

# Der Hall-Effekt

---

Tobias Krähling  
eMail: <Tobias.Kraehling@SemiByte.de>  
Homepage: <www.SemiByte.de>

25.09.2010  
Version 1.4

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Einführung</b>	
<b>2 Die „Effekte“ und ihre Definition durch Koeffizienten</b>	
<b>3 Der Hall-Effekt</b>	
3.1 Theoretische Herleitung der Hall-Spannung	
3.2 Der Hallkoeffizient $R$ . . . . .	
<b>4 Wesen der Effekte</b>	
4.1 Allgemeine Übersicht über die experimentelle Erforschung der Effekte . . . . .	
4.2 Der Absolutwert des Hallkoeffizienten $R$	
4.3 Experimentelles . . . . .	
4.4 Adiabatischer und isothermer Hall-Effekt	
4.5 Der Einfluß von Verunreinigungen . . . . .	
4.6 Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten	
4.7 Die Effekte in sehr dünnen Metallschichten	
4.8 Hall-Effekt in lichtelektrisch leitenden Kristallen . . . . .	
4.9 Die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Erscheinungen in ferromagnetischen Körpern . . . . .	
4.10 Einige Sonderfälle . . . . .	
4.11 Beziehungen zwischen den Koeffizienten der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Transversaleffekte . . . . .	
4.12 Zusammenhang von Hall-Effekt und Thermoeffekten . . . . .	
4.13 Hall-Effekt in Eiseneinkristallen . . . . .	
<b>A Literaturnachweis</b>	
A.1 weitere Literatur . . . . .	

## 1 Einführung

---

1 Unter der Bezeichnung galvanomagnetische und thermomagnetische Effekte werden elektrische und thermische Effekte zusammengefaßt, bestehend in stationären Potentialdifferenzen und Temperaturdifferenzen, welche in Elektronenleitern durch Einwirkung eines konstanten Magnetfeldes bei Vorhandensein einer elektrischen oder einer thermischen Strömung auftreten. Der Hall-Effekt, nach E. H. Hall benannt, ist ein transversal-galvanomagnetischer Effekt und ist die Ursache einer transversalen Potentialdifferenz.

## 2 Die „Effekte“ und ihre Definition durch Koeffizienten

---

9 Generell steht die Richtung des magnetischen Feldes senkrecht zur Richtung der primären elektrischen oder thermischen Strömung. Die zur Beobachtung gelangenden elektrischen und thermischen Effekte bestehen im Auftreten eines sekundären Potentialgefälles und eines sekundären Temperaturgefälles senkrecht („transversal“) und parallel („longitudinal“) zu der primären elektrischen bzw. thermischen Strömung, senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien. Sie werden gekennzeichnet durch expe-

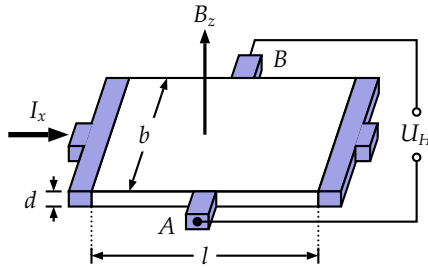


Abbildung 1: Der Hall-Effekt

rimentell bestimmbare Konstanten, die „Koeffizienten“, welche definiert sind als sekundäre Potential- bzw. Temperaturdifferenz pro Einheit der primären elektrischen bzw. thermischen Strömung und pro Einheit des stationären transversalen Magnetfeldes.

### 3 Der Hall-Effekt

Die Tatsache, daß bewegte Elektronen in einem Magnetfeld abgelenkt werden, läßt auch eine Spannung an einem stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld quer zur Strömungsrichtung des primären Stromes erwarten. Da die Elektronen durch das Magnetfeld quer abgelenkt werden, müssen sie sich an der einen Seite anreichern, an der anderen vermindern.

Wird eine sehr dünne Metallplatte von einem gleichmäßig über ihren Querschnitt verteilten Strom durchflossen, so ist zwischen zwei Punkten A und B, die gleich weit von den Stromzuleitungen abliegen und die mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden sind, keine Spannung feststellbar. Erzeugt man nun senkrecht zur Platte ein Magnetfeld, so tritt zwischen A und B eine Spannung auf, und es fließt durch ein an diese Punkte angeschlossenes Galvanometer ein Strom (Hall-Effekt). Die Ursache hierfür liegt in einer Verbiegung der ursprünglich parallelen Elektronenbahnen in der Platte durch das Magnetfeld: Die Äquipoten-

tentiallinien erfahren dadurch eine Drehung gegen ihre ursprüngliche Lage.

Für die Spannung  $U_H$  zwischen A und B, die ursprünglich gleiches Potential  $U$  hatten, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$U_H = R \cdot b \cdot J_x \cdot \frac{B_z}{\mu_0} \quad (3.1a)$$

$$= R \cdot \frac{I_x \cdot B_z}{d \cdot \mu_0} \quad (3.1b)$$

$$= R \cdot H_z \cdot J_x \cdot b \quad (3.1c)$$

$$= R \cdot \frac{H_z \cdot I_x}{d} \quad (3.1d)$$

$$= \frac{b \cdot B_z \cdot I_x}{n \cdot e \cdot A} \quad (3.1e)$$

$$= \frac{B_z \cdot I_x}{n \cdot e \cdot d} \quad (3.1f)$$

mit  $R$  als Hallkoeffizienten,  $J$  als Stromdichte,  $b$  die Breite,  $d$  die Dicke,  $A$  die Fläche ( $b \cdot d$ ),  $\mu_0$  die magn. Feldkonstante,  $e$  die Elementarladung,  $n$  die Ladungsträgerdichte,  $H$  die magn. Feldstärke und  $B$  die magn. Flußdichte.

#### 3.1 Theoretische Herleitung der Hall-Spannung

Die Hall-Sonde ist ein Plättchen aus einem elektrisch leitfähigen Material, das von einem Strom der Stärke  $I$  durchflossen wird. Die sperrschichtfreien Kontakte und die Homogenität des Materials gewährleisten eine gleichmäßige Stromdichte  $J$  an allen Stellen des Plättchens und somit gleiches Potential an den einander gegenüberliegenden Kontakten A und B.

Wird das Plättchen von einem Magnetfeld der magnetischen Induktion  $B$  durchsetzt, so tritt eine Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Strom und dem Magnetfeld ein. Auf die bewegten Ladungsträger wirkt die Lorentzkraft, die die gleichmäßige Ladungsverteilung im Plättchen aufhebt. Der Hall-Effekt ist die

Folge der Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld des Stromes und dem äußeren Magnetfeld.

Bei Bewegung negativer Ladungen und einer senkrechten Magnetfeldrichtung ergibt sich eine Potentialdifferenz zwischen den Kontakten  $A$  und  $B$ , die Hall-Spannung  $U_H$ .

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Stromstärke  $I$ , der magnetischen Flußdichte  $B$  und der Hall-Spannung  $U_H$  ergibt sich aus den folgenden Überlegungen:

Die Lorentz-Kraft  $F_L$ , die die Ablenkung bewirkt, ist

$$F_L = -e \cdot [v \cdot B]. \quad (3.2)$$

Der Betrag  $F_L$  kann bei einem senkrecht das Plättchen durchsetzenden Magnetfeld berechnet werden zu

$$F_L = e \cdot B \cdot v. \quad (3.3)$$

Dabei ist  $e$  die elektrische Elementarladung,  $v$  die Geschwindigkeit der Ladungsträger.

Die durch die Lorentz-Kraft bewirkte Ladungsverteilung erzeugt ein elektrisches Feld mit der Feldstärke  $E$ , das der Ablenkung der Ladungsträger entgegenwirkt. Es stellt sich ein Zustand ein, bei dem die Lorentz-Kraft  $F_L$  und die vom elektrischen Feld bewirkte Gegenkraft  $F_E$  den gleichen Betrag haben:

$$F_E = e \cdot E \quad (3.4a)$$

$$F_E = F_L \quad (3.4b)$$

$$F_E = e \cdot B \cdot v \quad (3.4c)$$

Da die Potentialdifferenz  $U_H$  längs der Breite  $b$  des Plättchens entsteht, ist die Feldstärke

$$E = \frac{U_H}{b} \quad (3.5)$$

Bei Einsetzung ergibt sich

$$e \cdot U_H = e \cdot b \cdot v \cdot B \quad (3.6)$$

Um die Abhängigkeit der Hall-Spannung von der Stromstärke zu finden, führen wir die Ladungsträgerdichte  $n$  als Quotient aus der Anzahl  $N$  der Ladungsträger und dem Volumen  $V = l \cdot b \cdot d$  ein:

$$n = \frac{N}{l \cdot b \cdot d} \quad (3.7)$$

Die Geschwindigkeit der Ladungsträger ist

$$v = \frac{l}{t} \quad (3.8)$$

Aus den beiden vorherigen Gleichungen wird  $l$  eliminiert, man erhält

$$v = \frac{N}{t \cdot n \cdot b \cdot d} \quad (3.9)$$

Wird diese Gleichung in die Beziehungsgleichung von  $U_H$  und  $B$  eingesetzt, so ergibt sich ( $b$  gekürzt):

$$e \cdot U_H = \frac{N \cdot e}{t} \cdot \frac{B}{n \cdot d} \quad (3.10)$$

$N \cdot e \cdot t^{-1}$  ist aber die elektrische Stromstärke. Damit folgt:

$$U_H = \frac{1}{e \cdot n} \cdot \frac{I \cdot B}{d} \quad (3.11)$$

Noch deutlicher werden die Zusammenhänge, wenn wir die Stromdichte  $J = I \cdot A^{-1} = I \cdot [b \cdot d]^{-1}$  einführen. Mit  $I = J \cdot b \cdot d$  wird

$$U_H = \frac{1}{e \cdot n} \cdot J \cdot B \cdot b \quad (3.12)$$

Wie aus den letzten beiden Gleichungen hervorgeht, ist die Hall-Spannung proportional der Stromstärke bzw. der Stromdichte in der Sonde und proportional der magnetischen Induktion. Nach diesen Gleichungen ist die Hall-Spannung der Ladungsträgerdichte indirekt proportional. Halbleiter ergeben deshalb höhere Hall-Spannungen als Metalle. Jedoch müssen diese Halbleiter eine gute Beweglichkeit  $b_e = v \cdot E^{-1}$  der Ladungsträger aufweisen, wenn die Sonde mit relativ geringen Spannungen

betrieben werden soll, d.h., wenn nur geringe Leistungen umgesetzt werden sollen. Diese Bedingung muß aber gefordert werden, da wegen des negativen Temperaturkoeffizienten der Halbleiter größere Stromwärme das Einstellen einer konstanten Stromstärke nicht gestatten würde. Als geeignete Werkstoffe für Hall-Sonden erwiesen sich z. B. Gallium- und Indiumarsenid.

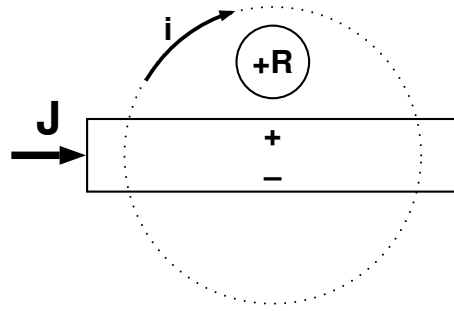


Abbildung 2: Positiver Halleffekt

### 3.2 Der Hallkoeffizient $R$

Der Hallkoeffizient  $R$  ist die transversale Potentialdifferenz  $E$  in absoluten Einheiten ( $10^{-8}$  Volt) in einer Leiterplatte von 1 cm Dicke (gemessen in Richtung der magnetischen Kraftlinien) bei einer Stromstärke  $I$  von einer absoluten Einheit (10 Amp.) unter der Einwirkung eines magnetischen Feldes:

$$J = \frac{I}{b \cdot d} \quad (3.13)$$

Die elektromotorische Kraft ergibt sich nämlich proportional zur Breite der Platte  $b$ , dem Felde  $H$  und der Stromdichte  $J$ .

Aus  $E = R \cdot b \cdot B \cdot J$  folgt, da

$$R = \frac{E \cdot d}{B \cdot I} \quad (3.14)$$

ist, die angegebene Beziehung.

Das Vorzeichen des Hallkoeffizienten wird so bestimmt: ist  $I$  die Richtung des Stromes in der Leiterplatte, gemessen von Plus nach Minus der Spannungsquelle,  $i$  die Richtung des das Magnetfeld  $B$  liefernden Stromes, so daß das Feld senkrecht zur Zeichenebene von vorn nach hinten gerichtet ist, so heißt der Hall-Effekt positiv, wenn das obere Ende der Platte den positiven Pol der sekundär entstehenden Potentialdifferenz bildet, negativ, wenn das obere Ende der Platte negativ wird.

Das Vorhandensein von Elektronenleitung, für die das Ohmsche Gesetz durchweg gilt, kann

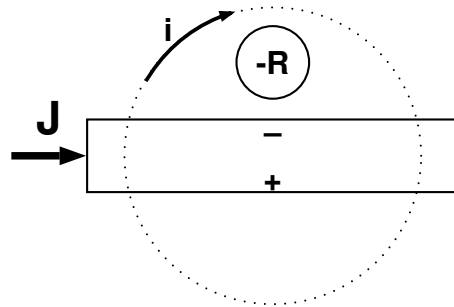


Abbildung 3: Negativer Halleffekt

vor allem durch den Hall-Effekt sowie durch Überführungsmessungen festgestellt werden. Ein wesentliches Kennzeichen für nichtmetallische Elektronenleitung im Gegensatz zur metallischen ist die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Temperatur etwa in der Form

$$\kappa = A \cdot e^{-\frac{E}{T}} \quad (3.15)$$

Da die Konstante des Hall-Effektes

$$R = \pm \frac{1}{e \cdot n} \quad (3.16)$$

und die elektrische Leitfähigkeit nach dem Ohmschen Gesetz

$$\kappa = n \cdot e \cdot b_e \quad (3.17)$$

ist, wobei  $b_e$  die Elektronenbeweglichkeit bezeichnet, so folgt

$$\pm R \cdot \kappa = b_e \quad (3.18)$$

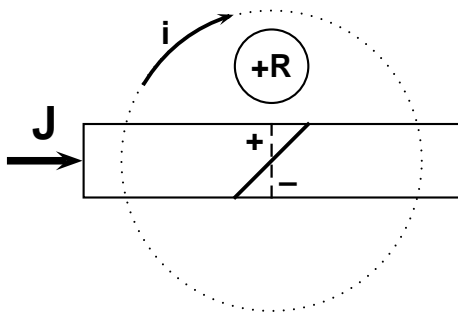


Abbildung 4: Positiver Halleffekt

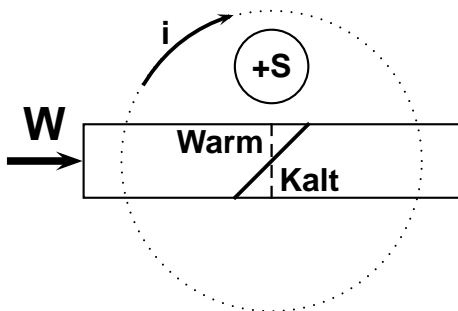


Abbildung 5: Positiver Righi-Leduc-Effekt

Der Hallkoeffizient  $R$  kann nach Ausweis des Experimentes positiv und negativ sein; danach unterscheidet man positiven und negativen Hall-Effekt; die klassische Theorie, die auf der Verbiegung der Bahnen der negativen Elektronen durch das Feld  $H$  beruht, kann freilich nur negative Werte von  $R$  erklären, während der positive Hall-Effekt sich einer klassischen Deutung überhaupt entzieht.

## 4 Wesen der Effekte

Die Effekte bestehen in der Drehung der Äquipotentiallinien bzw. in der Drehung der Äquitemperaturlinien (Isothermallinien) durch das Magnetfeld. Dies sei bei zwei sich völlig entsprechenden Effekten im galvanomagnetischen Hall-Effekt und dem thermomagnetische Righi-Leduc-Effekt gezeigt.

Drehung der Äquipotentiallinien in Richtung

des felderzeugenden Stromes heißt also positiver Hall-Effekt. Diese Normierung ist nicht ganz natürlich, denn der normale elektronentheoretisch aus der Ablenkung der Bahn freier Elektronen elementar zu erwartende Hall-Effekt [erste Theorie von J. J. Thomson] wird dadurch zu dem negativen. Doch wird an der einmal angenommenen Normierung festgehalten, da die Elektronentheorie bisher auch den normalen Hall-Effekt ohne Spezialannahmen nicht ausreichen erklären kann.

### 4.1 Allgemeine Übersicht über die experimentelle Erforschung der Effekte

Keine der genannten Definitionen der Koeffizienten der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte ist in weiten Grenzen der Variablen gültig. Die Ursache für selten widerspruchslöse Ergebnisse scheint darin zu liegen, daß die magnetische Beeinflussung des elektrischen und thermischen Leistungsvorganges – besonders aller Transversaleffekte – viel, viel mehr von kleinsten Anomalien und Besonderheiten des benutzten Materials abhängt, als die Leitfähigkeit selbst.

### 4.2 Der Absolutwert des Hallkoeffizienten $R$

Der Hallkoeffizient  $R$  ist von der Größenordnung  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$ . Um eine Zehnerpotenz und mehr kleiner ist der Hallkoeffizient z. B. in Zinn und Blei. Das Vorzeichen hat keinen ersichtlichen Zusammenhang mit anderen Eigenschaften, etwa dem Para- oder Diamagnetismus. Die ferromagnetischen Metalle haben ziemlich hohe positive Hall-Effekte, abhängig von der Feldstärke.

### 4.3 Experimentelles

Die ursprünglich von Hall gewählte Anordnung, welche auch in allen späteren Untersuchungen trotz vieler Modifikationen in Einzelheiten grundsätzlich beibehalten blieb, ist folgende:

Eine dünne Platte  $P$  des zu untersuchenden Materials ist auf einem nicht leitenden Träger befestigt. Sie befindet sich in einem homogenen magnetischen Felde, dessen Kraftlinien senkrecht die Plattenebene durchsetzen. Senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien durchfließt ein elektrischer Strom, der Primärstrom  $I$ , die Platte. Senkrecht zu Magnetkraftlinien und primärem Strom befinden sich die Hallelektroden  $H$ , welche zu einem Galvanometer, zu einem Elektrometer oder zu einer Kompensationsanordnung führen, um die transversale Potentialdifferenz zu messen.

Die Lage der Hallelektroden  $HH$  wird so einjustiert, daß sie ohne Magnetfeld auf einer Äquipotentiallinie liegen, daß also ohne Magnetfeld keine (oder doch nur eine sehr kleine transversale Potentialdifferenz) besteht. Dieses ist wichtig, weil letztere durch das Feld ebenfalls geändert würde, indem nämlich ein Teil des Longitudinaleffektes mitgemessen würde.

Etwas abweichend ist Righis spätere Methode (auch von Moretto angegeben). Der Primärstrom  $I$  wird durch Schlitzern der Platte  $P$  beim Austritt geteilt durch je eine Spule  $G_1$   $G_2$  eines Differentialgalvanometers geführt. Die beiden Teilströme werden durch Widerstände  $rr$  so reguliert, daß das Galvanometer ohne Magnetfeld keinen Ausschlag gibt. Nach erregtem Magnetfeld ist der eine Teilstrom größer als der andere, weil sich ihm der von der Hall-elektromotorischen Kraft gelieferte Strom überlagert. Ettingshausen hat gezeigt, daß auf diese Weise nur der halbe Hall-Effekt gemessen wird.

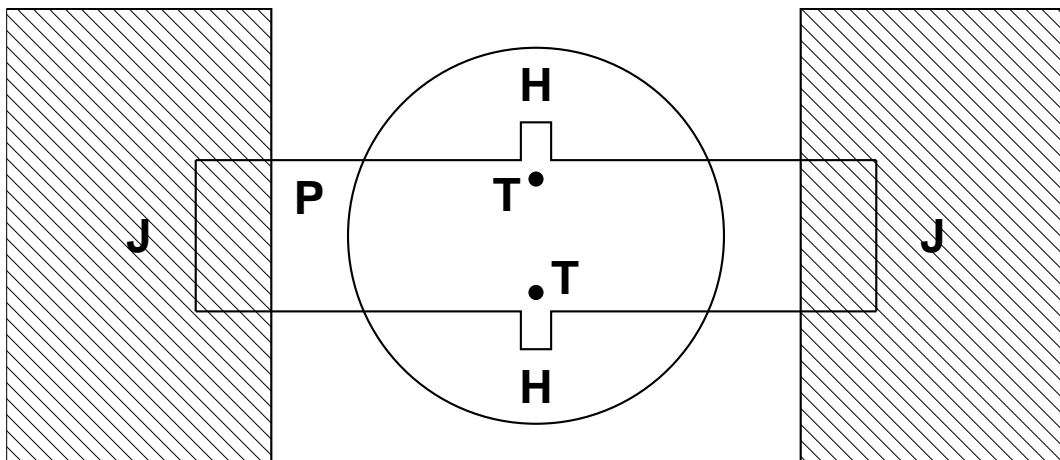
Allgemein ist zu beachten, daß die Platten gleichmäßig dick und möglichst lang sind, damit die Hallelektronen genügenden Abstand von den Zuführungen des Primärstromes haben; beides ist einmal erforderlich, um möglichst gleichmäßige Verteilung der primären Stromlinien und gleiche Stromdichte im feldbeeinflussten Teil zu haben; dann aber auch, damit die durch Peltier- und Thomsonseneffekt an der Übergangsstelle von Zuführung zur Probeplatte auftretenden Temperatureffekte nicht einen so großen Wärmefluß über den elektrischen Primärstrom überlagern, daß sich die thermomagnetische Potentialdifferenz über die galvanomagnetische überlagert und letztere fälscht.

Schließlich ist mit besonderer Sorgfalt auf Temperaturkonstanz während der Messung und auf Beachtung der Meßtemperatur bei Vergleich verschiedener Messungsreihen zu achten, da sämtliche Effekte große Temperaturkoeffizienten haben.

GANS zeigte, daß kein Unterschied besteht, wenn die Hall-elektromotorische Kraft mit dem Galvanometer oder mit dem Elektrometer gemessen wird, was auch theoretisch von Bedeutung ist.

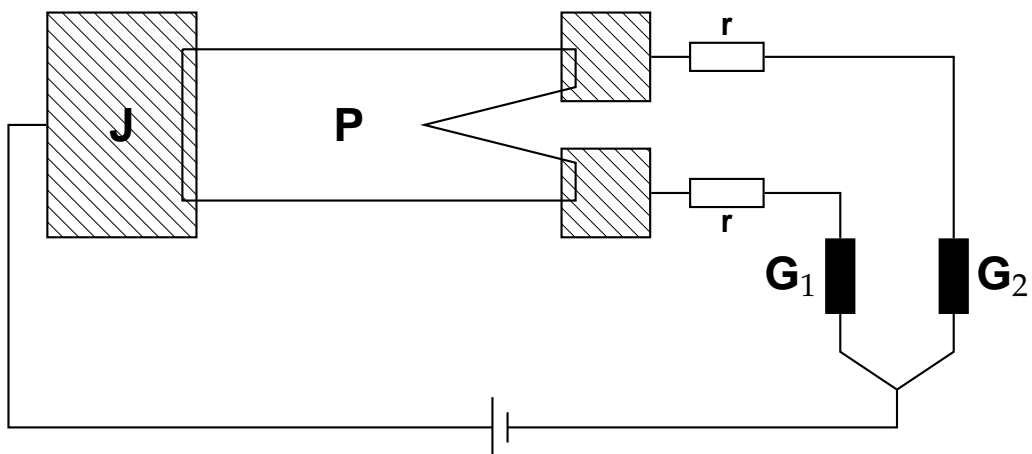
### 4.4 Adiabatischer und isothermer Hall-Effekt

Dagegen macht es einen Unterschied, ob der Hall-Effekt »adiabatisch« oder »isotherm« gemessen wird. Ist Sorge dafür getragen, daß durch genügende Wärmeableitung von der Platte die thermomagnetischen Effekte, besonders der Ettingshauseneffekt (transversale Temperaturdifferenz galvanomagnetischer Effekt), sich nicht ausbilden können, so nennt man den Hall-Effekt den »isothermen«. »Adiabatischer« Hall-Effekt heißt seine Größe, wenn die gleichzeitig auftretenden thermischen Effekte nicht eliminiert sind. Es überlagern sich



**Abbildung 6:** Anordnung von Hall zur Untersuchung des Halleffektes.

M = Querschnitt durch den Magneten, Kraftlinien senkrecht zur Zeichenebene, P = Metallplatte, J = Zuführung und Abführung des primären Stromes, H = Hallelektroden zu Galvanometer, Elektrometer oder Kompensationsanordnung, T = Lötstellen der Thermoelemente



**Abbildung 7:** Righis Anordnung zur Messung des Halleffektes

dann Hall-Effekt und Ettingshauseneffekt, so daß aus der Messung des isothermen und adiabatischen Hall-Effektes ersterer erschlossen werden kann.

#### 4.5 Der Einfluß von Verunreinigungen

Daß mit größter Wahrscheinlichkeit minimale Verunreinigungen besonders bei Wismut (bei anderen Elementen offenbar nicht in solch großem Maße) die Effekte stark beeinflussen, hat besonders Zahn betont. Er zeigt, daß bei gleicher chemischer Analyse Unterschiede zwischen den einzelnen Proben auftraten, welche sogar verschiedene Vorzeichen für einzelne Transversaleffekte geben.

#### 4.6 Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten

Außerordentlich groß ist der Temperaturkoeffizient aller Effekte, aber hier sind alle Ergebnisse sehr unsicher; das ist nicht zu verwundern, denn aus Analogieschlüssen ist auf eine noch viel größere Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten als des Effektes selbst von Reinheit und Strukturbesonderheiten zu schließen. Allgemein scheint sich das Ergebnis zu finden, daß sämtliche Koeffizienten mit abnehmender Temperatur zunehmen. Doch gilt auch diese Regel vielleicht nicht allgemein. Bemerkenswert ist, daß auch eine Umkehr des Vorzeichens mit abnehmender Temperatur für den Hall-Effekt beobachtet wurde

Bei den Materialien Kohle, Kupfer, Silber, Iridium, Platin, Palladium und einigen Legierungen hat Zahn den Hall-Effekt zwischen 0 und 100 °C unabhängig von der Temperatur gefunden. Bei tiefen Temperaturen tritt stets eine geringe Zunahme ein. Kadmium hat einen sehr starken Temperaturkoeffizienten.

Im Gebiete der Supraleitfähigkeit zeigt Blei und Zinn solange keinen meßbaren Hall-Effekt, als das Feld kleiner ist als das kritische Feld, bei welchem die Supraleitfähigkeit verschwindet.

Die sehr auffällige Temperaturabhängigkeit des Hallkoeffizienten des Tellurs, welche Wold gefunden hat, dürfte im verschiedenen Vorzeichen des Effektes von a- und b-Tellur begründet sein.

#### 4.7 Die Effekte in sehr dünnen Metallschichten

Die Fragestellung über die Abhängigkeit der galvanomagnetischen Koeffizienten von der Dicke der benutzten Metallschicht (man kann auch sagen, die Frage nach der Abhängigkeit der Koeffizienten von der Stromdichte) stammt aus neuerer Zeit. Moreau kann die gefundene Dickenabhängigkeit, die Größe des Hallkoeffizienten  $R$  mit abnehmender Dicke der durch chemische Methode hergestellten Silberschichten durch folgende Formel ausdrücken:

$$R = \frac{d}{2160 \cdot [d - 25 \cdot 10^{-7}]} \quad (4.1)$$

Hierin ist die Dicke in Zentimeter gemessen.  $25 \cdot 10^{-7}$  ("d<sub>0</sub>") kann also als eine kritische Dicke bezeichnet werden.

#### 4.8 Hall-Effekt in lichtelektrisch leitenden Kristallen

Es ist von Wichtigkeit, daß Lenz auch den Hall-Effekt in lichtelektrisch leitenden Kristallen nachweisen konnte. Wenn auch noch nicht alle von ihm gefundenen Erscheinungen aufgeklärt werden konnten, so ist doch grundlegend wichtig, daß der Hall-Effekt in den lichtelektrisch leitenden Diamanten der normale (»negative«) Hall-Effekt ist, d. h. der, welcher sich nach der einfachen Thomsonschen Theorie aus



der magnetischen Ablenkung eines einseitig gerichteten Elektronenstroms erwarten läßt. Er ist der Stärke des Magnetfeldes streng proportional und kehrt sein Vorzeichen mit der Magnetfeldrichtung völlig symmetrisch um. Aus einfachen theoretischen Betrachtungen über das Gleichgewicht der auf die Elektronen wirkenden ablenkenden Kraft und der ihr entgegenwirkenden Hall-elektromotorischen Kraft hat Lenz die freie Weglänge der Elektronen im Diamant berechnet und erhält dafür die erstaunlich hohe Größenordnung  $10^{-6}$  cm.

### 4.9 Die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Erscheinungen in ferromagnetischen Körpern

Generell ist schon betont, daß alle Effekte in ihrer Feldabhängigkeit Sättigungscharakter zeigen. Wahrscheinlich fällt die Sättigung des Effektes mit magnetischer Sättigung zusammen, wie schon früher von Kundt und Hall bemerkt wurde, und es ist wahrscheinlich, daß die Effekte proportional der Magnetisierung sind.

Die Untersuchung des Hall-Effektes in Nickel, Eisen und Kobalt als Funktion der Temperatur im Gebiete hoher Temperaturen zeigen vielleicht am deutlichsten den Zusammenhang mit dem Ferromagnetismus: Oberhalb des Curieschen Punktes, bei welchem die spontane Magnetisierung verschwindet, sinkt der Hall-Effekt, ebenso wie der Nernsteffekt, (transversale Potentialdifferenz thermomagnetischer Effekt) auf sehr kleine Beträge herab. Auffallend ist das scharfe Maximum und seine Größe unmittelbar unterhalb des Curieschen Punktes.

Hiermit ist theoretisch nichts anzufangen, da die Temperaturabhängigkeit der Permeabilität eine Funktion der Magnetisierung ist und letztere bei den durchgeführten Versuchen unbekannt bleibt.

In unmittelbarem Zusammenhang mit dem Ergebnis, daß ferromagnetische Eigenschaften und Größe des Hall-Effektes zusammenhängen, stehen die Erscheinungen bei den Heuslerschen Legierungen: hier sind nach den Messungen von Zahn und Schmidt der galvanomagnetische Hall-Effekt und der thermomagnetische Nernst-Effekt sehr viel größer für die ferromagnetische Legierung als für die einzelnen Komponenten.

Auch die von Mac Kay beobachtete starke Zunahme des Hallkoeffizienten von Eisen durch Siliziumzusatz (bis 5 % proportional diesem) dürfte in ursächlichem Zusammenhang stehen mit der Zunahme der Anfangs-Permeabilität. Daß die Widerstandsänderung des Eisens durch Siliziumzusatz nichts mit der Änderung des Hall-Effektes zu tun zu haben scheint, wird von Mac Kay betont.

Oberhalb des Curiepunktes verschwindet die komplizierte Feldabhängigkeit: der Hall-Effekt ist proportional dem Felde,  $R$  also feldunabhängig. Hall hatte gefunden, daß der Hallkoeffizient in dickeren Stücken bei gleicher Feldstärke größer ist, wohl eine Folge der Entmagnetisierung.

### 4.10 Einige Sonderfälle

Geschmolzene Metalle sowie flüssiges Quecksilber zeigen offenbar weder galvanomagnetische noch thermomagnetische Effekte.

In Elektrolyten sind die Effekte bisher nicht einwandfrei nachgewiesen, theoretisch aber sehr vielfach behandelt [z. B. Larmor]. In allen Theorien ergibt sich der Hallkoeffizient proportional der Differenz der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen.

Gase hat zuerst Boltzmann untersucht, und zwar ionisierte Gase im Geisslerschen Rohr, wobei eine dem Hall-Effekt entsprechende Erscheinung nachgewiesen wurde. In Flammen

hat Marx das gleiche Ergebnis erhalten. Die Theorie entspricht (Thomson) völlig der Theorie der Elektrolyte, der Hallkoeffizient ergibt sich also proportional der Differenz der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen.

#### 4.11 Beziehungen zwischen den Koeffizienten der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Transversaleffekte

Hier sollen einige Zusammenhänge gegeben werden, welche teils rein empirisch, teils unter Zugrundelegung spezieller Theorien über den elektrischen Leitungsvorgang gewonnen wurden.

Der Hallkoeffizient  $R$  und der Etingshausenkoeffizient  $P$  hängen nach Zahn gemäß der Drudeschen Theorie zusammen:

$$\frac{R}{P} = 0,5 \cdot 10^{-2} \cdot p \cdot c \cdot \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2} \quad (4.2)$$

$v_1$  und  $v_2$  sind die Geschwindigkeiten der negativen und positiven Ionen; (mit  $v_1 \gg v_2 = 2,5 \cdot 10^4$ ).

$\frac{Q}{R}$  ist nach Barlow konstant ( $Q =$  Etingshausener-Nernst-Koeffizient).

Bridgman setzt  $P, Q, S$  ( $S =$  Righi-Luddec-Koeffizient) in Beziehung zu  $R$ , teil empirisch, teils theoretisch:

$$S = \frac{1}{\rho} \cdot R \quad (4.3a)$$

$$Q = \frac{\sigma}{\rho} \cdot R \quad (4.3b)$$

$$P = \frac{T \cdot \sigma}{k \cdot \rho} \cdot R \quad (4.3c)$$

mit  $\rho =$  spez. Widerstand,  $\sigma =$  Thomsonscheffekt und  $k =$  Wärmeleitvermögen.

Alle Beziehungen lassen sich zusammenfassen in:

$$\frac{R \cdot P}{Q \cdot S} = \frac{\rho \cdot T}{k} \quad (4.4)$$

#### 4.12 Zusammenhang von Hall-Effekt und Thermoeffekten

Vielfach ist die Parallelität in den Werten des  $R$ -Koeffizienten und der Thermokraft bemerkt worden. Bei Versuchen über die Abhängigkeit des Hall-Effektes von der Wasserstoffbeladung des Palladiums im Vergleich mit den damit verbundenen Änderungen der Thermokraft wurde beobachtet, daß der Hall-Effekt unabhängig von der Wasserstoffbeladung ist, während die Thermokraft sich durch Wasserstoffbeladung sehr stark ändert, ebenso wie der elektrische Widerstand. Also ein starker Widerspruch gegen die obige Regel. Kaufmann schließt nun folgendermaßen: Die Leitfähigkeit kann auf einer Variation der Elektronendichte oder der freien Weglänge der Elektronen beruhen, eine Thermokraftänderung nur auf der Änderung der Elektronendichte, ebenso wie eine Hall-Effekts-Änderung nur auf einer Änderung der Elektronendichte beruhen kann. zeigt nun Leitfähigkeit und Thermokraft eine Abhängigkeit von der Wasserstoffbeladung, so heißt dies: Änderung der Elektronendichte. Es wäre also auch eine Änderung des Hall-Effektes zu erwarten, die aber tatsächlich nicht eintritt.

#### 4.13 Hall-Effekt in Eiseneinkristallen

Innerhalb einer Genauigkeit von 2 bis 3 % ist der Hallkoeffizient  $R$  konstant, unabhängig von der Orientierung zu den Kristallachsen. Es scheint also, daß der geringe Unterschied zwischen kristallisiertem und nichtkristallisiertem Eisen reell ist. Als Funktion der magnetisierenden Feldstärke aufgetragen, ergibt sich vollständige Linearität der Hallelektromotorischen Kraft mit der Feldstärke, und ein ganz scharfer Knick bei Erreichung der Sättigung. Es scheint außerordentlich bemerkenswert, daß der Hall-Effekt bei Eisen nicht mit der Kristallorientierung zusammenhängt,

während die Widerstandsänderung im longitudinalen und transversalen Felde in hohem Maße von der Kristallrichtung abhängig ist. Man muß also schließen, daß beide Erscheinungen völlig verschiedenen Ursprungs sind.

## A Literaturnachweis

---

**Grimsehl:** Lehrbuch der Physik, Band II; B. G. Teubner Verlagsgesellschaft; Leipzig 1954

**Bergmann + Schäfer:** Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II, Elektrizitätslehre, Walter de Gruyter & Co, Berlin 1961

**Geiger, v. H. und Scheel, K.:** Handbuch der Physik, Band XIII; Springer-Verlag; Berlin 1928

### A.1 weitere Literatur

**Kuchling:** Taschenbuch der Physik, Fachbuchverlag Leipzig-Köln; 1994

**Dorn:** Physik, Oberstufe Ausgabe A; Hermann Schroedel Verlag KG; Hannover 1957

**Heywang, Schmiedel, Süß:** Physik für technische Berufe; Verlag Handwerk und Technik GmbH; Hamburg 1980

**Lindner:** Physik für Ingenieure; Fachbuchverlag Leipzig-Köln; 1993