

V46

## **Faraday-Effekt an Halbleitern**

Philipp Zolthoff  
philipp.zolthoff@tu-dortmund.de

Moritz Bosse  
moritz.bosse@tu-dortmund.de

Durchführung: 15.12.2021

Abgabe: 99.99.9999

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Bandstrukturen in Festkörpern . . . . .	3
2.2 Dotierung von Halbleitern . . . . .	3
2.3 Effektive Masse . . . . .	4
2.4 Zirkulare Doppelbrechung . . . . .	5
2.5 Zirkulare Doppelbrechung durch Polarisation . . . . .	5
2.6 Faraday-Effekt . . . . .	6
<b>3 Aufbau</b>	<b>8</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>10</b>
4.1 Justage der Apparatur . . . . .	10
4.2 Messreihen zur bestimmung der Drehwinkel . . . . .	11
4.3 Messreihe zur Bestimmung der Magnetfeldstärke . . . . .	11
<b>5 Auswertung</b>	<b>12</b>
5.1 Bestimmung des magnetischen Feld . . . . .	12
5.2 Bestimmung der effektiven Masse . . . . .	12
<b>6 Anhang</b>	<b>15</b>
<b>Literatur</b>	<b>17</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist die Bestimmung der effektiven Masse von Leitungselektronen in n-dotierten Galliumarsenidproben mit Hilfe der Faraday-Rotation.

## 2 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden einige Vorüberlegungen welche für das Verständnis des Versuchs vonnöten sind dargelegt wie, Bandstrukturen in Festkörpern, Halbleiter, Polarisierungen elektromagnetischer Wellen, der Begriff der effektiven Masse bishin zum Faraday-Effekt.

### 2.1 Bandstrukturen in Festkörpern

In einem einzelnen Atom besitzen die Elektronen diskrete Energieniveaus. Diese lassen sich oft auch noch theoretisch bestimmen. Schwieriger wird es hingegen bei Festkörpern, denn dort werden die Elektronen auch vom gesamten Gitterpotential beeinflusst. Auf Grund von einer großen Anzahl gleicher Atome und dem Pauliprinzip kommt es zu möglichen Zuständen um das bei einem einzelnen Atom vorliegende Energieniveau herum. Es bilden sich Bandstrukturen welche ebenfalls diskrete Energieniveaus beinhalten, allerdings auf Grund der hohen Atomanzahl  $N$  oft als kontinuierlich angenommen werden.

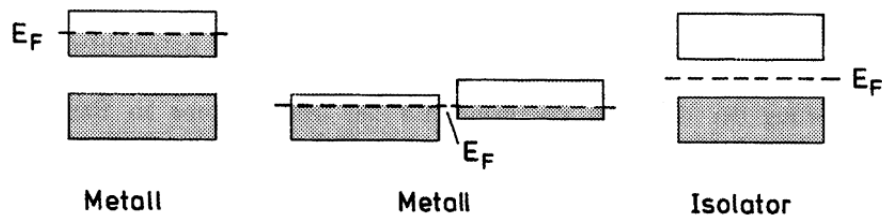
Die Zustände welche bei  $T = 0\text{ K}$  besetzt sind liegen per Definition im Valenzband. Eine wichtige Eigenschaft von Festkörpern ist die Leitfähigkeit. Diese hängt sehr stark von der vorliegenden Bandstruktur ab. Unterschieden wird zwischen Leitern, Halbleitern und Isolatoren. Alle weisen eine unterschiedliche Charakteristik in der Bandstruktur auf, welche in Abbildung ... angedeutet wird.

Bei leitenden Stoffen sind unmittelbar über den bereits besetzten Zuständen noch erlaubte Energieniveaus frei. Somit tragen diese ohne weiteres zur elektrischen Leitfähigkeit bei. Dies kann beispielweise durch eine Überlappung von Valenzband und Leitungsband oder einem nicht voll besetztem Valenzband entstehen.

Halbleiter und Isolatoren besitzen eine Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband wodurch die Valenzelektronen eine gewisse Energie von außen benötigen bevor sie in das Leitungsband gelangen können. Zusätzlich ist das Valenzband voll gefüllt und trägt nicht zur Leitfähigkeit bei. Der Unterschied zwischen Halbleiter und Isolator besteht in der Größenordnung der Bandlücke. Isolatoren besitzen ohne Verunreinigungen Bandlücken von mehreren Elektronenvolt Größenordnung. Diese Energie kann bei Normalbedingungen also beispielsweise einer Raumtemperatur von  $300\text{ K}$  nicht aufgebracht werden. Bei Halbleiter ist diese Bandlücke meist klein genug, um auch bei Raumtemperatur schon elektrisch leitend zu sein. Wenn dies nicht der Fall ist, oder die Leitfähigkeit angepasst werden soll, kann der Halbleiter dotiert werden.

### 2.2 Dotierung von Halbleitern

Im folgenden Versuch wird eine n-dotierte Galliumarsenidprobe untersucht. Eine n-Dotierung beschreibt das Einbringen eines Fremdatoms in den Halbleiter, welche jeweils



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung der Bandstrukturen von Metallen(Leitern), Halbleitern und Isolatoren. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die größtmögliche Energie eines Elektrons im Festkörper bei einer Temperatur  $T = 0\text{ K}$ . Diese Energie ist auch als Fermienergie  $E_F$  bekannt. Darstellung nach [1].

ein zusätzliches Valenzelektron besitzen. Diese zusätzlichen Valenzelektronen sind nun deutlich schwächer gebunden und somit besitzen die Donatorzustände nur eine kleine Bandlücke zum Leitungsband. Je nach Halbleiter und Dotierungsatom sind diese Bandlücken nur noch einige Millielektronenvolt groß. Sie sind so auch bei Raumtemperatur leitend.

Eine weitere Dotierungsmöglichkeit ist die p-Dotierung. Hierbei werden Fremdatome mit jeweils einem Valenzelektron weniger in den Festkörper gebracht. Es liegt also im Vergleich zum vorherigen Atom eine Elektronenfehlstelle vor. Diese Fehlstelle kann nun von anderen Valenzelektronen gefüllt werden. Die Löcher können also ab einer gewissen Energie durch den Festkörper wandern. Dieser Prozess wird Löcherleitung genannt.

### 2.3 Effektive Masse

Die effektive Masse stellt ein Hilfsmittel zur Beschreibung von Elektronen oder auch Elektronen-Loch-Paaren in Gittern dar. Diese bewegen sich in einem Kristall innerhalb des gesamten Gitterpotentials welches nur schwer zu beschreiben und damit zu rechnen ist. Viel einfacher ist eine Betrachtung von freien Teilchen wobei die Dispersionsrelation

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} \quad (1)$$

bekannt ist. Damit diese Beziehung auch für quasifreie Teilchen gilt, muss die Masse angepasst werden. Bezeichnet wird diese als effektive Masse  $m^*$ . Diese lässt sich durch die doppelte Ableitung aus der Energie extrahieren. Für ein eindimensionales Gitter mit ist dies leicht, da sich die Wellenzahl auf einen Skalar reduziert und es ergibt sich

$$m^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2} \right)^{-1}.$$

Im Allgemeinen muss dies nicht nur auf drei Dimensionen erweitert, sondern es muss auch die Symmetrie und somit die Struktur des Kristalls berücksichtigt werden. Wenn

der Wellenvektor  $k_N$  Elemente besitzt dann lässt sich die effektive Masse als

$$(m^*)_{ij} = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E(\vec{k})}{\partial k_i \partial k_j} \right)^{-1}. \quad (2)$$

angeben, also als Tensor welcher durch eine Matrix mit  $N \times N$  Einträgen dargestellt werden kann.

## 2.4 Zirkulare Doppelbrechung

Unter zirkularer Doppelbrechung wird die Drehung der Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Welle durch einen Kristall verstanden. Im folgenden wird erläutert wie sich dies durch Superposition von links- und rechtszirkularen Wellen beschreiben lässt. Eine zirkulare Welle beschreibt eine in transversal zur Propagationsrichtung schwingende Welle. Wobei eine Komponente um  $\pm\pi/2$  phasenverschoben ist. Daraus ergeben sich folgende Darstellungsmöglichkeiten für links- und rechtszirkulare Wellen

$$\begin{aligned} E_l &= (E_0 \hat{x} + iE_0 \hat{y}) e^{ik_l z}, \\ E_r &= (E_0 \hat{x} - iE_0 \hat{y}) e^{ik_r z}. \end{aligned}$$

Hier wurde als mögliche Ausbreitungsrichtung die  $z$ -Richtung gewählt. Leicht zu erkennen ist, dass bei gleicher Phasengeschwindigkeit, also gleicher Wellenzahl  $k_r = k_l$ , bei Superposition eine lineare Welle entsteht. Es lässt sich also schreiben

$$E(z) = \frac{1}{2}(E_l + E_r).$$

Bei Eintritt in einen Kristall beispielsweise, können durch die Gitterstrukturen die Phasengeschwindigkeit der links- und rechtszirkularen Wellen voneinander unterscheiden. Sei die Durchlaufslänge der Welle durch den Kristall  $L$ , so ergibt sich bei  $z = L$

$$E(L) = E_0 e^{i\phi} (\cos(\theta) \hat{x} + \sin(\theta) \hat{y}) \quad \text{mit} \quad \theta := \frac{L}{2}(k_r - k_l), \quad \phi := \frac{L}{2}(k_r + k_l).$$

Also resultiert eine um  $\theta$  gedrehte lineare Polarisationsrichtung. Gezeigt wurde also, dass eine linear polarisierte Welle, ausgedrückt durch links- und rechtszirkulare Wellen, welche in einem Medium zwei unterschiedliche Phasengeschwindigkeit besitzen, seine Polarisationsrichtung ändert. Darauf aufbauend lässt sich nun eine makroskopische Erklärung finden.

## 2.5 Zirkulare Doppelbrechung durch Polarisation

In einem Festkörper wird die zirkulare Doppelbrechung durch viele elektrische Dipolmomente hervorgerufen. Diese bilden sich zwischen den Bandelektroten und den Gitteratomen durch der in dem Festkörper propagierenden Welle aus. Die makroskopische Polarisation eines Kristalls beschreibt die Summer aller Dipolmomente pro Volumeneinheit und lässt sich beschreiben durch

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}. \quad (3)$$

Dabei beschreibt das  $\chi$  die dielektrische Suszeptibilität und sie hängt maßgeblich von dem vorliegenden Kristall, nicht nur im Wert, sondern auch in der Form ab. Bei einem isotropen Kristall reduziert sich die Suszeptibilität auf ein Skalar. Im Allgemeinen ist diese aber ein Tensor, wodurch sich die Gleichung ... auch in Matrixschreibweise formulieren lässt

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (4)$$

In einem Festkörper mit makroskopischer Polarisierung werden die Maxwellgleichungen nun über die dielektrische Verschiebung bestimmt. Dabei gilt

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (5)$$

Für einen Ansatz der dielektrischen Suszeptibilität kann die Wellengleichung nun gelöst werden und es zeigt sich, dass dieser Ansatz

$$\tilde{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix} \quad (6)$$

die Transversalität der Welle wahrt und zwei Lösungen mit

$$\begin{aligned} k_+ &= \frac{\omega}{c} \sqrt{(1 + \chi_{xx}) + \chi_{xy}} \quad \rightarrow \quad v_{\text{ph,r}} = \frac{c}{\sqrt{(1 + \chi_{xx}) + \chi_{xy}}}, \\ k_- &= \frac{\omega}{c} \sqrt{(1 + \chi_{xx}) - \chi_{xy}} \quad \rightarrow \quad v_{\text{ph,l}} = \frac{c}{\sqrt{(1 + \chi_{xx}) - \chi_{xy}}}. \end{aligned}$$

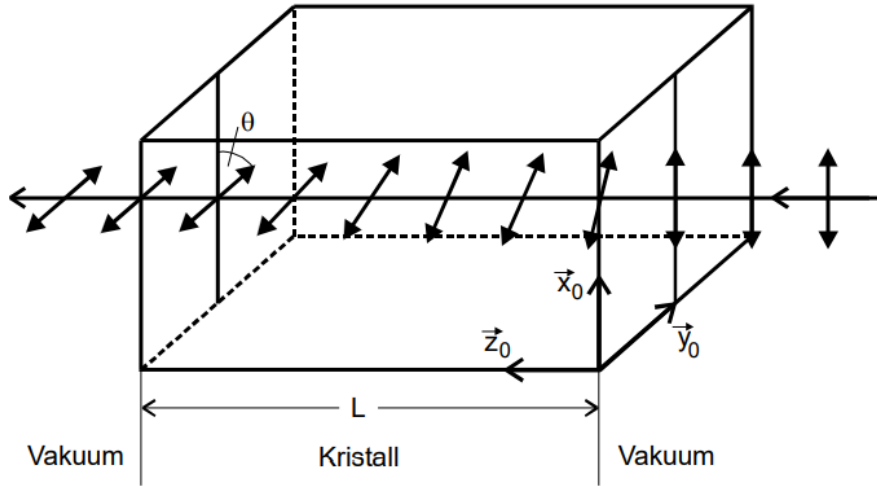
liefert. Daraus folgt also, dass die Lösungen verschiedene Phasengeschwindigkeiten haben. Außerdem entstehen die folgenden Zusammenhänge der Feldkomponenten

$$E_x = iE_y \quad \text{für } k_+ \quad \quad E_x = -iE_y \quad \text{für } k_-$$

Diese weisen die gleiche Form auf, wie die in Gleichung ... und da die Wellengleichung stets linear ist, ist auch eine Superposition der  $k_+$  und  $k_-$  Lösungen eine Lösung der Gleichung. Gezeigt wurde also, dass es bei einem Festkörper mit einer dielektrischen Suszeptibilität der Form ..., zu einer Drehung der Polarisationsrichtung kommt.

## 2.6 Faraday-Effekt

Bisher wurde nur die Polarisationsänderung bei optisch aktiven Medien gezeigt. Nun lässt sich zeigen, dass diese Drehung ebenfalls bei Anlegen eines magnetischen Feldes parallel in Ausbreitungsrichtung der Welle, an optisch inaktiven Medien geschieht. Die Abbildung 2 zeigt eine solche Drehung bei einem Magnetfeld parallel zu  $\vec{z}_0$ . Durch die zuvor dargelegte



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung der Faraday-Rotation an einem Kristall. Dabei ist das Magnetfeld parallel zur  $\vec{z}_0$  Richtung ausgerichtet. Abbildung nach [2].

dielektrische Suszeptibilität lässt sich ein optisch inaktives Medium durch vollständig verschwindende nicht Diagonalelemente, also  $\chi_{ij} = 0$  für  $i \neq k$ , beschreiben.

In dem Fall eines angeschalteten B-Feldes verhalten sich die Elektronen in den Bändern des Festkörpers anders. Auf sie wirkt nun zusätzlich die Lorentzkraft. Es lässt sich eine Bewegungsgleichung für die Elektronen aufstellen, unter der Annahme einer Bindung der Elektronen durch ein harmonisches Potential mit Bindungskonstante  $K$ . Die Bewegungsgleichung nimmt die folgende Form an

$$\underbrace{m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}}_{\text{Newton}} + \underbrace{K \vec{r}}_{\text{Bindung}} = \underbrace{-e \vec{E}}_{\text{Coulomb}} - \underbrace{-e \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B}}_{\text{Lorentz}}. \quad (7)$$

Das  $\vec{r}$  beschreibt die Auslenkung eines Elektrons aus seiner Gleichgewichtslage. In einem klassischen Wellenansatz steckt die zeitabhängigkeit lediglich in einem Phasenfaktor  $\vec{r} \propto \exp(i\omega t)$ , wodurch sich die Differentialgleichung vereinfachen lässt. Außerdem geht mit der Verschiebung  $\vec{r}$  auch eine Polarisation einher. Diese ist proportional zur Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit  $N$

$$\vec{P} = -eN\vec{r}. \quad (8)$$

Dies kann nun genutzt werden, um die Differentialgleichung zu lösen. Hierbei muss wieder ein Ansatz für die Suszeptibilität gemacht werden. Diagonalelemente sind nötig, für die Existenz einer nicht-trivialen Lösung, und die nicht Diagonalelemente müssen rein imaginär sein, damit diese Komponenten nicht von den Feldstärken abhängen, denn dann wären sie bereits ohne magnetisches Feld doppelbrechend. Ein möglicher Ansatz

sieht folgendermaßen aus

$$\tilde{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ i\chi_{yx} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Die Lösung der Differentialgleichung liefert die Bedingung  $\chi_{xy} = -\chi_{yx}$ , wodurch dieselbe Form wie in ... hergestellt wurde. Diese durch das B-Feld entstehende Drehung der Polarisationsrichtung wird Faraday-Effekt genannt. Der Drehwinkel ergibt sich zu

$$\theta = \frac{e^3}{2\epsilon_0 c} \frac{\omega^2}{(K - \omega^2 m)^2 - (e\omega B)^2} \frac{NBL}{n}. \quad (10)$$

Wie bei einem klassischen harmonischen Oszillator lässt sich noch eine Resonanzfrequenz  $\omega_0$  definieren, sowie auch eine Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  als

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}, \quad (11)$$

$$\omega_c = \frac{e}{m} B. \quad (12)$$

Die Zyklotronfrequenz ist bei Magnetfeldern von  $B \approx 1$  T bei Größenordnungen von  $10^{11}$  Hz, wobei die Resonanzfrequenz, sowie die verwendete Frequenz im Infrarotbereich  $10^{14}$  -  $10^{15}$  Hz liegt. Die Näherung  $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \omega^2 \omega_c^2$  liefert nun

$$\theta \approx \frac{e^3}{2\epsilon_0 c m^2} \frac{\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \frac{NBL}{n}.$$

Nun lässt sich noch der Fall quasifreier Ladungsträger betrachten. Dazu kann  $\omega_0 \rightarrow 0$  angenommen werden. Zusätzlich lässt sich die Frequenz  $\omega$  durch die Wellenlänge  $\lambda$  ausdrücken

$$\theta \approx \frac{e^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2} \lambda^2 \frac{NBL}{n}. \quad (13)$$

Damit diese Gleichung trotz leichter Bindung der Leitungselektronen gilt, wird hier die Masse  $m$  mit der effektiven Masse  $m^*$  ersetzt. Außerdem ist es sinnvoll den Winkel  $\theta$  auf die Probenlänge  $L$  zu normieren, wodurch folgt

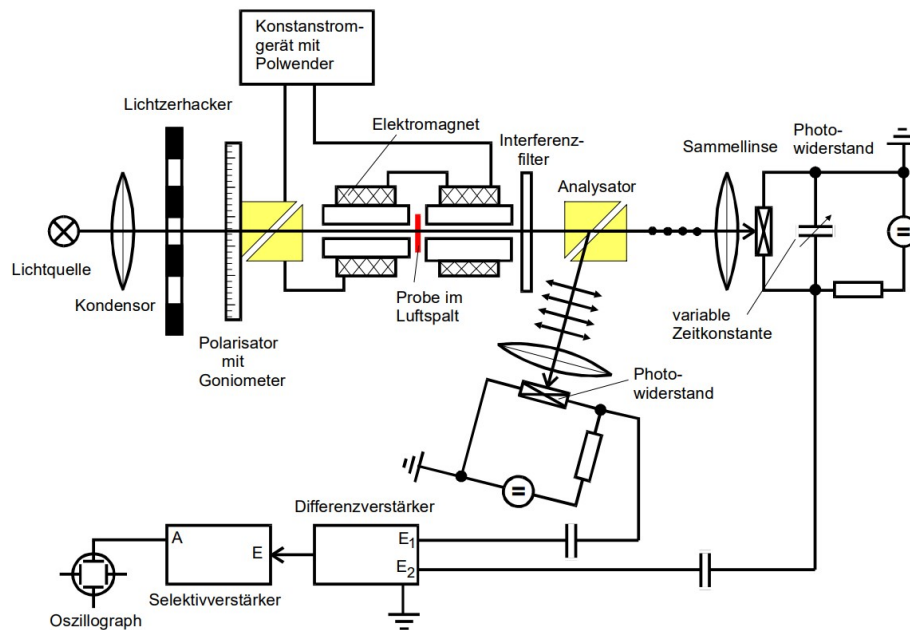
$$\theta \approx \frac{e^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^{*2}} \lambda^2 \frac{NB}{n}. \quad (14)$$

Anhand dieses Verhältnisses lässt sich also die effektive Masse eines Kristalls am Faraday-Effekt bestimmen.

### 3 Aufbau

Der Aufbau beginnt meine einer Halogen-Lampe als Lichtquelle, die also das darauf folgende Element bestrahlt. Das emittierte Spektrum einer solchen Lampe befindet sich





**Abbildung 3:** Schematischer Aufbau einer Aperatur um die Drehung der POLarisation durch den Faraday-Effekt zu messen [3].

größtenteils im infraroten Bereich, was den Halbleiter und ihrer Resonanzfrequenz gut entgegen kommt. Mit einem Kodensor, also einer Sammellinse, wird das Licht eingefangen und so gebrochen, dass das Licht nun parallel zur optischen Achse der Sammellinse weiterläuft. Die Lichtquelle wird genau im Brennpunkt des Kondensors platziert, um dessen Funktion zu garantieren.

In einem darauffolgende „Lichtzerhacker“ wird durch Modulation weitestgehend vermieden, dass weitere leuchtende Quellen im Raum auf das Empfängersignal einwirken. Die bis hierhin modifizierten Lichtstrahlen werden anschließend in einem „Glan-Thompson-Prisma“ aus Kalkspat gebrochen.

Ein solches, doppelbrechendes Prisma ist in der Lage unpolarisiertes Licht zu Polarisieren. Dadurch entstehen aus einem Lichtstrahl, zwei weiter mit senkrecht zueinander stehender Polarisatton. Enzig der erzeugte Strahl, der parallel zur optischen Achse läuft wird verwendet. Unterstützt wird der Verlauf dieser Achse durch eine metallischen Schiene, auf der die einzlnen Elemente montiert werden können.

Ein Konstantstromgerät, mit der Möglichkeit die Polung zu ändern, ist an einem Elektromagneten angeschlossen um ein konstantes (durch Gleichstrom) Magnetfeld zu erzeugen. Dieses Magnetfeld soll später eine Probe umschließen und möglichst gleichmäßig darum verteilt sein. Damit die Verteilung auch bei Eingriffen in den Aufbau möglichst konstant bleibt, bietet es sich an den Magneten mit auf die Schiene zu bauen. Eine

Einbuchtung darin lässt die einzelnen Proben einführen. Diese sind dort senkrecht zum Lichtstrahl festgehalten, der wiederum ungehindert zwischen den Hälften des Magneten strahlen kann. Die Probe, in der schließlich der Farady-Effekt stattfindet, weist eine relativ hohe Dichte auf, weswegen viel Intensität des Lichtes verloren geht. So ist die Wahl vom nötigen Interferenzfilter weitestgehend limitiert auf eine Stelle, nachdem die Strahlen durch die Probe gelangt sind. Gewählt wurde im Aufbau eine Platzierung des Filters direkt hinter dem Magneten. Das Licht erfährt ab hier keine weiteren Intensitätsverluste und kann hier problemlos auf die gewollte Wellenlänge angepasst werden.

Um das nun linear Polarisierete -und zudem gedrehte Licht auswerten zu können, Bedarf es noch ein weiteres Doppelprisma, welches wieder auf der optischen Achse, also der Schiene, montiert wird. Hier wird das Licht entsprechend der Ausrichtung der Polarisatton entweder auf beide, durch Reflektion und Transmission, Möglichen Strahlenwege verteilt, oder im extremen Fall nur in eine Richtung weitergegeben. Die lineare Polarisation bleibt natürlich weiterhin erhalten.

Analog zur Lichtquelle am Anfang, die im Brennpunkt des Kondensor platziert ist, werden nun die beiden möglichen Strahlen über eine andere Sammellinse eingefangen. Dieses mal befinden sich zwei Photowiderstände hinter den Linsen im Brennpunkt. Die Photowiderstände sind varibale Widerstände, die mit zunehmender Intensität durch bestrahlendes Licht abnehmen. Ein Kondensator nach jeweils einem Photowiderstand schwächt mit der Modulation durch den Lichtzerhacker die auftretenden Störeffekte der Widerstände ab. Die beiden Kondensatoren laufen am andere Ende zusammen in ein Element namens „Differenzverstärker“, welcher mit ansteigender Spannungsdifferenz der beiden Kondensatoren selbst auch eine höhere Spannung ausgibt. Seine Spannung ist also quasi proportional zur einlaufenden Differenz. Mit einem Selektivverstärker als Zwischenelement, ist final ein Oszillograph angeschlossen der für den Experimentator die gemessene Spannung anschaulich darstellen kann. Durch den Differenzverstärker ist also ein Minimum eben dann zu erkennen, wenn das erste Doppelprisma genau um  $45^\circ$  zum zweiten verschoben ist.

## 4 Durchführung

Die Durchführung unterteilt sich in mehrere Schritte, welche unter der Justage, also die Ausrichtung der Elemente und der eigentlichen Messung unterscheiden. Nach der optimalen Konfiguration der Elemente gitl es die eigentliche Messreihe vorzunehmen, also die Bestimmung der Winkel. Abschließend biettet es sich an das magnetische Feld mit einer Hall-Sonde abzufahren und so zu messen.

### 4.1 Justage der Apparatur

Der Aufbau wie in 3 gezeigt soll hier hinreichend geprüft und eventuell korrigiert werden. Dabei wir damit begonnen das System ohne Probe und Filter zu untersuchen. So kann optisch festgestellt werden, ob die Prismen das Licht weiter in die richtige Richtung, also

zum einen an das andere Doppelprisma selbst und zum anderen die Photowiderstände, weiterleiten. Dazu werden die Blenden an den Photowiderständen entfernt und die Winkel zum Prisma eben so eingestellt, dass ein deutlich einfallendes und zentriertes Licht auf die Widerstände fällt. Anschließend folgt das Finden einer passenden Resonatorfrequenz für den Selektivverstärker, welche im weiteren Verlauf des Versuches beibehalten wird. Sodann sollten die einzelnen Photowiderstände zusammen an den Differenzverstärker geschlossen werden, dieser wiederum an den Selektivverstärker, welcher die Spannung liefert, die am Oszillographen ausgelesen wird. Um sicherzustellen, dass der Aufbau für etwaige Messungen eingestellt ist, wird das drehbare Prisma am Anfang des Aufbaus solange gedreht, bis am Oszillographen ein klares Minimum erkennbar ist. Die Symmetrie der Prismen verspricht die gleiche Intensität beider Lichtstrahlen, die vom zweiten Prisma ausgehen, wenn die zwei Prismen auf der optischen Achse um  $45^\circ$  zueinander gedreht sind. Sollte also ein zweites, deutliches Minimum nach weiteren  $45^\circ$  zum ersten Minimum erkennbar sein, kann der Aufbau als annehmbar angenommen werden.

#### **4.2 Messreihen zur Bestimmung der Drehwinkel**

Mit einsetzen der Probe und Filter wird auch das magnetische Feld mit einer Spannung von 20 V und der Lichtzerhacker angeschaltet. Die eigentliche Messreihe gestaltet sich dann so, dass bei angelegtem magnetischem Feld und eingeführter Probe und Filter der Winkel des ersten Prismas für ein auftretendes Minimum am Oszillographen gesucht wird. Anschließend wird die Spannung für das magnetische Feld auf 0 V gesetzt und die Stromversorgung umgepolt. Mit wieder voll anlegender Spannung an der Versorgung wird das nun verschwundene Minimum erneut gesucht. Der Vorgang wiederholt sich für alle Proben mit jedem möglichen Interferenzfilter. Die Probe selbst und die Filter nehmen dem Lichtstrahl viel Intensität, weswegen es bei etwaigen Wechslen sich empfiehlt mit einem Gegenstand den Strahl vor den Widerständen zu unterbrechen. So wird vermieden, dass die erzeugten Spannungen zu groß werden und die Elemente überlasten.

#### **4.3 Messreihe zur Bestimmung der Magnetfeldstärke**

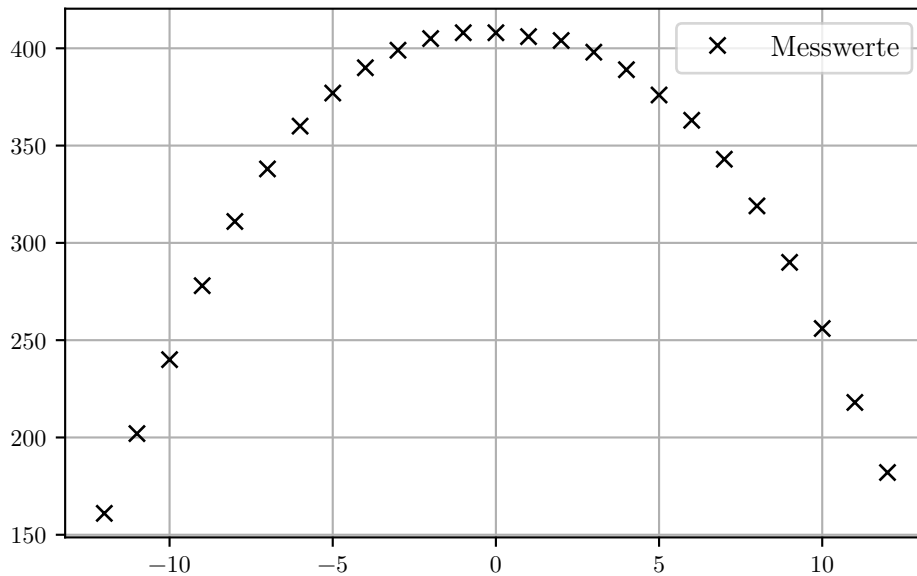
Zuletzt wird gemessen, wie stark die Proben dem Magnetfeld ausgesetzt waren. Dazu werden die hier unnötigen Photowiderstände samt zweitem Prisma entfernt und mit einer Hall-Sonde getauscht. Diese ist fest auf der Schiene zu montieren wobei sie trotzdem, dank eines verschiebbaren Aufsatzes bewegt werden kann. Zudem ist an diesem Aufsatz eine Skala angebracht mit der man also der Magnetfeldstärke eine Entfernung zuordnen kann.

## 5 Auswertung

Die Auswertung ist in zwei Abschnitte unterteilt, die einmal auf die Messung des Magnetfelds eingeht und zum anderen die Bestimmung der effektiven Masse nach ?? durchführt.

### 5.1 Bestimmung des magnetischen Feld

Die Messdaten der Kraftflussdichte vom angelegten, magnetischen Feld sind in Abbildung 4 bei entsprechender Entfernung zur Probeleerstelle aufgetragen.



**Abbildung 4:** In der Abbildung sind die Messwerte aus der Bestimmung des magnetischen Feldes aufgetragen. Deutlich zu sehen ist ein Plateau um die Probenleerstelle herum. Es lässt sich also annehmen, dass um die Probe ein annähernd konstantes Feld anliegt.

Die Messdaten versprechen, dass die Probe einer Feldstärke von  $B \approx 408 \text{ T}$  ausgesetzt waren.

### 5.2 Bestimmung der effektiven Masse

Um die effektive Masse zu bestimmen werden die einzelnen, gemessenen Winkel unter denen ein Minimum gefunden wurde normiert, also als Verhältnis von Winkel zu Länge der Probe dargestellt. Die Messmethodik zur Bestimmung der Polarisationsdrehung verwendet die Umpolung des B-Feldes, wodurch die gemessenen Winkel pro Wellenlänge und Probe durch

$$\theta = \frac{1}{2L}(|\theta_1 - \theta_2|) \quad (15)$$

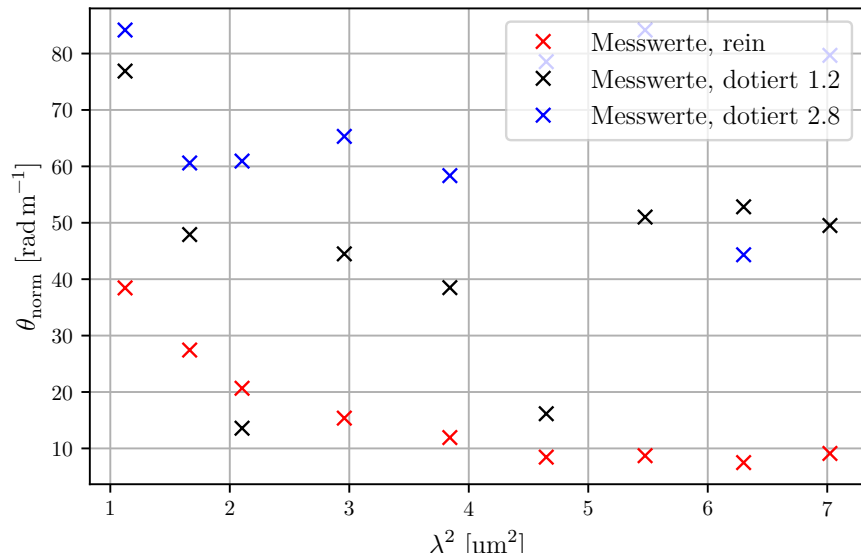
berechnet werden. Die Dicken der Proben entsprechen in diesem Fall der Durchlaufänge  $L$  und sie betragen für die verwendeten Proben

$$L_{\text{undotiert}} = 5,11 \text{ mm}$$

$$L_{1,2} = 1,36 \text{ mm}$$

$$L_{2,8} = 1,296 \text{ mm}$$

Für die drei Proben sind die Messwerte in der Abbildung ?? gezeigt, wobei der Winkel jeweils gegen das Quadrat der, durch den Filter, erlaubten Wellenlänge aufgetragen ist.



**Abbildung 5:** Messwerte der Faraday-Rotationswinkel für die drei unterschiedlichen Proben.

Die gleichen Filter wurden bei jeder Probe verwendet, weswegen es sich nicht anbietet die Werte durch eine „Fit“ zu modellieren. Sie können also direkt, um die Differenz zu der undotierten Probe zu bekommen, voneinander abgezogen werden.

$$\theta_{\text{frei}} = \theta_{\text{dotiert}} - \theta_{\text{undotiert}} \quad (16)$$

In der Tabelle ?? sind die Differenzen aufgelistet. Diese Winkel lassen sich nun wieder gegen  $\lambda^2$  auftragen und eine lineare Regression der Form

$$\theta = a\lambda^2 + b \quad (17)$$

berechnen. Es ergeben sich die Parameter

$$a = 1 \text{ rad } \mu\text{m}^2,$$

$$b = 1 \text{ rad.}$$

Die Messwerte, inklusive Ausgleichsgerade sind in den Abbildungen ... und .. für die jeweiligen Dotierungen angegeben.

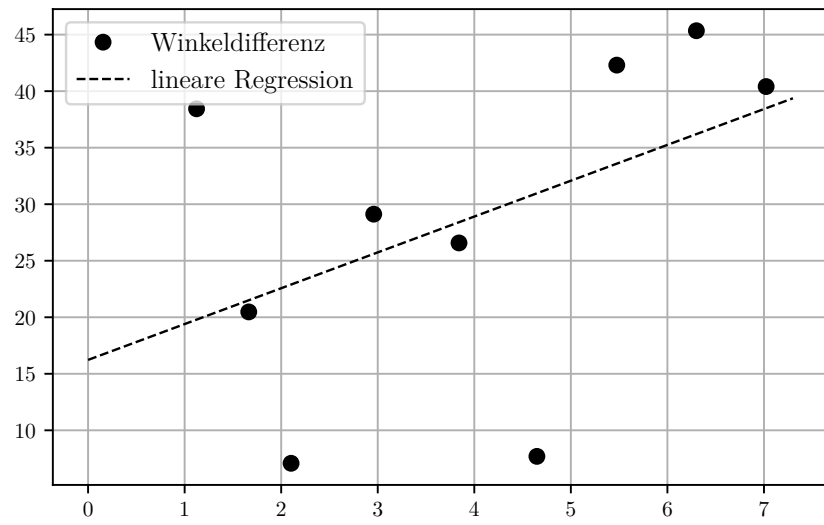


Abbildung 6: hallo

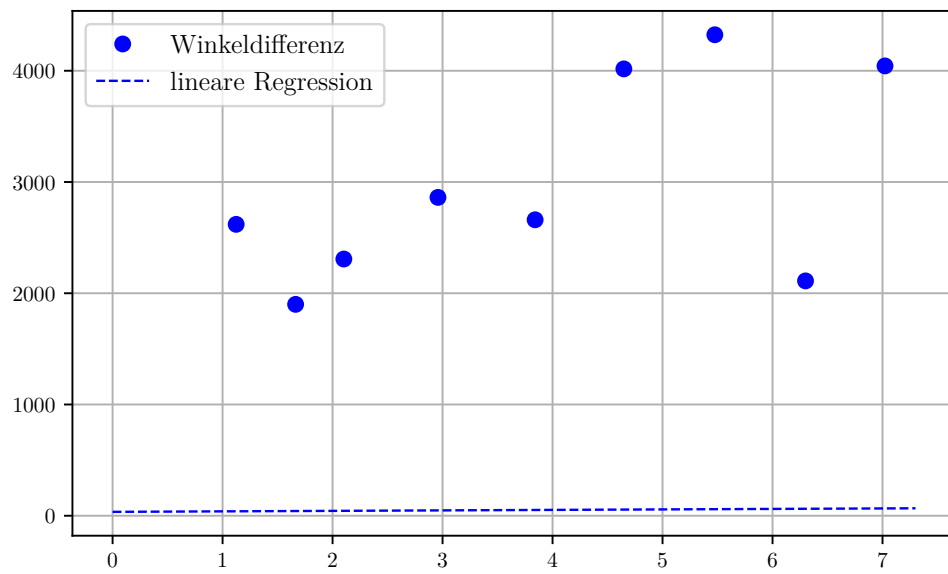


Abbildung 7: hallo

## 6 Anhang

**Tabelle 1:** Gemessene magnetische Flussdichte, ausgehend vom Maximum welches bei der Probenleerstelle liegt.

B [mT]	$\Delta x$ [cm]
161	-12
202	-11
240	-10
278	-9
311	-8
338	-7
360	-6
377	-5
390	-4
399	-3
405	-2
408	-1
408	0
406	1
404	2
398	3
389	4
376	5
363	6
343	7
319	8
290	9
256	10
218	11
182	12

**Tabelle 2:** Gemessene Winkel vor und nach Umpolung des Feldes mit verschiedenen Proben.

	undotiert	$N_{\text{dot}} = 1,2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$	$N_{\text{dot}} = 2,3 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$	
	$\theta$ [°,min]			$\lambda$ [µm]
	136.40	251,00	162,00	1.06
Umpolung→	158.35	262,59	149,30	
	163.40	258,30	154,00	1.29
Umpolung→	147.00	251,20	163,00	
	147.05	259,09	162,60	1.45
Umpolung→	159.11	257,20	153,30	
	161.00	256,60	155,01	1.72
Umpolung→	152.00	250,40	164,43	
	158.40	245,40	161,25	1.96
Umpolung→	165.30	251,40	170,50	
	168.20	250,25	173,45	2.15
Umpolung→	163.05	242,35	162,50	
	185.40	220,30	183,35	2.34
Umpolung→	190.10	228,00	196,05	
	204.02	214,14	210,20	2.51
Umpolung→	199.39	206,00	203,45	
	169.51	245,01	236,15	2.65
Umpolung→	175.11	237,18	248,05	

**Tabelle 3:** Resultierende Differenz zwischen den undotierten Winkeln und den dotierten bei gleichbleibender Filterung.

$\Delta\theta_{1,2}$ [°,min]	$\Delta\theta_{2,8}$ [°,min]	$\lambda$ [µm]
38.43	45.71	1.06
20.47	33.16	1.29
7.08	40.27	1.45
29.11	49.94	1.72
26.57	46.43	1.96
7.69	70.10	2.15
42.30	75.45	2.34
45.34	36.84	2.51
40.40	70.57	2.65



## Literatur

- [1] Konrad Kopitzki und Peter Herzog. „Elektronen im Festkörper“. In: *Einführung in die Festkörperphysik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, S. 132. ISBN: 978-3-662-53578-3. DOI: 10.1007/978-3-662-53578-3\_3. URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-662-53578-3\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-662-53578-3_3).
- [2] *V46 Anhang zu Faraday-Effekt an Halbleitern*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2021.
- [3] *V46 Faraday-Effekt an Halbleitern*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2021.