

# Bestimmung der spezifischen Ladung von Elektronen

Alexander Helbok<sup>\*</sup>, Jakob Höck<sup>†</sup>, Max Koppelstätter<sup>‡</sup>

29. März 2024

## Abstract

Dieser Versuch beschäftigt sich mit der Funktionsweise eines Halbleiters sowie dem Hall-Effekt. Dabei wird die van-der-Pauw-Methode angewandt, um den spezifischen Widerstand sowie den Hall-Koeffizienten eines Halbleiters zu bestimmen. Eine Halbleiter-Probe wird in einem Kryostaten von Raumtemperatur ausgehend bis etwa 20 K abgekühlt. Während des Abkühlvorgangs werden die genannten Eigenschaften in kleinen Temperaturschritten aufgezeichnet, wodurch wir feststellen können, ob der Halbleiter n- oder p-dotiert ist. Aus diesen Daten lässt sich auch die Beweglichkeit der Ladungsträger, die Ionisierungsenergie der Donatoren bzw. Akzeptoren, sowie die Streumechanismen im Halbleiter bestimmen. Es wird eine direkte Beobachtung der Matthiessenschen Regel diskutiert, sowie festgestellt, dass es sich bei dem zu untersuchenden Material um n-dotiertes Galliumarsenid handelt.

---

<sup>\*</sup>alexander.helbok@student.uibk.ac.at

<sup>†</sup>jakob.hoeck@student.uibk.ac.at

<sup>‡</sup>max.koppelstaetter@student.uibk.ac.at

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Hall-Effekt . . . . .	1
2.2	Van-der-Pauw-Methode . . . . .	1
2.3	Beweglichkeit der Ladungsträger und Leitfähigkeit . . . . .	2
2.4	Streuung und Matthiessensche Regel . . . . .	3
2.5	Intrinsischer und extrinsischer Halbleiter . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>5</b>
<b>5</b>	<b>Schlussfolgerung</b>	<b>9</b>

# 1 Einleitung

Halbleiterbauteile sind ein essentieller Bestandteil der heutigen Welt. Unmöglich wären moderne Computer und Mobiltelefone, sowie jede andere Art der Elektronik ohne den Einsatz von Halbleitern, ja selbst eine moderne Modelleisenbahn kommt ohne Sie nicht aus. Doch wo finden sich Halbleiter in elektrotechnischen Bauteilen? Prominente Vertreter sind verschiedenste Dioden, MOSFETs und Transistoren. Die zahlreichen Anwendungsfelder werfen die Frage nach der Besonderheit der Eigenschaften von Halbleitern auf. Einige Eigenschaften einer Halbleiter-Probe werden in diesem Versuch untersucht.

In diesem Bericht wird nach einer kurzen Beschreibung der nötigen Theorie die Durchführung des Versuches erläutert. In der Datenauswertung werden mithilfe der „van der Pauw“-Methode Spannungen gemessen und mit Magnetfeldmessungen kombiniert. Der Hall-Koeffizient und der spezifische Widerstand einer Probe lassen sich daraus berechnen, um anschließend die Ionisationsenergie der Donatoren bzw. Akzeptoren zu bestimmen und den Ladungsträgerüberschuss in Abhängigkeit der inversen Temperatur aufzutragen. Aus diesem sowie dem temperaturabhängigen Verhalten lässt sich das Material der Probe bestimmen. Weiters wird noch ein anderer Aspekt in der Datenauswertung beleuchtet, und zwar wird der dominante Streumechanismus im Hoch- und Niedertemperaturbereich bestimmt. Zusammengefasst bieten bei diesem Versuch simple Messungen, nämlich Spannungsmessungen, einen spannenden Einblick in die Halbleiterphysik.

## 2 Theorie

In diesem Kapitel wird die für die Versuchsauswertung notwendige Theorie erläutert. Hierbei wird auf die Eigenschaften von Halbleitern, den Hall-Effekt sowie auf die van-der-Pauw-Messmethode eingegangen. Der Theorieteil bezieht sich inhaltlich auf das Versuchsskript [1].

### 2.1 Hall-Effekt

Der Hall-Effekt beschreibt das Entstehen einer elektrischen Spannung, wenn sich ein elektrischer Strom in einem stationären Magnetfeld, senkrecht auf den Stromfluss, befindet. Die entstehende Spannung steigt nicht ewig, sondern wird durch ein von der Spannung hervorgerufene elektrische Feld verringert und auf einen konstanten Wert beschränkt. Die entstehende Hall-Spannung  $U_H$  beträgt

$$U_H = R_H \frac{BI}{d}. \quad (1)$$

Dabei bezeichnet  $B$  die Magnetfeldstärke,  $I$  die angelegte Stromstärke,  $d$  die Dicke der Probe und  $R_H$  den Hall-Koeffizienten, der später für die Auswertung essentielle Bedeutung hat.

### 2.2 Van-der-Pauw-Methode

Die van-der-Pauw-Methode ist eine Messmethode, um den Flächenwiderstand und den Hall-Koeffizienten eines Halbleiters zu bestimmen. Dafür wird eine Probe mit vier Anschlusspunkten A, B, C und D verwendet. Den Aufbau der Anschlusspunkte und Strom- und Spannungsmessung wird in Abbildung 1 gezeigt. Zuerst wird ein elektrischer Strom  $I_{CD}$  zwischen A und B angelegt und die Spannung  $U_{CD}$  zwischen C und D gemessen. Danach werden die Anschlüsse geändert, sodass  $I_{BC}$  angelegt und  $U_{DA}$  gemessen werden kann. Daraus berechnen sich die beiden Widerstände:

$$R_{AB,CD} = \left| \frac{U_{CD}}{I_{AB}} \right| \quad \text{und} \quad R_{BC,DA} = \left| \frac{U_{DA}}{I_{BC}} \right|. \quad (2)$$

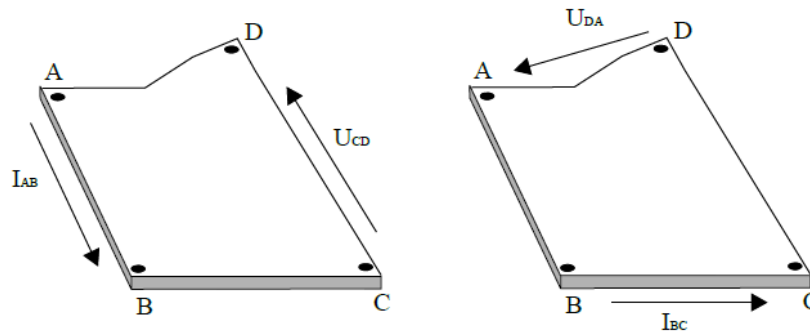
Daraus ergibt sich der spezifische Widerstand  $\rho$  als

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} f. \quad (3)$$

Dabei ist  $d$  die Dicke der Probe und  $f$  ein Faktor, der von den beiden Widerständen abhängt und durch numerisches Lösen einer transzendenten Gleichung berechnet werden kann [1].

Dann kann der Hall Faktor  $R_H$  durch Anlegen des Stromes  $I_{AC}$  zwischen A und C und Messen der Spannung  $U_{BD}$  ermittelt werden. Der Widerstand  $R_{AC,BD}$  wird durch  $R_{AC,BD} = U_{BD}/I_{AC}$  einmal mit und einmal ohne angelegtem Magnetfeld berechnet. Dann ergibt sich der Hall Koeffizient als

$$R_H = \frac{d}{B} (R_{AC,BD}(B) - R_{AC,BD}(0)). \quad (4)$$



**Abbildung 1:** Zu sehen sind eine symbolische Probe sowie die vier Anschlusspunkte A, B, C und D, die nach der van der Pauw Methode angeschlossen werden.[1]

Abbildung 2 zeigt alle möglichen Kombinationen des Anlegens der Stromstärke und Messung der Spannung, wobei diese Schaltungen in unserem Versuchsaufbau mit einem Drehschalter realisiert werden, dessen Optionen als Konfiguration bezeichnet werden.

Konfiguration	A	B	C	D
1a	$I_{in}$	$I_{out}$	$U_-$	$U_+$
1b	$I_{out}$	$I_{in}$	$U_-$	$U_+$
2a	$U_+$	$I_{out}$	$I_{in}$	$U_-$
2b	$U_+$	$I_{in}$	$I_{out}$	$U_-$
3a	$I_{in}$	$U_-$	$I_{out}$	$U_+$
3b	$I_{out}$	$U_-$	$I_{in}$	$U_+$

**Abbildung 2:** Zu sehen sind die möglichen Konfigurationen am Drehschalter mit deren zugehörigen Schaltungen.[1]

### 2.3 Beweglichkeit der Ladungsträger und Leitfähigkeit

Mithilfe des Hall Koeffizienten lässt sich die Ladungsträgerdichte der Elektronen bzw. Löcher,  $n$  bzw.  $p$ , ermitteln als:

$$R_H^{(n)} = -\frac{1}{en} \quad \text{bzw.} \quad R_H^{(p)} = \frac{1}{ep}. \quad (5)$$

Daraus lässt sich die Beweglichkeit der negativ geladenen Ladungsträger  $\mu_n$  bestimmen:

$$\mu_n = \frac{R_H}{\rho}. \quad (6)$$

Die Formel für p-Dotierung sieht äquivalent aus. Die Leitfähigkeit  $\sigma$  wird als Kehrwert des spezifischen Widerstands  $\rho$  bestimmt als  $\sigma = \rho^{-1}$ .

## 2.4 Streuung und Matthiessensche Regel

Abhängig von der Temperatur ändert sich die dominierende Streuungsart im Halbleiter. Bei niedrigen Temperaturen findet hauptsächlich elastische Streuung geladener Teilchen (Rutherford-Streuung) statt. Für die Relaxationszeit  $\tau$ , die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, ergibt sich die Proportionalität  $\tau_{\text{lon}} \propto T^{3/2}$ , wobei  $T$  die Temperatur ist. Für hohe Temperaturen wird hauptsächlich Streuung an Phononen, also Gitterschwingungen, beobachtet. Für diese Art ergibt sich der Zusammenhang  $\tau_{\text{ph}} \propto T^{-3/2}$ .

Die Matthiessensche Regel beschreibt die effektive Relaxationszeit  $\tau$  bei mehreren Stoßprozessen, diese ergibt sich als

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (7)$$

## 2.5 Intrinsischer und extrinsischer Halbleiter

Die intrinsische Leitfähigkeit eines Halbleiters ist die Leitfähigkeit ohne Dotierung und entsteht bei Anregung von Elektronen über die Bandlücke. Dies geschieht nur bei hohen Temperaturen ( $T > 300 \text{ K}$ ). Für die intrinsische Ladungsträgerdichte  $n_i$  gilt

$$n_i = p_i = \sqrt{N_L N_V} \exp \left\{ \left[ -\frac{E_G}{2k_B T} \right] \right\}. \quad (8)$$

Wenn hingegen die Störstellen die Leitfähigkeit dominieren, spricht man vom extrinsischen Halbleiter. Hier unterscheidet man zwei Möglichkeiten.

Bei einer Temperatur, die Ionisation aller Störstellen erreicht, aber zu gering ist, um Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, wird die Ladungsträgerdichte durch die Störstellendichte der Donatoren  $N_D$  bzw. Akzeptoren  $N_A$  bestimmt. Für eine n-Dotierung gilt näherungsweise  $n \approx N_D = \text{const.}$ , für eine p-Dotierung  $p \approx N_A = \text{const.}$

Ist die Temperatur zu tief, um alle Störstellen zu ionisieren, gilt für die Ladungsträgerdichte:

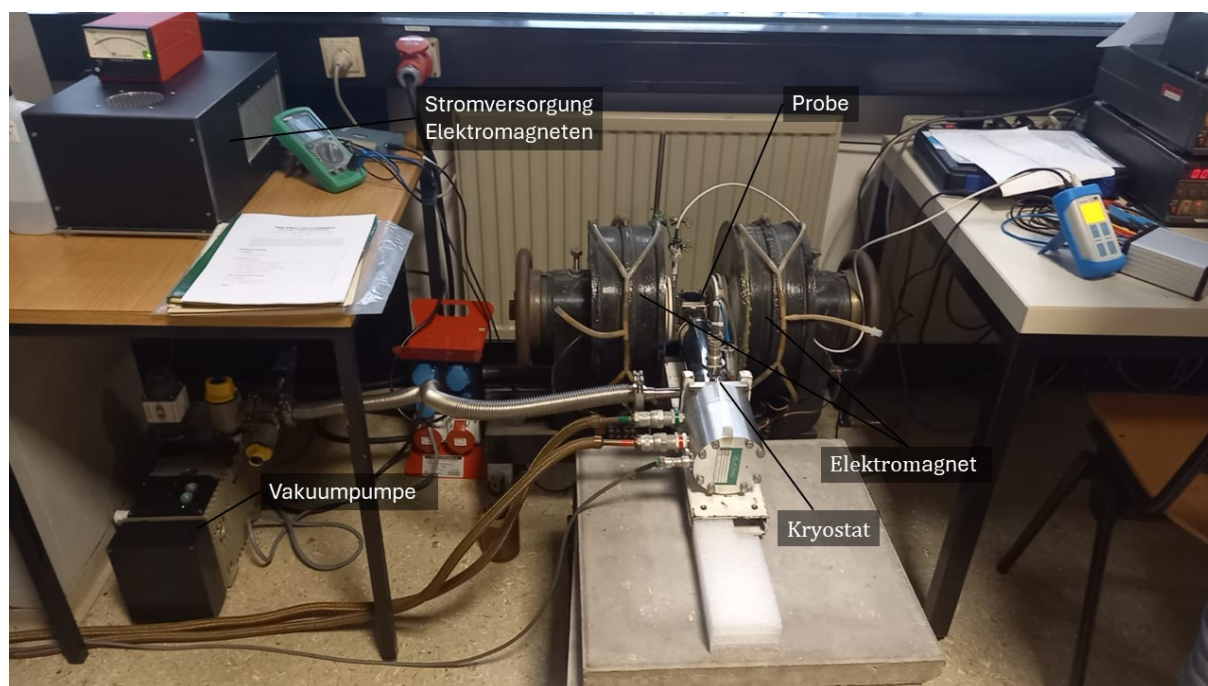
$$n = \sqrt{N_D N_V} \exp \left\{ \left[ -\frac{E_d}{2k_B T} \right] \right\}. \quad (9)$$

Dabei bezeichnet  $E_D$  das Energieniveau der Donatoren, und  $E_d = E_D - E_L$  die Ionisierungsenergie. Dieser Zusammenhang wird mithilfe eines logarithmischen Plots von  $\ln(n)$  verwendet, um die Ionisierungsenergie durch einen Fit zu bestimmen. Die Größe  $N_V$  bezeichnet die Dichte der Ladungsträger am Valenzband.

## 3 Durchführung

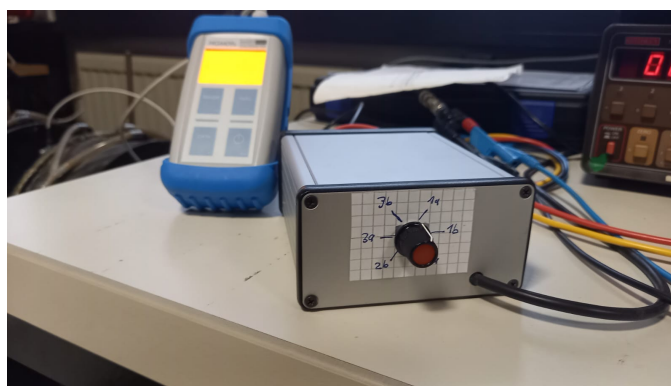
Die Pumpe zur Evakuierung des Kryostats wurde bereits vor Eintreffen durch den Betreuer eingeschaltet. Der Aufbau des Kryostats mit den Magnetspulen zur Bestimmung des Hallkoeffizienten ist in Abbildung 3 zu sehen. Zu Beginn des Versuchs muss das Magnetfeld mithilfe eines Teslameters kalibriert

werden.



**Abbildung 3:** In dieser Abbildung sind der Kryostat, die Magnetspulen sowie die Sonde zur Messung des Magnetfeldes zu erkennen.

Dafür wird am Computer eine Magnetfeldstärke eingestellt. Da diese nicht mit der tatsächlichen Magnetfeldstärke übereinstimmt, muss diese mit einem Teslameter überprüft werden. Bei eingeschaltetem Magnetfeld sollen ungefähr 250 mT an der Probe anliegen. Dies erreichen wir, indem 190 mT am Computer eingestellt werden. Zudem überprüfen wir das Teslameter, wenn am Computer ein Magnetfeld von 0 mT eingestellt wird, da auch dann aufgrund der Polarisierung des Ferromagneten ein geringes Magnetfeld erzeugt wird. Danach wird am Netzteil eine Stromstärke von 500  $\mu\text{A}$  angelegt, welche über den gesamten Versuch nicht mehr verändert wird. Als Erstes wenden wir die „van-der-Pauw“-Methode, die in Abschnitt 2 beschrieben wird, bei Raumtemperatur an und es werden acht Spannungen gemessen. Die einzelnen Schaltungen der „van der Pauw“-Methode müssen nicht selbst verkabelt werden, sondern können durch Drehen eines Drehschalters realisiert werden. Der Drehschalter ist in Abbildung 4 abgebildet und die Bedeutung der Möglichkeiten des Schalters sind in Abbildung 1 gezeigt.

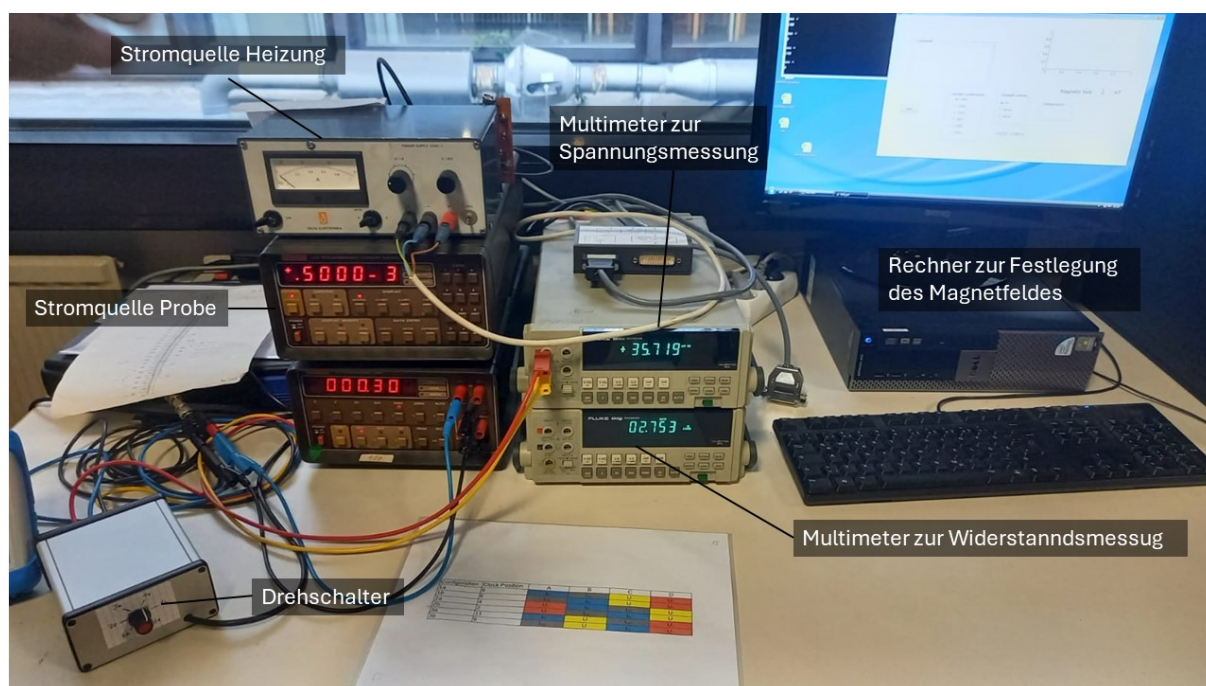


**Abbildung 4:** Zu sehen ist der Drehschalter zur Realisierung der verschiedenen Schaltungen.

Für die Bestimmung des spezifischen Widerstands und des Hall-Koeffizienten wird die Spannung bei den Optionen 1a, 1b, 2a, 2b, 3a und 3b gemessen, wobei das Magnetfeld ausgeschaltet ist. Dann wird

das Magnetfeld aktiviert, und die Spannung erneut bei 3a und 3b gemessen. Zudem muss die Temperatur aufgezeichnet werden. Die Temperatur wird nicht direkt gemessen, sondern durch einen Pt100-Widerstand mit einer Vierleitermessung bestimmt. Die Umrechnung von Widerstand in Temperatur wird in Abschnitt 2 erläutert. Die Messung des Widerstands wird am Multimeter durchgeführt.

Nach der Messung bei Raumtemperatur wird die Temperatur abgesenkt. Während der Abkühlung werden laufend Spannungsmessungen mit selbigen Einstellungen wie bei Raumtemperatur gemacht, wobei auch die Temperatur aufgezeichnet wird. Die Widerstandsmessung wird immer vor einer Spannungsmessung mit 1a Einstellung und nach 2a gemacht. Hier sind zwei Temperaturmessungen zur Fehlerabschätzung hilfreich, da die Temperatur phasenweise sehr schnell sinkt. Diese Messungen werden laufend gemacht, bis die Temperatur ihr Minimum erreicht. Um sinnvolle Messungen zu realisieren, kann eine Heizung zugeschaltet werden, um das Abkühlen etwas zu verlangsamen. Dies wurde in der zweiten Hälfte der Abkühlphase gemacht. Dieser gesamte Aufbau ist in Abbildung 5 zu erkennen. Zuletzt wird nochmals überprüft, welchen Wert das Teslameter bei Anlegen einer Magnetfeldstärke von 0 mT und 190 mT anzeigt, um zu Prüfen, ob sich diese Werte während des Versuchs durch Polarisierung des Ferromagneten geändert haben.



**Abbildung 5:** In dieser Abbildung ist die Stromversorgung für die Messung und die Multimeter zur Bestimmung des Widerstandes im PT100 und der Spannung an dem Messobjekt zu sehen.

## 4 Ergebnisse

Das durch den Ferromagneten verursachte Magnetfeld ohne äußeres Einwirken wurde zu Beginn der Messungen auf 1.045(1) mT bestimmt. Stellt man ein Magnetfeld von 190 mT an Computer ein, misst das Teslameter 252.6(1) mT. Die Unsicherheiten sind hier in der letzten angezeigten Stelle des Teslameters. Am Ende der Messungen wurde das ungetriebene Magnetfeld gemessen um einen möglichen Drift (durch Magnetisierung des Eisens) festzustellen und es wurde ein Wert von 0.979(1) mT gemessen. Dieser Effekt ist also vernachlässigbar klein. Der angelegte Strom von  $I = 500 \mu\text{A}$  wird während des gesamten Versuches nicht verändert und wird mit einem Fehler von  $1.05\% \pm 0.5 \mu\text{A}$  bestückt, welcher im Handbuch nachgelesen werden kann. Das sind genau 8  $\mu\text{A}$  und ist unter (späterer) genauerer Betrachtung der Fehlerkontributionen der dominierende Faktor.



Die aufgezeichneten Widerstands- sowie Spannungswerte wurden mit einer Unsicherheit von  $0.05 \, \Omega$  und  $0.05 \, \text{mV}$  respektive gewählt. Das Multimeter hat zwar eine Anzeige mit drei Nachkommastellen, die Werte verändern sich aber sehr schnell, was eine genauere Bestimmung durch händisches Ablesen und Aufschreiben sehr schwierig macht.

Zu Beginn werden die gemessenen Widerstandswerte mittels einer Kalibrierungskurve [1] in Temperaturen umgerechnet (unter Berücksichtigung der Fehlerpropagation). Wir kommen bei normaler Zimmertemperatur nach Konversion in Temperaturen auf  $T = 324.81(4) \, \text{K}$ , was etwa  $25 \, \text{K}$  über dem erwarteten Wert für Raumtemperatur liegt (es wurde leider keine Temperaturmessung mit einem anderen Messgerät durchgeführt, um die Richtigkeit der Kalibrierungskurve zu validieren). Da wir aber bei allen Widerstandsmessungen physikalisch sinnvolle Temperaturen erhalten (nichtnegativ, monoton fallend) wird mit einer potentiell fehlerhaften Kalibrierungskurve fortgefahren.

Folgend werden Widerstands- und Temperaturmessung synonymisch verwendet. Da die Temperaturmessungen immer nach vier Spannungsmessungen durchgeführt wurden, wurde über die Temperatur interpoliert. Um Messungen für den spezifischen Widerstand und den Hall-Koeffizienten später zu kombinieren, wurden die Temperaturen hier wieder gemittelt.

Um genauere Spannungsmessungen zu erhalten wurden immer zwei Messungen mit unterschiedlicher Stromrichtung durchgeführt und anschließend gemittelt.

Der Hall Koeffizient wurde mittels Gleichung (4) bestimmt. Hier ist zu beachten, die Berechnung der Spannungsdifferenz richtig auszuführen, da sich hier leicht ein Vorzeichenfehler einschleichen kann. Der Hall-Koeffizient  $R_H$  liegt bei „Raumtemperatur“ ( $T = 324.81(4) \, \text{K}$ ) bei

$$R_H = -0.0398(6) \, \text{m}^3/\text{C}.$$

$R_H$  hängt gemäß Gleichung (5) über der Elementarladung  $e$  direkt mit der Ladungsträgerdichte  $n$  zusammen, wobei das Vorzeichen vom Hall Koeffizienten die Art/Polarität dieser festlegt. Das negative Vorzeichen lässt auf n-Dotierung schließen, was einen Elektronenüberschuss impliziert mit Ladungsträgerdichte

$$n = -\frac{1}{R_H e} = 1.57(3) \cdot 10^{20} \, 1/\text{m}^3.$$

Den spezifischen Widerstand kann man über Gleichung (3) bestimmen. Hier ist das Vorzeichen der Spannungen unwichtig, da diese im Betrag betrachtet werden (negatives  $\rho$  ist unphysikalisch). Wir kommen bei Raumtemperatur auf

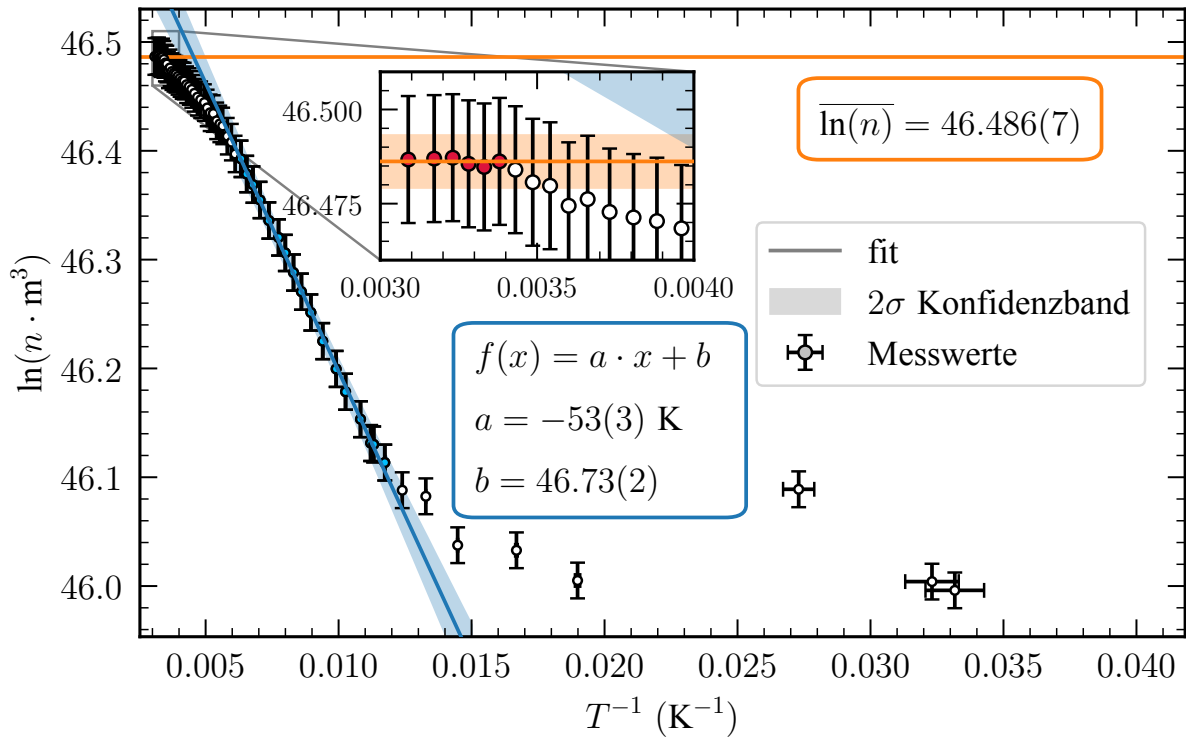
$$\rho = 0.0802(13) \, \Omega \text{m}.$$

Aus  $R_H$  und  $\rho$  lässt sich die Beweglichkeit der Ladungsträger  $\mu$  über Gleichung (6) bestimmen.

$$\mu = 4961(13) \, \text{cm}^2/(\text{s V}).$$

Das Verhalten der freien Ladungsträger kann theoretisch modelliert werden [1] und man erwartet sich ein konstantes Verhalten bei Raumtemperatur und einen exponentiellen Abfall bei niedrigen Temperaturen, wobei ein kontinuierlicher Übergang zwischen den beiden stattfindet. Um das exponentielle Verhalten sichtbarer zu machen, wurde die Ladungsträgerdichte  $n$  logarithmiert, wobei zu beachten ist, dass  $n$  in einheitenlose Form gebracht werden muss. In Abbildung 6 ist  $\ln(n \cdot \text{m}^3)$  auf die inverse Temperatur  $T^{-1}$  aufgetragen.



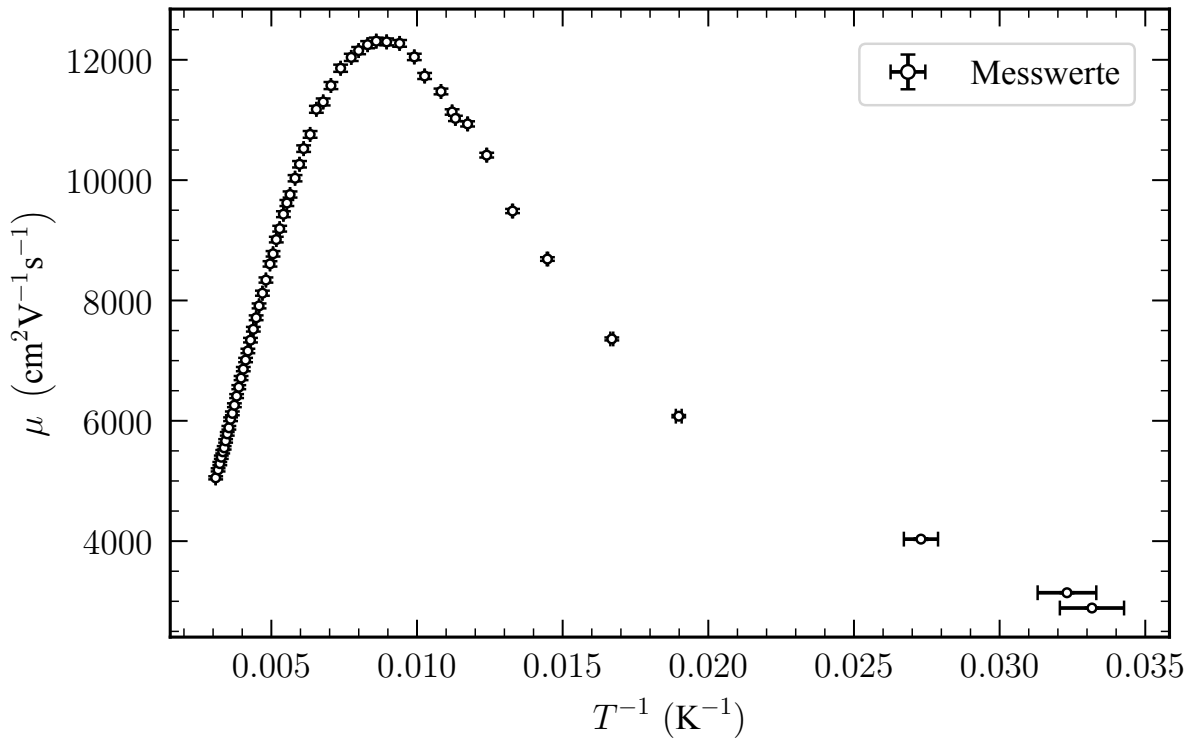


**Abbildung 6:** Der Logarithmus der bestimmten Ladungsträgerdichte  $n$  ist auf die inverse Temperatur  $T^{-1}$  aufgetragen. Die Messpunkte sind mit  $1\sigma$  Fehlerbalken in beiden Koordinaten ausgestattet. In orange wurde der gewichtete Mittelwert der ersten 6 Datenpunkte gebildet, wobei die dafür verwendeten Messwerte rot markiert sind. In blau wurde eine Gerade mittels ODR an die hellblau gekennzeichneten Messwerte angepasst. Beide Geraden sind mit einem  $2\sigma$  Konfidenzband bestückt.

Man erkennt das konstante Verhalten von  $n$  bei Raumtemperatur (niedriger inverser Temperatur!) und das linear abfallende Verhalten vom Logarithmus sehr gut. Dazwischen befindet sich eine Übergangszone. Am unteren Ende der Temperatur weichen die Messwerte stark vom linearen Trend ab, da wir hier von dem PT100 Widerstand limitiert sind. Um den Ladungsträgerüberschuss zu messen, wurde aus Daten im konstanten Regime der Mittelwert gebildet. Dieser und die dafür verwendeten Messwerte sind in Abbildung 6 in orange zu sehen. Die Bandlücke  $E_d$  lässt sich mittels Gleichung 2.5 aus der Steigung der in blau angepassten Geraden berechnen. Die Geradenanpassung wurde über orthogonal distance regression (ODR) [2] ausgeführt, um Fehler sowohl in x-, als auch in y-Richtung zu berücksichtigen. Wir erhalten folgende Werte für Ladungsträgerüberschuss und Bandlücke:

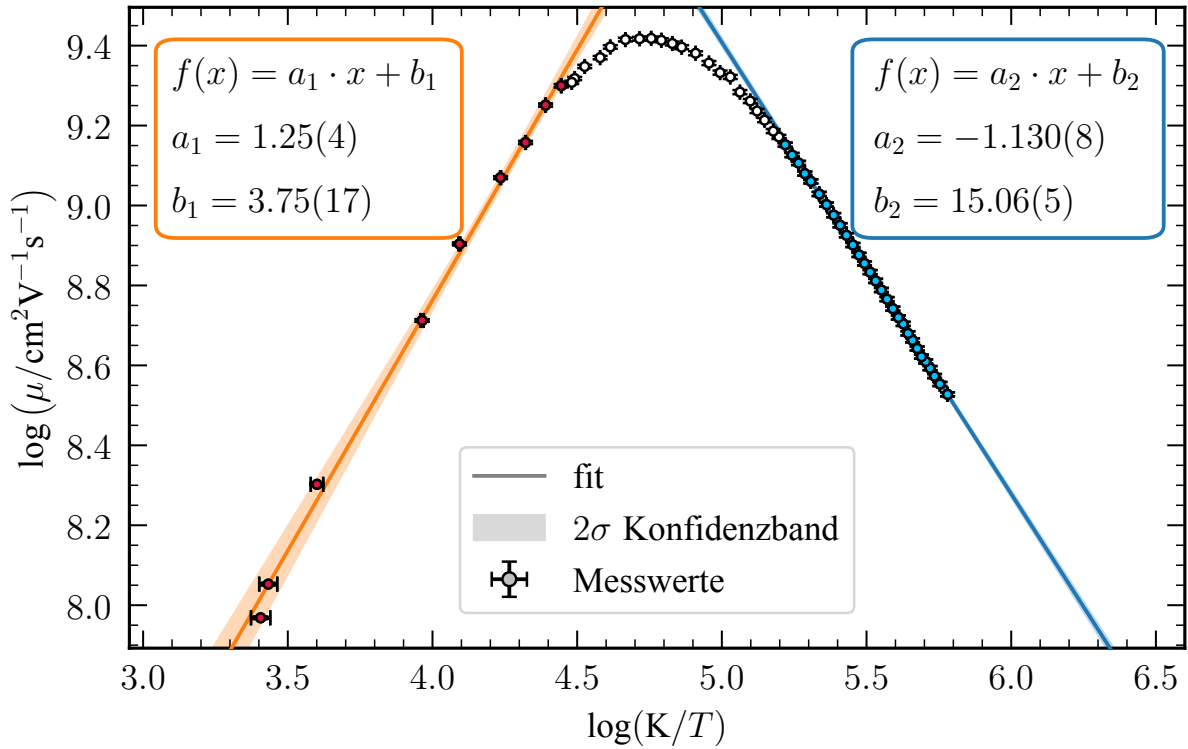
$$N_D - N_A = 1.544(11) \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \quad \text{und} \quad E_d = 0.0091(4) \text{ eV}.$$

Aus  $R_H$  und  $\rho$  lässt sich nun die Beweglichkeit der Ladungsträger  $\mu$  über Gleichung (6) bestimmen. Diese ist in Abbildung 7 gegen die inverse Temperatur  $T^{-1}$  geplottet.



**Abbildung 7:** Die Beweglichkeit  $\mu$  ist gegen die inverse Temperatur  $T^{-1}$  aufgetragen. Die Messwerte sind mit  $1\sigma$  Fehlerbalken bestückt, wobei diese bei hohen Temperaturen (und daher niedrigen inversen Temperaturwerten) sehr klein und in der Abbildung schlecht sichtbar sind.

Man erkennt in Abbildung 7, dass  $\mu$  mit abnehmender Temperatur ansteigt, ein Maximum bei etwa 110 K erreicht und danach wieder absinkt. Aus der Theorie wissen wir (siehe Unterabschnitt 2.4), dass verschiedene Mechanismen in einem Festkörper für die Veränderung der Beweglichkeit verantwortlich sind, die bei unterschiedlichen Temperaturen stattfinden. Diese hängen mit unterschiedlichen Potenzen von der Temperatur ab, weshalb ein doppellogarithmischer Plot der Beweglichkeit  $\mu$  gegen die Temperatur  $T$  in Abbildung 8 zu sehen ist.



**Abbildung 8:** Der Logarithmus der Beweglichkeit  $\mu$  ist auf den Logarithmus der Temperatur  $T$  aufgetragen. In orange (blau) wurde eine Gerade an die Daten bei niedrigen (hohen) Temperaturen angepasst, die für die beiden Fits verwendeten Daten sind hier farblich markiert. Beide Geraden sind von  $2\sigma$  Konfidenzbändern umgeben.

In Abbildung 8 sollten reine Potenzabhängigkeiten als Geraden mit der jeweiligen Potenz als Steigung erscheinen. Da zwei Streumechanismen erwartet werden, wurden zwei Geraden an die Daten angepasst, eine bei niedrigen Temperaturen (orange) und eine an Hohe (blau). Die Fits wurden wieder mit ODR durchgeführt und die für die Fitroutine verwendeten Daten wurden optisch passend gewählt und farblich markiert. Die Steigungen der beiden Geraden sind

$$a_1 = 1.25(4) \quad \text{und} \quad a_2 = -1.130(8),$$

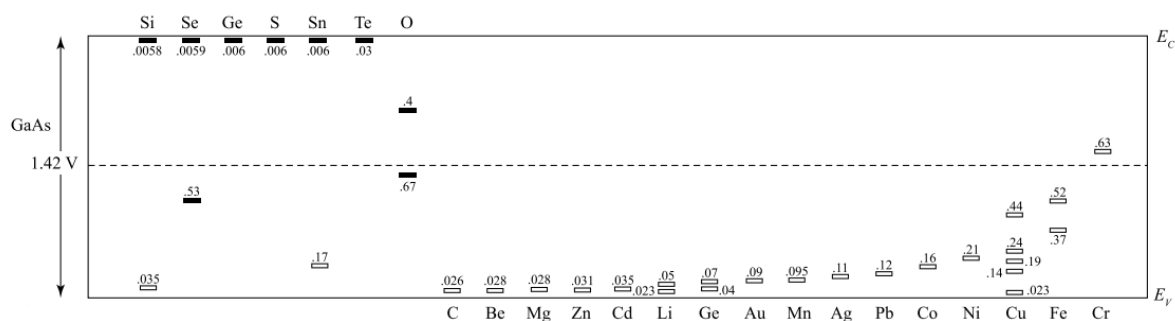
wobei  $a_1$  die phononische und  $a_2$  Rutherfordstreuung charakterisiert.

## 5 Schlussfolgerung

Aus den soeben diskutierten Daten über das Material kann man folgende Erkenntnisse ableiten. Aus der Elektronenmobilität bei Raumtemperatur von

$$\mu = 4961(13) \text{ cm}^2/(\text{V s})$$

lässt sich ableiten, dass diese wesentlich größer ist als die von Silizium und Germanium (vgl. [3]). Der ermittelte Wert liegt bei einem für n-dotiertes Galliumarsenid typischen Wert (vgl. [4]). Bei Betrachtung der Ionisierungsenergie von  $E_d = 0.0091(4) \text{ eV}$  und der Literaturwerte in Abbildung 9 stellt man fest, dass diese zwischen den typischen Werten für schwefel- und tellurdotiertem Galliumarsenid liegt (vgl. [5]). Somit lässt sich über das genaue Dotierungsverhalten keine Aussage treffen.



**Abbildung 9:** In dieser Abbildung sind gemessene Ionisierungsenergien für Galliumarsenid angegeben. Dabei sind die ausgefüllten Kästchen Donatorniveaus und die leeren Akzeptorniveaus [5].

Weiters lässt sich bei der Betrachtung der Streuprozesse eine Unterteilung in 3 Mechanismen beobachten. Diese wäre Ionisierte Stoßstellen bei tiefen Temperaturen, Interaktion mit Phononen bei hohen Temperaturen, sowie einen Bereich bei dem diese zwei Mechanismen mischen. Wo lässt sich nun die Matthiessensche Regel beobachten? Sie äußert sich an den Steigungen der beiden Bereiche im doppelt logarithmischen Plot, welche im Rahmen ihrer Unsicherheit mit  $\pm 3/2$  nicht vertragbar sind, wobei  $a = \pm 3/2$  die Steigung bei rein phononischer bzw. ionischer Streuung darstellt. Kurz gesagt, selbst in den Nieder- und Hochtemperaturbereichen gibt es immer eine Mischung der Streumechanismen.

Wie könnte der Versuch verbessert werden? Die wohl signifikanteste Verbesserung würde durch eine automatische, gleichzeitige Erfassung aller gemessenen Größen erreicht werden. Eine weitere Verbesserung wäre die Verwendung eines Tieftemperatursensors, da der PT100 bei sehr niedrigen Temperaturen an seine Grenzen stößt.

Im Großen und Ganzen ist es somit gelungen, durch die van-der-Pauw-Methode mit unspektakulären Spannungsmessungen sowie einer Temperaturmessung fundamentale Eigenschaften wie Dotierung und Material, aber auch anwendungsnahe Größen wie Leitwerte und deren Verhalten zu bestimmen. Damit reiht sich dieser Versuch in eine Serie von Experimenten ein, bei denen die ausgeklügelte Anwendung der Theorie zu einem gut durchführbaren Experiment führt, dessen Erkenntnisse jedoch angesichts seiner geringen Komplexität geradezu überraschend sind. Dies unterstreicht die Effizienz solcher praxisnahen Ansätze und zeigt, dass auch mit vergleichsweise einfachen Methoden tiefgreifende Einblicke in die Materie gewonnen werden können.

## Literatur

- [1] Stefan Frick, Benedikt Pressl, Gregor Weihs. *Hall Effekt und Leitfähigkeit*. Universität Innsbruck, Innsbruck, AT: Institut für Experimentalphysik, 2024.
- [2] Wikipedia contributors. *Total least squares — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Total\\_least\\_squares&oldid=1099204170](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Total_least_squares&oldid=1099204170). [Online; accessed 2-May-2023].
- [3] D. Mietke. *Halbleiterwerkstoffe*. Online; Abgerufen am 08. 03. 2024. URL: <https://www.elektroniktutor.de/elektrophysik/halbltr.html>.
- [4] PAM-XIAMEN. *PAM-XIAMEN*. Online; Stand: 06.03.2020. Abgerufen am 10. 3 2024. URL: <https://www.powerwaywafer.com/gallium-arsenidegaas-wafer-with-high-mobility.html>.

- [5] S. Sze u. a. *Physik der Halbleiterbauelemente*. Wiley-VCH, 2021. ISBN: 9783527413898. URL: [https://application.wiley-vch.de/books/sample/3527413898\\_c01.pdf](https://application.wiley-vch.de/books/sample/3527413898_c01.pdf).

## Erklärung

Hiermit versichern wir, dass der vorliegende Bericht selbständig verfasst wurde und alle notwendigen Quellen und Referenzen angegeben sind.



29. März 2024

Alexander Helbok

Date



29. März 2024

Jakob Hugo Höck

Date



29. März 2024

Max Koppelstätter

Date