezeichnet das Einbringen von Fremdatomen mit jeweils einem Überschuss-

elektron in den Festkörper. Diese Atome werden als Donatoren bezeichnet, und die Energie der Donatorelektronen liegt knapp unterhalb der Leitungsbandkante. Das Überschusselektron kann dann leicht ins Leitungsband angeregt werden, wodurch sich die Leitfähigkeit erhöht. Bei p-Dotierung wird ein Fremdatom eingebracht, das ein Elektron weniger als die Atome des Festkörpers hat. Dieses Akzeptoratom führt zu einem zusätzlichen Loch innerhalb des Valenzbandes, das dann von anderen Valenzbandelektronen besetzt werden kann.

## 2.2 Effektive Masse

Um die Bewegung von Elektronen in einem Festkörper beschreiben zu können, wird das Konzept der effektiven Masse eingeführt. Elektronen in einem Festkörper bewegen sich quasifrei. Wird ihre Masse durch eine effektive Masse ersetzt, die den Einfluss des periodischen Potentials des Gitters berücksichtigt, können sie als freie Teilchen betrachtet werden und ihre Bewegungsgleichung vereinfacht sich. Dazu wird  $\varepsilon(\vec{k})$  bis zur zweiten Ordnung in eine Taylorreihe um  $k = 0$  entwickelt, folgt für die effektive Masse  $m^*$

$$m_i^* = \frac{\hbar^2}{\left[ \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2} \right]_{k=0}}$$

mit  $i = x, y, z$ . Bei Kristallen mit hinreichend hoher Symmetrie ist die effektive Masse nicht richtungsabhängig, sondern in alle Richtungen gleich, was auch bei GaAs der Fall ist.

## 2.3 Faraday-Rotation

Liegt an einem transparenten Medium ein Magnetfeld an, so dreht sich die Polarisationssebene einer linear polarisierten Welle beim Durchgang durch das Medium, sofern das Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle liegt. Dieser magnetooptische Effekt ist die Faraday-Rotation.

Eine linear polarisierte Welle kann als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen mit gleicher Frequenz und entgegengesetzter Umlaufrichtung betrachtet werden.

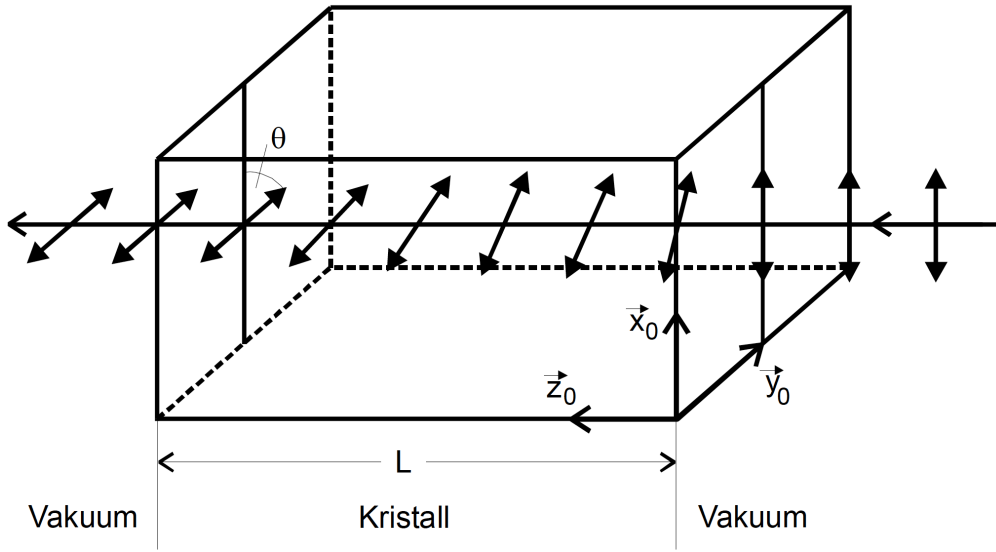


Abbildung 2: Effekt der Faraday-Rotation: Drehung der Polarisationssebene einer elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch ein Medium mit parallel zur Ausbreitungsrichtung angelegtem Magnetfeld [2].

Die linear polarisierte Welle  $E(z)$  wird nun in eine rechts- und linkszirkular polarisierte Welle mit Ausbreitung in  $\vec{z}$ -Richtung zerlegt

$$E(z) = \frac{E_R(z) + E_L(z)}{2},$$

sodass für Wellenzahlen  $k_R \neq k_L$  für die Anteile gilt

$$E_R(z) = (E_0 \vec{x}_0 - iE_0 \vec{y}_0) e^{ik_R z} \quad E_L(z) = (E_0 \vec{x}_0 + iE_0 \vec{y}_0) e^{ik_L z}.$$

Beim Einfall in das Medium bei  $z = 0$  ist die Polarisation der Welle dann parallel zur  $\vec{x}$ -Richtung mit  $E(0) = E_0 \vec{x}_0$ . Mit einigen Umformungen folgt für den Drehwinkel

$$\theta = \frac{L\omega}{2} \left( \frac{1}{v_{Ph_R}} - \frac{1}{v_{Ph_L}} \right),$$

wobei  $v_{Ph}$  die Phasengeschwindigkeit der rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Welle und  $L$  die Länge des Materials bedeutet. Wird der Brechungsindex  $n = \frac{c}{v_{Ph}}$  verwendet, vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\theta = \frac{L\omega}{2c} (n_R - n_L)$$

Grund für diesen Effekt sind induzierte elektrische Dipolmomente innerhalb des Materials. Diese entstehen durch die Atome auf den Gitterplätzen, aber auch durch die Bandelektronen, die mit den Atomrümpfen wechselwirken. Zusammen erzeugen diese Dipole

eine makroskopische Polarisation  $\vec{P}$  des Materials. Bei hinreichend kleinem elektrischen Feld gilt für die Polarisation der Zusammenhang

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1)$$

mit der dielektrischen Suszeptibilität  $\chi$ . Ist das Material isotrop ist die Suszeptibilität ein Skalar, im Allgemeinen ist sie jedoch ein Tensor

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}.$$

Dieser Tensor ist oft symmetrisch, sodass eine Hauptachsentransformation durchgeführt werden kann. Falls im Suszeptibilitätstensor jedoch nicht-diagonale, konjugiert komplexe Koeffizienten auftreten, ist Doppelbrechung im Material möglich. Der Tensor hat dann die Form

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Mit der elektromagnetischen Wellengleichung und der dielektrischen Verschiebung  $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  folgt für die Wellenzahl  $k$

$$k_{\pm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{(1 + \chi_{xx}) \pm \chi_{xy}}.$$

Daraus folgen mit  $v = \frac{\omega}{k}$  zwei Phasengeschwindigkeiten

$$v_{Ph_R} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx} + \chi_{xy}}} \quad v_{Ph_L} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx} - \chi_{xy}}},$$

die größer bzw. kleiner als die Phasengeschwindigkeit

$$v_{Ph} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx}}}$$

bei  $\chi_{xy} = 0$  sind. Für die Feldstärkekomponenten der durchlaufenden Welle folgt dann

$$E_x = \begin{cases} +iE_y & \text{für } k_+ \\ -iE_y & \text{für } k_- \end{cases},$$

was zeigt, dass die linkszirkular und rechtszirkular polarisierte Welle verschiedene Phasengeschwindigkeiten haben, sodass die Polarisationsrichtung der Welle beim Durchgang durch das Medium gedreht wird. Der Drehwinkel  $\theta$  ist dann

$$\theta = \frac{L}{2} (k_+ - k_-).$$

Da  $\chi_{xy}$  klein gegen  $1 + \chi_{xx}$  ist gilt dann näherungsweise

$$\theta \approx \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy}.$$

## 2.4 Einfluss des Magnetfeldes

Bei optisch inaktiver Materie gilt für die Einträge des Suszeptibilitätstensors  $\chi$  nun dass  $\chi_{ij} = 0$  für  $i \neq j$ , sodass der Effekt der zirkularen Doppelbrechung nicht auftritt. Das ändert sich, wenn ein Magnetfeld angelegt wird. Ein gebundenes Elektron folgt dann der Bewegungsgleichung

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + K \vec{r} = -e_0 \vec{E}(r) - e_0 \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B},$$

wobei  $m$  die Masse und  $e_0$  die Ladung des Elektrons,  $K$  eine Konstante, die die Bindung an die Umgebung beschreibt, und  $\vec{r}$  die Auslenkung aus der Ruhelage ist. Für die Feldstärke  $\vec{E}$  gilt  $E(t) \sim e^{-i\omega t}$  und mit der Polarisierung  $\vec{P} = -Ne_0 \vec{r}$  folgt

$$-m\omega^2 \vec{P} + K \vec{P} = e_0^2 N \vec{E} + ie_0 \omega \vec{P} \times \vec{B}$$

mit Komponenten

$$(-m\omega^2 + K) P_x = Ne_0^2 E_x + ie_0 \omega P_y B \quad (3)$$

$$(-m\omega^2 + K) P_y = Ne_0^2 E_y - ie_0 \omega P_x B \quad (4)$$

$$(-m\omega^2 + K) P_z = Ne_0^2 E_z \quad (5)$$

bei einem Magnetfeld in  $z$ -Richtung. Weiterhin gilt für die Polarisierung auch Gleichung (1) und für eine nichttriviale Lösung der Gleichungen (3) müssen nicht-diagonale Elemente im Suszeptibilitätstensor existieren. Damit diese Elemente unabhängig von den Feldstärkekomponenten  $E_x$  und  $E_y$  sind müssen sie imaginär sein, und nach der Trennung von (3) in Real- und Imaginärteil hat der Suszeptibilitätstensor die gleiche Gestalt wie in Gleichung (2). Mit der Tensorkomponente  $\chi_{xy}$  ergibt sich der Drehwinkel dann zu

$$\theta = \frac{e_0^3}{2\varepsilon_0 c m^2} \frac{\omega^2}{(-m\omega^2 + \frac{K}{m})^2 - (\frac{e_0}{m} \omega B)^2} \frac{NBL}{n}.$$

Hierbei ist  $\sqrt{\frac{K}{m}}$  die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  und  $\frac{Be_0}{m}$  die Zyklotronfrequenz  $\omega_c$ , die bei einem Magnetfeld  $B \approx 1\text{T}$  die Größenordnung  $10^{11}\text{Hz}$  hat. Die Messfrequenz und die Resonanzfrequenz bei Halbleitern liegt meistens im nahen Infrarotbereich,  $\omega_0 = 10^{14} - 10^{15}\text{Hz}$ , weswegen gilt dass

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \omega^2 \omega_c^2.$$

Mit einer Messfrequenz, die weit unterhalb von  $\omega_0$  liegt ergibt sich für den Winkel  $\theta$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$

$$\theta(\lambda) \approx \frac{2\pi^2 e_0^3 c}{e_0 m^2} \frac{1}{\lambda^2 \omega_0^4} \frac{NBL}{n}. \quad (6)$$

Im Grenzfall  $\omega_0 \rightarrow 0$  folgt mit der effektiven Masse  $m^*$  für quasifreie Elektronen

$$\theta_{\text{frei}} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 e_0 c^3} \frac{\lambda^2}{(m^*)^2} \frac{NBL}{n}. \quad (7)$$

### 3 Aufbau

Der in diesem Versuch verwendete Aufbau ist in Abbildung 3 dargestellt.

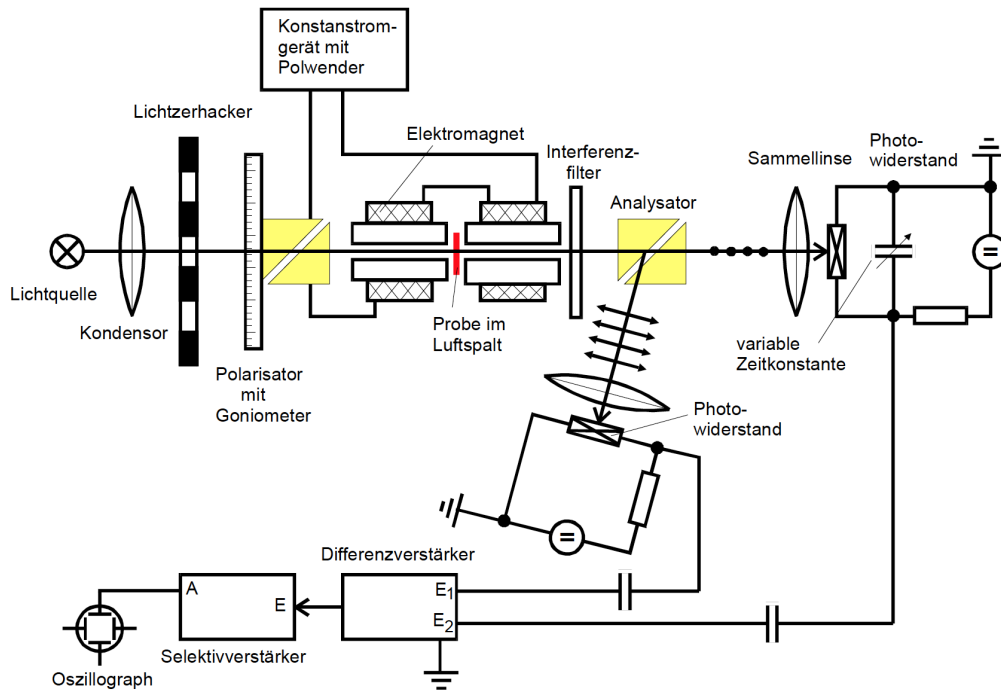


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des Versuchs zur Messung der Faraday-Rotation mit Zweistrahlverfahren [3].

Eine Halogenlampe emittiert Licht im nahen Infrarot-Bereich. Dieses Licht durchläuft eine Sammellinse und einen Lichtzerhacker, der das einfallende Licht in Impulse zerhackt. Das Licht trifft dann auf das Glin-Thompson-Prisma aus Kalkspat, wodurch es linear polarisiert wird. Hier ist außerdem ein Goniometer zur Messung der Winkelstellung integriert. Die scheibenförmige Probe befindet sich in der Symmetrieebene eines Elektromagneten, das mit einem Konstantstromgerät ein zeitlich konstantes Magnetfeld erzeugt. Hinter dem Magnet befindet sich ein Interferenzfilter und ein zweites Glin-Thompson-Prisma, welches das einfallende Licht in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlenbündel aufteilt, die jeweils eine Sammellinse passieren und dann auf einen Photowiderstand aus Bleisulfid treffen, der die Lichtintensität misst. Die Photowiderstände sind an einen Differenzverstärker angeschlossen, der über einen Selektivverstärker, dessen Frequenz an die des Lichtzerhackers angepasst wird, mit einem Oszilloskop verbunden ist. Die Ausgangsspannung des Differenzverstärkers ist proportional zur Differenz der Eingangsspannungen und verschwindet, sobald diese übereinstimmen, sodass das Oszilloskop als Nulldetektor genutzt wird.

## 4 Durchführung

Vor Beginn der Messung wird die Apparatur justiert. Außerdem wird mit der Probe und einem Interferenzfilter mit  $1,06\text{ }\mu\text{m}$  überprüft, ob durch Drehen des Polarisators eine Signalamplitude von fast Null erreicht wird und ob nach einer Drehung der Polarisators um etwa  $90^\circ$  ein weiteres Minimum auftritt. Zuerst wird mit einer Hallsonde bei maximaler Stromstärke die magnetische Flussdichte  $B(z)$  in Abhängigkeit vom Abstand  $z$  gemessen. Zuerst wird dazu nach dem Maximum von  $B(z)$  gesucht und dann um das Maximum herum mit Werten von  $z = 100\text{ mm}$  bis  $z = 127\text{ mm}$  die magnetische Flussdichte gemessen. Dann wird mit drei GaAs-Proben, deren Eigenschaften in Tabelle 2 aufgeführt sind, und neun verschiedenen Interferenzfiltern von  $1,06\text{ }\mu\text{m}$  bis  $2,65\text{ }\mu\text{m}$  die Faraday-Rotation vermessen. Dazu wird jeweils das Signal am Oszilloskop minimiert und die Winklereinstellung am Goniometer abgelesen. Für jede Probe wird die Messung zweimal durchgeführt, wobei jeweils nach dem ersten Durchgang das Magnetfeld umgepolt wird.

## 5 Auswertung

### 5.1 Bestimmung der maximalen magnetischen Flussdichte

In Tabelle 1 sind die gemessenen Werte für die magnetische Flussdichte dargestellt.

Tabelle 1: Messwerte der Magnetischen Flussdichte  $B(z)$ .

$z/\text{mm}$	$B/\text{mT}$	$z/\text{mm}$	$B/\text{mT}$
100	116	114	396
101	150	115	395
102	184	116	393
103	215	117	386
104	252	118	376
105	289	119	364
106	314	120	345
107	339	121	323
108	357	122	293
109	372	123	262
110	382	124	227
111	390	125	190
112	394	126	153
113	396	127	125

Diese werden in Abbildung 4 gegen  $z$  aufgetragen und das Maximum bestimmt. Der Maximalwert der magnetischen Flussdichte entspricht dem Feld am Ort der Probe, somit



wird für die nachfolgenden Rechnungen der Wert

$$B = 396 \text{ mT} \quad (8)$$

verwendet.

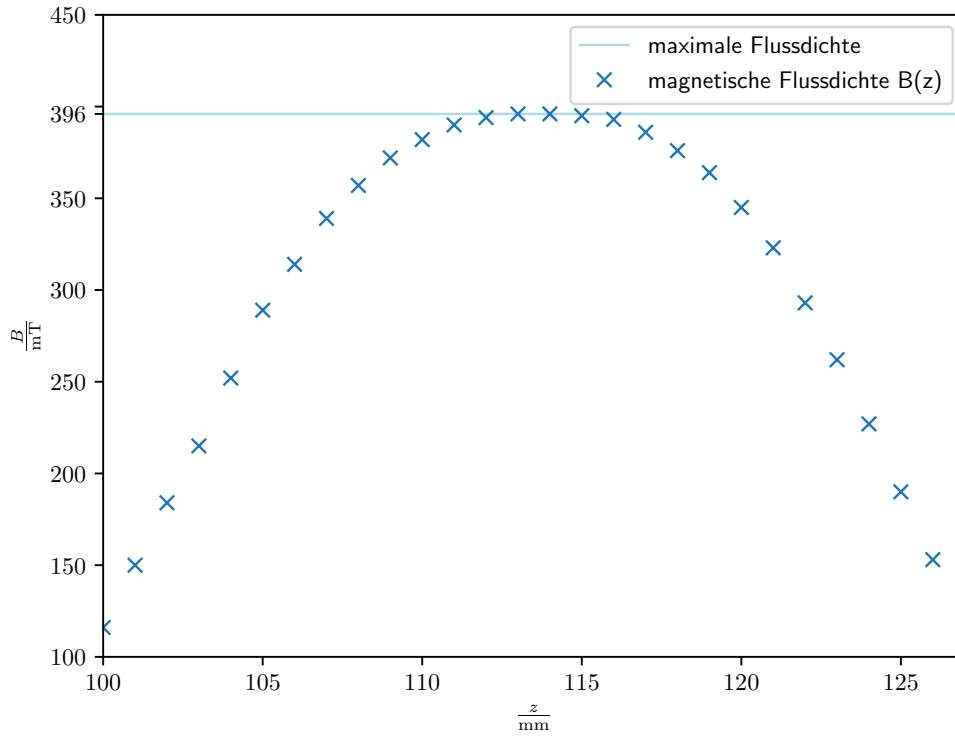


Abbildung 4: Messwerte der Magnetische Flussdichte  $B(z)$ . Der Maximalwert liegt bei  $B = 396 \text{ mT}$ .

## 5.2 Bestimmung der Rotationswinkel der Faraday Rotation

Es werden drei verschiedene Proben von Galliumarsenid untersucht. Hierbei handelt es sich um eine undotierte und zwei n-dotierte Proben, deren Eigenschaften in Tabelle 2 zu finden sind.

Tabelle 2: Eigenschaften der untersuchten Galliumarsenidproben.

	Probe 1	Probe 2	Probe 3
Dotierung $N/cm^{-3}$	-	$1,2 \cdot 10^{18}$	$2,8 \cdot 10^{18}$
Dicke $L/mm$	5,11	1,36	1,296

Die Messwerte der Drehwinkel sind in Tabelle 3 aufgelistet. Hierbei handelt es sich bei  $\theta_1$  und  $\theta_2$  je um die Winkel die bei unterschiedlich gepoltem Magnetfeld gemessen wurden.

Tabelle 3: Messdaten für die Rotationswinkel für je zwei Polrichtungen des Magnetfeldes  $B$ , für 3 verschiedene Proben bei verschiedenen Wellenlängen.

$\lambda/\mu m$	Probe 1		Probe 2		Probe 3	
	$\theta_1$	$\theta_2$	$\theta_1$	$\theta_2$	$\theta_1$	$\theta_2$
1,06	143°50'	167°00'	148°20'	158°00'	150°10'	159°30'
1,29	148°00'	164°00'	150°00'	157°20'	150°35'	157°20'
1,45	148°20'	160°15'	146°35'	154°50'	150°10'	159°00'
1,72	151°00'	160°00'	149°40'	156°15'	149°20'	161°10'
1,96	157°30'	164°40'	250°35'	161°50'	154°25'	164°30'
2,156	159°15'	169°45'	249°10'	164°10'	156°15'	168°00'
2,34	182°50'	187°00'	223°20'	191°10'	176°00'	191°35'
2,51	193°30'	218°35'	213°10'	203°15'	178°00'	203°30'
2,65	239°30'	248°15'	239°45'	249°40'	151°00'	174°45'

Für die nachfolgenden Rechnungen werden die Winkel, welche in Gradmaß angegeben sind, mittels der Formel

$$1 \text{ rad} = \frac{360^\circ}{2\pi} \quad (9)$$

in Bogenmaß umgerechnet. Hierbei ist zu beachten, dass die Gradmaß-Skala auf 60 skaliert ist und somit

$$1' = 0.16^\circ$$

entspricht. Der auf die Probenlänge normierte Rotationswinkel der Polarisationssebene errechnet sich dann mittels der Formel

$$\theta = \frac{1}{2L}(\theta_2 - \theta_1) \quad . \quad (10)$$

Damit die Längeneinheiten die gleiche Einheit besitzen, wird  $L$  hierzu in Mikrometer umgerechnet, da auch  $\lambda$  diese Einheit hat. In Tabelle 4 sind die umgerechneten und skalierten Werte des Rotationswinkels der einzelnen Proben zu finden. Diese Werte sind anschließend für jede der Proben gegen  $\lambda^2$  aufgetragen, wie in den Abbildungen 5, 6 und 7 dargestellt ist.

Tabelle 4: Die gemessenen Rotationswinkel der drei Proben je auf die Probendicke skaliert.

$\theta_{\text{Probe 1}}/(10^{-5} \mu\text{m}^{-1})$	$\theta_{\text{Probe 2}}/(10^{-5} \mu\text{m}^{-1})$	$\theta_{\text{Probe 3}}/(10^{-5} \mu\text{m}^{-1})$
4,03	6,20	6,28
2,73	4,70	4,55
2,03	5,29	5,95
1,54	4,22	7,97
1,22	-56,94	6,79
1,79	-54,54	7,91
0,71	-20,64	8,42
4,28	-6,37	4,94
1,49	6,37	10,83

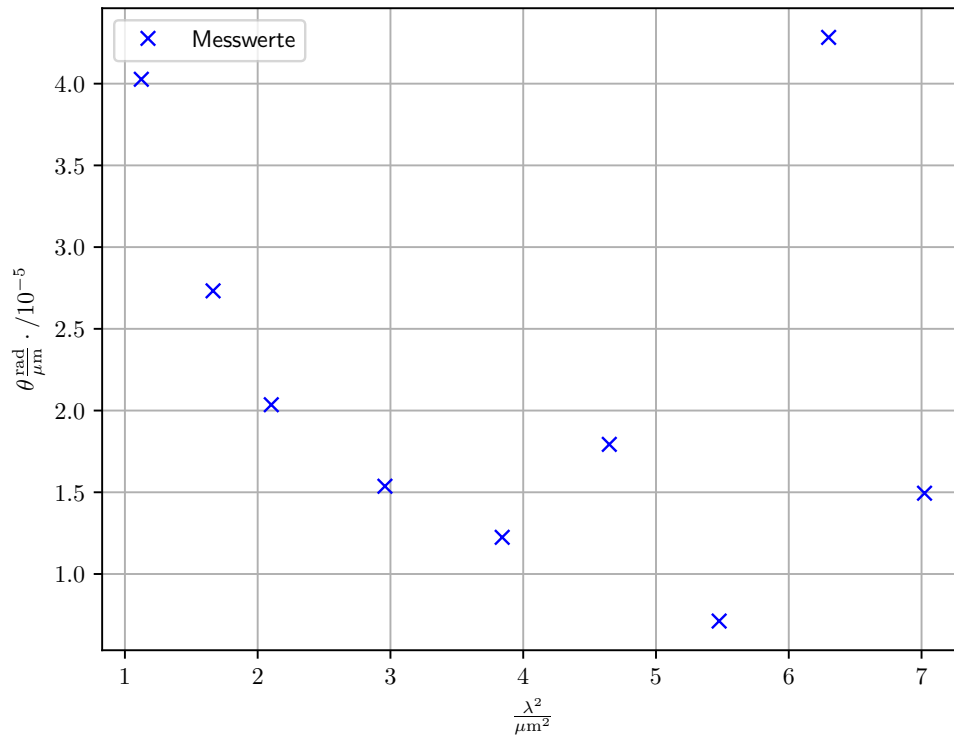


Abbildung 5: Messwerte des Faraday-Rotationswinkels der Messung mit der reinen Galliumarsenidprobe (Probe 1). Der Rotationswinkel ist hierzu auf die Länge der Probe  $L = 5110 \mu\text{m}$  skaliert und gegen  $\lambda^2$  aufgetragen.

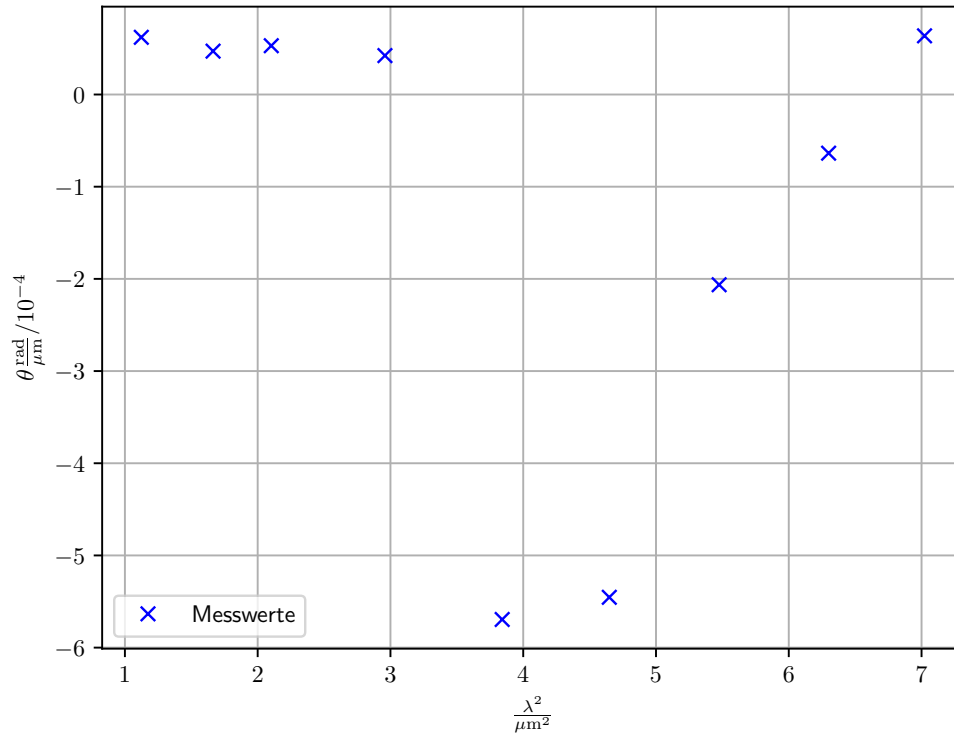


Abbildung 6: Messwerte des Faraday-Rotationswinkels der Messung mit der dotierten Galliumarsenidprobe (Probe 2) mit einer Dotierungsdichte von  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Der Rotationswinkel ist hierzu auf die Länge der Probe  $L = 1360 \mu\text{m}$  skaliert und gegen  $\lambda^2$  aufgetragen.

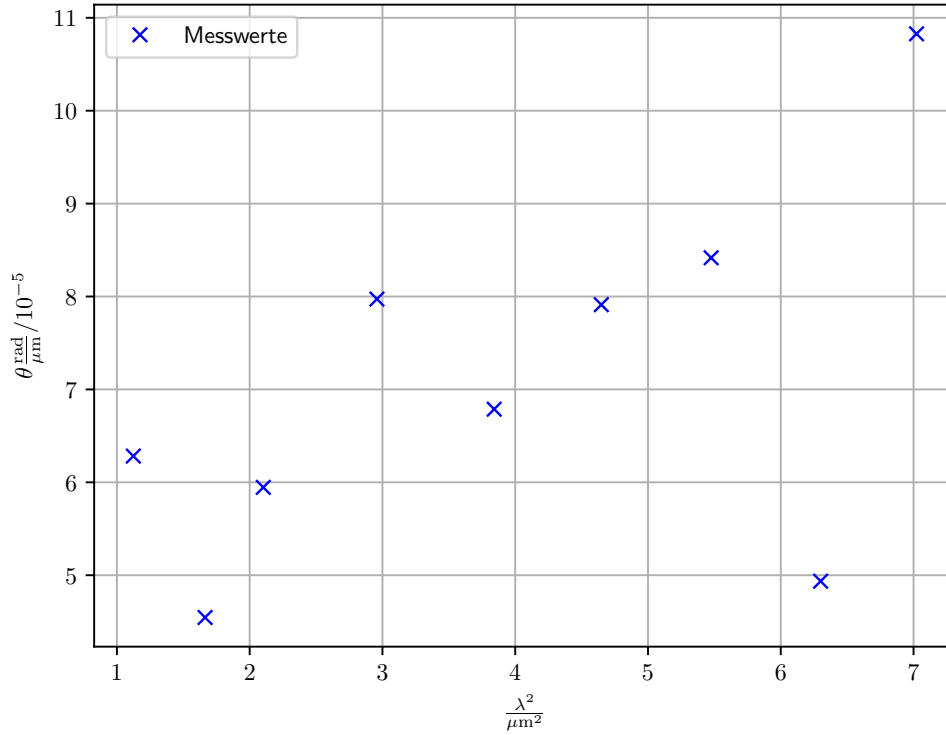


Abbildung 7: Messwerte des Faraday-Rotationswinkels der Messung mit der dotierten Galliumarsenidprobe (Probe 3) mit einer Dotierungsdichte von  $N = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Der Rotationswinkel ist hierzu auf die Länge der Probe  $L = 1296 \mu\text{m}$  skaliert und gegen  $\lambda^2$  aufgetragen.

### 5.3 Bestimmung der effektiven Masse der Elektronen in Galliumarsenid

Um die effektive Masse der Elektronen in dem Halbleiter zu bestimmen, wird der Rotationswinkel der durch die Leitungselektronen hervorgerufen wird gemäß

$$\theta_{\text{frei}} = |\theta_{\text{undotiert}} - \theta_{\text{dotiert}}| \quad (11)$$

berechnet und anschließend gegen  $\lambda^2$  aufgetragen, wie in Abbildungen 8 und 9 für beide dotierte Proben zu sehen ist.

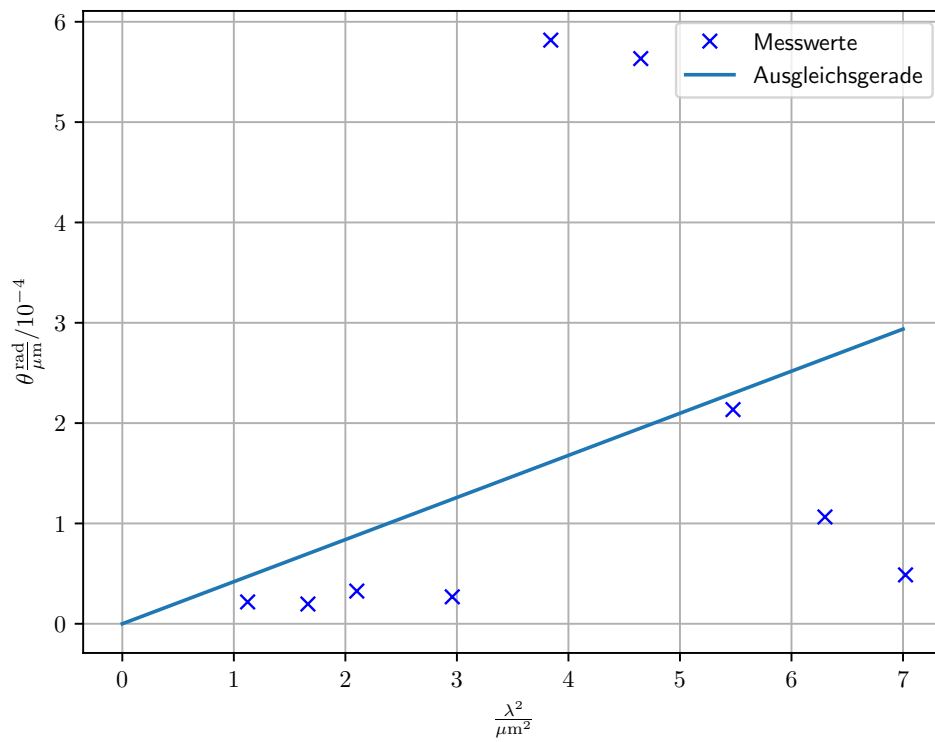


Abbildung 8: Der Rotationswinkel, welcher durch die Leitungselektronen hervorgerufen wird, aufgetragen gegen  $\lambda^2$ . Hierbei wurde  $\theta_{\text{frei}}$  aus dem Rotationswinkel der undotierten und der leicht dotierten Probe (Probe 2) gemäß 11 berechnet.

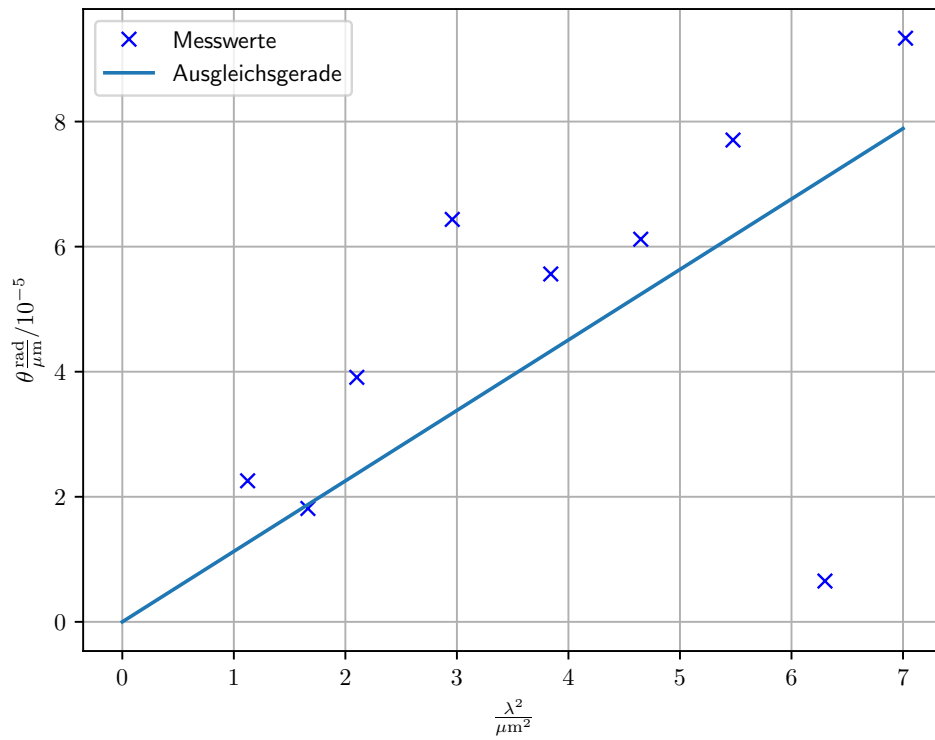


Abbildung 9: Der Rotationswinkel, welcher durch die Leitungselektronen hervorgerufen wird, aufgetragen gegen  $\lambda^2$ . Hierbei wird  $\theta_{\text{frei}}$  aus dem Rotationswinkel der undotierten und der stärker dotierten Probe (Probe 3) gemäß 11 berechnet.

Zur Ermittlung des Proportionalitätsfaktors zwischen  $\theta_{\text{frei}}$  und  $\lambda^2$  wird eine Ausgleichsrechnung

$$\theta_{\text{frei}}(\lambda^2) = a \cdot \lambda^2$$

durchgeführt. Für diese ergeben sich die Proportionalitätsfaktoren

$$\begin{aligned} a_1 &= (4,196 \pm 0,003)10^{-5} \mu\text{m}^{-3} \\ a_2 &= (1,127 \pm 0,004)10^{-5} \mu\text{m}^{-3} \quad . \end{aligned}$$

Der Zusammenhang zwischen dem Rotationswinkel  $\theta_{\text{frei}}$  und der Wellenlänge  $\lambda$  ist gemäß Formel 7 gegeben, woraus sich mittels Koeffizientenvergleich für den Proportionalitätsfaktor der Zusammenhang 13 ergibt. Durch Umstellen der Gleichung 13 ergibt sich der Ausdruck, mit welchem die effektive Masse berechnet werden kann

$$a = \frac{e_0^3 N B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n (m^*)^2} \quad (12)$$

$$\Leftrightarrow m = \sqrt{\frac{e_0^3 N B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n a}} \quad (13)$$

Zur Berechnung der effektiven Masse wird für den Brechungsindex der Literaturwert  $n = 3,354$  bei  $\lambda = 1,77 \mu\text{m}$  [4] verwendet. Somit folgen für die effektive Masse die beiden Werte

$$\begin{aligned} m_1^* &= (0,0298 \pm 0.0011) \cdot m_e \\ m_2^* &= (0.0879 \pm 0.0017) \cdot m_e \quad . \end{aligned}$$

## 6 Diskussion

Wie erwartet ist bei der Messung der Kraftflussdichte des Magnetfeldes ein kleines Plateau beim Maximalwert zu erkennen. Somit konnte der Wert für das Feld am Ort der Probe leicht bestimmt werden.

Die gemessenen Werte der Rotationswinkel des undotierten Leiters in Abbildung 5 zeigen nicht den nach 6 erwarteten  $\sim \frac{1}{\lambda^2}$  Verlauf. Dies lässt sich durch eventuelle Messfehler erklären. Bei der Messung kam es bei einigen Wellenlängen zu dem Problem, dass der Nullabgleich sehr schwierig war. So kam es häufig bei kleineren Wellenlängen zu einer Übersteuerung des Selektivverstärkers. Ebenso war die Messung mit dem  $1,72 \mu\text{m}$  Plättchen besonders schwierig, da dieses einige Mängel aufwies. Es wirkte daher so, als würde mehr Licht durch das Plättchen durchkommen, als es eigentlich sollte, da häufig eine Übersteuerung bei minimaler Drehung des Glan-Thomson-Prismas auftrat.

Der Verlauf der Messwerte in Abbildung 6 und 7 kann vorerst nicht beurteilt werden, da hier der Einfluss aller Elektronen im Halbleiter eine Rolle spielt und somit keine genaue Aussage über die Abhängigkeit zur Wellenlänge  $\lambda$  getroffen werden kann. Jedoch sollte der Rotationswinkel des Faraday-Effekts, wenn der Einfluss der freien Elektronen isoliert wird, proportional zu  $\lambda^2$  sein. Dieses Verhalten ist in den Abbildungen 8 und 9



nur begrenzt zu beobachten, wobei die Ergebnisse der stärker dotierten Probe bis auf einen Ausreißer, annähernd den erwarteten linearen Verlauf zeigen.

Das Ergebnisse der Bestimmung der effektive Masse der Leitungselektronen in Galliumarsenid sind

$$\begin{aligned} m_1^* &= (0,0298 \pm 0.0011) \cdot m_e \\ m_2^* &= (0.0879 \pm 0.0017) \cdot m_e \end{aligned} .$$

Verglichen mit dem Literaturwert für die effektive Masse der Leitungsbandelektronen im Halbleiter Galliumarsenid  $m = 0,063 m_e$  [5] weist der erste Wert eine Abweichung von circa 52% auf, während der zweite Wert mit einer Abweichung von circa 40% dem Literaturwert etwas näher kommt. Der Mittelwert der beiden Ergebnisse  $\bar{m} = (0,05885 \pm 0.0005) \cdot m_e$  weicht jedoch um nur 6% vom Literaturwert ab.

Zusammenfassend sind die Ergebnisse besser als der Verlauf der Messdaten zu Beginn vermuten lässt. Trotzdem sollte erwähnt werden, dass systematische Fehler dieses Experiment beeinflusst haben. So war es zum Beispiel sehr schwierig, die Apparatur genau zu justieren, was sich bereits dadurch zeigte, dass die Winkel, bei dem der Nullabgleich erreicht war, keinen 90°-periodischen Verlauf zeigten, sondern eher 100°-periodisch waren. Außerdem ist der Brechungsindex  $n$ , welche für die Berechnung der effektiven Masse  $m^*$  benötigt wurde, ebenfalls abhängig von der Wellenlänge. Dieser wurde in diesem Experiment aber als konstant angenommen.

## Literatur

- [1] Rudolf Gross und Achim Marx. *Festkörperphysik*. 3. Aufl. De Gruyter, 2018.
- [2] Technische Universität Dortmund. *Anhang 1, V46 - Faraday-Effekt an Halbleitern*. 2019.
- [3] Technische Universität Dortmund. *V46 - Faraday-Effekt an Halbleitern*. 2019.
- [4] Filmmetrics. *Brechungsindex von Gallium-Arsenide*. URL: <https://www.filmmetrics.de/refractive-index-database/GaAs/Gallium-Arsenide>.
- [5] *GaAs - Gallium Arsenide, Basic Parameters at 300 K*. URL: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/basic.html>.