

Quanten-Hall-Effekt

Daniel Friedrich & Ulrich Müller

Mithilfe von drei Röntgenanoden sowie verschiedenen Streuobjekten konnten wir die theoretischen Werte der K_α - und K_β -Linie von Kupfer, Eisen und Molybdän bestätigen. Zudem war die Feinstruktur von Eisen und Molybdän im Spektrum erkennbar. Über das Duane-Hunt-Gesetz haben wir Plancksche Wirkungsquantum zu bestimmt. Anhand des Effekts der inelastischen Streuung von Photonen an Elektronen haben wir die Compton-Wellenlänge zu ermittelt. Schließlich haben wir zwei Laue-Aufnahmen eines Materials gemacht, den Reflexen Miller-Indices zugeordnet und damit die Diamandstruktur der Probe identifiziert haben.

Betreuer: Christoph Brüne

Versuchsdurchführung am 12. Oktober 2013

Protokollabgabe am ?? . Oktober 2013

1 Einleitung

Über hundert Jahre nach Entdeckung des Hall-Effekts gelang es Klaus von Klitzing im Jahr 1980 die bei einem Hall-Experiment aufgetretenen Plateaus im Hall-Widerstand mit Hilfe der Plankkonstante und die Elementarladung zu deuten. Die Deutung durch die Plankkonstante machte deutlich dass es sich bei dem Effekt um einen makroskopischen Quanteneffekt handelt. Die Bildung von Plateaus im Hall-Widerstand bei wachsendem Magnetfeld wird seit dem 'Quanten-Hall-Effekt' (QHE) genannt. Die Entdeckung von Klaus von Klitzing eröffnete der Wissenschaft ein reiches Feld an interessanten Forschungsthemen unter anderem in der Feldkörperphysik und der Metrologie. Während heutzutage der QHE bereits zur Normung des elektrischen Widerstands verwendet wird, könnte er in Zukunft dazu verwendet werden das Kilogramm und des Ampere neu zu definieren [?].

2 Theorie

Bewegen sich freie Elektronen in einem Magnetfeld, so wirkt auf sie die Lorentzkraft, die sie senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung ablenkt. Sind die Elektronen hingegen auf das Volumen eines Leiters limitiert, so baut sich, im stationären Fall bei kleinen B-Feldern, ein elektrisches Feld senkrecht zum Magnetfeld und der Bewegung der Elektronen auf, das die Lorentzkraft kompensiert. Die Spannung zwischen den Flanken des Leiters

wird Hall-Spannung genannt. Der Hall-Widerstand ist nicht als klassischer Widerstand zu verstehen, sondern berechnet sich aus dem Verhältnis der Hall-Spannung und der verwendeten Stromstärke zu

$$R_{\text{Hall}} = \frac{U_y}{I} = \frac{B}{n_s e}. \quad (2.1)$$

Mit der Flächenladungsträgerdichte n_s im Material. Der Hall-Widerstand ist damit proportional zum angelegten Magnetfeld.

Verwendet man ein Material mit hohen Beweglichkeiten der Elektronen, kühlt die Probe auf tiefe Temperaturen und erhöht die Magnetfeldstärke, so findet man bei charakteristischen Werten des Hall-Widerstands Plateaus die von den Materialeigenschaften, der Magnetfeldstärke und der verwendeten Temperatur unabhängig zu sein scheinen. Diese Plateaus treten in regelmäßigen Abständen auf und können durch den Zusammenhang

$$R_{\text{Hall}} = \frac{1}{i} \frac{h}{e^2} \quad (2.2)$$

beschrieben werden. mit den ganzen Zahlen $i = 1, 2, \dots$. Das höchste messbare Plateau befindet sich demnach bei

$$R_K = \frac{h}{e^2} = 25\,812.807\,\Omega \quad (2.3)$$

und wird als Klitzing-Konstante für die Definition des Ohm verwendet.

Vergleicht man den Hall-Widerstand des klassischen Hall-Effekt 2.1 mit dem des Quanten-Hall-Effekts 2.2, so scheinen die beim Ladungstransport beteiligten Elektronen pro Volumen immer in Paketen zu eB/\hbar zur Leistung beizutragen. Dieser Ausdruck wird als Entar-

tungsgrad diskreter Landauniveaus bezeichnet die sich aus der vollen quantenmechanischen Beschreibung ergeben. Dazu wird der Hamiltonoperator für Elektronen im äußeren Magnetfeld aufgestellt:

$$H = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - \frac{e\mathbf{A}}{c})^2. \quad (2.4)$$

Lässt man nur Bewegungen der Elektronen in der x-y-Ebene zu und eicht das Vektorpotential auf $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$, so kann man mit dem Ansatz $\Phi(x, y) = C \cdot e^{ik_x x} u(y)$ die Schrödingergleichung auf eine Differenzialgleichung des harmonischen Oszillators bringen. Die Energieeigenwerte beschreiben die Landauniveaus und besitzen die Form

$$E_n = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}) \quad (2.5)$$

mit der Zyklotronfrequenz ω_c . Diese Niveaus besitzen den Entartungsgrad

$$N_{LL} = \frac{eB}{h} \quad (2.6)$$

pro Volumen. ICH HAB MICH EIN BISSCHEN UM DIE ERKLÄRUNG GEDRÜCKT; WARUM ES DANN ÜBERHAUPT ZU EINER HALL SPANNUNG KOMMT: WENN MAN DEN QM-ANSATZ OHNE SPANNUNG MACHT, KOMMT HALT AUCH KEINE HALL-SPANNUNG RAUS??

Gleichzeitig zu den Plateaus im Hallwiderstand, tritt ein anderer bemerkenswerter Effekt auf, der als Shubnikow-de-Haas-Effekt bezeichnet wird. Dabei verliert der Festkörper seinen Widerstand in Längsrichtung, so dass der angelegte Strom ohne Verluste im Festkörper transportiert wird. Liegt die Fermienergie zwischen zwei Landauniveaus, so gibt es für die Elektronen keine Zustände innerhalb der thermischen Energie in die gestreut werden kann. Die Leitung wird damit dissipationslos. Das Randkanalmodell beschreibt anschaulich, wie am Rand der Probe die Probenoberfläche die Energieniveaus der Landaulevel anhebt und so einen eindimensionalen leitenden Randkanal formt, indem ebenfalls dissipationslose Leitung möglich ist. Das Verhalten der Probe wird also im wesentlichen von der Magnetfeldstärke beeinflusst, die den Entartungsgrad der Landauniveaus erhöht und damit sowohl die Lage der Fermienergie als auch den Füllfaktor, d.h. die Anzahl der besetzten Landauniveaus, festlegt. Der Füllfaktor ist als

$$\nu = \frac{N_s}{N_{LL}} \quad (2.7)$$

definiert, wobei N_s der Teilchendichte und N_{LL} dem Entartungsgrad der Landauniveaus entspricht. Bei einem ganzzahligen Füllfaktor befindet man sich im Bereich eines Plateaus des Quanten-Hall-Effektes und man misst den beschriebenen Shubnikow-de-Haas-Effekt.

Idealer Weise sind diese Energieniveaus delta-förmig, in der Realität aber oft durch Streuung mit Phononen und Störstellen, sowie die Zeeman-Aufspaltung verbreitert. Damit sind die Bedingungen zu verstehen, bei denen der Quanten-Hall-Effekt auftritt. Bei starken Magnetfeldern treten wenige stark besetzte Landaulevel auf. Zudem verringern hohe Beweglichkeiten der Elektronen die Stoßverbreiterung. Als letztes werden hinreichend tiefe Temperaturen benötigt, damit nur Landauniveaus unterhalb der Fermienergie besetzt sind.

3 Experimenteller Aufbau

- Kryostat
- Kohlethermometer
- Hallbar - Probe
- Aufbau
- Magnetfeld

4 Versuchsdurchführung

Um die Hall-Plateaus und die Shubnikov-de-Haas Oszillation zu beobachten, messen wird die Spannungen $U_{A,B}$, U_{Shunt} , U_{xx} und U_{Hall} bei steigendem Magnetfeld von $0 \rightarrow 9\text{T}$ und bei fallendem Magnetfeld von $9 \rightarrow 0\text{T}$. Da wir nur zwei Lock-ins verwenden nehmen wir die Hallspannung U_{Hall} und die Längsspannung U_{xx} in getrennten Messungen auf. An der Probe wird die Hallspannung an den Kontakten 4 und 6, sowie die Längsspannung an den Kontakten 6 und 7 abgegriffen. Durch Regelung des Druckes des Heliums im Kryostaten können wir die Temperatur regeln und somit die obigen Messungen bei verschiedenen Temperaturen aufnehmen. Um eine Abhängigkeit der Temperatur erkennen zu können messen wir bei den Temperaturen $T = 4.2\text{K}$, 3.0K , 2.1K und 1.5K .

Durch Bestimmung der Hall-Plateaus können wir die Klitzing-Konstante sowie die Füllfaktoren bestimmen.

Des weiteren können wir die Ladungsträgerdichte, die relative Spinaufspaltung, Elektronenbeweglichkeit und Leitfähigkeit der Probe bestimmen. Aus der Amplitude der Shubnikov-de-Haas Oszillation lässt sich die Zyklotronmasse.

5 Auswertung

- Temperaturen im Experiment → Auswertung werden zur Beschreibung die Temperaturwerte wie in Anleitung (4.2 K, 3.0 K, ...) verwendet.
- Hystereseeffekte → bereinigte Daten für den Hallwiderstand

Hall-Widerstand $R_H = U_H/I_H = U_H/(U_{\text{Shunt}}/R_{\text{Shunt}})$ aus den gemessenen Daten für die Hallspannung U_{Hall} und denen der Probenspannung U_{Shunt}

5.1 Hall-Plateaus und Klitzing-Konstante

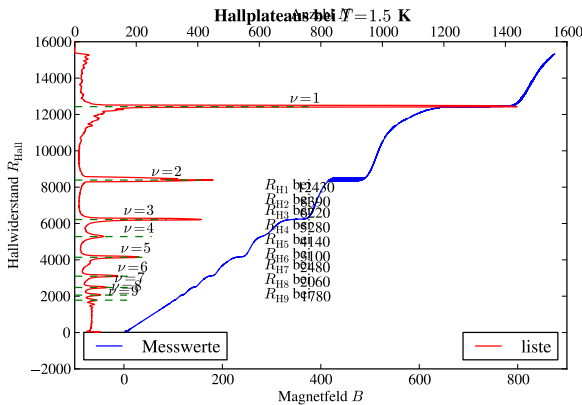


Abb. 1: Hallplateaus bei $T = 1.5 \text{ K}$

Für die Auswertung der Hall-Plateaus wurde für jede gemessenen Temperatur ein eigenes Diagramm erstellt. In Abbildung 1 ist die Auswertung für die Messung bei $T = 1.5 \text{ K}$ gezeigt. Die Diagramme für die anderen Temperaturen sind im Anhang 7 in Abbildung ??, ?? und refhallplateau21 gezeigt.

In der blauen Kurve wurde der Verlauf des Hall-Widerstandes R_H aus den hysteresereinigten Daten über dem Magnetfeld B aufgetragen. Zur Auswertung der Hall-Plateaus definieren wir uns einen kleinen Bereich von $\pm 50 \Omega$ in dem wir die Anzahl an Messpunkten zählen und über den gesamten Bereich mit

einer Schrittweite von 10Ω auswerten. Hieraus ergibt sich die rote Kurve in Abbildung 1, die ebenfalls über das Magnetfeld aufgetragen wird. Durch die verwendete Schrittweite erhalten wir in der Kurve eine Ablesegenauigkeit und somit einen Fehler von 10Ω .

Mit dieser Methode haben wir die Widerstandswerte für jedes sichtbare Niveau ausgelesen und aus dem Verhältnis zur Klitzing-Konstante in Abhängigkeit ihres Füllfaktors für jede Temperatur in Tabelle 1 aufgetragen.

ν/T	4.2 K	3.0 K	2.1 K	1.5 K
2.00	12 430 Ω	12 420 Ω	12 420 Ω	12 430 Ω
2.96	–	8970 Ω	8690 Ω	8390 Ω
4.00	6220 Ω	6200 Ω	6210 Ω	6220 Ω
4.70	–	–	5330 Ω	5280 Ω
6.00	4150 Ω	4130 Ω	4140 Ω	4140 Ω
8.01	3120 Ω	3100 Ω	3100 Ω	3100 Ω
10.02	2490 Ω	2480 Ω	2490 Ω	2480 Ω
12.05	2070 Ω	2080 Ω	2060 Ω	2060 Ω
13.96	1760 Ω	1780 Ω	1780 Ω	1780 Ω
R_K	24 860 Ω	24 840 Ω	24 840 Ω	24 840 Ω

Tab. 1: Werte von R_ν in [Ω] für die erkennbaren Hall-Plateaus bei verschiedenen Temperaturwerten.

5.2 Bestimmung der Oberflächenladungsdichte

- Durch die Steigung des Hall-Widerstandes

Die Oberflächenladungsdichte des 2DEGs wird auf drei verschiedene Arten bestimmt und die Ergebnisse untereinander verglichen. Dabei achten wir auf Unterschiede bei unterschiedlichen Temperaturen. Zuerst legen wir nach Augenmaß eine Gerade durch den unteren Teil der Hallmessung, in der der Hallwiderstand näherungsweise Linear ist. Der statistische Fehler wird durch zwei Hilfsgeraden in Abbildung 2 abgeschätzt. Als Steigung erhalten wir die Hall-konstante $A_H = (1750 \pm 100) \frac{\Omega}{T}$ und aus dieser die Oberflächenladungsdichte

$$N_S = A_H e = (2.80 \pm 0.16) \times 10^{-1} \frac{1}{\text{m}^2} \quad (5.1)$$

Die in Abbildung 2 gezeichnete Gerade lässt sich an die anderen Hall-Widerstandswerte bei niedrigeren Temperaturen ohne sichtbare Abweichung anlegen. Daher ergibt sich nach dieser Bestimmungsmethode kein Einfluss der Temperatur auf die Ladungsträgerdichte.

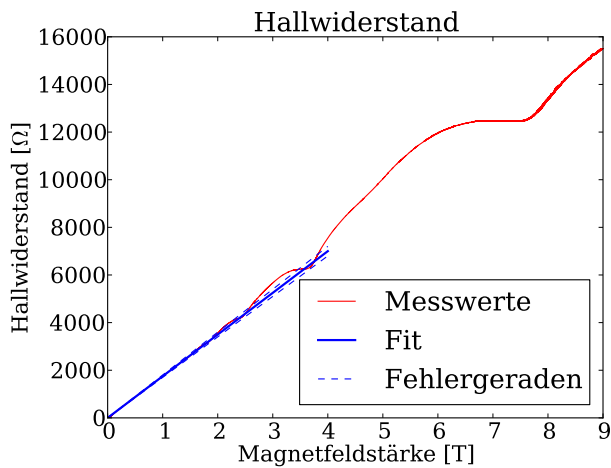


Abb. 2: Hall-Widerstand als Funktion des Magnetfeldes. An die Kurve wird nach Augenmaß eine Ursprungsgerade angelegt

5.3 AuswertungUli

5.4 Laue-Aufnahme

6 Zusammenfassung

Wir konnten mit dem Versuch einen guten Einblick in die Röntgenspektroskopie gewinnen. Die charakteristischen Linien von Eisen, Molybdän und Kupfer wurden mit recht hoher Genauigkeit nachgewiesen, wobei der größte Abstand von unseren Bestwerten zu den Theoriewerten 0.65 % betrug. Im Rahmen der Fehler gab es keine Abweichung. Das empirische Gesetz zwischen der Intensität der charakteristischen Strahlung und der Spannung zeigt systematische Abweichungen für Spannungen ab 30 kV und sollte eher als Faustregel verstanden werden. Das Duane-Hunt-Gesetz hingegen konnte gut bestätigt werden und hat uns erlaubt, das Plancksche Wirkungsquantum zu bestimmen. Das Moseley-Gesetz wurde ausführlich diskutiert und hat gute Abschätzungen für die Rydberg-Konstante ergeben. Allerdings ist die Auswertung der *Abschirmkonstante* $\sigma(Z)$ nicht wirklich sinnvoll. Mit dem Compton-Effekt konnte eine überraschend gute Bestimmung der Compton-Wellenlänge durchgeführt werden. Eine vollständige Aufnahme des Transmissionspektrums von Al im gesamten Wellenlängenbereich der Kupferanode würde helfen zu verstehen, warum die Näherung eines linearen Spektrums solch gute Ergebnisse liefert. Die Laue-Aufnahme hat insgesamt gut

funktioniert. Allerdings könnte man die Aufhängung der Dentalfilme zum Beispiel mit einer optischen Bank o.Ä. verbessern. Dadurch wird ein zentrales Auftreffen garantiert. Die Auflösung der Filme ist gut, eine größere Fläche wäre zwar wünschenswert, ist für die Auswertung aber nicht unbedingt notwendig.

Literatur

- [1] KITTEL, Charles: *Introduction to Solid State Physics*. 7th. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1996
- [2] MELISSINOS, Adrian C.: *Experiments in Modern Physics*. New York and London : Academic Press, 1966. – insbesondere Abschnitt 3.3 aus dem Buch
- [3] SINGH, Jasprit: *Semiconductor Devices: Basic Principles*. New York : John Wiley & Sons, 2001
- [4] SZE, S. M.: *Physics of Semiconductor Devices*. Second Edition. John Wiley & Sons
- [5] WIKIPEDIA: *Tellur*. April 2007. – URL <http://de.wikipedia.org/wiki/Tellur>

7 Anhang