

# 变温霍尔效应

洪宇宸\* (学号: 181840084)<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 南京大学 物理学院

**摘要:** 近几十年来, 半导体材料、器件、工艺的迅速发展推动了电子仪器、自动控制、计算机、通讯网络等技术的迅猛发展。本实验将研究半导体内电子、空穴的一些运动特点并学习掌握半导体材料参数的一个重要测量方法——霍尔效应测量, 实验中主要测量了样品的两个参数——电导率和霍尔系数随温度变化的关系, 故本实验名为变温霍尔系数。

**关键词:** 霍尔效应, 电导率, 霍尔系数, 半导体

## 1 引言

1879 年, 霍尔 (E.H.Hall) 在研究通有电流的导体在磁场中受力的情况时, 发现在垂直于磁场和电流的方向上产生了电动势, 这个电磁效应称为“霍尔效应”。在半导体材料中, 霍尔效应比在金属中大几个数量级, 引起人们对它的深入研究。霍尔效应的研究在半导体理论的发展中起了重要的推动作用。直到现在, 霍尔效应的测量仍是研究半导体性质的重要实验方法。

利用霍尔效应, 可以确定半导体的导电类型和载流子浓度, 利用霍尔系数和电导率的联合测量, 可以用来研究半导体的导电机构 (本征导电和杂质导电) 和散射机构 (晶格散射和杂质散射), 进一步确定半导体的迁移率、禁带宽度、杂质电离能等基本参数。测量霍尔系数随温度的变化, 可以确定半导体的禁带宽度、杂质电离能及迁移率的温度特性。

根据霍尔效应原理制成的霍尔器件, 可用于磁场和功率测量, 也可制成开关元件, 在自动控制和信息处理等方面有着广泛的应用。

## 2 实验仪器

### 2.1 样品制备

在霍尔系数的测量中样品的制备是一个重要环节, 样品电极位置的对称性、电极接触电阻的大小以及对称性等都直接影响到测量结果。此外, 为了避免两电流电极的少数载流子注入和短路作用对测量结果的影响, 两个端面要磨毛, 并做成长度比宽度及厚度大得的矩形样品。实验中把一定厚度的硅、锗单晶片或外延硅薄层 (外延层和衬底的掺杂浓度不一样) 样品采用切割或腐蚀方法做成矩 (或桥) 形样品, 在 1、2、3、4、5、6 电极处用蒸发、光刻、合金化等平面工艺技术制成欧姆接触电极。对于硅、锗半导体电极金属材料可用铝、金钢合金 (对 P-Si)、金锑合金 (对 n-Si)、镍等。也有更为简单的四头样品, 即纵向有 5、6 电极, 横向只有位于中部的 1、3 电极。也可购买商品化的四头样品有锗、硅、砷化镓的样品。

### 2.2 实验仪器

实验仪器包括电磁铁、变温设备、测量线路、特斯拉计、可自动换向恒流电源、计算机数据采集系统及软件等。

磁场可采用电磁铁或永久磁场。为避免磁阻效应对霍尔测量的影响, 必须选用弱磁场, 弱磁场条件为  $\mu \cdot B \ll 10^4$ , 迁移率  $\mu$  的单位是  $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $B$  的单位为特斯拉 T 或高斯 Gs。本实验中磁场固定为 0.2T。流过样品的电流由恒流源提供, 实验中选用 1mA, 电流过大会使样品发热, 电流过小则检测信号太弱。霍尔电压  $U_{12}$ , 测样品电导率的压降  $U_{34}$  都利用数据采集仪在计算机上显示。样品电流的换向和磁场换向由计算机控制自动完成或采用手动操作。变温设备可使样品温度由 77K 到 420K 范围之间连续变化。把样品架放入紫铜套内, 外面包上绝缘材料, 再绕以加热用的电阻丝, 或在铜套外加热。

\*Email: 181840084@mail.nju.edu.cn

样品尺寸：锗材料（N 型），长  $l=6\text{mm}$ ，宽  $a=4\text{mm}$ ，厚  $b=0.6\text{mm}$ 。

### 3 实验目的

1. 了解半导体中霍尔效应的产生原理，霍尔系数表达式的推导及其副效应的产生和消除。
2. 掌握霍尔系数和电导率的测量方法。通过测量数据处理判别样品的导电类型，计算室温下所测半导体材料的霍尔系数、电导率、载流子浓度和霍尔迁移率。
3. 掌握动态法测量霍尔系数及电导率随温度的变化，作出  $R_H \sim \frac{1}{T}, \sigma \sim \frac{1}{T}$  曲线，了解霍尔系数和电导率与温度的关系。
4. 了解霍尔器件的应用，理解半导体的导电机制。

### 4 实验原理

#### 4.1 半导体中电子的共有化运动和能带（导带、禁带、价带）

#### 4.2 半导体中载流子的产生与浓度

1. 半导体中的载流子 (carrier)——电子与空穴

根据半导体导电理论，半导体内载流子的产生有两种不同的机构：本征激发和杂质电离。

2. 本征激发与本征载流子浓度

本征半导体（即杂质浓度远小于由热产生的电子空穴对的纯净半导体）材料内共价键上的电子有可能受热激发后跃迁到导带上，在原共价键上却留下一个电子缺位——空穴，这个空穴很容易受到邻键上的电子跳过来填补而转移到邻键上。因此，半导体内存在参与导电的两种载流子：电子和空穴。这种不受外来杂质的影响由半导体本身靠热激发产生一对电子——空穴的过程，称为本征激发。显然，导带上每产生一个电子，价带上必然留下一个空穴。因此，由本征激发的电子浓度  $n$  和空穴浓度  $p$  应相等，并统称为本征浓度  $n_i$ ，由经典的玻尔兹曼统计得：

$$np = n_i^2 \quad (4.1)$$

$$n_i = n = p = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT) = KT^{3/2} \exp(-E_g/2kT) \quad (4.2)$$

式(4.1)称为质量作用定律，既适用于本征半导体，也适用于杂质半导体。式(4.2)中， $N_c, N_v$  分别为导带、价带有效状态密度， $K$  为常数， $T$  为温度， $E_g$  为禁带宽度， $k$  为玻尔兹曼常数。

3. 杂质电离和载流子浓度

在纯净的第 IV 族元素半导体材料中，掺入微量 III 或 V 族元素杂质，称为半导体掺杂。掺杂后的半导体在室温下的导电性能主要由浅杂质决定。

如果在硅材料中掺入微量 III 族元素（如硼或铝等），这些第 III 族原子在晶体中取代部分硅原子组成共价键时，从邻近硅原子价键上夺取一个电子成为负离子，而在邻近失去一个电子的硅原子价键上产生一个空穴。这样满带中电子就激发到禁带中的杂质能级上，使硼原子电离成硼离子，而在满带中留下空穴参与导电，这种过程称为杂质电离。产生一个空穴所需的能量称为杂质电离能。这样的杂质叫做受主 (acceptor) 杂质，由受主杂质电离而提供空穴导电为主的半导体材料称为 p 型半导体。当温度较高时，浅受主杂质几乎完全电离，这时价带中的空穴浓度接近受主杂质浓度。

同理，在 III 族元素半导体（如硅、锗等）中，掺入微量 V 族元素，例如磷、砷等，那么杂质原子与硅原子形成共价键时，多余的一个价电子只受到磷离子的微弱束缚，在室温下这个电子可以脱离束缚使磷原子成为正离子，并向半导体提供一个自由电子。通常把这种向半导体提供一个自由电子而本身成为正离子的杂质称为施主 (donor) 杂质，以施主杂质电离提供电子导电为主的半导体材料叫做 n 型半导体。

3. 载流子的漂移运动和迁移率

在半导体两端加上电压，半导体内的载流子将做定向运动，形成电流，这种运动成为漂移 (drift) 运动。以 n 型半导体为例：

$$J = nq\bar{v} \quad (4.3)$$

$$\bar{v} = \mu E \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

其中比例系数  $\mu$  称为迁移率 (mobility)，表示单位电场强度下载流子平均漂移速度的大小，将上式与欧姆定律的微分形式相比较  $J = \sigma E$ ，可以推出电导率：

$$\sigma = nq\mu = nq\mu_n + pq\mu_p \quad (4.6)$$

上式即半导体的电导率和迁移率的关系式。迁移率有半导体的材料性质所决定，而对于同一种材料，迁移率的大小于散射机制密切相关，散射的根本原因是原子周期性排列而形成的周期性势场受到破坏，分为晶格散射和杂质散射。

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} \quad (4.7)$$

温度较低时，以杂质散射为主；温度升高后，晶格散射为主。载流子的迁移率在外加电场不是很强的情况下，既是温度的函数，又是掺杂浓度的函数。

4. p-n 结及其特性

由浓度梯度形成的运动称为扩散 (diffusion)。空间电荷区

(space-charge region), 耗尽区, 势垒区, 高阻区。自建场将阻止多子的继续扩散, 同时也推动少子的漂移运动。n 区电位高于 p 区, 称为接触电势差:

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (4.8)$$

在 p-n 结加上一正向偏压, 外加电场与自建场方向相反, 扩散运动与漂移运动的动态平衡被打破, 使扩散运动占优势, 称为正向注入, 自建场被削弱。p-n 结上的压降大体保持不变, 通常称为正向压降或通道电压。

$$J = J_0 \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (4.9)$$

### 5. 半导体的光吸收和光发射

光子与电子主要有三种相互作用: 吸收 (absorption), 自发辐射 (spontaneous emission) 和受激辐射 (stimulated emission)。发光二极管的主要工作过程是自发辐射, 激光二极管则是受激辐射, 而光电探测器、太阳能电池等的工作过程则是光吸收。如果光子的能量大于等于禁带宽度, 则半导体价带中电子会吸收光子能量从价带跃迁到导带产生电子-空穴对 (若  $h\nu > E_g$ , 则多余的能量将以热的形式耗散), 这个过程称为“本征跃迁”。也可以通过禁带中间的杂质或缺陷能级产生跃迁, 这称为“非本征跃迁”。吸收光的截止波长:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (4.10)$$

### 4.3 霍尔效应与霍尔系数

设一块半导体的 x 方向上有均匀的电流  $I_x$  流过, 在 z 方向上加有磁场  $B_z$ , 则在这块半导体的 y 方向上出现一横向电势差  $U_H$ , 这种现象被称为“霍尔效应”,  $U_H$  称为“霍尔电压”, 所对应的横向电场  $E_H$  称为“霍尔电场”。见图1。

实验指出, 霍尔电场强度  $E_H$  的大小与流经样品的电流密度  $J_x$  和磁感应强度  $B_z$  的乘积成正比:

$$E_H = R_H \cdot J_x \cdot B_z \quad (4.11)$$

下面以 p 型半导体样品为例, 讨论霍尔效应的产生原理并推导、分析霍尔系数的表达式。

半导体样品的长、宽、厚分别为  $L$ 、 $a$ 、 $b$ , 半导体载流子 (空穴) 的浓度为  $p$ , 它们在电场  $E_x$  作用下, 以平均漂移速度  $v_x$  沿 x 方向运动, 形成电流  $I_x$ 。在垂直于电场  $E_x$  方向上加一磁场, 则运动着的载流子要受到洛伦兹力的作用  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ 。霍尔电压:

$$U_H = \left( \frac{1}{pq} \right) \frac{I_x B_z}{b} \quad (4.12)$$

$$R_H = \frac{1}{qp} \quad (4.13)$$

$$\text{对于 n 型样品 } R_H = -\frac{1}{qn} \quad (4.14)$$

上述模型过于简单。根据半导体输运理论, 考虑到载流子速度的统计分布以及载流子在运动中受到散射等因素, 在霍尔系数的表达式中还应引入一个霍尔因子  $A$ 。A 的大小与散射机理及能带结构有关。由理论算得, 在弱磁场条件下, 对球形等能面的非简并半导体, 在较高温度 (此时, 晶格散射起主要作用) 情况下,  $A = \frac{3\pi}{8} = 1.18$ 。在较低温度 (此时, 电离杂质散射起主要作用) 情况下  $A = \frac{315\pi}{512} = 1.93$ 。上面讨论的是只有电子或只有空穴导电的情况。对于电子、空穴混合导电的情况, 在计算霍尔系数时应同时考虑两种载流子在磁场下偏转的效果。对于球形等能面的半导体材料, 可以证明:

$$R_H = \frac{A(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2} = \frac{A(p - nb^2)}{q(p + nb)^2} \quad (4.15)$$

从霍尔系数的表达式可以看出: 由  $R_H$  的符号 (也即  $U_H$  的符号) 可以判断载流子的类型, 正为 p 型, 负为 n 型 (注意, 所谓正、负是指在 xyz 坐标系中相对于 y 轴方向而言, 见1。I, B 的正方向分别为 x 轴、z 轴的正方向, 则霍尔电场方向为 y 轴方向。当霍尔电场方向的指向与 y 正向相同时, 则  $U_H$  为正。);  $R_H$  的大小可确定载流子的浓度; 还可以结合测得的电导率  $\sigma$  算出如下定义的霍尔迁移率  $\mu_H$ :

$$\mu_H = |R_H| \cdot \sigma \quad (4.16)$$

但在半导体学科中习惯采用实用单位制 (其中, b: 厘米,  $B_z$ : 高斯 Gs):

$$R_H = \frac{U_H b}{I_x B_z} \times 10^8 (\text{cm}^3/\text{C}) \quad (4.17)$$

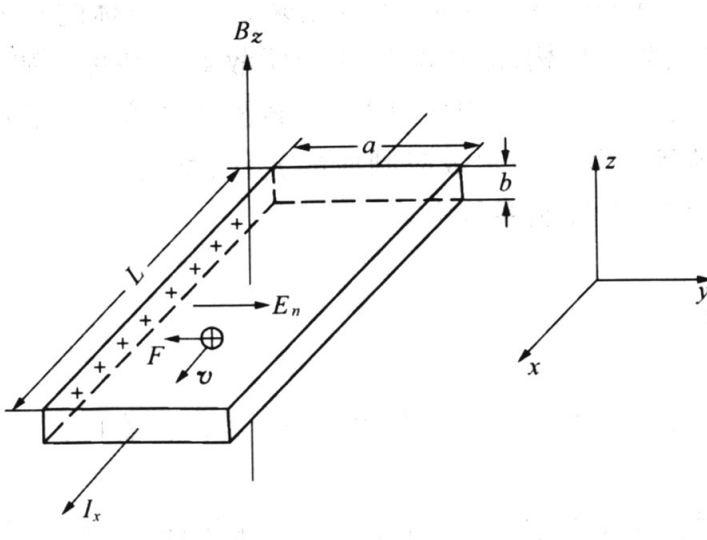


图 1: 霍尔效应实验示意图

#### 4.4 霍尔系数与温度的关系

$E_H$  与载流子浓度之间有反比关系, 因此当温度不变时,  $R_H$  不会变化; 而当温度改变时, 载流子浓度发生变化,  $R_H$  也随之变化。图2是  $R_H$  随温度  $T$  变化的关系图。图中纵坐标为  $R_H$  的绝对值, 曲线 A、B 分别表示 n 型和 p 型半导体的霍尔系数随温度的变化曲线。下面简要地讨论曲线 B:

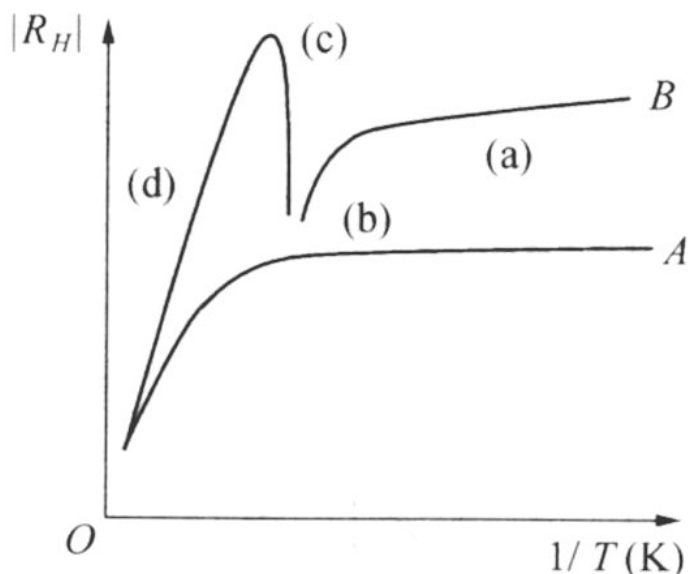


图 2:  $|R_H| \sim T$

杂质电离饱和区。在曲线 (a) 段, 所有的杂质都已电离, 载流子浓度保持不变。p 型半导体中  $p \gg n$ , 式(4.15)中  $nb^2$  可忽略, 可简化为:

$$R_H = A \frac{1}{qp} = A \frac{1}{qN_A} > 0 \quad (4.18)$$

温度逐渐升高, 价带上的电子开始激发到导带, 由于  $\mu_n > \mu_p$ , 所以  $b > 1$ , 当温度升到使  $p = nb^2$  时,  $R_H = 0$ , 出现了图中 (b) 段。

温度再升高时, 更多的电子从价带激发到导带,  $p < nb^2$  而使  $R_H < 0$ , 式(4.15)中分母增大,  $R_H$  减小, 将会达到一个负的极值 (图中 (c) 点)。此时价带的空穴数  $p = n + N_A$ , 将它代入式(4.15)式, 并对  $n$  求微商, 可以得到当  $n = \frac{N_A}{b-1}$ ,  $R_H$  达到极值  $R_{HM}$ :

$$R_{HM} = -\frac{A}{qN_A} \cdot \frac{(b-1)^2}{4b} \quad (4.19)$$

由上式可见, 当测得  $R_{HM}$  和杂质电离饱和区的  $R_H$ , 就可以定出  $b$  的大小。

当温度继续升高, 达本征范围时, 半导体中载流子浓度大大超过受主杂质浓度, 所以  $R_H$  随温度上升而呈指数下降,  $R_H$  则由本征载流子浓度  $n_i$  来决定, 此时杂质含量不同或杂质类型不同的曲线都将趋聚在一起, 见图中 (d) 段。

#### 4.5 半导体的电导率

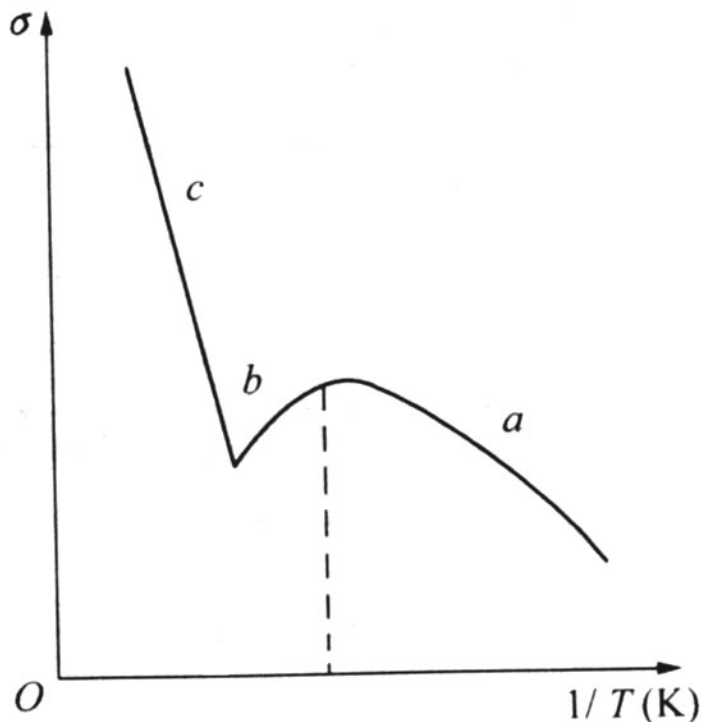


图 3:  $\sigma \sim \frac{1}{T}$

现以 p 型半导体为例分析:

1. 低温区。在低温区杂质部分电离, 杂质电离产生的载流子浓度随温度升高而增加, 而且  $\mu_p$  在低温下主要取决于杂质散射, 它也随温度升高而增加。因此,  $\sigma$  随  $T$  的增加而增加, 见图的 a 段。
2. 室温附近。此时, 杂质已全部电离, 载流子浓度基本不变, 这时晶格散射起主要作用, 使  $\mu_p$  随  $T$  的升高而下降, 导致  $\sigma$  随  $T$  的升高而下降, 见图的 b 段。
3. 高温区。在这区域中, 本征激发产生的载流子浓度随温度升高而指数地剧增, 远远超过  $\mu_p$  的下降作用, 致使  $\sigma$  随  $T$  而迅速增加, 见图的 c 段。

电导率可由下式算出:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{Il}{U_{\sigma} \cdot ab} \quad (4.20)$$

式中  $\rho$  为电阻率,  $I$  为流过样品的电流,  $U_{\sigma}, l$  分别为两测量点间的电压降和长度。

对于不规则形状的半导体样品, 常用范德堡 (Van der Pauw) 法测量, 它对电极对称性的要求较低, 在半导体新材料的研究中用得较多。

## 4.6 霍尔效应中的副效应及其消除

在霍尔系数的测量中, 会伴随一些热磁副效应、电极不对称等因素引起的附加电压叠加在霍尔电压  $U_H$  上, 下面作些简要说明:

(1) 爱廷豪森 (Ettinghausen) 效应。在样品  $x$  方向通电流  $I_x$ , 由于载流子速度分布的统计性, 大于和小于平均速度的载流子在洛伦兹力和霍尔电场力的作用下, 沿  $y$  轴的相反两侧偏转, 其动能将转化为热能, 使两侧产生温差。由于电极和样品不是同一种材料, 电极和样品形成热电偶, 这一温差将产生温差电动势  $U_E$ , 而且有

$$U_E \propto I_x \cdot B_z$$

这就是爱廷豪森效应。  $U_E$  方向与电流  $I$  及磁场  $B$  的方向有关。

(2) 能斯脱 (Nernst) 效应。如果在  $x$  方向存在热流  $Q_x$  (往往由于  $x$  方向通以电流, 两端电极与样品的接触电阻不同而产生不同的焦耳热, 致使  $x$  方向两端温度不同), 沿温度梯度方向扩散的载流子将受到  $B_z$  作用而偏转, 在  $y$  方向上建立电势差, 有

$$U_N \propto Q_x \cdot B_z$$

这就是能斯脱效应。  $U_N$  方向只与  $B$  方向有关。

(3) 里纪-勒杜克 (Righi-Leduc) 效应。当有热流  $Q_x$  沿  $x$  方向流过样品, 载流子将倾向于由热端扩散到冷端, 与爱廷豪森效应相仿, 在  $y$  方向产生温差, 这温差将产生温差电势  $U_{QL}$ , 这一效应称里纪勒杜克效应。

$$U_{RL} \propto Q_x \cdot B_z$$

$U_{RL}$  的方向只与  $B$  的方向有关。

(4) 电极位置不对称产生的电压降  $U_0$ 。在制备霍尔样品时,  $y$  方向的测量电极很难做到处于理想的等位面上。即使在未加磁场时, 在 A、B 两电极间也存在一个由于不等位电势引起的欧姆压降  $U_0$ :

$$U_0 = I_x \cdot R_0$$

其中  $R_0$  为 A、B 两电极所在的两等位面之间的电阻,  $U_0$  方向只与  $I_x$  方向有关。

(5) 样品所在空间如果沿  $y$  方向有温度梯度, 则在此方向上产生的温差电势  $U_T$  也将叠加在  $U_H$  中,  $U_T$  与  $I, B$  方向无关。要消除上述诸效应带来的误差, 应改变  $I$  和  $B$  的方向, 使  $U_N, U_{RL}, U_0, U_T$  从计算结果中消除, 然而  $U_E$  却因与  $I, B$  方向同步变化而无法消除, 但  $U_E$  引起的误差很小, 可以忽略。实验时在样品上加磁场  $B$  和通电流  $I$ , 则  $y$  方向两电极间产生电位差  $U$ , 自行定义磁场和电流的正方向改变磁场和电流方向, 测出四组数据:

$$\begin{cases} +B, +I: & U_1 = +U_H + U_E + U_N + U_{RL} + U_0 + U_T \\ +B, -I: & U_2 = -U_H - U_E + U_N + U_{RL} - U_0 + U_T \\ -B, -I: & U_3 = +U_H + U_E - U_N - U_{RL} - U_0 + U_T \\ -B, +I: & U_4 = -U_H - U_E - U_N - U_{RL} + U_0 + U_T \end{cases} \quad (4.21)$$

$$\Rightarrow U_H + U_E \approx U_H = \frac{U_1 - U_2 + U_3 - U_4}{4} \quad (4.22)$$

这样, 五种副效应中就只有爱廷豪森效应电压未消除。

## 5 实验内容

### 1. 测量室温下锗样品的霍尔系数和电导率

首先熟悉样品架、磁场、测量线路, 仪器和软件。把样品 (商品化四头样品) 置于电磁铁两磁极间的中心, 样品与磁场方向垂直,  $B$  固定为 0.2T。样品电流定为 1mA (3、4 两电极间)。测 1、2 电极间的电压  $U_{12}$ , 改变磁场和电场方向, 共测四次; 求  $U_{34}$  的平均值得到霍尔电压  $U_H$ 。测  $U_{12}$ , 不加磁场, 电流换向后再测一次, 取两次的平均值, 得平均值得  $U_\sigma$ 。

### 2. 变温霍尔系数及电导率的测量

把样品 1 连同样品架放入装有液氮的杜瓦瓶内, 冷到 77K 后将样品架放入磁场中固定, 由计算机控制自动测量随样品自动升温的霍尔系数, 并测量高温霍尔系数。测完后再放入液氮中降温, 动态测量电导率随温度的变化。

### 3. 数据处理

- (1) 判断样品的导电类型。
- (2) 计算室温下的霍尔系数及电导率, 并计算样品的载流子浓度, 霍尔迁移率。
- (3) 由变温测量的数据, 作出以下几条随温度变化的曲线:  $\rho = \frac{1}{T}$ ;  $\sigma = \frac{1}{T}$ ;  $\mu_H = \frac{1}{T}$  定性说明之。由曲线求出禁带宽度  $E_g$ 。

## 5.1 操作步骤

1. 打开实验仪器及电脑程序, 单击《数据采集》。
2. 将样品放入机座, 对好槽口固定。
3. 将测量方式拨至“稳态”, 样品电流换向方式拨至“手动”, 磁场测量和控制仪换向转换开关拨至“手动”, 调节电流至磁场为设定值 (200mT) (用磁场测量探头测量)。
4. 测量选择拨至“RH”测得分别正向磁场 +H, 样品正向电流 +I 时霍尔电压 V1, +H, -I 时 V2, -H, -I 时 U3, -H, +I 时 U4。
5. 将电磁铁电流调到零, 测量选择拨至“ $\sigma$ ”测得 +I 时 V5, -I 时 V6 值。

6. 将样品架拿出放入液氮中（装有液氮的保温杯或杜瓦瓶）降温。

7. 测量选择拨至“RH”，样品电流换至“自动”，测量方式换至“动态”，磁场控制换至“自动”并调节电流至磁场设定值（200mT）（如无电流可安“复位”按钮后调节）温度显示为 77K 时，将样品架放回电磁铁中，单击“数据采集”和“电压曲线”，可看到测量数据，随着样品自然升温，可测得如图 7 四条曲线。当温度接近室温时，调节温度设定至加热指示灯亮，并继续调大，升温至 420K 时，保存数据。

8. 将调节温度设定调至最小（逆时针）将样品再放入液氮中降温。

9. 测量选择拨至“ $\sigma$ ”，单击“数据采集”和“电压曲线”，可看到测量数据，当温度降至 77K 时拿出，随着样品自然升温，可测得如图二条曲线（图 8）。当温度接近室温时，调节温度设定至加热指示灯亮，并继续调大，升温至 420K 时，保存数据。将调节温度设定调至最小（逆时针）。

10. 打开保存的霍尔数据，单击霍尔曲线可得霍尔系数随温度变化的曲线。

11. 打开保存的电导率数据，打击电导曲线可得电导率随温度变化的曲线。

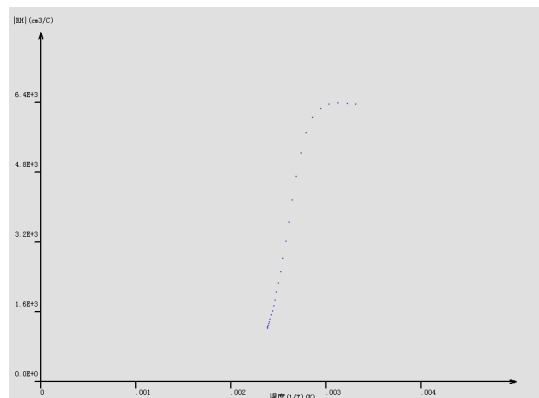


图 5:  $|R_H| \sim \frac{1}{T}$ （从室温到高温）

## 6 数据记录与处理

数据的记录全部由计算机软件来完成。

### 6.1 霍尔系数的测量

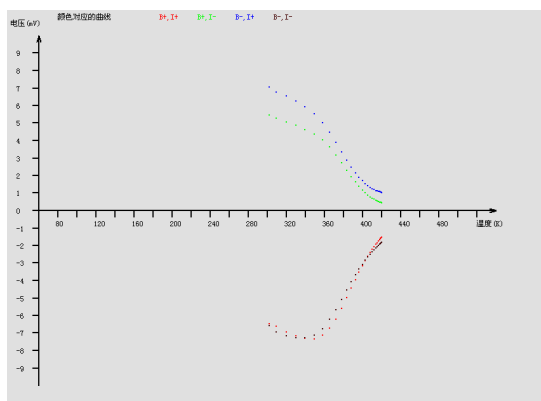


图 4: 霍尔电压-温度关系曲线：从室温到高温约 420K

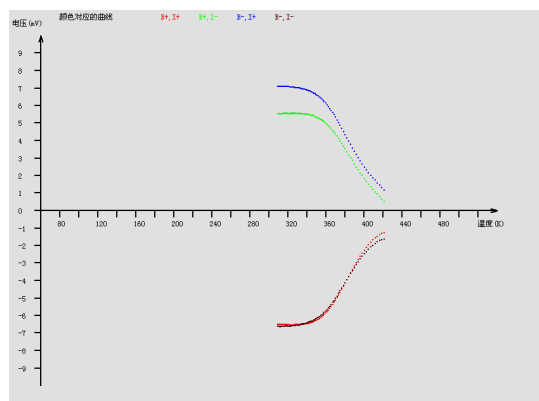


图 6: 霍尔电压-温度关系曲线：从高温约 420K 到室温

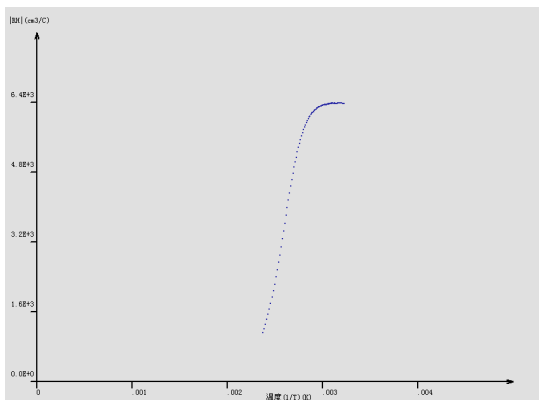


图 7:  $|R_H| \sim \frac{1}{T}$  (从高温到室温)

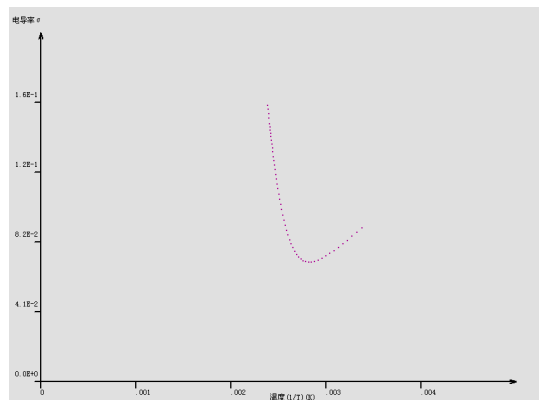


图 9:  $\sigma \sim \frac{1}{T}$ : 从室温到高温约 420K

## 6.2 电导率的测量

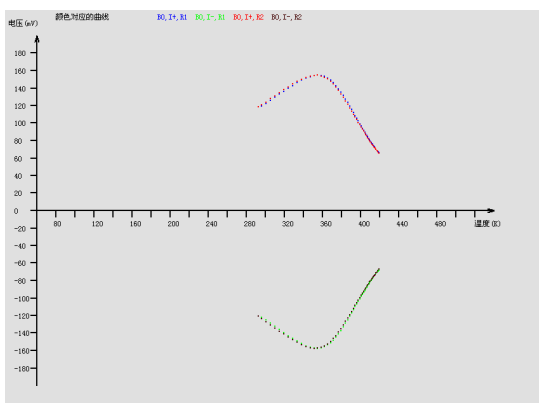


图 8: 霍尔电压-温度关系曲线: 从室温到高温约 420K

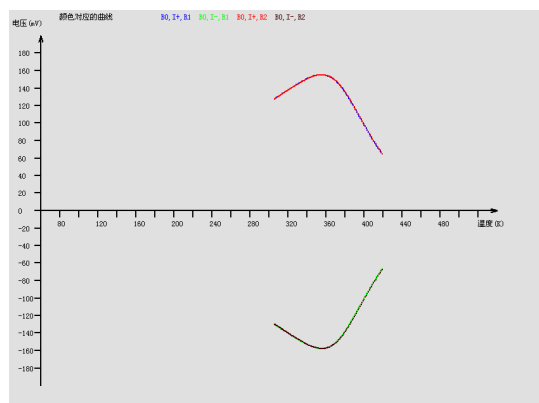


图 10: 霍尔电压-温度关系曲线: 从高温约 420K 到室温

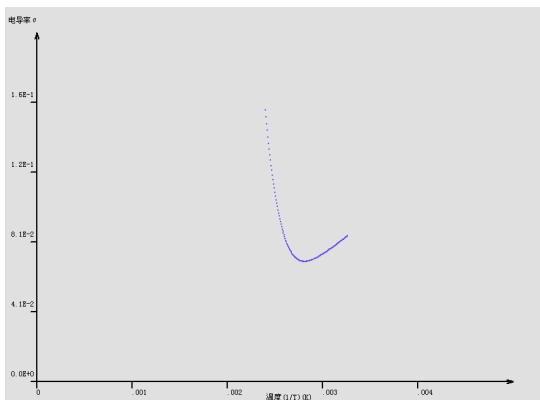


图 11:  $\sigma \sim \frac{1}{T}$ : 从高温约 420K 到室温

## 7 实验总结与分析

测定半导体的电导率和霍尔系数，可以获知其基本电学特性，有助于我们了解或验证其导电机理，同时有助于我们了解半导体中霍尔效应的产生原理，霍尔系数表达式的推导及其副效应的产生和消除。由实验数据得出的两种曲线： $\sigma \sim \frac{1}{T}$  和  $|R_H| \sim \frac{1}{T}$ ，与理论预言大致符合。

实验中的误差主要来源于：（1）实验中一边加热样品一边记录数据，在动态过程中记录数据，容易导致较大的随机误差（2）实验中没有消除爱廷豪森效应带来的误差（3）磁场均匀性不好（4）仪器老化，精确度下降（5）实验中恒流电流和磁场强度会有极其微小的变化（6）范德堡法本身测量带来的误差，但范德堡法优于一般方法。

从实验结果可以看出，从室温到高温与从高温到室温两种过程所测量的关系曲线基本一致，说明测量的误差还是相对较小的。本实验没有用液氮把样品降到极低温度，以及加热样品后降温太慢，使得测量的温度范围较小，绘制出的关系曲线并不是很完整。

低温时半导体获得能量小于杂质电离能，杂质电离不充分。中温时杂质完全电离，本征激发未开始，载流子浓度较稳定。高温时始本征激发占主导作用，本征半导体大量电离。本征激发产生的载流子远多于杂质电离产生的载流子，半导体器件失去控制。

在本征激发区（高温），本征激发产生的电子浓度近似等于空穴浓度，且远远超过杂质离化的载流子浓度，此时有

$p \approx n$ ，由前面的实验原理可知载流子浓度  $n$  有如下关系：

$$n \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (7.1)$$

式中  $E_g$  为禁带宽度， $k$  为玻尔兹曼常数， $T$  为绝对温度。此时  $\sigma = qn(\mu_n + \mu_p)$ ，由于迁移率和  $T^{-3/2}$  成正比，所以有：

$$\ln(\sigma) = \frac{E_g}{2kT} \quad (7.2)$$

因此在本征激发范围，由以上关系式中的斜率可以算出样品材料的禁带宽度。或者可以做下述处理：

$$np \propto T^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (7.3)$$

$$E_g \propto \frac{k \Delta \ln(npT^{-3})}{\Delta(1/T)} \quad (7.4)$$

$$n \approx p \approx 1.18 \frac{1}{e \cdot n} \quad (7.5)$$

但此实验中，高温区的温度范围相对狭小，且一些参数未知，作上述曲线拟合得出的禁带宽度会显得特别粗略，故此处不具体去探究，但这可以作为拓展实验来研究。

## 8 思考题

1. 分别以 p 型、n 型半导体样品为例，说明如何确定霍尔电场的方向。

前面的实验原理中已经说明，在磁场、电流的方向为正向时，霍尔电压为正时为 p 型半导体样品，为负时为 n 型。

2. 霍尔系数的定义及其数学表达式是什么？从霍尔系数中可以求出哪些重要参数？

霍尔系数的定义式：

$$E_H = R_H \cdot J_x \cdot B_z$$

它表示表示在单位电流密度和单位磁感应强度下产生了大小为  $R_H$  的霍尔电场强度。

从霍尔系数中可以确定半导体的导电类型（n 或 p 型）、载流子浓度及迁移率（霍尔迁移率）等重要参数。

3. 霍尔系数测量中有哪些副效应，通过什么方式消除它们？你能想出消除爱廷豪森效应的方法吗？

在霍尔系数的测量中，会伴随一些热磁副效应、电极不对称等因素引起的附加电压叠加在霍尔电压  $U_H$  上，下面作些简要说明：

（1）爱廷豪森（Ettinghausen）效应。在样品  $x$  方向通电流  $I_x$ ，由于载流子速度分布的统计性，大于和小于平均速度的载流子在洛伦兹力和霍尔电场力的作用下，沿  $y$  轴的相反两侧偏转，其动能将转化为热能，使两侧产生温差。由于电极和样品不是同一种材料，电极和样品形成热电偶，这一温差



将产生温差电动势  $U_E$ , 而且有

$$U_E \propto I_x \cdot B_z$$

这就是爱廷豪森效应。 $U_E$  方向与电流  $I$  及磁场  $B$  的方向有关。

(2) 能斯脱 (Nernst) 效应。如果在  $x$  方向存在热流  $Q_x$  (往往由于  $x$  方向通以电流, 两端电极与样品的接触电阻不同而产生不同的焦耳热, 致使  $x$  方向两端温度不同), 沿温度梯度方向扩散的载流子将受到  $B_z$  作用而偏转, 在  $y$  方向上建立电势差, 有

$$U_N \propto Q_x \cdot B_z$$

这就是能斯脱效应。 $U_N$  方向只与  $B$  方向有关。

(3) 里纪-勒杜克 (Righi-Leduc) 效应。当有热流  $Q_x$  沿  $x$  方向流过样品, 载流子将倾向于由热端扩散到冷端, 与爱廷豪森效应相仿, 在  $y$  方向产生温差, 这温差将产生温差电势  $U_{QL}$ , 这一效应称里纪勒杜克效应。

$$U_{RL} \propto Q_x \cdot B_z$$

$U_{RL}$  的方向只与  $B$  的方向有关。

(4) 电极位置不对称产生的电压降  $U_0$ 。在制备霍尔样品时,  $y$  方向的测量电极很难做到处于理想的等位面上。即使在未加磁场时, 在  $A$ 、 $B$  两电极间也存在一个由于不等位电势引起的欧姆压降  $U_0$ :

$$U_0 = I_x \cdot R_0$$

其中  $R_0$  为  $A$ 、 $B$  两电极所在的两等位面之间的电阻,  $U_0$  方向只与  $I_x$  方向有关。

(5) 样品所在空间如果沿  $y$  方向有温度梯度, 则在此方向上产生的温差电势  $U_T$  也将叠加在  $U_H$  中,  $U_T$  与  $I, B$  方向无关。要消除上述诸效应带来的误差, 应改变  $I$  和  $B$  的方向, 使  $U_N, U_{RL}, U_0, U_T$  从计算结果中消除, 然而  $U_E$  却因与  $I, B$  方向同步变化而无法消除, 但  $U_E$  引起的误差很小, 可以忽略。实验时在样品上加磁场  $B$  和通电流  $I$ , 则  $y$  方向两电极间产生电位差  $U$ , 自行定义磁场和电流的正方向改变磁场和电流方向, 测出四组数据:

$$\begin{cases} +B, +I: & U_1 = +U_H + U_E + U_N + U_{RL} + U_0 + U_T \\ +B, -I: & U_2 = -U_H - U_E + U_N + U_{RL} - U_0 + U_T \\ -B, -I: & U_3 = +U_H + U_E - U_N - U_{RL} - U_0 + U_T \\ -B, +I: & U_4 = -U_H - U_E - U_N - U_{RL} + U_0 + U_T \end{cases} \quad (8.1)$$

最终得到只剩爱廷豪森效应电压未消除的近似霍尔电压表达

式:

$$\Rightarrow U_H + U_E \approx U_H = \frac{U_1 - U_2 + U_3 - U_4}{4} \quad (8.2)$$

**消除爱廷豪森效应的方法:** 使样品在  $x$  轴方向通以电流, 又在  $z$  方向加磁场, 由于电子速度不是严格相等的, 速度快的与速度慢的电子不能同时到达, 所以在方向的一端比其另一端积累较多的能量, 产生温度。温度的大小与电流和磁场的乘积成正比, 所以爱廷豪森效应的电压  $V$ , 的符号与  $I, B$  的乘积有关。由于该效应的存在, 对  $N$  型半导体比  $P$  型半导体所测得的电压较实际值要稍大些。因温度梯度的建立是需要一定时间的, 根据这道理若使样品通过交流电流, 致使内部的温度梯度来不及产生。由此可消除它的影响。

## 参考文献

- [1] 黄润生, 沙振舜, 唐涛. 近代物理实验[M]. 南京: 南京大学出版社, 2007: 40-47.
- [2] 吴卫国. 变温霍尔系数讲义[J]. 南京大学物理学院,