

Praktikum: P4 Gruppe: 22

☒ **Mo** ☐ **Mi**  
Zutreffendes bitte ausfüllen

**WS20/21**

Namen: Paul Filip useba[at]student.kit.edu

Namen: Janic Beck

Versuch: Hall-Effekt

Betreuer: Julian Skolaut Durchgeführt am: 1.02.20

Wird vom Betreuer ausgefüllt.

1. Abgabe am: \_\_\_\_\_

Rückgabe am: \_\_\_\_\_ Kommentar:

2. Abgabe am: \_\_\_\_\_

Ergebnis: + / 0 / - Handzeichen: \_\_\_\_\_

Datum: \_\_\_\_\_ Kommentar:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Theorie &amp; Vorbereitung</b>	<b>1</b>
1.1. Ziel des Versuchs . . . . .	1
1.2. Leitfähigkeit von Halbleitern . . . . .	1
1.3. Halleffekt . . . . .	5
1.3.1. Bipolarer Halleffekt . . . . .	6
<b>2. Experiment &amp; Evaluation</b>	<b>7</b>
2.1. Messaufbau . . . . .	7
2.2. Germanium . . . . .	7
2.2.1. Leitfähigkeit und Hallkoeffizient . . . . .	8
2.2.2. Extrinsischer- und intrinsischer Leitbereich . . . . .	8
2.2.3. Ladungsträgerkonzentration und Bandlücke . . . . .	9
2.3. Galliumarsenid . . . . .	10
2.3.1. Beweglichkeit . . . . .	10
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>13</b>
<b>A. Germanium Messwerte</b>	<b>14</b>
<b>B. Galliumarsenid Messwerte</b>	<b>16</b>

# 1. Theorie & Vorbereitung

## 1.1. Ziel des Versuchs

In dem Versuch werden spezifische Eigenschaften von Halbleitern bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Die Messungen werden mit Hilfe des Halleffekts durchgeführt und durch dessen Theorie ausgewertet. Bei den Proben Germanium und Galliumarsenid (2DEG) werden von  $-180^\circ\text{C}$  bis  $150^\circ\text{C}$  bzw.  $0^\circ\text{C}$  jeweils die Leit- und Hallspannung sowie der dazugehörige Strom aufgezeichnet. Die bestehenden Theorien sollen somit bestätigt werden.

## 1.2. Leitfähigkeit von Halbleitern

Wir betrachten Halbleiter als kristalline Festkörper mit räumlich periodischer Anordnung der Atome. Diese werden durch eine Gitterkonstante  $a$  beschrieben. Man kann dieses Gitter auch im reziproken Raum beschreiben durch den Wellenvektor  $\vec{k}$  mit der Dimension einer inversen Länge. Hierin wird die sogenannte Brillouin-Zone definiert, mit allen Punkten im reziproken Raum, die zum Ursprung am nächsten liegen. Dessen Grenzen sind bei einem kubischen Gitter gegeben durch:

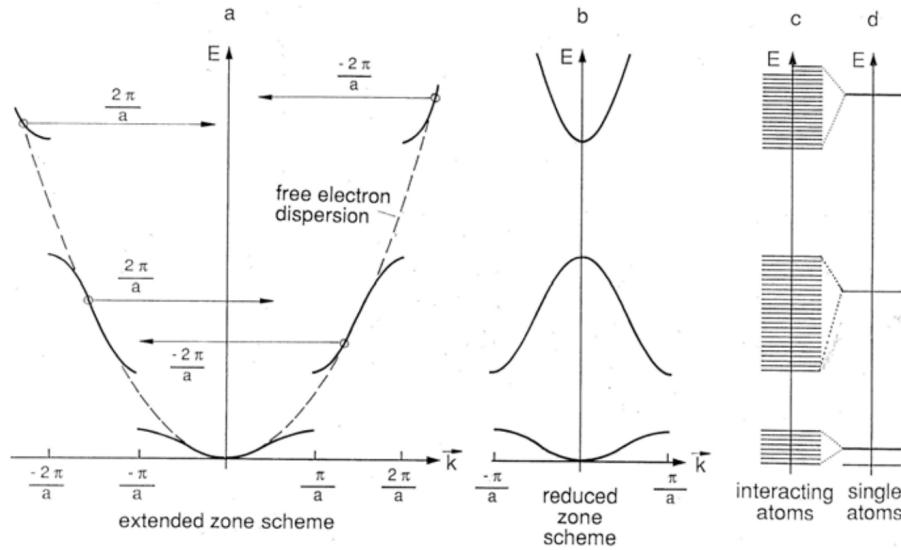
$$-\frac{a}{\pi} \leq k_i \leq \frac{a}{\pi} \quad (1.1)$$

Zur Beschreibung von Elektronen in Festkörpern kann das sogenannte **Bändermodell** herangezogen werden. Hierbei kann zwischen verschiedenen Methoden zur Berechnung unterschieden werden, wir beschränken uns nur auf das **fast freie Elektronenmodell**. Dieses betrachtet die Atomrümpfe im Gitter als ein schwaches periodisches Coulomb-Potential. Ohne Störung kann man die Schrödingergleichung mit einer ebenen Welle analytisch lösen zu:

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_e}. \quad (1.2)$$

Betrachtet man nun das Problem mit Potential muss man zur entarteten Störungstheorie greifen. Für konstruktive Interferenz der Streuung muss ferner die Laue-Bedingung erfüllt sein. An den Rändern der Brillouin-Zonen gibt es je zwei Lösungen und es entstehen **Bandlücken**. In Abbildung *Abbildung 1.1* erkennt man die resultierende Energiedispersion mit der Laue-Bedingung  $\vec{k} = \vec{k}' + \vec{G}$  und reziprokem Gittervektor  $\vec{G} = \frac{2\pi}{a} \cdot n$ . Um die Bänder nun mit Elektronen zu befüllen muss die **Fermi-Dirac Statistik** verwendet werden. Wir betrachten die Energieniveaus für  $T = 0$ . Der höchste besetzte Zustand hat per Definition die Fermi-Energie. Das letzte vollständig besetzte Band nennt man Valenzband und das darüberliegende Band ist das Leitungsband. Es gilt vereinfacht, dass ein vollständig gefülltes Band nicht zur Leitfähigkeit beitragen kann, somit lassen sich drei Fälle unterscheiden:

**Abbildung 1.1.:** Erweitertes (a) und reduziertes (b) Zonenschema bei fast freien Elektronen. Im Vergleich dazu ein Modell mit einzelnen Atomorbitalen (d) und überlappenden Orbitalen.



- **Metalle:** Liegt die Fermienergie innerhalb eines Bandes so handelt es sich um ein Metall. Die jeweiligen Bänder sind somit nur teilweise besetzt und tragen zur Leitfähigkeit bei.
- **Isolatoren:** Wenn die Fermienergie dagegen zwischen zwei Bändern liegt kann es sich um einen Isolator oder Halbleiter handeln. Alle Bänder sind entweder vollständig besetzt oder leer. Bei Isolatoren ist die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband größer als  $E_g > 4 \text{ eV}$ .
- **Halbleiter:** Betrachtet man nun den Fall für Isolatoren mit einer geringeren Bandlücke als  $E_g \leq 4 \text{ eV}$  so handelt es sich um einen Halbleiter. Eine äußere Anregung der Elektronen ist möglich um eine Leitfähigkeit herzustellen.

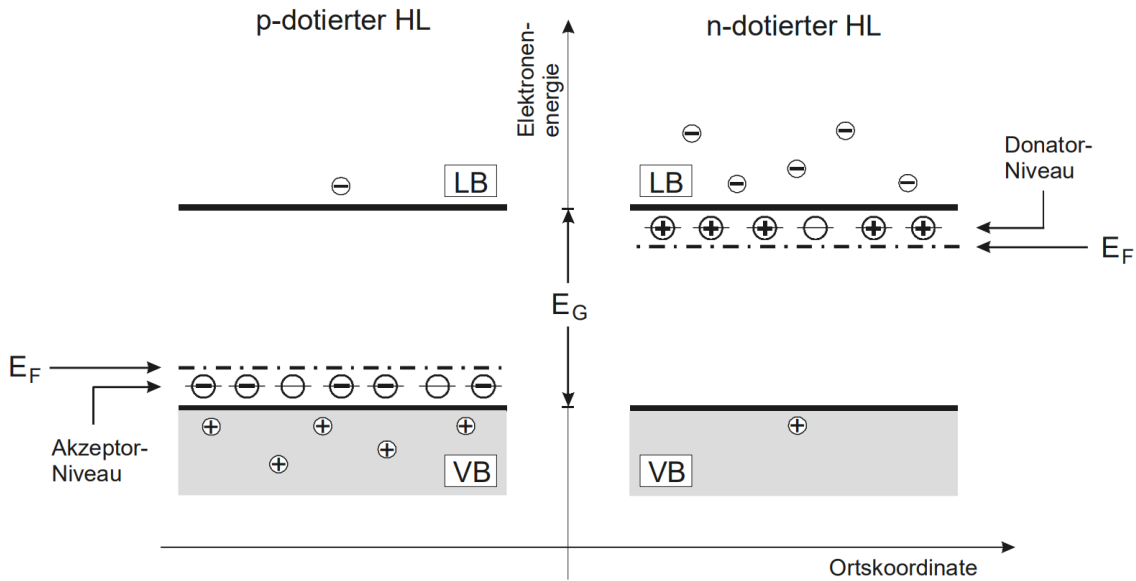
Für die Ladungsträger des Halbleiters, also Elektronen und Löcher mit parabolischer Dispersion folgt eine Zustandsdichte der Form  $D(E) \propto \sqrt{E}$  in drei Dimensionen.

Betrachtet man nun den Fall endlicher Temperaturen in Halbleitern so können Leitungsband gefüllt und Valenzband geleert werden. Dabei ist es sinnvoll das Konzept der Löcher einzuführen, diese entsprechen den Fehlenden Elektronen im Valenzband und tragen via Löcherleitung zum Stromtransport bei. Analog dazu tragen die Elektronen oberhalb der Fermienergie im Leitungsband via Elektronenleitung zum Stromtransport bei. Innerhalb des Kristalls haben diese Quasiteilchen eine effektive Masse der Form:

$$m_{ij}^*(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E(\vec{k})}{dk_i dk_j}} \quad (1.3)$$

hieraus erkennt man die Abhängigkeit der effektiven Masse von der Bandkrümmung. Des weiteren haben Löcher eine negative effektive Masse.

Um nun Ladungsträger zu erzeugen, bzw. anzuregen gibt es verschiedene Möglichkeiten:

**Abbildung 1.2.:** Energieniveaus in n und p dotierten Halbleitern

- **Thermische Anregung aus dem Valenzband:** Bei endlichen Temperaturen wird ein geringer Teil der Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben. Es entsteht sowohl Löcher- als auch Elektronenleitung. Grundsätzlich kann man für die Elektronen- und Löcherkonzentration  $n$  und  $p$  folgende Aussage treffen:

$$n = p = n_i(T). \quad (1.4)$$

Dieser Effekt dominiert im intrinsischen Bereich und  $n_i(T)$  wird daher auch intrinsische Ladungsträgerkonzentration genannt.

- **Dotierung:** Durch negative oder positive Dotierung eines Halbleiters kann man ein Subenergieniveau erzeugen. Diese liegen näher am jeweiligen Band und können daher viel stärker thermisch angeregt werden. Es zeichnet sich ein extrinsischer Bereich ab, bei dem dieser Effekt dominiert. Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt:

$$n \cdot p = n_i^2(T). \quad (1.5)$$

Man kann daher einen Halbleiter nur entweder mit Donatoren oder Akzeptoren dotieren.

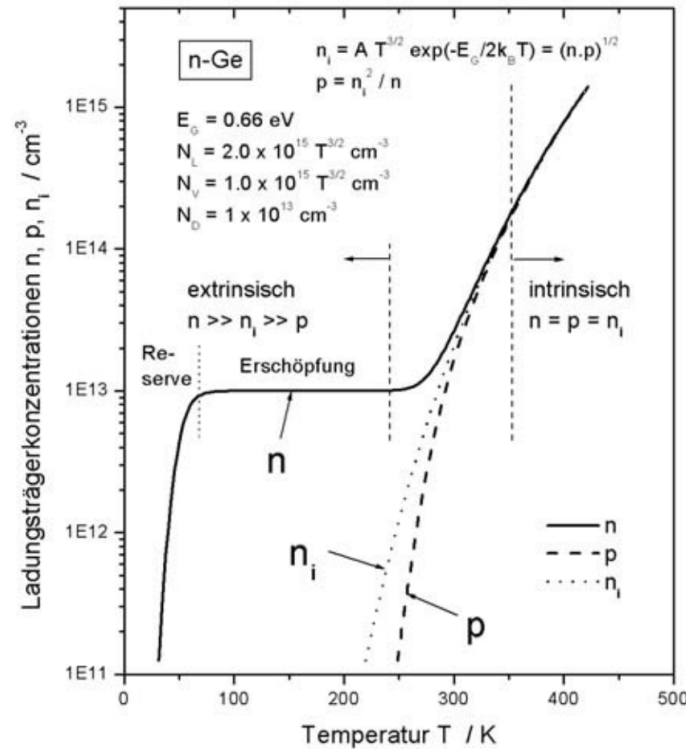
- **Optische Anregung:** Durch optische Anregung können bei Photonenenergien oberhalb der Bandlücke die Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben werden. Ein analogen Effekt hat auch die Ladungsträgerinjektion in einem p-n Übergang. Es herrscht kein thermodynamisches Gleichgewicht mehr.

Die Elektronen- und Löcherkonzentration ist gegeben durch:

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D(E) f_{FD} \left( \frac{E - E_F}{k_b T} \right) dE \quad (1.6)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D(E) \left[ 1 - f_{FD} \left( \frac{E - E_F}{k_b T} \right) \right] dE. \quad (1.7)$$

Abbildung 1.3.: Ladungsträgerkonzentration von Germanium



Es entsprechen  $D(E)$  der Zustandsdichte,  $E_L/E_V$  der Leitungsband- Valenzbandkantenenergie und  $f_{FD}$  der Fermi-Dirac Verteilung. Letztere beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit und kann für  $E_V \ll E_F \ll E_L$  (wobei sich  $\ll$  auf die thermische Energie  $k_B T$  bezieht) durch die klassische Boltzmann-Verteilung  $f_B$  ersetzt werden. Diese Näherung beschreibt den Fall des **nichtentarteten Halbleiters**, hierbei Verhalten sich Elektronen und Löcher wie ein klassisches Gas und nicht mehr wie Quasiteilchen.

Löst man die Integrale, kann man die Intrinsische Ladungsträgerkonzentration aus Gleichung *Gleichung 1.5* bestimmen zu:

$$n_i(T) = \text{Const} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right). \quad (1.8)$$

Der gesamte Verlauf der Landungsträgerkonzentration ist dagegen etwas komplizierter und kann am Beispiel von n dotiertem Germanium gezeigt werden (siehe Abbildung *Abbildung 1.3*).

Im Reservebereich werden die Donatorelektronen zunehmen thermisch ins LB angeregt, im Erschöpfungsbereich sind bereits alle Donatorelektronen angeregt, diese Bereiche entsprechen dem extrinsischen Verhalten. Steigt die Temperatur noch weiter an begibt sich der Halbleiter in den intrinsischen Bereich.

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters kann mittels der Drude-Theorie bestimmt werden. Diese folgt aus dem Ohmschen Gesetz zu:

$$\sigma = en\mu = e(n\mu_n + h\mu_h) \quad (1.9)$$

wobei  $\mu$  der Beweglichkeit entspricht,  $n$  der Konzentration und  $e$  die Elementarladung ist.

$$\mu = \frac{e\tau}{m} \quad (1.10)$$

Betrachtet man nun die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$ , so stellt sich heraus, dass diese hauptsächlich durch Störungen vom perfekten Gitter beeinflusst werden. Dabei ist die Relaxionszeit  $\tau$  Temperaturabhängig. Folgende Streuungen dominieren dabei:

- **Streuung an geladenen Störstellen:** Die Streuung an den Coulomb-Potentialen von geladenen Fremdatomen kann durch den Rutherford-Streuquerschnitt beschrieben werden. Daraus folgt für die Streuzeit:

$$\tau \propto T^{3/2} \quad (1.11)$$

- **Streuung an Phononen:** Bei der Streuung an Gitterwellen kann zwischen dem optischen und akustischen Fall unterschieden werden. Diese deformieren das Gitter und sorgen dadurch durch eine zusätzliche Deformationspotentialstreuung. Für akustische Phononen folgt:

$$\mu_{ak,3D}(T) \propto T^{-3/2} \quad (1.12)$$

$$\mu_{ak,2D}(T) \propto T^{-1} \quad (1.13)$$

Es entsteht also ein Maximum der Beweglichkeit zwischen geladener Störstellen und akustischer Phononen.

Optische Phononen folgen dabei:

$$\mu_{op} \propto \exp \left[ \frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T} - 1 \right] \quad (1.14)$$

Die Gesamtbeweglichkeit folgt aus den einzelnen Beweglichkeiten:

$$\mu_{tot} = \left( \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \dots \right)^{-1}. \quad (1.15)$$

Bei der zweiten Probe handelt es sich um einen **Verbindungshalbleiter**. Durch eine geschickte Heterostruktur aus undotiertem GaAs und einer modulationsdotierten AlGaAs Schicht kann man einen Trog erzeugen und somit eine Halbleiterstruktur reduzierter Dimensionalität. Dabei wird ausgenutzt, dass die Schichten unterschiedliche Bandlücken haben. Die Donatorelektronen diffundieren dabei in den undotierten Halbleiter mit geringerer Bandlücke (demnach auch  $E_L$ ) und werden zunehmend von ihren Donatoratomen angezogen, können allerdings den Bandkantensprung nicht überwinden. Es entsteht somit ein 2 Dimensionales Elektronengas (2DEG). Die Fermienergie muss dabei stetig verlaufen überlappt daher an einem Punkt mit dem Leitungsband. Dies folgert eine hohe Elektronenkonzentration. Da die Störstellen der Donatoratome räumlich getrennt sind, können deutlich größere Beweglichkeiten erreicht werden.

### 1.3. Halleffekt

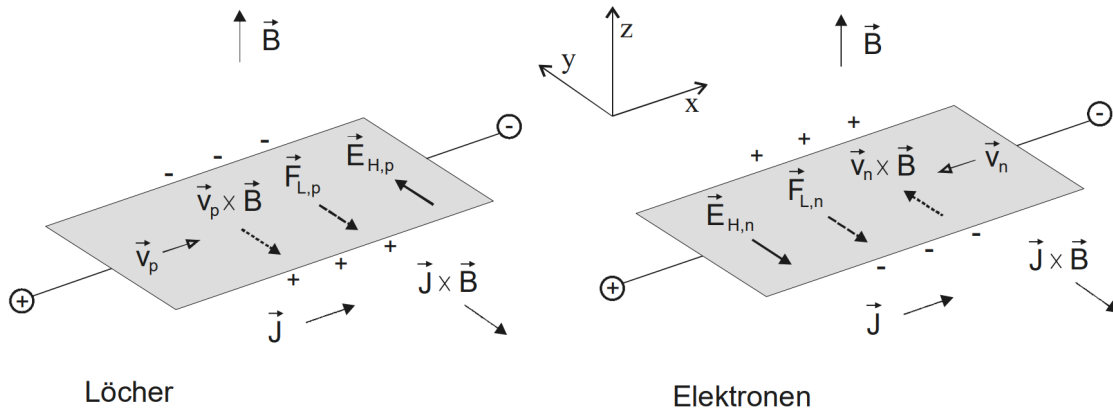
Aufgrund der Lorenzkraft erfahren bewegte Ladungsträger im Magnetfeld eine Ablenkung. Dies gilt auch für die Elektronen im Festkörper.

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.16)$$

Dabei entsteht eine Flächenladung an der Probenseite die ein Elektrisches Feld aufbaut. Dieses Hall-Feld  $E_H$  wirkt der Lorenzkraft entgegen und es entsteht ein Gleichgewicht. Mit der Stromdichte  $\vec{J} = nq\vec{v}$  folgt:

$$\vec{E}_H = -R_H(\vec{J} \times \vec{B}) \quad (1.17)$$

$$R_H = \frac{1}{nq}. \quad (1.18)$$

**Abbildung 1.4.:** Vergleich Halleffekt zwischen Löchern und Elektronen

$R_H$  heißt dabei Hall-Konstante und die zum Hall-Feld gehörende Spannung  $U_H$  heißt Hallspannung. Diese kann an den Proberändern abgegriffen werden.

### 1.3.1. Bipolarer Halleffekt

Betrachtet man nun auch Löcher als Ladungsträger wie im Halbleiter nennt man die Leitung bipolar. Löcher haben dabei positive Ladung, aber auch die entgegengesetzte Geschwindigkeit zu Elektronen, daher wirkt die Lorentzkraft in die selbe Richtung. Auch die Stromdichte verläuft in die selbe Richtung wie bei Elektronen. Das Hall-Feld ist jedoch antiparallel aber der Vektor  $(\vec{J} \times \vec{B})$  ist parallel, daraus folgt:

$$(\vec{J} \times \vec{B}) = (-J_x B_z) \hat{e}_y \quad (1.19)$$

$$\vec{E}_H = \pm |E_H| \hat{e}_y. \quad (1.20)$$

Die Hall-Konstante ist damit:

$$R_H = \frac{\pm |E_H|}{J_x B_z} \quad (1.21)$$

und die Stromdichte im bipolaren Fall:

$$J_x = |e| \cdot (n\mu_n + p\mu_p) \cdot E_x \quad (1.22)$$

Schlussendlich folgt für die bipolare Hall-Konstante:

$$R_H^{bipolar} = \frac{p - nb^2}{|e|(p + nb)^2} \quad (1.23)$$

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (1.24)$$

Das Produkt  $\sigma |R_H|$  entspricht dabei im unipolaren Fall der Beweglichkeit und im bipolaren Fall der Differenz der Beweglichkeiten:

$$\mu_n = \sigma |R_H| \quad (\text{extrinsisch}) \quad (1.25)$$

$$\mu_n - \mu_p = \sigma |R_H| \quad (\text{intrinsisch}) \quad (1.26)$$



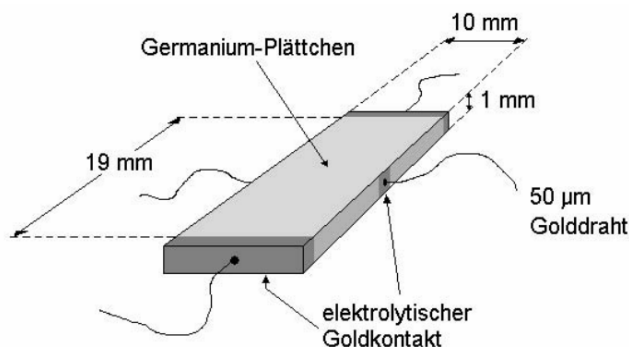
## 2. Experiment & Evaluation

### 2.1. Messaufbau

Beide Messproben sind eingelagert in einen Tank der mithilfe von flüssigem Stickstoff auf tiefe Temperaturen ( $< 150\text{ K}$ ) gekühlt werden kann. Zum anschließenden aufhitzen der Halbleiter befindet sich ein Heizelement innerhalb des Tanks, dass extern über ein Tastenfeld bedient werden kann. Dieses Bedienfeld zeigt auch die aktuelle Temperatur des Heizelements an. Da diese nicht unbedingt der Temperatur der Halbleiter entsprechen muss und zudem während der Messungen im Zehntel-Kelvin-Bereich schwankt wird eine konservative Ungenauigkeit von  $\pm 1,5\text{ K}$  in der Temperatur der Proben geschätzt. Die Leit- und Hallspannung beider Proben wird mittels vierer Golddrähte wie in Abbildung 2.1 gezeigt abgenommen. Die Messgenauigkeit des verfügbaren Voltmeters wird als unendlich angesehen. Damit sind Ungenauigkeiten der Spannungswerte lediglich der Ablesegenauigkeit geschuldet. Diese beträgt für die Germanium-Probe  $\Delta U_{\text{Leit}} = 0,5\text{ mV}$  bzw.  $\Delta U_{\text{Hall}} = 0,5\text{ }\mu\text{V}$ . Die Ungenauigkeiten für den Galliumarsenid Halbleiter ist gegeben durch  $\Delta U = 5\text{ }\mu\text{V}$ . Weitere Informationen können dem Laborhandbuch [Unb10] entnommen werden.

### 2.2. Germanium

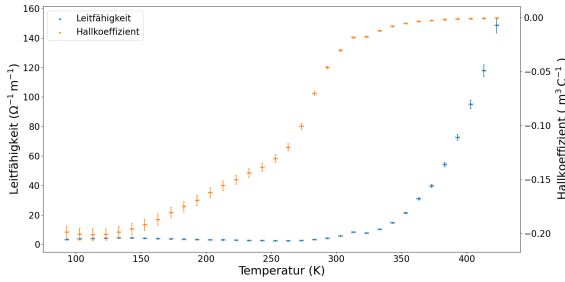
Bei der ersten untersuchten Probe handelt es sich um einen konventionellen Germanium-Halbleiter der mittels elektrolytischer Goldkontakte und -drähte an die Messapparatur angeschlossen ist. Das Germanium-Plättchen hat, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, die Ausmaße  $H \times W \times L = 1\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 19\text{ mm}$ . Im Folgenden sollen nun einige elektronische Eigenschaften in Abhängigkeit der Temperatur des Halbleiters diskutiert werden.



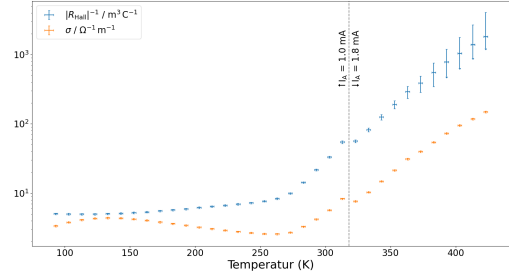
**Abbildung 2.1.:** Schematische Darstellung der Germanium Probe, deren Ausmaß und zugehöriger Elektronik. Abbildung entnommen aus Laborhandbuch [Unb10]

### 2.2.1. Leitfähigkeit und Hallkoeffizient

Die Leitfähigkeit  $\sigma$  sowie der Hallkoeffizient  $R_{\text{Hall}}$  werden wie in Kapitel 1 dargestellt berechnet. Dabei ergeben sich über verschiedene Temperaturen die in Abbildung 2.2a und Abbildung 2.2b gezeigten Verläufe. Die gemessenen Spannungswerte, aus denen diese Größen berechnet sind sind dem Protokoll in Anhang A beigefügt.



(a) Messwerte Probe A



(b) kombinierte logarithmische Darstellung

a) Erkennbar ist die exponentielle Abhängigkeit der Leitfähigkeit  $\sigma$  von der Temperatur  $T$ . Während der Hallkoeffizient für tiefe Temperaturen betragsmäßig groß ist nimmt der Effekt für große Temperaturen ab. b) Logarithmische Darstellung der Messwerte. Der extrinsische Bereich befindet sich um 200 K, der intrinsische oberhalb von 350 K

In den obigen Schaubildern sind qualitativ unterschiedliche Verhalten beider Messgrößen gegenüber der Temperatur zu erkennen. Zwar ist der Hallkoeffizient über den gesamten Messbereich hinweg negativ und die Ladungsträger damit Elektronen jedoch ändert sich die Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit der Ladungsträger deutlich beim Abkühlen des Halbleiters. Diese qualitativen Abhängigkeiten werden in den folgenden Unterabschnitten genauer behandelt.

### 2.2.2. Extrinsischer- und intrinsischer Leitbereich

Hierzu wird die Beweglichkeit der Ladungsträger untersucht. Im extrinsischen Leitbereich entspricht diese dem Produkt aus Leitfähigkeit und Betrag des Hallkoeffizienten

$$\mu = \sigma |R_{\text{Hall}}| \quad (2.1)$$

Die Abhängigkeit der Elektronen(-löcher)mobilität ist dargestellt in Abbildung 2.3. Gut zu erkennen sind zwei lineare Bereiche in dem doppelt- logarithmischen Plot. Hierbei handelt es sich um den ex- und intrinsischen Bereich, die sich durch Anzahl und Beschaffenheit der anwesenden Ladungsträger wie in Kapitel 1 diskutiert unterscheiden. Eine qualitative Analyse befindet, dass sich die beiden Bereiche über folgende Temperaturdomänen erstrecken

$$173 \text{ K} \leq T_{\text{ext}} \leq 253 \text{ K}$$

$$T_{\text{int}} \geq 343 \text{ K}$$

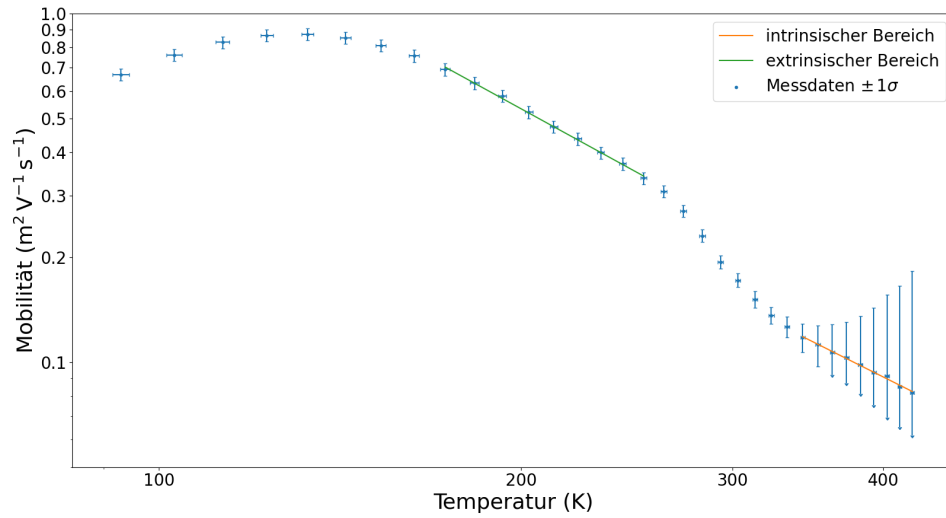


Abbildung 2.3.: Ladungsträgerbeweglichkeit über Temperatur

### 2.2.3. Ladungsträgerkonzentration und Bandlücke

Die Ladungsträgerkonzentration im intrinsischen Bereich  $n_i$  lässt sich mittels der in Kapitel 1 und [Unb10] präsentierten Zusammenhänge leicht aus dem Hallkoeffizienten herleiten.

$$n_i = \frac{1}{|e|R_{\text{Hall}}} \frac{1 - b(T)}{1 + b(T)}, \quad (2.2)$$

wobei  $b(T)$  das Verhältnis der Beweglichkeiten von Elektronen und Elektronenlöchern angibt  $b(T) := \frac{\mu_e(T)}{\mu_h(T)}$ . Dieses wird im Laborhandbuch angegeben mit  $b(T) = 1.24553 + 1.07 \times 10^{-3} T$ . Damit errechnen sich Werte für die Ladungsträgerkonzentration, die in Abbildung 2.4a gezeigt sind.

Weiterhin lässt sich aus dem Verlauf der Ladungsträgerkonzentration mittels der *Arrhenius*-Darstellung die Bandlücke  $E_{\text{gap}}$  des Halbleiters bei  $T = 0$  K bestimmen. Dabei wird Gleichung 2.3 über die reziproke Temperatur aufgetragen. Im damit gewonnenen Schaubild ist also eine lineare Abhängigkeit der Messpunkte von  $T^{-1}$  zu erwarten. Eine lineare Regression findet eine Gerade mit Steigung  $-\frac{E_{\text{gap}}(T=0)}{2k_B}$  und Y-Achsenabschnitt  $\log(A')$ .

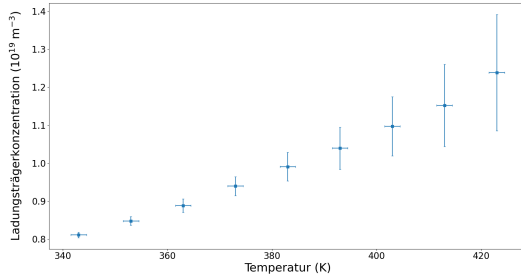
$$\log\left(\frac{n_i}{T^{\frac{2}{3}}}\right) = \log(A') - \frac{E_{\text{Gap}}(T=0)}{2k_B T} \quad (2.3)$$

Die Arrhenius-Darstellung ist in Abbildung 2.4b gezeigt. Dabei ergibt die oben präsentierte Analyse die Fitparameter in Gleichung 2.4.

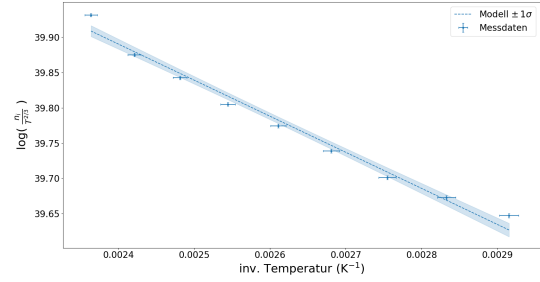
$$\log(A') = 41.1 \pm 2.6 \quad (2.4)$$

$$E_{\text{Gap}}(T=0) = (0,881 \pm 0,046) \text{ eV} \quad (2.5)$$

Im letzten Teil der Analyse der Germanium Probe wird nun die Bandlücke sowie Ladungsträgerkonzentration des Germaniumplättchens bei Raumtemperatur (300 K) bestimmt. Hierzu ist erneut das Laborhandbuch [Unb10] sowie die in Kapitel 1 dargestellten Zusammenhänge



**(a) Ladungsträgerkonzentration im intrinsischen Bereich**



**(b) Arrhenius Darstellung**

**a)** Die Ladungsträgerkonzentration wächst durch thermische Anregungen bei steigenden Temperaturen. **b)** Arrhenius Darstellung zur Berechnung der Bandlücke des Halbleiters.

hilfreich. Die Bandlücke des Germaniumhalbleiters ist schwach Temperaturabhängig. Es gilt:

$$E_{\text{Gap}}(T) = E_{\text{Gap}}(T = 0) - 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}} T$$

$$E_{\text{Gap}}(300 \text{ K}) = (0,761 \pm 0,046) \text{ eV}$$

Mit diesem Wissen und Gleichung 2.3 lässt sich die Konzentration der Ladungsträger bei einer beliebigen Temperatur berechnen als

$$n_i(T) = A' T^{\frac{2}{3}} e^{-\frac{E_{\text{Gap}}(T)}{2k_B T}},$$

$$n_i(300 \text{ K}) = (1,306 \pm 0,120) \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Die gefundenen Werte weichen von Literaturwerten des Laborhandbuchs ab ( $E_{\text{Gap, Lit.}}(T = 300 \text{ K}) = 0,66 \text{ eV}$ ,  $n_{i, \text{Lit.}} = 2,4 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^3}$ ). Die Messungenauigkeiten alleine können diese relativ hohen Abweichungen alleine vollständig erklären. Im Messaufbau selber müssen folglich unbehandelte Systematiken auftauchen, die in dieser Analyse nicht diskutiert werden. Nichtsdestotrotz kann eine qualitative Übereinstimmung der Daten mit der Theorie gezeigt werden.

## 2.3. Galiumarsenid

Bei der zweiten Probe handelt es sich um eine modulationsdotierte GaAs/AlGaAs Heterostruktur, diese bildet ein 2-dimensionales Elektronengas aus.

### 2.3.1. Beweglichkeit

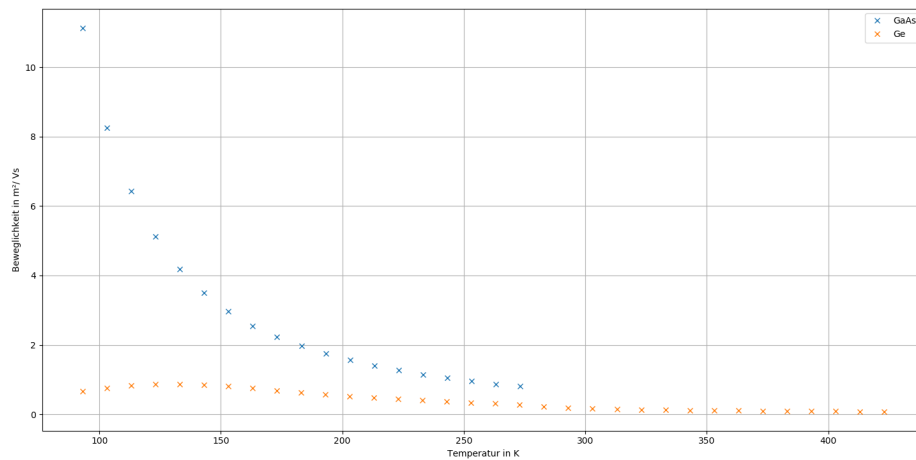
Analog zur Germanium Probe im unipolaren (extrinsischen) Fall wird die Beweglichkeit berechnet via:

$$\mu = \sigma |R_H|. \quad (2.6)$$

Aufgrund der Van-der-Pauw-Geometrie ("Kreuz-Form") berechnet sich die Leitfähigkeit und der Hallkoeffizient im 2-dimensionalen Fall (2DEG) mit:

$$\sigma = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{I}{U_L} \quad (2.7)$$

$$R_H = \frac{\Delta U_H}{I} \frac{1}{B}. \quad (2.8)$$



**Abbildung 2.5.:** Beweglichkeit von Ge und GaAs im Vergleich

In Abbildung 2.5 erkennt man eine abnehmende Beweglichkeit mit hohen Temperaturen. Dies ist vor allem der zunehmenden Streuung polar-optischen Phononen und akustischen Phononen geschuldet.

Vergleicht man die Beweglichkeiten von Germanium und GaAs erkennt man einen deutlichen Unterschied der Beweglichkeit vor allem bei niedrigen Temperaturen. Dies liegt daran, dass für Germanium die Streuung an geladener Störstellen dominiert. Bei niedrigen Temperaturen nimmt die Geschwindigkeit der Teilchen ab und die Ablenkung durch das Coulomb-Potential zu, daher sinkt die Stoßzeit und somit die Beweglichkeit. Es ist abzusehen, dass für noch tiefere Temperaturen die Beweglichkeit von GaAs zunimmt.

Temperatur in K	Beweglichkeit in $\frac{m^2}{Vs}$
93,15	$11,13 \pm 0,26$
103,15	$8,26 \pm 0,19$
113,15	$6,42 \pm 0,15$
123,15	$5,15 \pm 0,15$
133,15	$4,17 \pm 0,09$
143,15	$3,51 \pm 0,08$
153,15	$2,96 \pm 0,07$
163,15	$2,55 \pm 0,06$
173,15	$2,23 \pm 0,05$
183,15	$1,97 \pm 0,05$
193,15	$1,76 \pm 0,04$
203,15	$1,56 \pm 0,04$
213,15	$1,41 \pm 0,04$
223,15	$1,27 \pm 0,04$
233,15	$1,15 \pm 0,03$
243,15	$1,05 \pm 0,03$
253,15	$0,95 \pm 0,03$
263,15	$0,88 \pm 0,03$
273,15	$0,80 \pm 0,03$

**Tabelle 2.1.:** Beweglichkeit von GaAs bei verschiedenen Temperaturen

# Literaturverzeichnis

[Unb10] Unbekannt: *Halleffekt und Leitfähigkeit von Halbleitern*, 2010.

## A. Germanium Messwerte



**Tabelle .1.:** Spannungswerte Germanium Probe über Temperatur

Temperatur (°C)	$B = +0,5 \text{ T}$		$B = 0,0 \text{ T}$		$B = -0,5 \text{ T}$	
	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$
-180	1.192	-165.69	1.015	7.97	1.185	191.80
-170	1.067	-166.43	0.900	9.15	1.069	194.45
-160	0.995	-165.85	0.831	10.45	0.995	196.15
-150	0.953	-164.08	0.792	11.92	0.953	197.10
-140	0.936	-161.05	0.778	13.68	0.935	196.75
-130	0.939	-156.75	0.785	15.35	0.939	195.75
-120	0.956	-151.71	0.810	17.25	0.959	193.65
-110	0.984	-145.85	0.845	18.99	0.990	190.75
-100	1.023	-139.05	0.893	20.77	1.029	185.95
-90	1.066	-131.85	0.947	22.59	1.076	183.05
-80	1.110	-125.10	0.997	24.23	1.121	179.35
-70	1.670	-116.75	1.062	26.25	1.176	174.80
-60	1.219	-109.23	1.122	28.00	1.226	170.65
-50	1.263	-103.12	1.174	29.62	1.273	167.00
-40	1.314	-95.93	1.232	31.25	1.321	163.00
-30	1.351	-90.50	1.278	32.45	1.363	158.95
-20	1.394	-82.42	1.322	33.22	1.398	152.33
-10	1.401	-75.10	1.330	32.29	1.395	141.00
0	1.349	-65.00	1.266	27.53	1.080	116.12
10	1.105	-47.56	1.041	15.55	1.083	78.80
20	0.875	-35.30	0.814	7.560	0.824	47.80
30	0.666	-25.00	0.600	3.320	0.608	29.30
40	0.450	-15.60	0.413	1.440	0.420	17.35
50	0.475	-15.31	0.447	0.800	0.467	16.74
60	0.352	-10.66	0.331	0.580	0.336	11.35
70	0.247	-6.900	0.231	0.500	0.232	7.45
80	0.167	-4.320	0.160	0.500	0.163	5.14
90	0.110	-2.550	0.110	0.480	0.115	3.64
100	0.090	-1.860	0.086	0.500	0.087	2.81
110	0.065	-1.120	0.063	0.520	0.063	2.14
120	0.049	-0.620	0.047	0.540	0.047	1.69
130	0.037	-0.320	0.036	0.550	0.037	1.41
140	0.030	-0.110	0.029	0.550	0.028	1.19
150	0.023	0.060	0.023	0.550	0.023	1.05

## B. Galliumarsenid Messwerte

**Tabelle .1.:** Spannungswerte Galliumarsenid Probe über Temperatur

Temperatur (°C)	$B = +0,5 \text{ T}$		$B = 0,0 \text{ T}$		$B = -0,5 \text{ T}$	
	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$	$U_{\text{Leit}} \text{ (V)}$	$U_{\text{Hall}} \text{ (mV)}$
-180	1.48	-37.34	1.45	-0.13	1.49	37.22
-170	2.05	-37.82	1.96	-0.14	2.02	37.69
-160	2.68	-38.34	2.55	-0.15	2.63	38.22
-150	3.37	-38.89	3.24	-0.14	3.39	38.82
-140	4.05	-38.75	3.96	-0.15	4.19	38.50
-130	4.80	-38.35	4.67	-0.15	4.91	38.18
-120	5.63	-37.72	5.45	-0.14	5.69	37.57
-110	6.43	-37.08	6.22	-0.14	6.47	36.93
-100	7.20	-36.43	7.00	-0.13	7.22	35.98
-90	8.06	-35.64	7.80	-0.14	7.99	35.49
-80	8.74	-34.91	8.52	-0.14	8.80	34.61
-70	9.57	-33.75	9.31	-0.15	9.54	33.57
-60	10.26	-32.73	10.04	-0.14	10.26	32.52
-50	10.92	-31.55	10.70	-0.13	10.92	31.37
-40	11.55	-30.15	11.35	-0.13	11.58	30.00
-30	12.20	-28.93	11.93	-0.12	12.19	28.78
-20	12.74	-27.68	12.50	-0.11	12.78	27.52
-10	13.27	-26.45	13.04	-0.11	13.35	26.26
0	13.72	-25.05	13.47	-0.10	13.72	25.12