

Physikalisches Anfängerpraktikum
Universität Dortmund / Fachbereich Physik

Protokoll zu Versuch 311
HALL-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen
am 24.01.2006

von
Christophe Cauet und Tobias Brambach
Protokoll vom 30. Januar 2006

1 Einleitung

Wenn ein Magnetfeld einen stromdurchflossenen Leiter senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ladungsträger durchzieht, dann werden diese durch die auftretende **LORENTZ-Kraft** abgelenkt. Durch die Ablenkung entsteht, zusätzlich zur angelegten Spannung, ein weiteres elektrisches Potential, welches senkrecht auf dem Magnetfeld und auf dem ursprünglichen elektrischen Potential liegt. Dieser Effekt wird **HALL-Effekt** genannt. Die zugehörige Spannung wird als **HALL-Spannung** bezeichnet. Der HALL-Effekt wird in diesem Versuch verwendet, um die Stärke von Magnetfeldern zu bestimmen und bestimmte leiterspezifische Eigenschaften, auf die in den nächsten Kapiteln näher eingegangen werden soll, zu ermitteln.

2 Theorie

2.1 Die Leitfähigkeit von Metallen

Die hohe elektrische Leitfähigkeit von Metallen erklärt sich durch die Struktur der kristallinen Festkörper, zu denen auch die Metalle gehören. Die Atome in solchen Festkörpern sind sehr dicht nebeneinander angeordnet, was zur Folge hat, dass die Elektronen in ihrer äußeren Schale (Valenzelektronen) ein gemeinsames System bilden. Nach dem **PAULI-Prinzip** können nun nicht zwei Elektronen im gleichen Quantenzustand vorkommen. Somit müssen ihre Energien voneinander verschieden sein. Aus den scharfen **Energieniveaus** in denen die Elektronen gewöhnlich in ihren jeweiligen Schalen vorkommen, werden **Energiebänder**. Das heißt, alle Elektronen einer Schale besitzen eine Energie innerhalb des jeweiligen Bandes. Dabei können sich die Bänder der verschiedenen Schalen überlappen oder aber es entstehen die sogenannten **verbotenen Zonen** zwischen den einzelnen Bändern, in denen keine Elektronen zu finden sind. Abbildung 1 zeigt eine schematische Darstellung am Beispiel eines Natriumatoms. Die $1s$ -, $2s$ - und $2p$ - Schalen sind beim Na komplett gefüllt. Da die Elektronen dieser Schalen nun keine Energie mehr aufnehmen können, können sie auch nicht durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden. Im $3s$ -Band hingegen befindet sich nur ein ungepaartes Elektron, hier kann also noch ein Elektron mit entgegengesetztem Spin aufgenommen werden. Daher können die Elektronen dieser Schale noch Energie aufnehmen und somit durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden. Es entsteht ein elektrischer Strom. Da die elektrische Leitfähigkeit eines Metalls offensichtlich nur durch die Elektronen des höchsten nicht vollständig besetzten Bandes hervorgerufen wird, wird dieses auch als **Leitfähigkeitsband** bezeichnet.

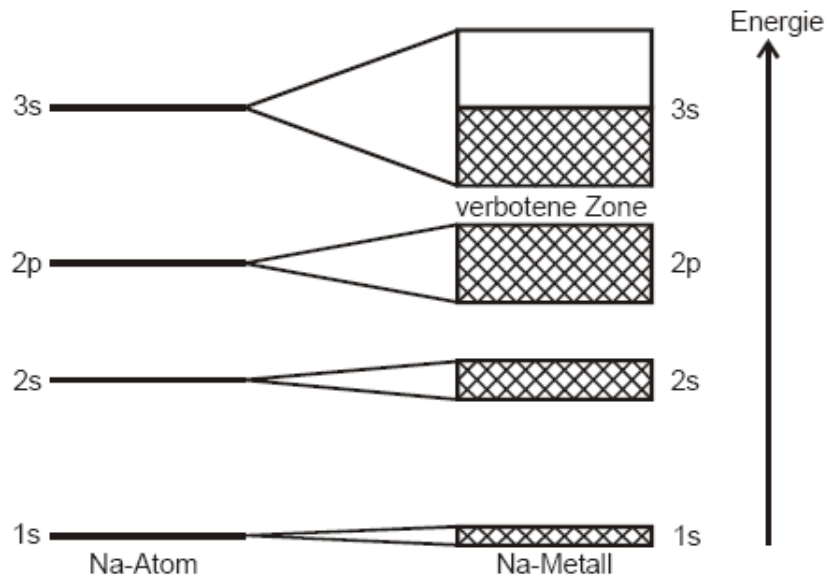


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Energiebänder
 beim Na

In Kristallgittern verhalten sich nun die freien Elektronen annähernd wie die Teilchen eines idealen Gases. Aufgrund der nicht perfekten Struktur realer Kristalle stoßen die Elektronen von Zeit zu Zeit mit Fremdatomen, Strukturfehlern des Kristalls oder auch mit Ionenrümpfen, die aufgrund der thermischen Bewegung leicht versetzt wurden zusammen. Die Zeit, die ein Elektron sich im Mittel zwischen zwei solcher Zusammenstöße frei bewegen kann, wird als **mittlere Flugzeit** $\bar{\tau}$ bezeichnet. Wenn an einer makroskopischen metallischen Probe nun ein elektrisches Feld \vec{E} anliegt, so wird ein Elektron für die Dauer $\bar{\tau}$ eine gleichmäßig beschleunigte Bewegung ausführen. Die Beschleunigung \vec{b} errechnet sich aus

$$\vec{b} = -\frac{e_0}{m_0} \vec{E}. \quad (2.1)$$

(e_0 = Elementarladung, m_0 = Elektronenmasse)

Das Elektron erfährt in der gleichen Zeit eine Geschwindigkeitsänderung $\Delta \vec{v}$ in Richtung von \vec{E} von

$$\Delta \vec{v} = -\frac{e_0}{m_0} \vec{E} \cdot \bar{\tau}. \quad (2.2)$$

Nun muss das Elektron praktisch nach jedem Zusammenstoß von neuem starten, da es bei einem Stoß in jede beliebige Richtung gestreut werden kann und somit die mittlere zu erwartende Geschwindigkeit nach einem Stoß Null ist. Daher können wir

die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D eines Elektrons mit

$$\bar{v}_D = \frac{1}{2} \Delta \bar{v} \quad (2.3)$$

eingeführen. Mit dem Begriff der Stromdichte j , die einen Strom durch eine Querschnittsfläche bezeichnet, können wir für einen Leiter mit n Ladungsträgern pro Volumeneinheit

$$j = \frac{1}{2} \frac{e_0 2}{m_0} n \bar{\tau} E \quad (2.4)$$

schreiben. Bei einem homogenen Leiter mit dem Querschnitt Q und der Länge L ist dann $j = I/Q$ und $E = U/L$ und wir erhalten mit (2.4) das OHM'sche Gesetz

$$I = \frac{1}{2} \frac{e_0 2}{m_0} n \bar{\tau} \frac{Q}{L} U \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow R = 2 \frac{m_0}{e_0 2} \frac{1}{n \bar{\tau}} \frac{L}{Q}. \quad (2.6)$$

(I = Stromstärke, U = Spannung)

Der Widerstand R kann im Experiment leicht gemessen werden. Da allerdings mit n und $\bar{\tau}$ noch zwei unbekannte Größen in der Gleichung vorkommen, muss eine weitere Messung durchgeführt werden. Dazu macht man sich den HALL-Effekt zunutze.

2.2 Der HALL-Effekt

Der HALL-Effekt wird, wie schon Eingangs erwähnt, durch die LORENTZ-Kraft

$$F_L = e_0 v B, \quad (2.7)$$

die vom Magnetfeld B und der Geschwindigkeit ($\perp \vec{B}$) v des Ladungsträgers abhängt, hervorgerufen. Die entstehende HALL-Spannung wird dann eben so groß, dass diese Kraft kompensiert wird. Es gilt

$$e_0 E_y = e_0 \bar{v}_D B, \quad (2.8)$$

wenn E_y die elektrische Feldstärke in Richtung der LORENTZ-Kraft bezeichnet (Vergl. Abbildung 4). Wird nun die Breite des Leiters gemessen in derselben Richtung mit b bezeichnet, gilt für die HALL-Spannung

$$U_H = E_y \cdot b = \bar{v}_D B \cdot b. \quad (2.9)$$

Wenn nun \bar{v}_D durch den Querstrom I_q ausgedrückt wird, gilt

$$\bar{v}_D = -\frac{I_q}{ne_0Q} \quad (2.10)$$

wenn Q den Querschnitt des Leiters in Richtung des von außen angelegten Potentials bezeichnet. Er ergibt sich aus der oben eingeführten Größe b und der Dicke des Leiters d . Wir erhalten schließlich für die HALL-Spannung

$$U_H = -\frac{1}{ne_0} \frac{BI_q}{d}. \quad (2.11)$$

Damit kann nun die Ladungsträgerdichte n inklusive des Vorzeichens bestimmt werden. Ein positives Vorzeichen würde bedeuten, dass statt der Elektronenleitung eine sogenannte Löcherleitung vorliegt. Näheres dazu wird im Kapitel über die Leitertypen erläutert.

2.3 Bestimmung einiger makroskopischer Daten von metallischen Leitern

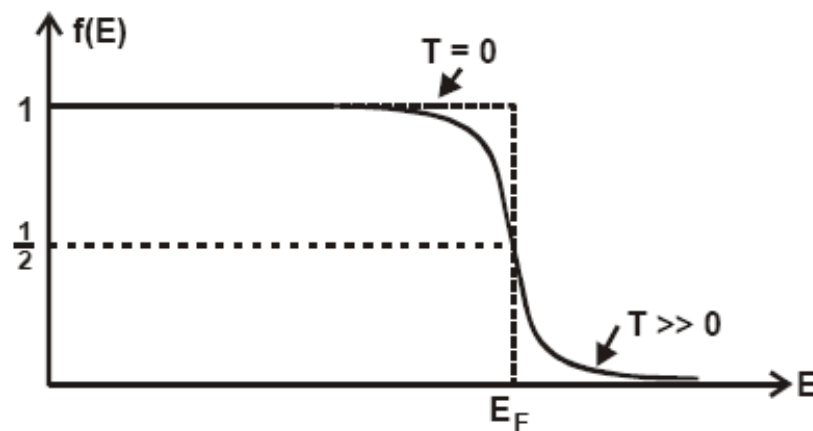


Abbildung 2: FERMI-DIRAC-Verteilung für die Elektronen eines Festkörpers. (gestrichelt $T = 0$, durchgezogen $T > 0$)

Die mittlere freie Weglänge \bar{l} ist die Entfernung, die ein Elektron im Mittel zwischen zwei Stößen, also in der Zeit $\bar{\tau}$, zurücklegt. Es ist

$$\bar{l} = \bar{\tau} |v|, \quad (2.12)$$

wobei $|v|$ die Totalgeschwindigkeit der Elektronen bezeichnet. Diese ist von der Driftgeschwindigkeit \bar{v}_D aufgrund des PAULI-Verbots grundlegend verschieden. Die Energieverteilung der Elektronen ist durch die sogenannte **FERMI-DIRAC-Verteilung**

(Abbildung 2) gegeben. Es ergibt sich daraus mit der FERMI-Energie

$$E_F = \frac{h^2}{2m_0} \sqrt[3]{\left(\frac{3}{8\pi}n\right)^2} \quad (2.13)$$

$$|\bar{v}| \approx \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}. \quad (2.14)$$

(h = PLANCK'sches Wirkungsquantum)

Mit (2.12) folgt dann

$$\bar{l} \approx \bar{\tau} \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}. \quad (2.15)$$

Eine weitere wichtige Größe bei der Beschreibung der Leitfähigkeit von Metallen und Halbleitern ist die sogenannte **Beweglichkeit** μ . Sie ist definiert als der Proportionalitätsfaktor zwischen Driftgeschwindigkeit und äußerer Feldstärke. Wir erhalten dann

$$\bar{v} = \mu \vec{E}. \quad (2.16)$$

2.4 Verschiedene Leitertypen

Bei elektrischen Leitern unterscheidet man zwischen den sogenannten **Elektronenleitern** und den **Löcherleitern**. In Elektronenleitern sind wie zuvor beschrieben, die Elektronen der äußersten nicht vollständig besetzten Schale für die Leitereigenschaften verantwortlich. Überlappen sich jedoch die Energiebänder, wie es insbesondere bei zweiwertigen Metallen vorkommt, dann kann es sein, dass Elektronen aus niedrigeren Energieniveaus in höhere Bänder übergehen und dann „Löcher“ in den unteren Bändern hinterlassen. Diese „Löcher“ tragen als positive Ladungsträger zur Leitfähigkeit bei. Wird der HALL-Effekt durch solche positiven Ladungsträger verursacht, spricht man vom **anomalen HALL-Effekt**. In diesem Falle ist das Vorzeichen der HALL-Spannung umgekehrt. In einigen Fällen, beispielsweise bei Titan, ist es möglich, dass beide Arten der Elektrizitätsleitung vorkommen. Man müsste dann U_H und R in Abhängigkeit von der Temperatur untersuchen. Für diesen Versuch ist dies jedoch nicht notwendig.

3 Durchführung

Um die Eigenschaften der Leiter zu bestimmen müssen der Widerstand des jeweiligen Materials bei bekanntem Querschnitt und bekannter Länge, sowie die HALL-Spannung an Proben der gleichen Materialien mit bekannter Dicke bestimmt werden. Außerdem soll eine Hysteresiskurve des verwendeten Elektromagneten aufgenommen werden.

3.1 Geometrische Abmessungen der metallischen Proben

Die geometrischen Abmessungen der Proben, sowohl der Drahtdurchmesser für die Widerstandsmessung, als auch die Foliendicke für die Messung des HALL-Effekts, werden mit Hilfe einer Mikrometerschraube in jeweils fünf unabhängigen Messungen bestimmt. Die Länge der Drähte ist gegeben.

3.2 Messung des Widerstands

Die Widerstände werden über ein digitales Multimeter bestimmt. Es werden vier Messungen an den unterschiedlichen Anschlüssen der Proben durchgeführt.

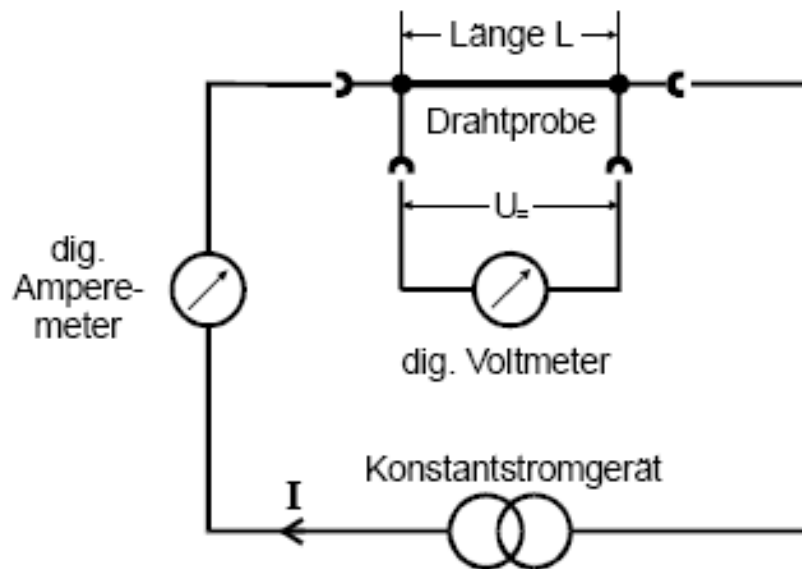


Abbildung 3: Darstellung einer Versuchsanordnung zur Messung des Drahtwiderstands

3.3 Messung des HALL-Effekts

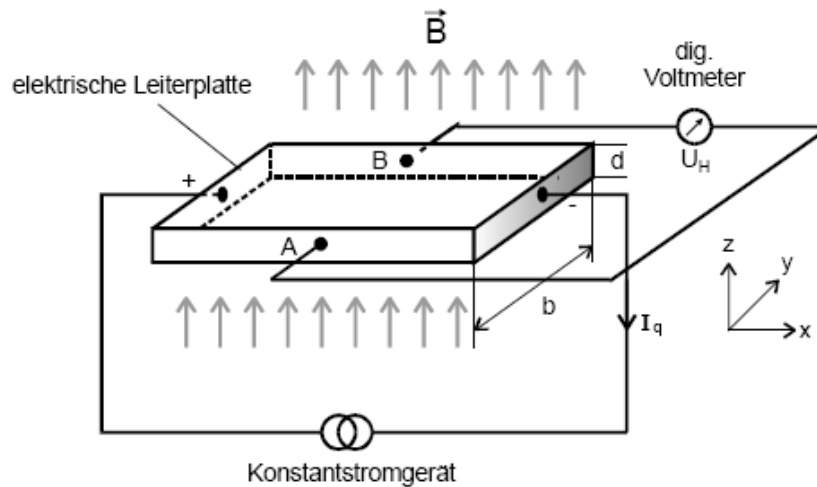


Abbildung 4: Darstellung einer Versuchsanordnung zur Messung des HALL-Effekts

Zur Messung des HALL-Effekts wird zunächst ein Elektromagnet auf die maximale Feldstärke eingestellt und diese gemessen. In das Magnetfeld wird nun, wie in Abbildung 4 gezeigt, eine Probe eingebracht, durch die ein Strom geleitet wird. Es wird jetzt eine Messreihe der HALL-Spannung U_H in Abhängigkeit vom fließenden Strom aufgenommen. Da bei dieser Messung Störspannungen auftreten, die dadurch zustande kommen, dass die Kontaktklemmen für die U_H -Messung nicht exakt auf einer Äquipotentiallinie der von außen anliegenden Spannung liegen, wird die Messreihe mit umgedrehtem Magnetfeld wiederholt. U_H ergibt sich dann aus

$$U_H = \frac{1}{2} (U_{H+} - U_{H-}). \quad (3.1)$$

3.4 Aufnahme der Hysteresiskurve

Um eine Hysteresiskurve des verwendeten Elektromagneten aufzunehmen, wird eine Messreihe der magnetischen Feldstärke in Abhängigkeit vom die Spulen durchfließenden Strom aufgenommen. Diese Messung wird sowohl bei ansteigendem Strom als auch bei wieder abfallendem Strom durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Geometrische Abmessungen der metallischen Proben

Der gemessene Drahtdurchmesser \emptyset ist für beide Proben in Tabelle 1 zusammengefasst. Tabelle 2 zeigt die ermittelten Dicken d , der zur Messung der HALL-Spannung verwendeten Folien. Der Mittelwert auf die $n = 5$ Einzelmessungen x_i berechnet sich über

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4.1)$$

und es kann sowohl der absolute Fehler

$$\bar{\sigma}_x = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad (4.2)$$

als auch der relative Fehler $r_x = \frac{\bar{\sigma}_x}{\bar{x}}$ bestimmt werden. Es ergeben sich daraus folgende Werte für *Kupfer*:

$$\begin{aligned} \emptyset_{Cu} &= (0.1046 \pm 0.0002) \text{ mm} \\ &= 0.1046(1 \pm 0.002) \text{ mm} \\ d_{Cu} &= (0.033 \pm 0.001) \text{ mm} \\ &= 0.033(1 \pm 0.04) \text{ mm} \end{aligned}$$

und für *Silber*:

$$\begin{aligned} \emptyset_{Ag} &= (0.250 \pm 0.005) \text{ mm} \\ &= 0.250(1 \pm 0.02) \text{ mm} \\ d_{Ag} &= (0.030 \pm 0.002) \text{ mm} \\ &= 0.030(1 \pm 0.08) \text{ mm}. \end{aligned}$$

\emptyset_{Cu} [mm]	\emptyset_{Ag} [mm]
0.105	0.254
0.105	0.250
0.104	0.238
0.104	0.267
0.105	0.239

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung des Leitungsquerschnitts

d_{Cu} [mm]	d_{Ag} [mm]
0.032	0.025
0.032	0.033
0.036	0.023
0.037	0.033
0.030	0.035

Tabelle 2: Messwerte zur Bestimmung der Foliendicke

Die Länge des Drahtes wird als $L = 1.73$ m angegeben.

4.2 Widerstandsmessung

Tabelle 3 zeigt die über $n = 4$ Einzelmessungen bestimmten Widerstandswerte R_i , welche nach Formel (4.1) gemittelt werden und deren Fehler sich aus (4.2) berechnet.

$$\begin{aligned}R_{Cu} &= (3.550 \pm 0.002) \text{ mm} \\ &= 3.550(1 \pm 0.0006) \text{ mm} \\ R_{Ag} &= (0.636 \pm 0.002) \text{ mm} \\ &= 0.636(1 \pm 0.004) \text{ mm}\end{aligned}$$

R_{Cu} [Ω]	R_{Ag} [Ω]
3.546	0.633
3.546	0.636
3.555	0.643
3.551	0.632

Tabelle 3: Messwerte zur Bestimmung des Widerstands

4.3 HALL-Effekt

Die in Abhängigkeit zum fließenden Strom I_q zu bestimmende HALL-Spannung U_H wird nach Theorieformel (3.1) errechnet. Die ermittelten Werte für die Kupferfolie finden sich in Tabelle 4 wieder.

I [A]	U_+ [mV]	U_- [mV]	U_H [mV]
0.4	0.0159	0.0139	-0.0010
0.8	0.0289	0.0284	-0.0002
1.2	0.0419	0.0422	0.0002
1.6	0.0548	0.0570	0.0011
2.0	0.0679	0.0712	0.0017
2.4	0.0809	0.0857	0.0024
2.8	0.0933	0.1003	0.0035
3.2	0.1012	0.1148	0.0068
3.6	0.1196	0.1294	0.0049
4.0	0.1323	0.1441	0.0059
4.4	0.1459	0.1584	0.0063
4.8	0.1589	0.1730	0.0070
5.2	0.1719	0.1874	0.0078
5.6	0.1852	0.2020	0.0084
6.0	0.1988	0.2171	0.0092
6.4	0.2119	0.2317	0.0099
6.8	0.2252	0.2466	0.0107
7.2	0.2385	0.2615	0.0115
7.6	0.2519	0.2763	0.0122
8.0	0.2649	0.2905	0.0128
8.4	0.2781	0.3053	0.0136
8.8	0.2919	0.3206	0.0144
9.2	0.3052	0.3353	0.0151
9.6	0.3190	0.3501	0.0156
10.0	0.3332	0.3660	0.0164

Tabelle 4: Messwerte der Bestimmung des HALL-Effekts bei Kupfer

Über eine lineare Regression lässt sich die Proportionalitätskonstante κ bestimmen. Abbildung 5 zeigt die Messwerte. Eine Auswertung mit dem Programm *OriginPro 7*

liefert mit

$$A = \bar{U}_H - \kappa \bar{I}_q$$
$$\kappa = \frac{\sum_i^N (I_{q_i} - \bar{I}_q) (U_{H_i} - \bar{U}_H)}{\sum_i^N (I_{q_i} - \bar{I}_q)^2}$$

und dem Fehler

$$\sigma_\kappa = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (U_{H_i} - (A + \kappa I_{q_i}))^2}{N - 2}}$$

folgenden Wert:

$$\begin{aligned} \kappa_{Cu} &= (0.00183 \pm 0.00001) \text{ m} \\ &= 0.00183(1 \pm 0.005) \text{ m}. \end{aligned}$$

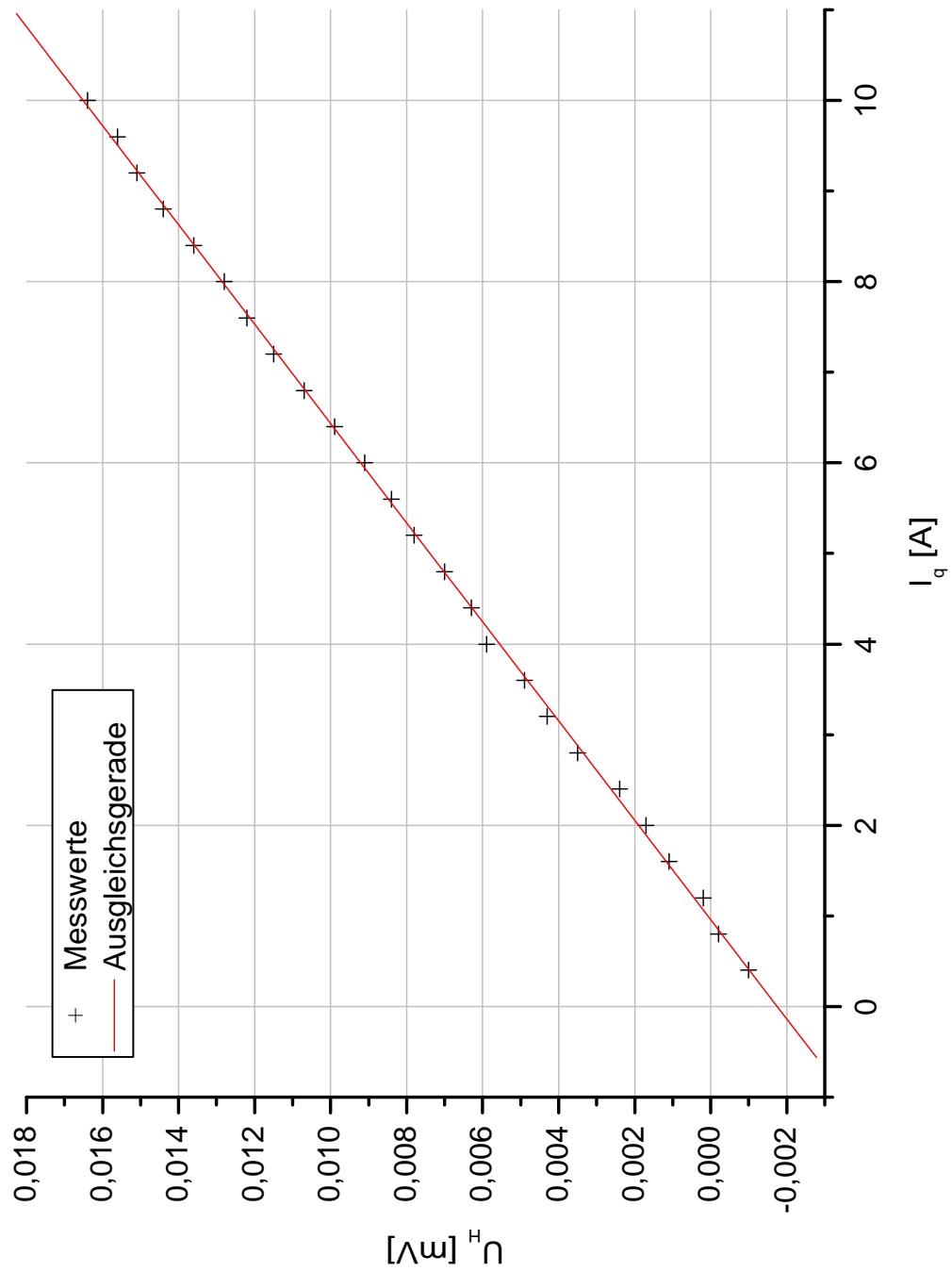


Abbildung 5: Messwerte und Ausgleichsrechnung zum HALL-Effekt in Kupfer

Entsprechend zeigt Tabelle 5 die gemessenen Werte und die über (3.1) berechneten Werte für die Silberfolie.

I [A]	U_- [mV]	U_+ [mV]	U_H [mV]
0.4	-0.0022	-0.0017	0.0003
0.8	-0.0059	-0.0030	0.0015
1.2	-0.0093	-0.0042	0.0026
1.6	-0.0126	-0.0057	0.0035
2.0	-0.0169	-0.0069	0.0050
2.4	-0.0203	-0.0080	0.0062
2.8	-0.0239	-0.0092	0.0074
3.2	-0.0272	-0.0102	0.0085
3.6	-0.0309	-0.0118	0.0096
4.0	-0.0344	-0.0130	0.0107
4.4	-0.0379	-0.0141	0.0119
4.8	-0.0413	-0.0152	0.0131
5.2	-0.0449	-0.0167	0.0141
5.6	-0.0486	-0.0181	0.0153
6.0	-0.0522	-0.0192	0.0165
6.4	-0.0556	-0.0203	0.0177
6.8	-0.0591	-0.0220	0.0186
7.2	-0.0630	-0.0231	0.0200
7.6	-0.0664	-0.0243	0.0211
8.0	-0.0699	-0.0256	0.0222
8.4	-0.0734	-0.0270	0.0232
8.8	-0.0773	-0.0282	0.0246
9.2	-0.0807	-0.0294	0.0257
9.6	-0.0844	-0.0308	0.0268
10.0	-0.0880	-0.0320	0.0280

Tabelle 5: Messwerte der Bestimmung des HALL-Effekts bei Silber

Abbildung 6 zeigt die Ausgleichsgerade und die Messwerte aus denen sich schließlich

$$\begin{aligned}\kappa_{Ag} &= (0.002880 \pm 0.000007) \text{ m} \\ &= 0.002880(1 \pm 0.002) \text{ m}\end{aligned}$$

bestimmen lässt.

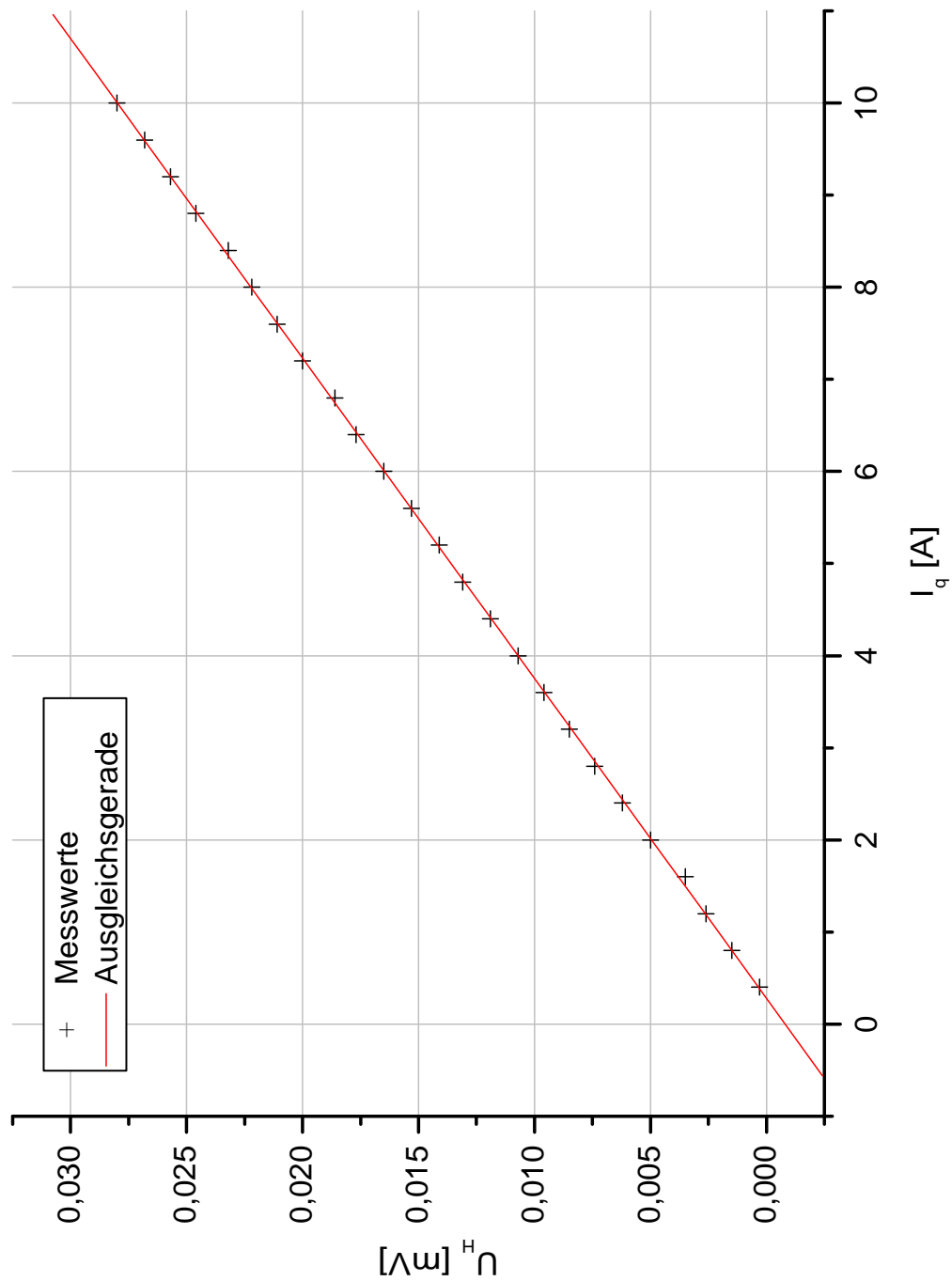


Abbildung 6: Messwerte und Ausgleichsrechnung zum HALL-Effekt in Silber

4.4 Bestimmung der Leitfähigkeitsparameter

Wir wollen jetzt einzeln auf die Berechnung der mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter eingehen. Obwohl im Vorfeld Fehler auf die Messungen angegeben wurden, sollen diese nun vernachlässigt werden, da durch die Messmethode bereits ein überwiegender systematischer Fehler durch die Störspannung und die Inhomogenität des Magnetfeldes zu erwarten ist. Tabelle 6 fasst die berechneten Werte zur besseren Übersichtlichkeit zusammen.

Ladungsträger pro Volumen n

Die Größe n lässt sich über Formel (2.11) mit Hilfe von κ berechnen

$$n = -\frac{B}{\kappa e_0 d}. \quad (4.3)$$

Ladungsträger pro Atom z

Über die Masse des Atoms $m_{Cu} = 1.06 \cdot 10^{-25}$ kg bzw. $m_{Ag} = 1.79 \cdot 10^{-25}$ kg und die Dichte $\rho_{Cu} = 8920$ kg/m³ bzw. $\rho_{Ag} = 10490$ kg/m³ der verwendeten Probe, lässt sich die Anzahl der Ladungsträger pro Atom über

$$z = \frac{n \cdot m}{\rho} \quad (4.4)$$

bestimmen.

mittlere Flugzeit $\bar{\tau}$

Die mittlere Flugzeit berechnet sich nach Theorieformel (2.6):

$$\bar{\tau} = 2 \frac{m_0}{e_0^2} \frac{L}{nQR} \quad (4.5)$$

mittlere Driftgeschwindigkeit \bar{v}_d

Für $j = 1$ A/mm² erhalten wir über (2.4):

$$\bar{v}_d = -\frac{j}{n \cdot e_0} \quad (4.6)$$

Beweglichkeit μ

Durch umstellen der Formeln (2.2), (2.3) und (2.16) erhalten wir für μ :

$$\mu = -\frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} \bar{\tau} \quad (4.7)$$

Totalgeschwindigkeit $|\bar{v}|$

Über die Berechnung der FERMI-Energie nach (2.13) lässt sich die Totalgeschwindigkeit

keit

$$|\bar{v}| = \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}} \quad (4.8)$$

berechnen.

mittlere freie Weglänge \bar{l}

Anhand der Theorieformel (2.15) bestimmen wir jetzt auch noch die mittlere freie Weglänge.

	$n[\frac{1}{m^3}]$	z	$\bar{\tau}[s]$	$\bar{v}_D[\frac{m}{s}]$	μ	$v[\frac{m}{s}]$	$\bar{l}[m]$
<i>Cu</i>	$1.24 \cdot 10^{29}$	1.47	$3.24 \cdot 10^{-14}$	$5.02 \cdot 10^{-5}$	$2.85 \cdot 10^{-3}$	$1.79 \cdot 10^6$	$5.79 \cdot 10^{-8}$
<i>Ag</i>	$8.69 \cdot 10^{28}$	1.51	$4.45 \cdot 10^{-14}$	$7.05 \cdot 10^{-5}$	$3.92 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^6$	$7.11 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 6: Ergebnisse für die Leitfähigkeitsparameter

4.5 Hysteresiskurve

Tabelle 7 umfasst die Messwerte zur Aufnahme der Hysteresiskurve des verwendeten Elektromagneten. Abbildung 7 liefert eine grafische Darstellung der Kurve.

I [A]	B_+ [mT]	B_- [mT]
0	32	38
0.2	81	100
0.4	127	155
0.6	181	212
0.8	234	273
1.0	292	327
1.2	347	387
1.4	401	439
1.6	462	492
1.8	512	547
2.0	568	603
2.2	617	653
2.4	665	708
2.6	716	759
2.8	764	809
3.0	811	856
3.2	861	902
3.4	903	948
3.6	949	991
3.8	992	1032
4.0	1034	1071
4.2	1076	1108
4.4	1114	1141
4.6	1148	1170
4.8	1185	1197
5.0	1218	1218

Tabelle 7: Messwerte zur Aufnahme der Hysteresiskurve des verwendeten Magneten

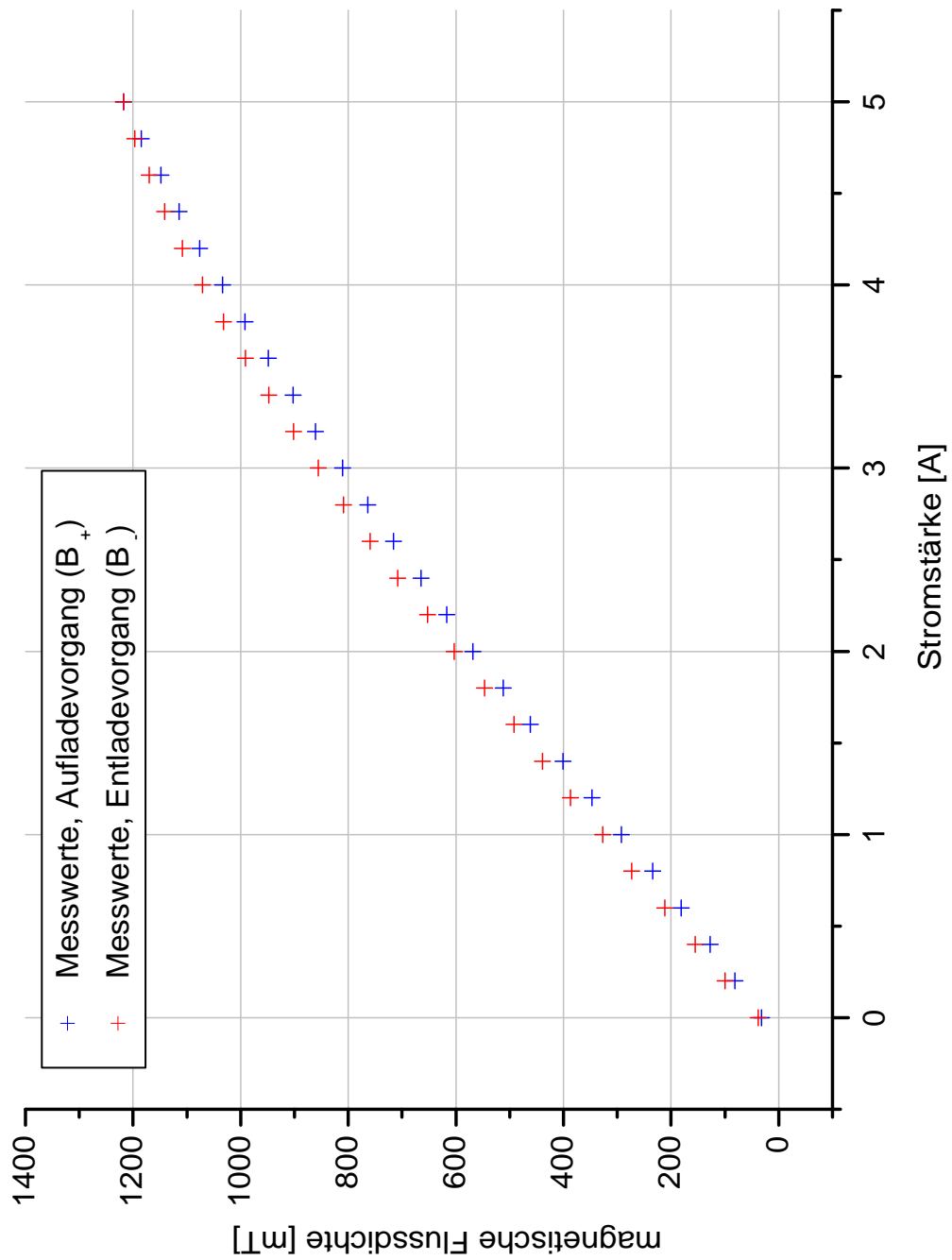


Abbildung 7: Hysteresiskurve des Magneten

5 Diskussion

Eine Diskussion der Fehler erübrigt sich an dieser Stelle nahezu gänzlich aufgrund der oben genannten Gründe. Der Fehler durch die Inhomogenität des Magnetfeldes ist dermaßen groß, dass die anderen statistischen Fehler aus den Messungen nicht mehr ins Gewicht fallen. Auch die hohen Störspannungen, die die HALL-Spannung überdecken tragen nicht zu einer Erhöhung der Genauigkeit bei. Anhand der Ausgleichsrechnung ist jedoch auch zu erkennen, dass die Fehler in der Messung einigermaßen klein gehalten werden konnten und somit ein, im Rahmen des Versuchsaufbaus, einigermaßen genaues Ergebnis erzielt werden konnte. Da bei der Messung von κ bei Silber das gleiche Vorzeichen auftritt wie bei Kupfer, muss es sich ebenfalls um einen Elektronenleiter handeln, da Kupfer als ein solcher bekannt ist. Die Aufnahme der Hysteresiskurve bildet das entsprechende Phänomen anschaulich ab: Beim Hochfahren des B-Feldes wird Energie benötigt, um die Dipole im Magnetkern auszurichten, dies zeigte sich in einer Abschwächung des Feldes. Beim Herunterfahren leisteten die ausgerichteten Dipole jedoch einen Beitrag zum Feld, was eine leichte Erhöhung der Feldstärke gegenüber dem Aufladevorgang, jeweils bei gleicher Stromstärke, zur Folge hatte.

6 Literatur & Bildnachweise

Sämtliche Abbildungen in den Abschnitten 2 und 3 sind aus dem Praktikumsskript entnommen.

HALL-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen (311)

Experimentelle Übungen für Physiker

Version vom 30. Januar 2006

<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/>

AP-Anleitungen/freie\%20Elektronen/Versuch\%20Nr.311.pdf