

Hall-Effekt

Moritz Lenz* and Stefan Uebelacker†

(Dated: 22. März 2006)

Ziel des Versuchs war es, durch Messung der Hall- Spannung einer Tellur- Probe bei unterschiedlichen Temperaturen, Aufschluss über folgende Daten der Probe zu bekommen. Wir haben die Störstellenkonzentration in der Tellurprobe zu $N_a \simeq 3 \cdot 10^{20} \frac{1}{m^3}$ und die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher an der Inversionstemperatur $T_0 = (195 \pm 2)K$ zu $\mu_e = (2.46 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$ und $\mu_h = (1.77 \pm 0.10) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$. Die Bandlücke des Tellur haben wir mit $E_{Gap} = (0.304 \pm 0.017)eV$ etwas niedriger als der Literaturwert gemessen. Die Exponenten des Magnetowiderstands haben wir zu $\alpha_{300K} = 1.797 \pm 0.042$ und $\alpha_{71K} = 1.170 \pm 0.089$ bestimmt.

PACS numbers:

I. EINLEITUNG

In diesem Versuch haben wir die Hall- und Längsspannung einer Tellur- Probe, durch die ein konstanter Strom floß bei Temperaturen von etwa $300K$ bis $77K$ bei konstantem Magnetfeld gemessen.

Anhand dieser Messungen konnten wir die Bandlücke des Tellur messen ($E_{Gap} = (0.304 \pm 0.017)eV$), die Inversionstemperatur zu $T_0 = (195 \pm 2)K$ bestimmen sowie die Löcher- und Elektronenbeweglichkeiten ($\mu_h = 1.77 \pm 0.10) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$, $\mu_e = (2.46 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$ messen. Die Störstellenkonzentration im Tellur konnten wir zu $N_a \simeq 3 \cdot 10^{20} m^{-3}$ messen.

Für die Abhängigkeit des Magnetowiderstands vom Magnetfeld B , die proportional zu B^α ist, haben wir bei $T = 77K$ und $T = 300K$ den Wert für α bestimmt: $\alpha_{77K} = 1.170 \pm 0.089$ und $\alpha_{300K} = 1.797 \pm 0.042$.

II. THEORIE

A. Drude-Lorentz-Modell

Das Drude-Lorentz-Modell ist ein einfaches Modell zur Beschreibung des Ladungstransports in Festkörpern.

Man nimmt an, dass die Stromleitung durch den Transport von negativen und positiven Ladungen – Elektronen und Löchern – zustande kommt. Die Ladungsträger wechselwirken nicht miteinander, außer dass sie nach einer mittleren Zeit τ stoßen und danach zufällig verteilte Impulse haben.

Man definiert die Beweglichkeit

$$\mu = \frac{q\tau}{m} \quad (1)$$

wobei q die Ladung und m die effektive Masse des Elektrons/Lochs ist. Für die spezifische Leitfähigkeit σ und

den spez. Widerstand ρ gilt

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = q(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2)$$

wobei n und p die Ladungsträgerdichten und μ_n und μ_p die entsprechenden Beweglichkeiten sind.

Für ρ gilt weiterhin

$$\rho = \frac{U_x x}{I \cdot A}, \quad (3)$$

wobei U_x die Längsspannung entlang der Strecke x ist, die an einem Widerstand der Querschnittsfläche A anliegt.

B. Intrinsische und extrinsische Leitung

Sind n und p groß gegenüber der Konzentration der dotierenden Fremdatome, so spricht man von intrinsischer Halbleitung. Wegen der Ladungserhaltung gilt dann

$$n = p. \quad (4)$$

Das ist insbesondere bei hohen Temperaturen der Fall.

In nichtentarteten Halbleitern, d.h. wenn die Bandkante mehr als wenige $k_B T$ von der Fermienergie entfernt ist, kann die Fermiverteilung durch eine Boltzmannverteilung genähert werden, es gilt dann im intrinsischen Bereich[1]:

$$n = p = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{E_{Gap}}{2k_B T}} \quad (5)$$

Bei der Auswertung finden wir einen Bereich, in dem der Einfluss des ersten Terms vernachlässigbar ist. Dort nähern wir[2]:

$$\frac{1}{n} \sim \rho \sim e^{\frac{E_{gap}}{2k_B T}} \quad (6)$$

mit der Boltzmann-konstante k_B , der Temperatur T und der Bandlücke (also energetischer Abstand zwischen Valenzband und Leitungsband) E_{gap} .

*Electronic address: mlenz@physik.uni-wuerzburg.de;
URL: <http://moritz.fau12k3.org>

†Electronic address: uuuuuhhh@web.de

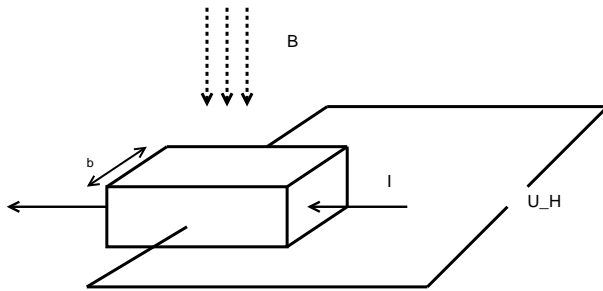


Abb. 1: Schematische Anordnung zur Messung der Hallspannung

C. Hall-Effekt

Wir betrachten einen Leiter, durch den ein Strom fließt. Legt man senkrecht zur Stromrichtung ein Magnetfeld an, so lässt sich die sog. Hall-Spannung, senkrecht zur Stromrichtung und zum Magnetfeld messen (siehe Abb. 1.) Für die Hall-Spannung gilt:

$$U_H = \frac{IB}{b} R_H \quad (7)$$

dabei ist I die Stromstärke, B das angelegte Magnetfeld, b die Breite der Probe und R_H die Hallkonstante, die bei zwei verschiedenen Arten von Ladungsträgern (wie im Halbleiter) gegeben ist durch:

$$R_H = r \cdot \frac{\mu_h^2 p - \mu_e^2 n}{e(\mu_h p + \mu_e n)^2} \quad (8)$$

μ_h und μ_e sind die Beweglichkeiten der Löcher bzw. der Elektronen, p und n die Dichten der Löcher bzw. der Leitungselektronen. und e die Elementarladung
 r ist definiert als

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (9)$$

wobei τ die Zeit zwischen zwei Stößen ist. Im folgenden werden wir analog zu [2] $r = 1$ annehmen.

Die Hall-Beweglichkeit ist definiert als

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (10)$$

Die Hallkonstante kann einen Vorzeichenwechsel haben. Da im Allgemeinen $\mu_e > \mu_h$ gilt, muss $p > e$ gelten, das ist aber nur in p-dotierten Halbleitern der Fall.

Die Temperatur, bei der die Hallkonstante 0 wird, bezeichnen wir als Inversionstemperatur T_0 . Bei dieser Temperatur gilt für das Verhältnis der Beweglichkeiten[3]:

$$v = \frac{\mu_e}{\mu_h} = \frac{R_{ex}(T = T_0)}{R_{ex}(T = T_0) - R_0} \quad (11)$$

wobei R_0 der gemessene Widerstand bei T_0 und $R_{ex}(T = T_0)$ der Widerstand extrapoliert von der extrinsischen Region zu dem Wert, den er bei der Inversionstemperatur, haben würde.

D. Magnetowiderstand

Im vorherigen Abschnitt haben wir angenommen, dass alle Ladungsträger die gleiche Geschwindigkeit haben. Da diese jedoch maxwellverteilt sind, werden die Ladungsträger im Magnetfeld seitlich abgelenkt, wodurch ihre mittlere freie Weglänge in Richtung des anliegenden elektrischen Feldes sinkt. Das führt zu einem erhöhten Widerstand $R(B)$ gegenüber dem Widerstand ohne Magnetfeld $R(0)$.

Im Allgemeinen gilt[4]:

$$\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \sim B^\alpha, \quad (12)$$

wobei α in nichtentarteten Halbleitern den Wert 2 annimmt.

III. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG UND AUSWERTUNG

A. Hysteresekurve des Magneten

In die Nähe der Tellurprobe wird eine geeichte Hallsonde platziert und durch abfahren des Magnetstroms von positiven zu negativen Strömen und wieder zurück die Hysteresekurve gemessen.

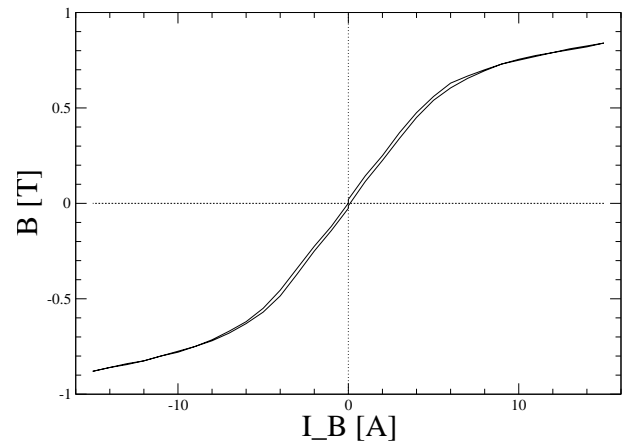


Abb. 2: Hysteresekurve des Elektromagneten bei Zimmertemperatur

Abb. 2 zeigt das Ergebnis: für kleine Magnetströme wirkt sich die Vorgeschichte durchaus deutlich auf das Magnetfeld aus. Bei $I_B = +0$ und $I_B = -0$ messen wir unterschiedliche Magnetfelder, was nahelegt, dass der Magnetstrom zu Null angezeigt wurde ohne tatsächlich zu verschwinden. Das liegt daran, dass der Magnetstrom nicht genauer als 0.1A abgelesen werden kann.

Für die Messung der Hallspannung in Abschnitt III D, die bei einem Magnetstrom von $B = 10A$ durchgeführt wurde, spielt die Hysterese allerdings keine Rolle.

B. Ohmsches Verhalten

Bei Raumtemperatur und ohne anliegendes Magnetfeld messen wir die Längsspannung für unterschiedliche Probenströme. Abb. 3 zeigt das Ergebnis: es herrscht ein

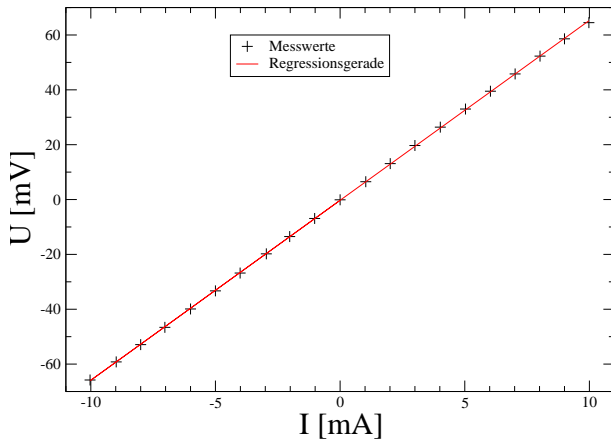


Abb. 3: Strom-Spannungskurve der Te-Probe bei Zimmertemperatur. Die Punkte liegen alle sehr gut auf der Regressionsgeraden; aus dem linearen Verhalten folgt, dass die Probe ein ohmscher Widerstand ist.

nahezu perfekter linearer Zusammenhang zwischen Spannung und Strom, der Widerstand ist also stromunabhängig.

C. Messung der Hallspannung

1. Versuchsaufbau

Wir messen Spannungen an einem Tellureinkristall. Abb. 4 zeigt die Abmessungen der Probe.

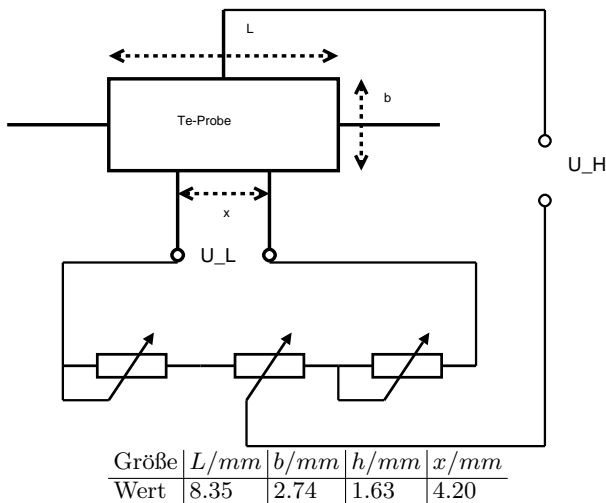


Abb. 4: Abmessungen und Anschlüsse der Probe. h ist die Höhe.

An den Anschlüssen U_L wird die Längsspannung gemessen, über die der spezifische Widerstand bestimmt werden kann.

Mit den drei Potentiometern führen wir vor jeder Messung bei $B = 0$ einen Nullabgleich für U_H durch. Dann erst wird das Magnetfeld eingeschaltet und U_H gemessen.

U_L und U_H werden mit digitalen Multimetern gemessen, deren Messfehler gegenüber der Spannungsdrift durch Temperaturschwankungen vernachlässigt werden kann.

Senkrecht zur Längsachse der Probe kann mit einem Helmholtzspulenpaar ein homogenes Magnetfeld erzeugt werden.

In der Nähe der Tellurprobe ist ein Thermoelement montiert, deren Thermospannung ebenfalls mit einem digitalen Multimeter, hier mit einer Auflösung von $1\mu V$, gemessen. Eine geeichte Hallsonde kann ebenfalls in die Nähe gebracht werden.

2. Eichung des Thermoelements

Bei Raumtemperatur (ca. $24^\circ C$ geschätzt) produzierte das Thermoelement eine Spannung nahe $0V$, was recht gut mit der Eichkurve[5] vereinbar ist.

Bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff jedoch zeigte es eine Spannung an, die nach der vorgegebenen Eichung einer Temperatur von $T = 61K$ entspräche. Da Stickstoff bei Normaldruck aber bei $T = 77.4K$ siedet, haben wir die Spannungswerte der Eichkurve mit dem Faktor $\beta = \frac{6.85}{6.60}$ multipliziert, der die Eichung korrigieren soll. Abb. 5 zeigt die Eichkurve mit den Korrekturen.

Diese Korrekturen lassen jedoch die Nichtlinearität des Thermoelements unberücksichtigt, alle temperaturabhängigen Messungen erhalten also eine Fehlerquelle unbekannter Grösse.

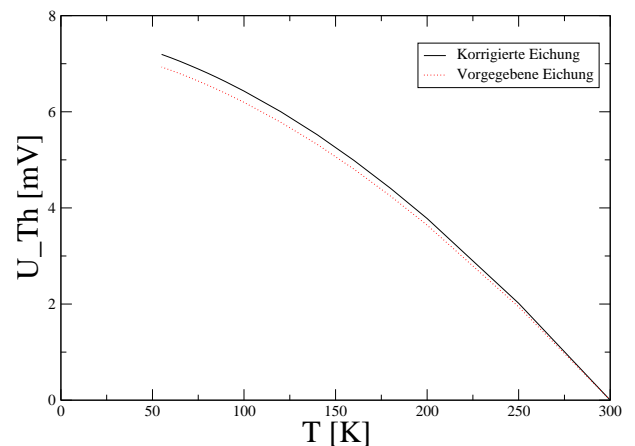


Abb. 5: Spannungs-Temperaturkurve (Eichkurve) des verwendeten Thermoelements nach [5], mit und ohne Korrektur.

D. Messung der Hallspannung

In diesem Versuchsteil messen wir die Hall-Spannung bei konstantem Probenstrom $I_P = 8\text{mA}$ und konstantem Magnetstrom von $I_B = 10\text{A}$. Die entsprechende Stärke des Magnetfeldes lesen wir aus unserer Hysteresekurve ab:

$$B = (0.765 \pm 0.015)T \quad (13)$$

(Dieser Wert ist der Mittelwert der vier gemessenen Werte für $I_B = \pm 10\text{A}$).

Die Messung führen wir für Temperaturen von etwa 300K bis 77K durch. Die Kühlung erfolgt durch flüssigen Stickstoff. Die Messung führen wir für beide Polarisationsrichtungen des Spulen- und Magnetstroms durch, das heißt wir haben jeweils zwei Werte. Wir haben stichprobenartig die beiden anderen Kombinationen gemessen (nur eine Spannung umpolen) aber keine signifikante Änderung festgestellt und uns daher auf 2 Werte beschränkt. Die Temperatur bestimmen wir mit dem Thermoelement und der Eichkurve aus Abb. 5. Außerdem messen wir die Längsspannung U_x um den Widerstand der Probe zu bestimmen. Die gemessenen Werte sind im Anhang zu finden.

Aus den gemessenen Daten wollen wir zunächst die Bandlücke von Tellur bestimmen. Mit Gleichung 3 können wir aus der gemessenen Längsspannung ρ bestimmen. Wir tragen $\ln \rho$ über $\frac{1}{T}$ auf und führen eine lineare Regression durch (siehe Abb. 6)

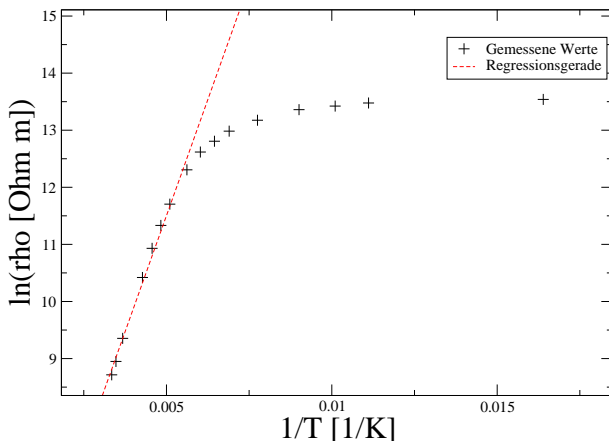


Abb. 6: Spezifischer Widerstand halblogarithmisch über die inverse Temperatur. Die Gerade ist die Regressionsgerade des intrinsischen Bereichs (zur Bestimmung der Bandlücke der Probe).

Aus Gleichung 6 wissen wir, dass die Steigung der Geraden proportional zu $\frac{E_{Gap}}{2k_B}$ ist und erhalten daher:

$$E_{Gap} = (0.304 \pm 0.017)\text{eV} \quad (14)$$

Der Literaturwert[6] liegt bei 0.33eV und ist damit etwas höher als unserer. Wir vermuten, dass der Fehler von der bereits oben angesprochenen fehlerhaften Eichung des Thermoelements herrührt.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die subjektive Einschätzung des zur linearen Regression verwendeten Bereichs. Hätten wir ein paar Werte höherer inverser Temperatur herausgenommen, hätte die Regressionsgerade eine höhere Steigung bekommen und das von uns bestimmte E_{Gap} läge näher am Literaturwert.

Nun wollen wir die Inversionstemperatur der Hallkonstante bestimmen. Mit Gleichung (7) können wir aus der gemessenen Hall-Spannung R_H ermitteln. Wir tragen R_H gegen T auf (siehe Abb. 7) und aus dem Schnitt-

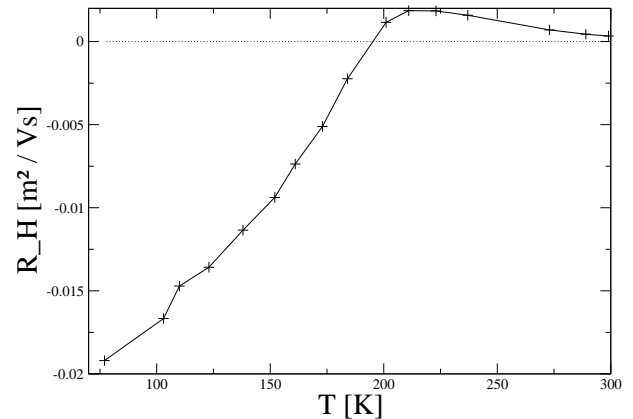


Abb. 7: Hallkonstante in Abhängigkeit der Temperatur; mit Nulllinie. Aus $R_H = 0$ kann die Inversionstemperatur abgelesen werden.

punkt des Graphen mit der x-Achse erhalten wir die Inversionstemperatur

$$T_0 = (195 \pm 2)\text{K}. \quad (15)$$

Aus dem Vorkommen einer Inversion können wir darauf schließen, dass die Probe p-dotiert ist, da die Beweglichkeit der Elektronen i.A. höher ist als die der Löcher.

Außerdem bestimmen wir die Beweglichkeiten der beiden Ladungsträger. Dazu tragen wir zunächst μ_H gegen T auf (Abb. 8).

Analog zu [2] extrapolieren wir die extrinsische Hallbeweglichkeit mit einer Geraden zur Inversionstemperatur.

Nach [2] gilt im extrinsischen Bereich

$$R_H = \frac{1}{pe}, \quad (16)$$

da die Dichte der Leitungselektronen vernachlässigbar gegenüber der Dichte der Löcher ist. Wir können daher die extrapolierte Hallbeweglichkeit als identisch mit der Beweglichkeit der Löcher annehmen.

Bei der Inversionstemperatur erhalten wir

$$\mu_h = (1.77 \pm 0.10) \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}. \quad (17)$$

Wir bestimmen mit (11) das Verhältnis der beiden Beweglichkeiten um schließlich die Beweglichkeit der Leitungselektronen zu ermitteln. Dazu lesen wir den Widerstand der Probe bei der Inversionstemperatur $T = T_0$

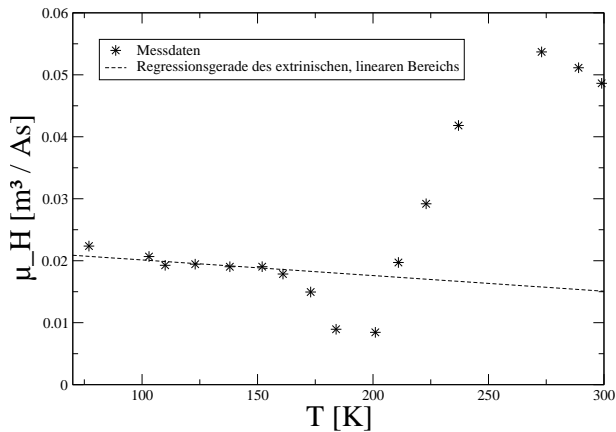


Abb. 8: Hallbeweglichkeit über Temperatur. Die Gerade ist die Regressionsgerade des extrinsischen, linearen Bereichs. Daraus kann die Beweglichkeit der Löcher bei der Inversionstemperatur bestimmt werden.

tbh

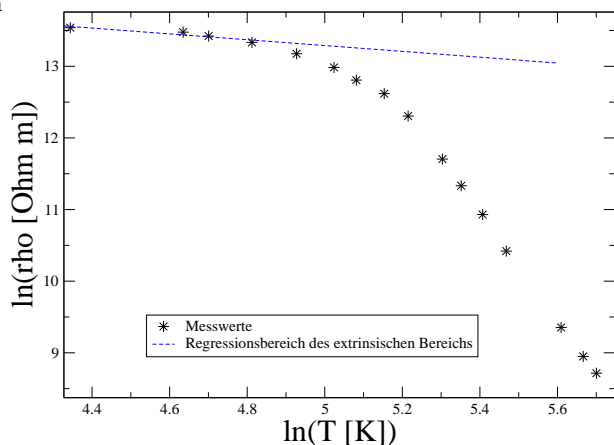


Abb. 9: Spezifischer Widerstand über Temperatur (doppelloarithmisch). Aus der Extrapolation des intrinsischen Bereichs zu $T = 0$ kann man $\frac{\mu_e}{\mu_h}$ bestimmen.

ab und bestimmen den aus der extrinsischen Region extrapolierten Wert (Abb. 9) für den Widerstand bei T_0 . Daraus erhalten wir für das Verhältnis

$$v = 1.39 \pm 0.07 \quad (18)$$

und schließlich

$$\mu_e = v\mu_h = (2.46 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2} \quad (19)$$

Zuletzt machen wir noch eine Abschätzung um die Ladungsträgerkonzentration zu bestimmen. Dabei benutzen wir, dass bei niedrigen Temperaturen, also in der extrinsischen Region Gleichung 16.

Wir erhalten durch Ablesen des Hallkoeffizienten bei $T = 77K$ folgenden Wert für die Größenordnung der Störstellenkonzentration:

$$N_a \simeq 3 \cdot 10^{20} \frac{1}{m^3} \quad (20)$$

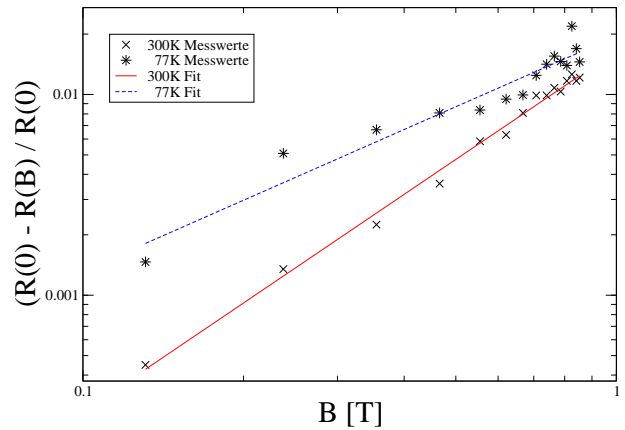


Abb. 10: Normierte Widerstandsänderung $\frac{(R(B)-R(0))}{R(0)}$ gegen das Magnetfeld bei zwei verschiedenen Temperaturen, mit Regressionsgeraden.

E. Magnetowiderstand

Wir messen bei $T = 300K$ (Zimmertemperatur) und $T = 77K$ für verschiedene Magnetströme bei konstantem Probenstrom die Längsspannung U_L der Tellurprobe. Dabei messen wir bei allen vier möglichen Kombinationen der Polarität des Probenstroms und des Magnetstroms und mitteln über die Beträge der gemessenen Längsspannungen.

Aus uns unerfindlichen Gründen nahm bei $T = 77K$ der Magnetowiderstand nicht monoton mit wachsendem Magnetfeld zu. Auf Temperaturschwankungen kann das nicht zurückzuführen sein, da bei der Messung die Temperatur innerhalb der Auflösung der Temperaturmessung konstant blieb.

Abb. 10 zeigt die relativen Magnetowiderstände (die Rohdaten der Messungen sind im Anhang enthalten). Durch fitten einer Potenzfunktion erhalten wir für den Exponenten (siehe Gleichung 12)

$$\alpha_{300K} = 1.797 \pm 0.042 \quad (21)$$

$$\alpha_{71K} = 1.170 \pm 0.089, \quad (22)$$

wobei die Fehlerangaben lediglich die Fehler aus dem Fit sind und jegliche Ablesefehler, Ungenauigkeiten der Messgeräte und systematische Fehler außer Acht lassen. Die tatsächlichen Fehler liegen vermutlich um Faktor zwei oder mehr darüber.

Trotzdem sind diese Werte unterhalb des in Abschnitt IID zitierten α_{lit} . Das ist zum Teil sicher auf experimentelle Probleme zurückzuführen (insbesondere bei der Messung bei $77K$), andererseits ist der Literaturwert auch nur ein grober Anhaltspunkt, der sich durch Verfeinerungen des Modells deutlich verschieben kann.

IV. ERGEBNISSE

Wir konnten in diesem Versuch alle gewünschten Effekte beobachten und ein wenig mit dem Umgang mit flüssigem Stickstoff vertraut werden.

Die Bandlücke haben wir zu $E_{Gap} = (0.304 \pm 0.017)eV$ bestimmt, das liegt ein wenig über dem Literaturwert [6] $E_{Gap,lit} = 0.33eV$.

Die Störstellenkonzentration haben wir zu $N_a \simeq 3 \cdot 10^{20} \frac{1}{m^3}$ bestimmt. Dafür liegt uns kein Literaturwert vor,

da sie materialspezifisch für diese Probe ist.

Für die Beweglichkeit der Löcher und Elektronen an der Inversionstemperatur $T_0 = (195 \pm 2)K$ haben wir $\mu_h = (1.77 \pm 0.10) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$ und $\mu_e = (2.46 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} \frac{Vs}{m^2}$ gemessen.

Lediglich die Messung des Magnetowiderstands bei $T = 77K$ führte nicht zu den gewünschten Ergebnissen.

Mit $\alpha_{71K} = 1.170 \pm 0.089$ liegt der aus der Messung bestimmte Wert recht weit neben unseren Erwartungen, $\alpha_{300K} = 1.797 \pm 0.042$ ist näher an den Literaturwerten.

-
- [1] J. Singh, *Semiconductor Devices: Basic Principles* (unknown).
- [2] A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (1973).
- [3] A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (1973), p. 87.
- [4] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, unknown), 2nd ed.
- [5] Reinert and Batke, *Fortgeschrittenenpraktikum SS 2006*

- (2006).
- [6] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik* (1991), p. 222, 9th ed.

Anhang A: ROHDATEN

I_B/A	$B/0.1KG$	I_B/A	$B/0.1KG$
15	84.0	-14	-86.0
14	82.5	-13	-84.5
13	81.0	-12	-82.5
12	79.0	-11	-80.0
11	77.5	-10	-78.0
10	75.5	-9	-75.0
9	73.0	-8	-72.0
8	70.0	-7	-68.0
7	66.7	-6	-63.0
6	63.0	-5	-57.0
5	56.0	-4	-48.5
4	47.5	-3	-37.0
3	37.0	-2	-25.0
2	25.0	-1	-14.5
1	14.5	0	-2.60
0	2.10	0	-1.30
0	0.12	1	11.5
-1	-12.1	2	22.5
-2	-22.5	3	34.0
-3	-34.0	4	45.0
-4	-45.5	5	54.0
-5	-55.0	6	60.5
-6	-62.0	7	65.5
-7	-67.0	8	69.5
-8	-71.5	9	73.0
-9	-75.0	10	75.0
-10	-77.5	11	77.0
-11	-80.0	12	79.0
-12	-82.5	13	80.5
-13	-84.0	14	82.0
-14	-86.0	15	84.0
-15	-88.0		

Tabelle I: Rohdaten der Messung der Hysteresekurve. U_{th1} ist die Thermospannung vor und U_{th2} nach der Messung.

I	U_L	I	U_L
0.00	-0.1	0.00	-0.1
-1.02	-6.9	1.03	6.5
-2.022	-13.5	2.01	13.1
-2.96	-19.8	3.00	19.7
-4.01	-26.8	4.02	26.4
-5.00	-33.3	5.03	33.0
-6.00	-39.9	6.03	39.5
-7.03	-46.6	7.02	45.8
-8.00	-52.9	8.02	52.3
-8.98	-59.2	9.00	58.6
-10.03	-65.8	9.98	64.5

Tabelle II: Messungen zum ohmschen Verhalten der Probe.

U_{th1} [mV]	U_{L+} [mV]	U_{L-} [mV]	U_{H+} [mV]	U_{H-} [mV]	U_{th2} [mV]
0.04	51.7	-52.0	1.23	1.29	0.05
0.40	64.8	-66.3	1.71	1.64	0.47
1.02	98.8	-97.6	2.54	2.73	1.14
2.48	285.0	-285.4	6.07	5.85	2.46
3.46	729	-692	7.3	6.7	3.33
3.82	1002	-1060	4.2	4.5	3.67

U_{th1} [mV]	U_{L+} [V]	U_{L-} [mV]	U_{H+} [mV]	U_{H-} [V]	U_{th2} [mV]
4.29	1.87	-1.89	-12.7	-4.1	4.29
4.62	2.58	-2.56	-24.7	13.7	4.63
4.93	3.08	-3.13	-32.2	23.2	4.95
5.19	3.68	-3.73	-38.9	-31.6	5.19
5.63	4.54	-4.43	-40.0	-45.3	5.51
6.23	5.76	-5.73	-53.0	-57.6	6.20
6.38	6.05	-6.08	-63.9	-61.4	6.39
6.85	6.45	-6.46	-70.3	-74.0	6.85

Tabelle III: Rohdaten der Messung der Hallspannung. U_{th1} und U_{th2} sind die Thermospannungen vor und nach der Messung.

B [A]	U_{L++} [mV]	U_{L+-} [mV]	U_{L-+} [mV]	U_{L--} [mV]	B [A]	U_{L++} [mV]	U_{L+-} [mV]	U_{L-+} [mV]	U_{L--} [mV]
0	55.5	-55.7	55.5	-55.7	0	6.46	-6.50	6.486	-6.496
1	55.5	-55.8	55.4	-55.8	1	6.49	-6.51	6.480	-6.500
2	55.5	-56.0	55.4	-55.8	2	6.504	-6.520	6.521	-6.529
3	55.6	-56.1	55.4	-55.8	3	6.523	-6.541	6.504	-6.547
4	55.6	-56.2	55.4	-56.0	4	6.537	-6.552	6.522	-6.541
5	55.8	-56.3	55.6	-56.0	5	6.530	-6.562	6.520	-6.547
6	55.9	-56.3	55.6	-56.0	6	6.545	-6.575	6.525	-6.543
7	56.1	-56.4	55.6	-56.1	7	6.548	-6.564	6.536	-6.552
8	56.2	-56.5	55.7	-56.2	8	6.559	-6.574	6.541	-6.591
9	56.1	-56.6	55.7	-56.2	9	6.576	-6.600	6.552	-6.581
10	56.2	-56.6	55.8	-56.2	10	6.579	-6.610	6.570	-6.586
11	56.1	-56.6	55.8	-56.2	11	6.575	-6.604	6.559	-6.583
12	56.2	-56.7	55.8	-56.3	12	6.576	-6.598	6.554	-6.576
13	56.3	-56.8	55.8	-56.3	13	6.566	-6.604	6.588	-6.752
14	56.3	-56.7	55.8	-56.2	14	6.570	-6.592	6.613	-6.606
15	56.4	-56.8	55.8	-56.1	15	6.581	-6.593	6.558	-6.587

Tabelle IV: Messwerte zur Bestimmung des Magnetowiderstands bei $T = 300K$ (links) und $T = 61K$ (rechts). Das erste Plus oder Minus in der Spaltenbeschriftung steht dabei für das Vorzeichen des Magnetostroms, das zweite für das Vorzeichen des Probenstroms