

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Theorie	1
2.1	Rückblick: Bändermodell	1
2.2	Halbleiter	3
2.2.1	Eigenhalbleiter	3
2.2.2	Störstellenhalbleiter	3
2.2.3	Der Wellenvektor	6
2.3	Die effektive Masse in Halbleitern	7
2.4	Zirkulare Doppelbrechung	8
2.5	Faraday-Effekt	8
3	Versuchsaufbau	9
4	Durchführung	10
4.1	Justage	10
4.2	Aufgaben	11
5	Auswertung	11
5.1	Aufgabe 1: B-Feld	11
5.2	Aufgabe 2: Faraday-Effekt	12
5.3	Aufgabe 3: m^* Bestimmen	12
6	Diskussion	14
	Literatur	15

1 Motivation

Der von MICHAEL FARADAY entdeckte Faraday-Effekt beschreibt das Phänomen der Drehung der Polarisationsachse von linear polarisiertem Licht (em-Wellen) in Materie bei parallel zur Ausbreitungsrichtung angelegtem Magnetfeld. Der Effekt war der erste experimentelle Hinweis für eine Beziehung zwischen Licht und Magnetismus, die vorher schon von z.B. MAXWELL theoretisch postuliert wurde.

In diesem Versuch wird der Faraday-Effekt betrachtet und genutzt, um die effektive Masse von Elektronen in einem Material (Halbleiter) zu bestimmen.

2 Theorie

2.1 Rückblick: Bändermodell

Wird ein einzelnes Atom betrachtet, nehmen darum angeordneten Elektronen diskrete Energieniveaus ein. Nach dem Bändermodell folgt aus der Kristallgitterstruktur eines Festkörpers eine periodische Potentialtopfanordnung. Elektronen befinden sich innerhalb (und teilweise außerhalb) der Töpfe ebenfalls auf diskreten Bahnen, welche sich aufgrund der Wechselwirkungen zwischen den Atomen allerdings in breiten Energiebereichen zeigen. Wie in Abbildung 1 dargestellt, ergeben sich in einer Festkörperstruktur durch den Übergang von Potentialtöpfen diese **Energiebänder**. Zwischen den Bändern liegen die für die Elektronen verbotenen **Bandlücken**.

Innerhalb eines Bandes können sich Elektronen des untersten, aber auch obersten möglichen Niveaus befinden (Bandunter- / Bandoberkante). Einiger Bänder liegen über den Topfgrenzen und sind daher mit den anderen Atomen verknüpft, sodass "leitende Zustände" entstehen, innerhalb welcher sich die Ladungen im ganzen Festkörper bewegen können. Diese Bänder werden demnach als das **Leitungsband** zusammengefasst benannt. Ladungen, die sich in diesen Zuständen befinden, sind also keinem Gitterpunkt mehr fest zugeordnet. Sie bewegen sich durch das gesamte Gitter. Die letzten im Topf liegenden Zustände bilden das **Valenzband**. Die Bezeichnung folgt den Begriffen der Chemie, da in diesem Band die für Bindungen genutzten Elektronen vorhanden sind.

Die für die elektrische Leitung verantwortlichen freien Ladungen verhalten sich im Kristallgitter wie ein Elektronengas. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen lässt sich dabei vereinfacht elektrostatisch betrachten, jedoch beansprucht quantenmechanisch jedes Elektron auf Grund der HEISENBERG'schen Unschärferelation ein eigenes Impulsintervall bestimmter Größe (zzgl. gilt das PAULI-Prinzip) [5].

Nicht jedem Stoff lässt sich eine Leitfähigkeit zuordnen. Dies deutet an, dass nicht alle Festkörper Elektronen im Leitungsband besitzen. Erklärt werden kann dies durch die

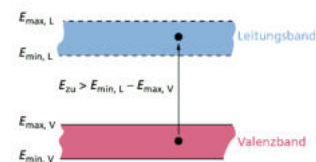


Abbildung 2: Skizze zum Bandübergang von Valenz- zu Leitungsband durch Anregung [10].

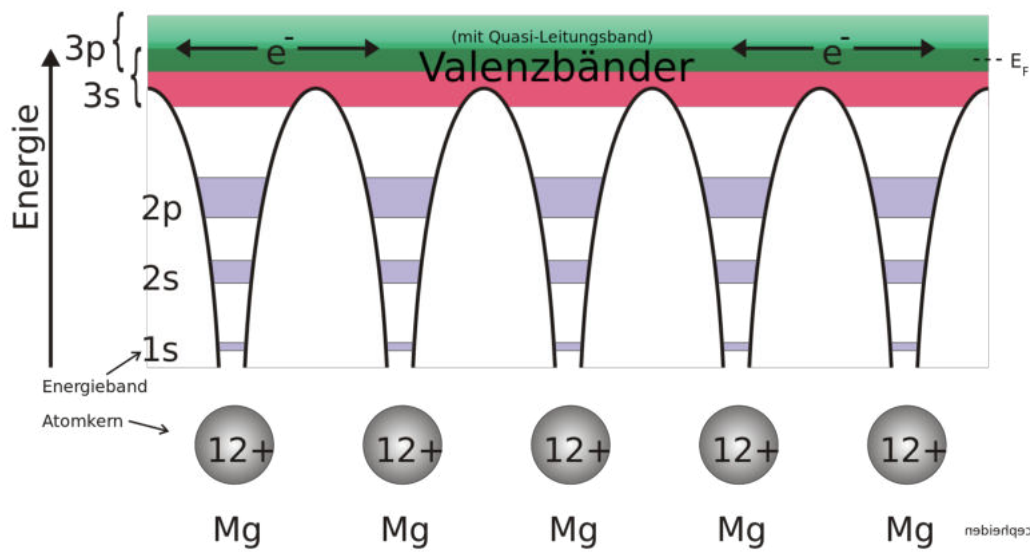


Abbildung 1: Skizze von Potentialtöpfen im Bändermodell am Beispiel Magnesium mit Übergang von Valenzband (rot) zu Leitungsband (grün) [2].

Energiedifferenz von Leitungs- und Valenzband, welche in jedem Material unterschiedlich ist. Einen groben Vergleich zeigt die schematische Darstellung in Abbildung 3.

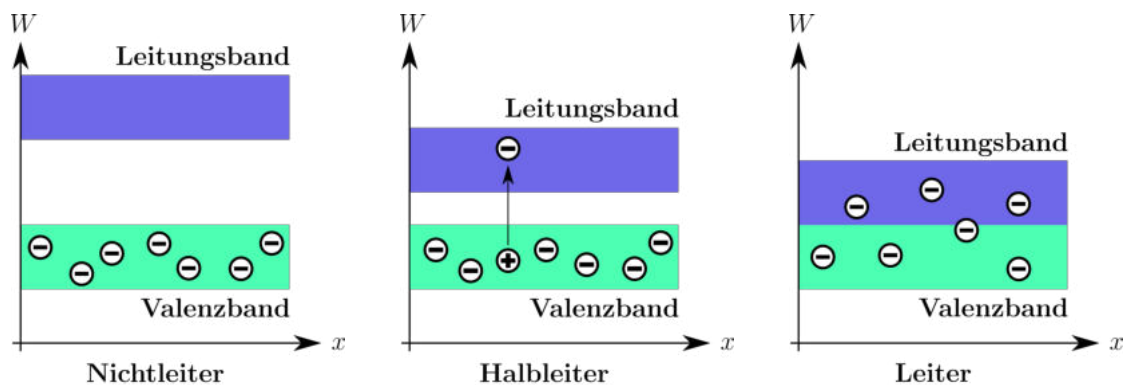


Abbildung 3: Leitungs- und Valenzband für Nichtleiter (links), Halbleiter (mittig) und Leiter (rechts) [12].

Damit die Elektronen auf höhere Bahnen gelangen können, muss ihnen die Differenz an Energie zugeführt werden, die dazwischen liegende Bandlücke zu überspringen. Je nach Stoff reicht hier beispielsweise Wärmeenergie oder genügend angelegte Spannung.

Bei **Metallen (Leitern)** überschneiden sich Valenz- und Leitungsband, sodass genügend freie Elektronen für eine direkte Leitfähigkeit zur Verfügung stehen.

In den **Halbleitern** hat der Abstand der beiden Bandkanten meist die Größenordnung von 1 eV und bleibt unter 3 eV . Bei tiefen Temperaturen (und immer bei $T = 0\text{ K}$) ist das

Leitungsband praktisch leer und das Valenzband voll besetzt: Das Material verhält sich wie ein Isolator. Bei Zimmertemperatur ($T \approx 300\text{ K}$) kann die erforderliche Mindestenergie teilweise schon aufgebracht werden, sodass Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband übergehen und das Material leitend wird. Reicht diese Energie noch nicht, gibt es weitere Möglichkeiten den Stoff leitfähig zu machen (folgendes Kapitel).

Bei **Isolatoren** ist das Leitungsband weitgehend leer, der Abstand der Bandkanten ist größer als 3 eV und liegt meist in einer Größenordnung von etwa 7 eV .

2.2 Halbleiter

Halbleiter spielen sowohl allgemein, als auch in diesem Versuch eine gesonderte Rolle und werden nun noch ein wenig weiter beleuchtet. Zuerst werden reine/*undotierte* Halbleiter ohne Fremdatome betrachtet, sogenannte **Eigenhalbleiter**, danach folgen Störstellen-Halbleiter, auch *dotiert*.

2.2.1 Eigenhalbleiter

Wie in Abbildung 3 korrekt dargestellt, lässt ein Elektron im Halbleiter beim Wechsel von Valenz- auf Leitungsband ein sogenanntes "positives *Loch*" (d.h. eine unbesetzte Stelle) oder *Defektelektron* übrig, welches sich im weiteren Zeitverlauf zum Ausgleich wieder mit einem Elektron aus dem Leitungsband füllt. Dieses kann beispielsweise durch Wechselwirkungen untereinander oder mit dem Kristallgitter einen Teil der Energie verloren haben. Die währenddessen im Körper entstehende Verteilung positiver Atomrümpfe bewegt sich dabei, da die Elektronen ebenfalls die Plätze wechseln.

Die Entstehung von Elektron und Loch wird die **Paarbildung** und den Rückzug in das Valenzband die **Rekombination** genannt. Vereinfacht dargestellt findet sich dies in Abbildung 4. Paarbildung und Rekombination befinden sich immer im dynamischen *Gleichgewicht*, wobei mehr zugeführte Energie zu einer größeren Anzahl an freien Elektronen führt. Der Mechanismus wird **Eigenleitung** genannt. Diese ist stark von der Temperatur abhängig (Anzahl der Teilchen im Leitungsband steigt exponentiell mit der Temperatur, siehe Abbildung 5).

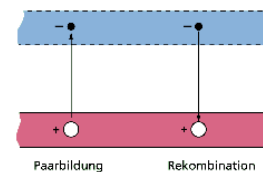


Abbildung 4: Paarbildung und anschließende Rekombination eines Elektrons [10].

2.2.2 Störstellenhalbleiter

Durch Einbringen sogenannter "Störstellen" in die kristalline Struktur des (reinen) Halbleitermaterials (meist mit 4 Außenelektronen, z.B. Silizium, GaAs) werden die elektrischen Eigenschaften verändert (vgl. Abbildung 5). Es folgt ein *dotierter* Halbleiter. Die Störstellen sind Fremdatome anderer Wertigkeit, d.h. mit entweder mehr oder weniger

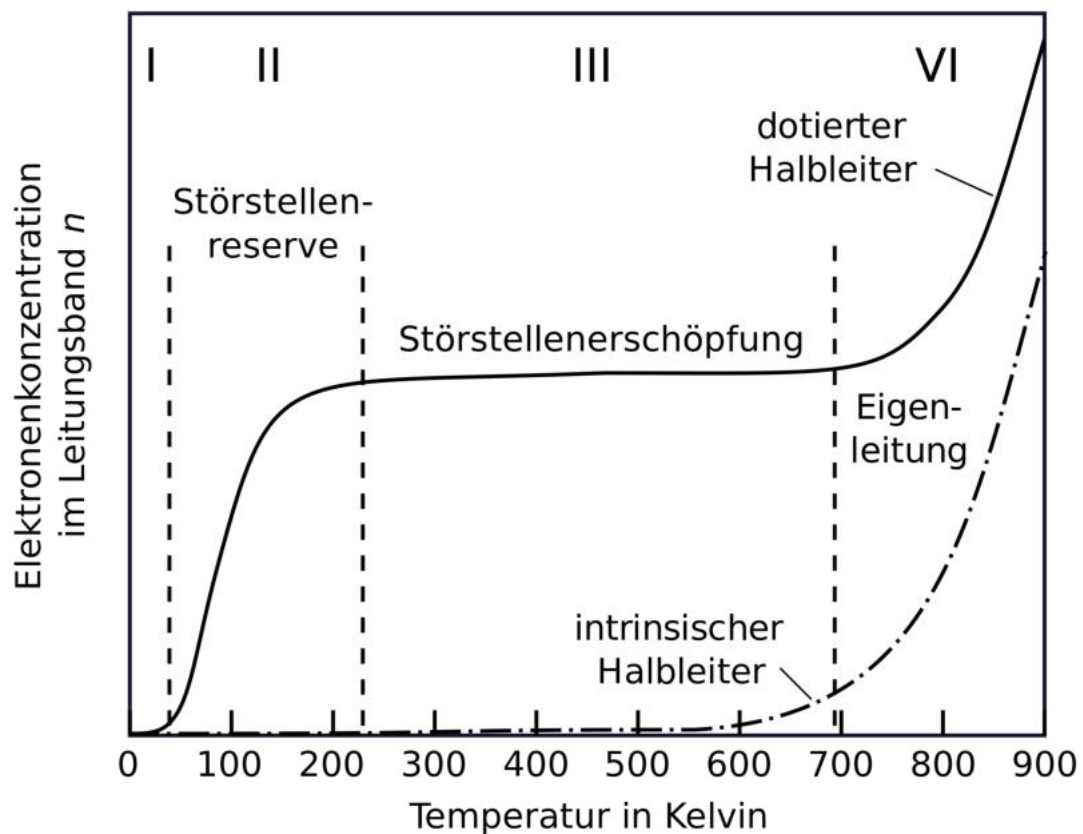


Abbildung 5: Schematische Darstellung zur Anzahl von Elektronen im Leitungsband bei unterschiedlichen Temperaturen bei (un-)dotierten Halbleitern [3].

als 4 Außenelektronen, die ein Störstellenniveau in das vorherige Schema einbringen. Benannt sind sie wie folgt:

- **n-Dotierung:** *Überschusselektronen* von Donatoren (z.B. Arsen/Phosphor) mit zzgl. Niveau nahe der unteren Energie des Leitungsbandes,
- **p-Dotierung:** *Mangелеlektronen* von Akzeptoren (z.B. Aluminium) mit zzgl. Niveau nahe oberhalb der Energie des Valenzbandkante.

Da die überschüssigen Elektronen keine Bindung im Kristall eingehen können stehen sie (weitaus schneller) zur Leitung zur Verfügung. Umgekehrt regt ein fehlendes Elektron im Kristallgitter die Bewegung anderer Elektronen auf die freie Stelle an. Damit verändert sich das Verhältnis von Paarbildung und Rekombination. Diese Vorgänge sind skizziert in Abbildung 6.

Bei den Dotierungen sorgen die jeweils hinzugefügten (Defekt-) Elektronen für die

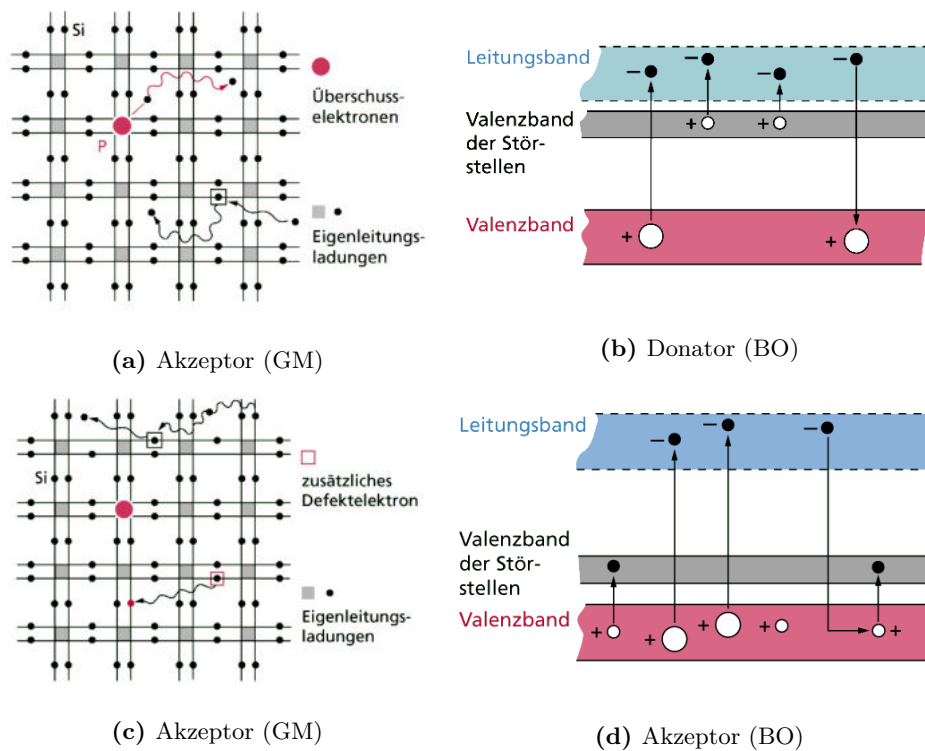


Abbildung 6: Skizzen von ebenem Gittermodell (GM) und zur Bänderordnung (BO) von Donator und Akzeptor [10]. Der Halbleiter hat 4 Außenelektronen und Donator/Akzeptor 5, bzw. 3. In der Bänderordnung zeigt sich vereinfacht das Störstellenniveau (grau).

Leitfähigkeit. So wird von **n-Leitung** bei mehr Leitung durch Elektronenbewegung gesprochen und von **p-Leitung**, wenn sich die Defektelektronen durch Rekombination verschieben und somit zu Leitung führen.

In diesem Versuch wird Galliumarsenid (GaAs) betrachtet. Dieses reine Halbleitermaterial hat eine Aktivierungsenergie auf das Leitungsband von 1,42 eV. Normale Zimmertemperatur mit 300 K (demnach $E_{therm} = \frac{3}{2}k_B \cdot 300 \text{ K} \approx 0,04 \text{ eV}$) reichen bei weitem nicht für Leitung aus. Durch Dotierung des Materials mit Mangan zu (Ga,Mn)As entsteht ein Niveau nur etwa 30 meV bis 130 meV unter dem Leitungsband [11], sodass Leitung bei Zimmertemperatur möglich ist.

Durch passende Kombination solcher **p-n-Übergänge** lassen sich Bauteile wie beispielsweise Dioden und Transistoren (diskrete Halbleiterbauelemente) herstellen. Auch komplexe, aus vielen Bauelementen in einem einzigen Kristall aufgebaute integrierte Schaltungen werden ermöglicht.

2.2.3 Der Wellenvektor

Die Ladungsträger im Halbleiter lassen sich als Materiewellen auffassen. Innerhalb eines Bandes hängt die Energie vom Quasiimpuls (oft als Wellenvektor angegeben) ab. Der **Wellenvektor** \vec{k} steht senkrecht auf der Wellenfront und hat den Betrag $\frac{2\pi}{\lambda}$ (daher *quasi* Impuls). Des Weiteren gilt für den vektoriellen Impuls \vec{p} der Materiewellen proportionale Abhängigkeit zum Wellenvektor. Es gilt: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

In Abbildung 7 zeigen sich die schon in Unterunterabschnitt 2.2.1 und 2.2.2 gemachte Aufteilung bzgl. der Energie. Es ist offensichtlich, dass ein Elektron für den Sprung von Valenz- auf Leitungsband beim *direkten* Halbleiter nur seine Energie ($\Delta k = 0$), jedoch beim *indirekten* Halbleiter zusätzlich den Impuls um $\Delta k \neq 0$ ändern muss. GaAs ist ein direkter Halbleiter. Daher ist der Vergleich zum indirekten Halbleiter nur ein Zusatz.

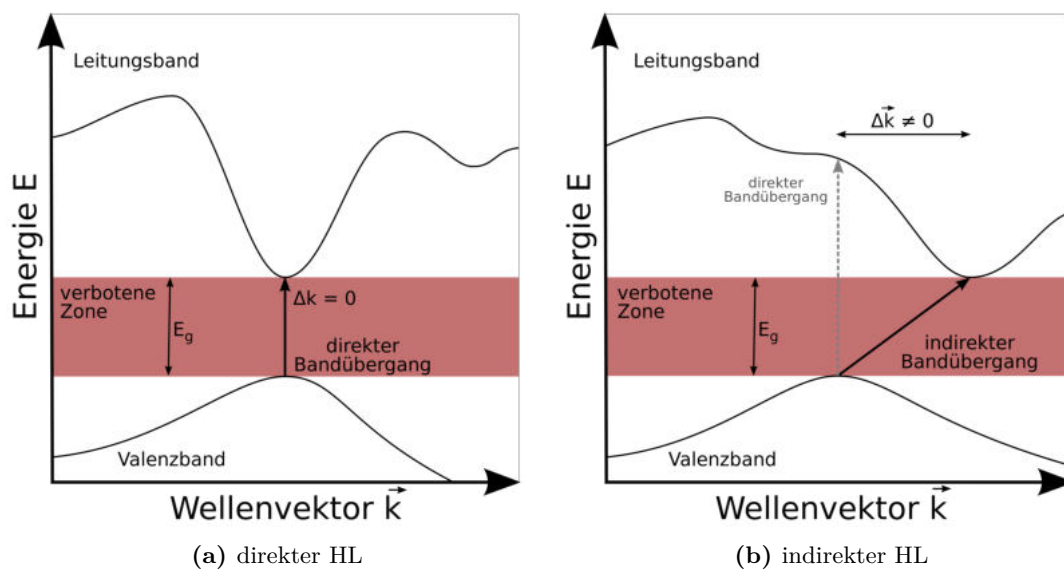


Abbildung 7: Bandstruktur von (in-)direktem Halbleiter mit aufgetragener Energie gegen Wellenvektor \vec{k} [4].

Parallel zur qualitativen Beschreibung lässt sich quantitativ die Schrödingergleichung für die Elektronen im Kristall anwenden. Dabei gilt **Entartung**, da verschiedene Energien für einen Wellenvektor \vec{k} erlaubt sind. Es gibt Energien, die von keinem Wellenvektor eingenommen werden. Diese bilden die **Bandlücken**, während die belegbaren Orte die **Energiebänder** sind. Das folgende Kapitel 2.3 geht darauf weiter ein.

2.3 Die effektive Masse in Halbleitern

Freie Elektronen der Masse m_e gehorchen der Dispersionsrelation in folgender Gleichung:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \quad (1)$$

wobei $E(\vec{k})$ die Energie und k die Wellenzahl des Elektrons darstellt. Wirkt hier eine Kraft auf das Teilchen, so beschleunigt es und verändert damit die vom Quasiimpuls berücksichtigte kinetische Energie.

Innerhalb eines Kristalls ist das Elektron allerdings auf den Raum des Kristallvolumens beschränkt, welches ein periodisches Potential beinhaltet. Damit ändert es auch seine potentielle Energie, die oben unberücksichtigt jedoch blieb. Ein solches Elektron kann ähnlich wie ein freies Elektron beschrieben werden, wenn anstelle der Elektronenmasse m_e eine sogenannte **effektive Masse** m^* eingeführt wird, die eine quadratische Näherung an das Leitungsband nutzt (vgl. Abbildung 8):

$$m^* = \hbar^2 \cdot \left(\frac{d^2 E}{dk_i dk_j} \right)^{-1} = \frac{\hbar^2}{\left. \frac{d^2 E}{dk_i^2} \right|_{k=0}}, \quad (2)$$

wobei $\frac{d^2 E}{dk_i dk_j}$, $k_i, k_j \in \{x, y, z\}$ ein Tensor mit neun Komponenten ist, sodass die enthaltene Beschleunigung nicht in die gleiche Richtung zeigt, wie die äußere Kraft. Die effektive Masse gibt also die *inverse Krümmung der Dispersionsrelation* $E(k)$ an [5].

So können die Elektronen im Halbleiter als annähernd freie Teilchen betrachtet werden. In einem symmetrischen Kristall sind die Ausprägungen von m_i^* in alle Raumrichtungen identisch und Funktion (1) lässt sich vereinfachen zu:

$$E(k) = E(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (3)$$

was der Lösung der Schrödingergleichung für freie Elektronen entspricht.

Damit fällt die Notwendigkeit der Betrachtung des Kristallpotentials im Hamilton-Operator weg und dieser vereinfacht sich zu:

$$\frac{\hbar^2}{2m_0} + V(\vec{r}) \rightarrow \frac{\hbar^2}{2m^*}.$$

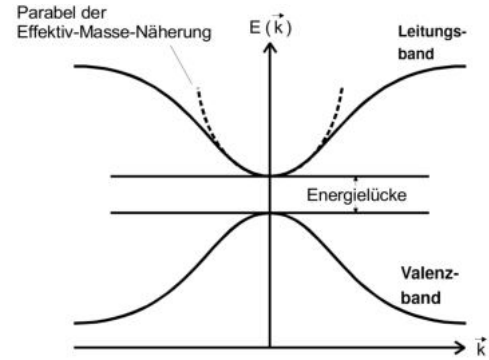


Abbildung 8: Einfache Näherung der Struktur der Energiebänder in einem reinen Halbleiter (mit $k = 0$ bei VB-Maximum und LB-Minimum) [6].

2.4 Zirkulare Doppelbrechung

Einige Kristalle haben die Eigenschaft die Polarisationsrichtung einfallenden Lichts zu drehen (siehe Abbildung 9). Dies wird **optische Aktivität** genannt. Der Drehwinkel ist dabei proportional zur Dicke der durchstrahlten Schicht und nimmt mit zunehmender Wellenlänge des Lichts ab [1]. FRESNEL nannte den Hintergrund dessen die **zirkulare Doppelbrechung**.

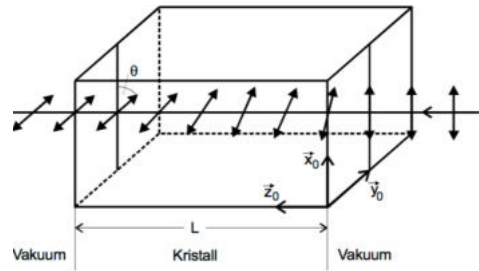


Abbildung 9: Das Phänomen der optischen Aktivität beim Durchgang einer Lichtwelle in einem Kristall [7].

Eine linear polarisierte Welle lässt sich als Überlagerung von zwei zirkular polarisierten Wellen darstellen (rechts- & linksläufig). Sind die *Phasengeschwindigkeiten* dieser Wellen unterschiedlich, entsteht beim Kristalldurchlauf eine *Phasenverschiebung*, welche dann zur Drehung der Polarisationsachse führt. Grund dafür ist beispielsweise ein schraubenartiger Aufbau der Kristallstruktur, sodass der gleich laufende anders als der ungleich laufende Wellenanteil gebrochen wird (unterschiedliche Brechungsindizes).

Ein Beispiel für einen weiteren optisch aktiven Stoff ist Zuckerlösung. Einige organische Flüssigkeiten zeigen gleiche Eigenschaft, wenn auch vermindert.

2.5 Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt beschreibt ein mögliche *induzierte Doppelbrechung*. Ein nicht optisch aktives/doppelbrechendes Medium wird durch Einwirkung parallel verlaufender magnetischer Strahlung doppelbrechend. Für den Drehwinkel gilt:

$$\alpha = VBd, \quad (4)$$

wobei d die Dicke des Materials und B die magnetische Flussdichte ist. V ist die sog. *Verdet-Konstante*, welche maßgeblich von der Wellenlänge abhängt. In welche Richtung die Faraday-Drehung stattfindet hängt hier im Gegensatz zur normalen optischen Aktivität von der Magnetfeldrichtung ab.

Durch Hinterschalten eines Spiegels bei normaler optischen Aktivität, würde sich die Drehung etwa wieder aufheben, jedoch bei der Faraday-Drehung verdoppeln.

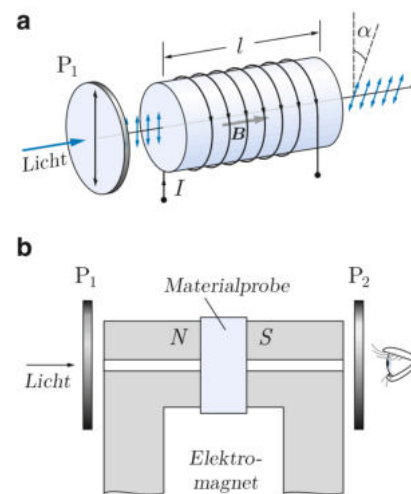


Abbildung 10: Skizzierung eines möglichen Aufbaus zum Faraday-Effekt mit Polarisatoren P_1 , P_2 und entweder Spule (a) oder Elektromagnet (b) zur Erzeugung des Magnetfeldes [1].

3 Versuchsaufbau

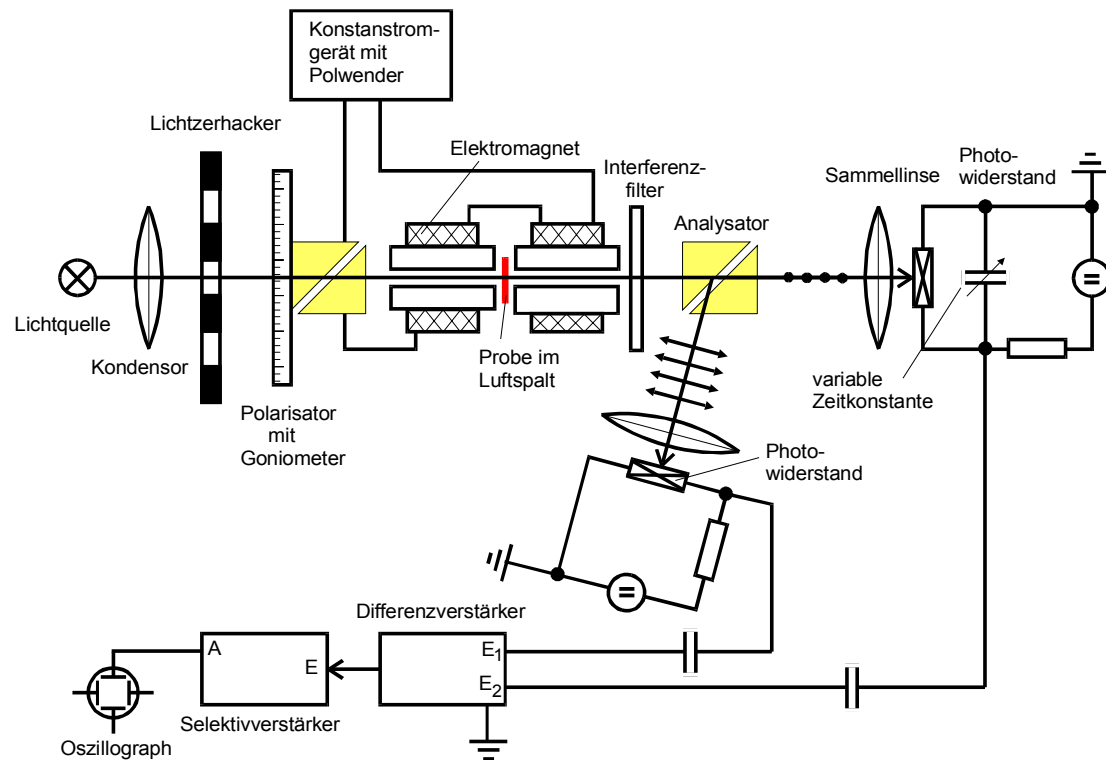


Abbildung 11: Schematische Darstellung der Messapparatur [6].

Die Messapparatur (Abbildung 11) zeichnet sich aus durch die Hauptkomponenten Lichtquelle, Probe mit Elektromagnet, optische und elektrische Analyseschaltung.

Eine Halogenlampe (nahe infrarot) wird monochromatisiert und mithilfe eines Glan-Thompson-Prismas aus Kalkspat linear polarisiert. Der Polarisationswinkel ist dabei über ein *Goniometer* einstellbar.

Die Probe ist scheibenförmig und befindet sich in der Symmetrieebene eines Elektromagneten, der über ein Konstantstromgerät bei gleicher Magnetfeldstärke gehalten wird.

Des Weiteren werden die Strahlen per 'Lichtzerhacker' in Impulse zerhackt, um das Rauschen der Photowiderstände zu vermindern. Ein später verbauter Selektivverstärker ist dazu passend auf die Hackfrequenz eingestellt. Das Rauschen tritt auf allen Frequenzen auf. Markiert man sozusagen die richtigen Werte zu Beginn per Zerhacker und extrapoliert abschließend die richtige Frequenz nach Markierung, so steigt die Messgenauigkeit sehr. Zusätzlich wird die Genauigkeit erhöht durch eine variable Zeitkonstante in der Schaltung einer der Photowiderstände.

Analysiert wird der Strahl über ein zweites Glan-Thompson-Prisma, welches zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlenbündel ausgibt (Strahlteiler), deren Intensitätsdiffe-

renz später zum bei der Messung des Drehwinkels helfen. Die Lichtintensität proportional zum Spannungsabfall an Photowiderständen gemessen. Durch Kondensatoren wird zusätzlich bewirkt, dass nur das zeitlich periodische Licht des Lichtzerhackers gemessen und etwaiges Streulicht und das Rauschen der Widerstände möglichst herausgefiltert wird. Durch einen Differenzverstärker und einen Selektivverstärker wird das Signal beider Photowiderstände nun auf einen Oszillographen gegeben und kann hier sichtbar gemacht werden.

Wird das Feld umgepolt, verdoppelt sich der Drehwinkel des Lichts. Zur Drehwinkelmessung wird das erste Prisma bei maximaler Magnetfeldstärke so verdreht (Winkel θ_1), dass das Signal des Oszillographen auf Null sinkt. Anschließend wird das Magnetfeld umgepolt und der Polarisator samt Goniometer wieder gedreht, bis das Signal des Oszillographen erneut minimal ist. Nun weist die Polarisationsrichtung des Lichtes am Analysator in die gleiche Richtung, wie bei der ersten Minimalisierung des Oszillographensignals. Die neue Winkelposition des Goniometers werde mit θ_2 bezeichnet.

Da das Magnetfeld umgepolt wurde, ist die Polarisationsachse des Lichtes insgesamt um den doppelten Wert des Drehwinkels, der durch den Faraday-Effekt hervorgerufen wird, gedreht worden. Also errechnet sich der Polarisationsdrehwinkel für eine Probe und eine Wellenlänge mittels Formel:

$$\theta = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2). \quad (5)$$

Ein **Interferenzfilter** besteht aus zwei reflektierenden Schichten, die ein Dielektrikum mit dem Brechungsindex n umschließen. Durch den Reflexionskoeffizienten an den Schichten wird das durchlaufende Licht mehrfach reflektiert und interferiert. Nur Wellenlängen, die der Interferenzbedingung $j\lambda_j = 2nd + \lambda$ ($j \in \mathbb{Z}$) genügen, interferieren konstruktiv, alle anderen löschen sich gegenseitig aus.

4 Durchführung

4.1 Justage

Zur Justage wird die Probe und der Interferenzfilter entfernt. Folglich kann mit sichtbarem Licht gearbeitet werden.

Sowohl die Polarisationsvorrichtung wird geprüft, als auch die Ausrichtung der Lichtquelle über den Kondensator, damit die Strahlbündel letzten Endes genau auf den sensitiven Sensorflächen landen.

Des Weiteren werden die Frequenzen des Lichtzerhackers und des Selektivverstärkers angepasst.

4.2 Aufgaben

1. Mithilfe einer Hallsonde wird die Kraftflussdichte in Richtung des einfallenden Lichts am Probenort bei maximalem Feldstrom gemessen.
2. Für verschiedene Wellenlängen (9 Interferenzfilter) nahe Infrarot wird die Faraday-Rotation zweier dotierter GaAs Proben vermessen.
3. Dieselbe Messung wird für hochreines GaAs wiederholt.

5 Auswertung

5.1 Aufgabe 1: B-Feld

Die Messung des B-Feldes wurde zwar zuletzt gemacht, das Ergebnis wird aber für die weitere Auswertung benötigt. Daher wird diese Messung zuerst ausgewertet. Es wurde eine Hallsonde durch den Spalt im Elektromagneten geführt und in 1 mm Schritten das Magnetfeld vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 12 zu sehen. Der maximale

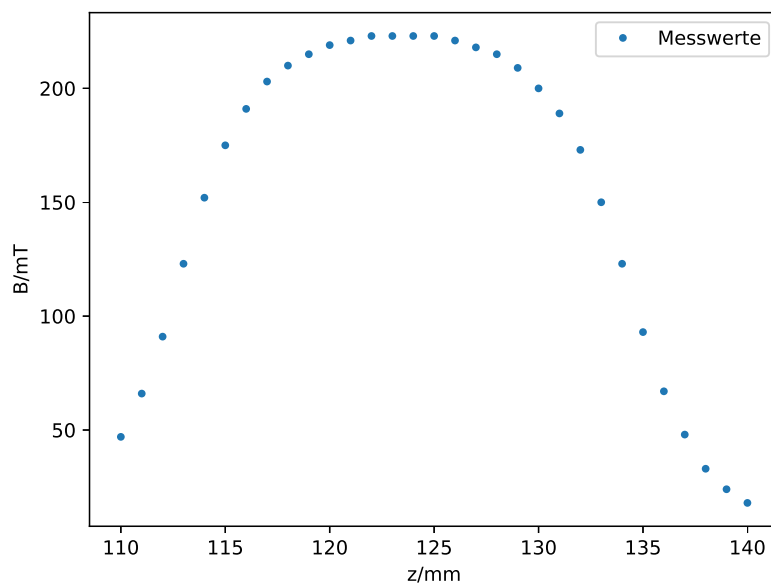


Abbildung 12: Plot der Magnetfeldmessung.

Wert beträgt $B = 223 \text{ mT}$. Mit diesem Wert wird weiter ausgewertet.

5.2 Aufgabe 2: Faraday-Effekt

Als nächstes wurden die Faradaywinkel für verschiedene Wellenlängen und Proben aufgenommen. Die Plots sind in Abbildung 13 zu sehen. Zudem wurde der Drehwinkel mit der Probendicke D skaliert, sodass nun Drehung pro Länge betrachtet wird.

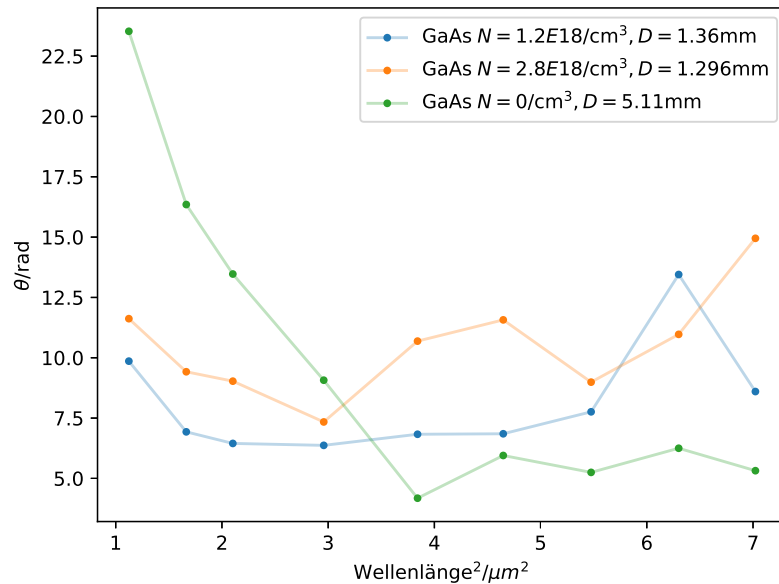


Abbildung 13: Plot der Messwerte der gemittelten Faradaywinkel. Die Linien sind zur Übersicht und sind nicht gemessen worden.

5.3 Aufgabe 3: m^* Bestimmen

Zuletzt soll die effektive Elektronenmasse bestimmt werden. Dazu werden zuerst die gemessenen, normierten Winkel der reinen Probe von den dotierten abgezogen, um andere Effekte zu eliminieren. Die so korrigierten Werte sind in Abbildung 14 zu finden.

Mit dieser Methode sollte nur der Anteil der n-Dotierung übrig bleiben, welcher aus den zu untersuchenden freien Elektronen besteht. Die Daten der Proben sind in ?? aufgeführt. Aus dem Winkel lässt sich mithilfe einer linearen Regression über folgende Gleichung 6

$$m^* = \sqrt{\frac{NB}{\epsilon_0 n \theta_{\text{frei}}}} \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{e_0}{2c} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (6)$$

die Masse der Elektronen durch

$$\frac{\theta}{D} = m_{\text{reg}} \lambda^2 + b \quad (7)$$

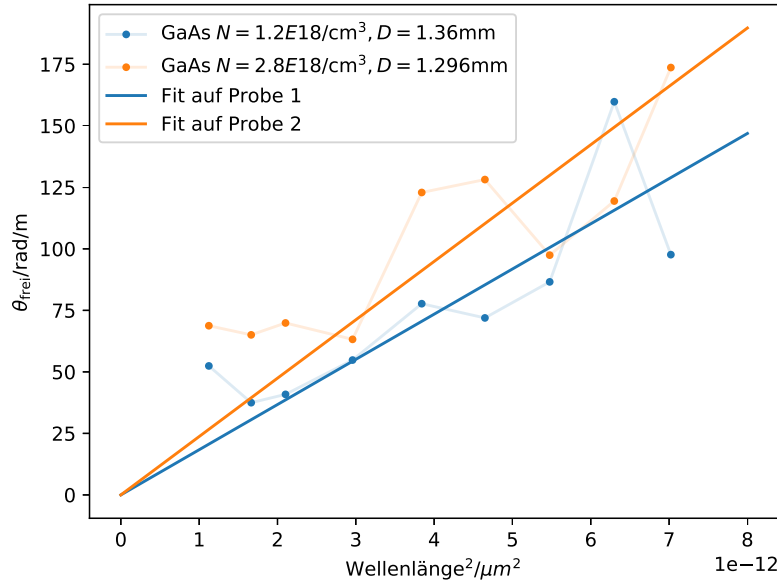


Abbildung 14: Plot der normierten Werte mit linearem Fit. Zu besserer Übersicht wurden die Werte zzgl. transparent verknüpft.

mit der effektiven Masse

$$m_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{e_0^3 N B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m_{\text{reg}}}} \quad (8)$$

durch Umstellen von Gleichung 6 bestimmen. Der darin enthaltene frequenzabhängige Brechungsindex n , wird hier ohne Frequenzabhängigkeit als

$$n = 3.492 \quad (9)$$

angenommen. Die Regression findet sich in Abbildung 14 und führt zu:

$$m_{\text{reg},1} = 1,8 \cdot 10^1 \frac{1}{\mu\text{m}^2}, \quad (10)$$

$$m_{\text{reg},2} = 2,4 \cdot 10^1 \frac{1}{\mu\text{m}^2}. \quad (11)$$

Daraus ergibt sich die effektive Masse freier Elektronen

$$m_{\text{eff},1} = (3,143\,076\,418\,987\,862\,4 \pm 0,000\,000\,000\,000\,000\,0) \cdot 10^{-73} \text{ kg} = (3,450\,372\,243\,396\,744\,3 \pm 0,000\,000\,000\,000\,000\,0) \cdot 10^{-73} \text{ kg} \quad (12)$$

$$m_{\text{eff},2} = (1,810\,401\,278\,563\,572\,1 \pm 0,000\,000\,000\,000\,000\,0) \cdot 10^{-73} \text{ kg} = (1,987\,402\,623\,502\,629\,2 \pm 0,000\,000\,000\,000\,000\,0) \cdot 10^{-73} \text{ kg} \quad (13)$$

Zum Vergleich mit Literaturwerten lässt sich der Quotient aus errechneten effektiven Masse freier Elektronen und der Masse eines gebundenen Elektrons ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ [9]) bilden. Es sollte sich nach Literatur [8] etwa der Wert $m_{\text{eff}}/m_e \approx 0.063$ ergeben. Hier ergibt

6 Diskussion

Grundlegend ist die Apparatur gut dafür geeignet den Faraday-Effekt zu beobachten. Wie in der Theorie angesprochen zeigt sich der Wert des Lichtzerhackers (und Selektivverstärkers) während der Durchführung in seiner Rauschunterdrückung. Anstelle der Interferenzfilter könnte ein monochromatischer Laser im Infrarotbereich genutzt werden, sodass durch das Filtern keine Fehler entstünden. Die Fokussierung würde ebenfalls entfallen, auf Grund der Kohärenzeigenschaften des Laserlichts. Statt eines Selektivverstärkers könnte ein Lock-In-Verstärker verwendet werden.

Die Magnetfeldstärke am Elektromagneten bzw. die eingegebene Stromstärke änderte sich während der Messungen leicht. Bei der dazugehörigen Vermessung per Hallsonde besteht daher eine Ungenauigkeit. Ebenfalls leichte Winkelveränderungen der Hallsonde aus der Waagerechten könnten Messfehler erzeugen.

Durch starkes Rauschen und vergleichsweise kleiner Messwerte ist das Ablesen der Endsignal-Minima äußerst schwer gefallen. Hier entstehen bei den gemessenen Winkeln große Fehler. Die Genauigkeit der effektiven Masse kann dem entsprechend nur gering sein. Abbildung 13 zeigt große Abweichungen möglicher Muster, ebenso wie Abbildung 14 von linearem Verlauf.

Auch der Lichtzerhacker garantiert keine feste Frequenz, da dieser mechanisch agiert und dies Raum für Abweichungen gibt. Die Halogenlampe und der teilweise nicht feste Aufbau geben auch Raum für Fehler (z.B. Inhomogenitäten der Lichtintensität, Verschiebungen aller Bauteile während der Messungen).

Da kein Literaturwert vorhanden ist, kann keine wertende Aussage zum letzten Endes berechneten Wert der effektiven Masse getroffen werden.

Literatur

- [1] Peter Bock, Jörg Pyrlik und Joachim Heintze. *Lehrbuch zur Experimentalphysik. Band 4 Wellen und Optik*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2017. ISBN: 978-3-662-54491-4. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-54492-1>.
- [2] User:Cepheiden at commons.wikipedia. *Bändermodell mit Potentialtöpfen am Beispiel Magnesium*. Feb. 2006. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:B%C3%A4ndermodell-Potentialt%C3%B6pfe-Mg.svg> (besucht am 13.01.2020).
- [3] User:Cepheiden at commons.wikipedia. *Schematische Darstellung der Leitungsmechanismenbereiche im dotierten und undotierten (intrinsischen) Halbleiter*. März 2009. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Bereiche_der_Leitungsmechanismen_im_Halbleiter_DE.svg (besucht am 18.01.2020).
- [4] User:Cepheiden at commons.wikipedia. *Vereinfachte Darstellung eines direkten und indirekten Bandübergangs im Bandstrukturdiagramm (vereinfacht)*. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Halbleiter#Direkte_und_indirekte_Halbleiter (besucht am 13.01.2020).
- [5] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 9783662490945. URL: <https://books.google.de/books?id=tR5kDAAAQBAJ>.
- [6] Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum TU Dortmund. *Anhang zu. V46 Faraday-Effekt*. URL: <https://moodle.tu-dortmund.de/mod/folder/view.php?id=471135&forceview=1> (besucht am 14.01.2020).
- [7] Physikalisches Praktikum TU Dortmund. *Versuchsanleitung (alt). V46 - Der Faraday-Effekt an Halbleitern*. URL: <http://129.217.224.2/HOME/PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V46.pdf> (besucht am 06.07.2014).
- [8] R. Gross und A. Marx. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012. ISBN: 9783486712940. URL: <https://books.google.de/books?id=4BY31IukHI8C>.
- [9] 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/>.
- [10] Lernhelfer.de. *Das Bändermodell (Bandübergang: Notwendige Mindestenergie für den Übergang vom Valenzband zum Leitungsband, Skizze zu Paarbildung und Rekombination, Skizzen von ebenem Gittermodell (GM) und zur Bänderordnung (BO) von Donator und Akzeptor)*. URL: <https://www.lernhelfer.de/schuelerlexikon/physik-abitur/artikel/das-baendermodell> (besucht am 13.01.2020).
- [11] S. Prucnal u. a. „Band-gap narrowing in Mn-doped GaAs probed by room-temperature photoluminescence“. In: *Physical Review B* 92.22 (Dez. 2015). ISSN: 1550-235X. DOI: 10.1103/physrevb.92.224407. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/physrevb.92.224407>.

- [12] Johannes Schneider. *Bändermodell: Valenzband und Leitungsband bei einem Halbleiter*. Juli 2017. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/B%C3%A4ndermodell> (besucht am 13.01.2020).