

用反型层模型探讨 n-Ge 中的常温反常霍耳效应

邢旭 姜伟¹⁾ 王锡绂

东北师范大学物理系

1988年11月22日收到

本文用反型层模型,对常温下 n-Ge 中的反常霍耳效应进行了理论上的定量计算,取得了与实验一致的结果。

一、引言

目前已提出多种反常霍耳效应理论^[1-5],但这些理论所解释的却都是低温或超低温下的实验结果。近年来,人们在常温下发现了一系列的反常电磁特性(如:反常霍耳效应,反常磁致电阻效应、反常电导效应等)^[6-9]。至今这些实验现象还没有得到理论解释。

本文用反型层模型^[10,11],对经过高温热处理的 n-Ge 样品中出现的常温反常霍耳效应进行了定性和定量的理论探讨,取得了与实验^[6]相一致的结果。

二、模型选取的依据

我们选取反型层模型的主要依据如下: 1)大量实验事实已经证明:热处理产生的热缺陷可使半导体样品局部,甚至全部反型^[12,13]。例如, Konorova 曾把 n-Ge 样品进行 800°C 的热处理,结果整个样品转为 p 型,而把 n-Ge 样品进行 700°C 的热处理,结果样品中间形成 p 区,而外表面却仍为 n 型,即形成了反型层结构^[12]。出现常温反常霍耳效应的 n-Ge 样品,实验前曾在 670°C 下进行过热处理,所以我们认为此样品也具有反型层结构; 2)许多有关样品结构的验证性实验结果(如:热处理后(1)电阻率 ρ 值明显升高;(2)样品的 $V-I$ 特性曲线,在霍耳系数 R 的反常温区为曲线,在 R 的正常温区为直线;(3)恒定电压下,电导电势差 V_e 与温度 T 的关系曲线,在 R 的反常温区为曲线,在 R 的正常温区为水平直线等)都证明样品具有反型层结构(详述将另文发表); 3) Voronkov 等人用反型层模型曾对恒定电压条件下, InAs 样品中的低温反常霍耳效应进行过理论探讨^[10]。

三、理论探讨

本样品的实验条件为:样品电流 I 恒定,霍耳和电导电势差 V_H, V_e 均在开路下测定。

1) 现在辽阳石油化工专科学校工作

测量温区为 77—573K. 样品为长方形, 各边长为: $a = 0.495\text{cm}$, $b = 0.238\text{cm}$, $l = 1.329\text{cm}$. 用直流法测定.

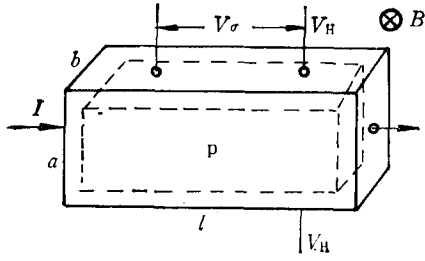


图 1

p-n 结势垒区的宽度.

1. 霍耳系数 R 表达式

图 2 中当考虑到 11 和 12, 21 和 22, 31 和 32 区的对称关系之后, 可得图 3 所示的 V_H 等效电路. 其中 ε_p 为 P 区的霍耳电压, G_p 为 P 区沿 ε_p 方向的电阻, G_M 为沿 ε_p 方向的 p-n 结在微小电压下的电阻. (此时正、反向

电阻相等.) ε_{ij} 为对应各区域产生的霍耳电压, G_{ij} 为对应各区域沿霍耳电压方向的电阻. 图 3 中各量为

$$\begin{aligned} G_{11} &= d_s/(\sigma_n d_l d_b); & G_{21} &= d_s/(\sigma_n d_l d_s); \\ G_{31} &= d_s/(\sigma_n b d_s); & G_p &= d_s/(\sigma_p d_l d_b); \\ G_M &= KT/(d_b d_l e J_s). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= I_{11} R_n B/b; & \varepsilon_{21} &= I_{21} R_n B/d_s; \\ \varepsilon_{31} &= I_{31} R_n B/b; & \varepsilon_p &= I_s R_p B/d_b. \end{aligned} \quad (2)$$

σ_p, R_p 和 σ_n, R_n 分别为 P 区和 n 区的电导率和霍耳系数. B 为磁感应强度. J_s 为 p-n 结的反向饱和电流密度, 且

$$J_s = \frac{e D_n n_p}{L_n} + \frac{e D_p p_n}{L_p} = \sqrt{\frac{e K T}{\tau}} (\sqrt{\mu_n} n_p + \sqrt{\mu_p} p_n). \quad (3)$$

μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率, τ 为载流子寿命, n_p 和 p_n 分别为 p-n 结 n 区电子和 p 区空穴的密度. I_{ij} 为对应各区沿 I 方向的电流值, 可按图 4 所示等效电路求得

$$\begin{aligned} I_{11} &= b d_s (I - I_s) / (a b - d_s d_b); & I_{21} &= d_s d_s (I - I_s) / (a b - d_s d_b); \\ I_{31} &= I_s; & I_s &= \left(\sqrt{e K T \mu_n / \tau n_p} + \sqrt{e K T \mu_p / \tau p_n} + \frac{e n_i X_D}{2 \tau} \right) d_b d_s. \end{aligned} \quad (4)$$

I_s 为 p-n 结的反向饱和电流, n_i 为本征载流子密度, X_D 为 p-n 结势垒宽度, 且

$$X_D = \sqrt{2 \varepsilon_s \varepsilon_0 (N_A + N_D) (V_D - V_{pn}) / e N_A N_D}. \quad (5)$$

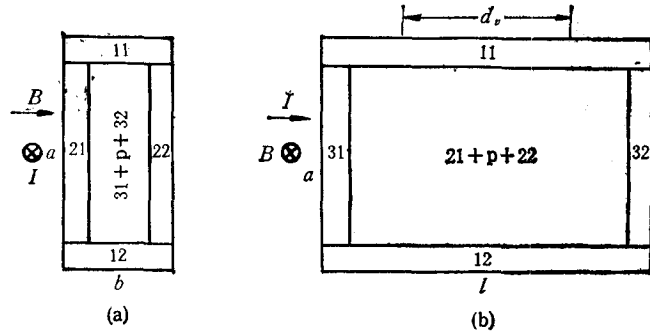


图 2

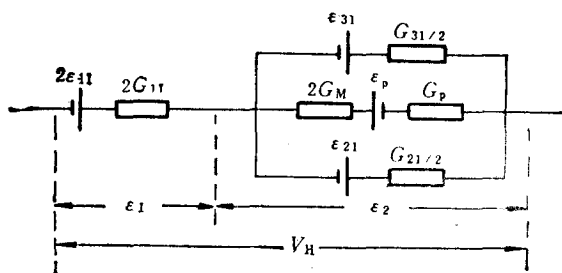


图 3

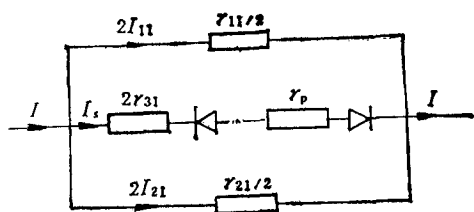


图 4

V_{pn} 为 p-n 结的电压, ϵ_r 为样品介电常数, ϵ_0 为真空介电常数, V_D 为 p-n 结接触电势差, 且

$$V_D = \frac{KT}{e} \left(\ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right). \quad (6)$$

N_A 和 N_D 分别为受主和施主杂质密度.

因 V_H 在开路下测定, 所以由图 3 可求得

$$\begin{aligned} V_H &= \epsilon_1 + \epsilon_2; \quad \epsilon_1 = 2\epsilon_{11}, \\ \epsilon_2 &= [2\epsilon_{21}/G_{21} + 2\epsilon_{31}/G_{31} + \epsilon_p/(G_p + 2G_M)] \cdot G_2, \\ G_2^{-1} &= 2/G_{21} + 2/G_{31} + 1/(G_p + 2G_M). \end{aligned} \quad (7)$$

从(7)式可求得反型层结构的总有效霍耳系数为

$$R = \frac{bV_H}{IB} = b \{ 2\epsilon_{11} + [2\epsilon_{21}/G_{21} + 2\epsilon_{31}/G_{31} + \epsilon_p/(G_p + 2G_M)] \cdot G_2 \} / IB. \quad (8)$$

2. 电导率 σ 表达式

实验上 σ 由

$$\sigma = d_v I / V_o ab \quad (9)$$

求得. V_o 和 d_v 分别为电导电极间的电压和距离. $d_v \approx \frac{l}{2}$, 而 I 方向的 n 层厚度 d_n 小于 $\frac{l}{4}$ (l 为样品长度), 所以电导电极位于沿 I 方向的两个 p-n 结的中间 (图 2(b)). 由此

可得 V_o 的等效电路如图 5 所示, 并可求得

$$V_o = d_v (I - I_s) / [\sigma_n (ab - d_n d_b)]. \quad (10)$$

从而求得总电导率为

$$\sigma = \sigma_n (ab - d_n d_b) I / ab (I - I_s). \quad (11)$$

3. n-Ge 常温反常霍耳效应^[6]的理论解释

1) 定性解释

温度很低时, p-n 结的电阻 G_M 很大, 电流 I_s 很小. 当 $G_M \gg G_{31}/2$ 和 $G_{21}/2$ (见(1)式) 或 $\epsilon_p \ll \epsilon_{31}$ 和 ϵ_{21} (见(2)式) 时, p 区对 V_H 不起作用 (图 3). 这时 $\lg R - 1/T$ 曲线为 n 型正常曲

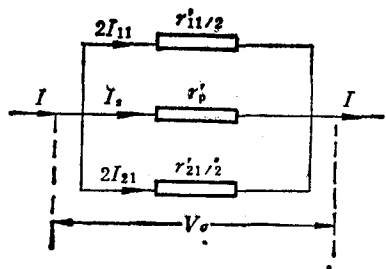


图 5

线, R 为负值.

温度升高使 G_M 可与 $G_{31}/2$, $G_{21}/2$ 和 $2G_{11}$ 以及 ε_p 可与 ε_{31} , ε_{21} 和 $2\varepsilon_{11}$ 相比时, P 区对 V_H 开始起作用, 因 ε_p 与 ε_{11} , ε_{21} 和 ε_{31} 极性相反, 这时 V_H 绝对值开始减小, 从而 $\lg R-1/T$ 曲线随温度升高而下降.

温度再升高, 当 G_M 和 ε_p 使 ε_2 由负值变为正值, 且满足

$$\varepsilon_2 = -\varepsilon_1 = -2\varepsilon_{11} \quad (12)$$

时(见(7)和(8)式), 则 $R = 0$, 即 $\lg R-1/T$ 曲线出现低温反转点.

温度继续升高, ε_p 在 V_H 中占主导作用时, V_H 变为正值, R 也由负变正.

温度再升高, R 为正的 P 型半导体 $\lg R-1/T$ 曲线应再次过零(即高温反转点), R 由正再变为负值.

上面已解释了“双反转型”反常霍尔效应. 下面再解释反转点温度与 I 的关系.

设样品电流为 I_0 时, 低温反转点的温度为 T_0 . 当 I_0 增加 ΔI 时, 因 I_0 与 I 值无关, 所以 n 区电流增大 ΔI , 从而 n 区总霍尔电压 ε_n 增大, 而 ε_p 因 I_0 未变而保持原值, 所以这时 V_H 和 R 不再为零. 只有温度升高, I_0 增大引起 ε_p 增大和 ε_n 减小, 才能使 V_H 和 R 再次为零. 所以 I 增大引起低温反转点温度升高. 高温反转点温度取决于 P 区净受主密度 N_A , 而 N_A 又与 I 值无关, 所以高温反转点的温度与 I 值无关.

下面解释 $\lg \sigma-1/T$ 反常曲线. 当低温时, I_0 很小, 在(11)式中可忽略, 所以 σ 只与 σ_n 有关. 此时的 $\lg \sigma-1/T$ 曲线为 n 型正常曲线. 温度升高使 I_0 可与 I 相比时, (11)式中 σ 与 σ_n 和 I_0 有关, 且 I_0 增大 σ 值也增大. 因此, 这时的 $\lg \sigma-1/T$ 曲线随 T 的上升陡度比正常曲线大. 温度再高 I_0 明显增大, 引起 I_{11} 和 I_{21} 的明显减小(因 I 恒定), 从而使 V_{pn} 减小(图4). V_{pn} 减小又使 I_0 减小, 当由此使 I_0 的减小值大于因 T 上升使 I_0 增大的值时, $\lg \sigma-1/T$ 曲线的上升陡度减小, 以致可小于正常曲线. 温度继续升高, $p-n$ 结失效, $\lg \sigma-1/T$ 曲线进入本征导电区, 曲线上升陡度再增大. 这样, 即出现了反常“台阶”现象.

2) 定量计算

计算前根据样品情况, 先估算出 N_D , N_A , d_s 和 τ 的取值范围, 并确定 $\mu-T$ 关系式. 根据(8)和(11)式, 用计算机计算 $\lg R-1/T$ 和 $\lg \sigma-1/T$ 理论曲线时, 在上述取值范围内, 精心选出理论与实验曲线符合最佳的参数值.

我们选取的最佳参数为

$$N_D = 1.7 \times 10^{14} \text{cm}^{-3};$$

$$N_A = 7.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3};$$

$$d_s = 0.02 \text{cm}; \tau = 0.10 \mu\text{s}.$$

$\mu-T$ 关系, 我们取锗的晶格散射公式, 即

$$\mu_n = 4.90 \times 10^7 \times T^{-1.66} (\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}),$$

$$\mu_p = 1.05 \times 10^9 \times T^{-2.35} (\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}).$$

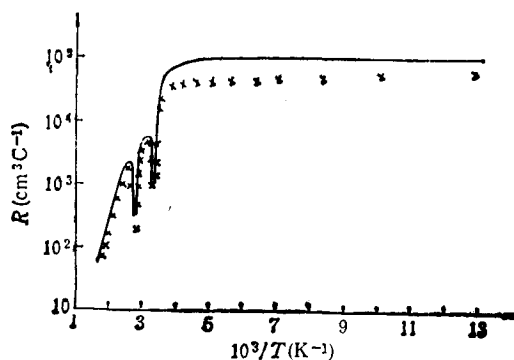


图 6

—为理论值; ×为实验值

我们算出了 $I = 1.09\text{mA}$, $B = 1.00\text{kGs}$ 下的 $\lg R-1/T$ 和 $\lg \sigma-1/T$ 理论曲线 (图 6 和图 7), 结果与实验曲线基本一致.

我们还计算了 $B = 1.00\text{kGs}$ 下, $I = 1.09\text{mA}$ 和 $I = 8.28\text{mA}$ 的两条 $\lg R-1/T$ 理论曲线 (图 8). 结果所显示的反转温度与 I 的关系也与实验结果基本一致.

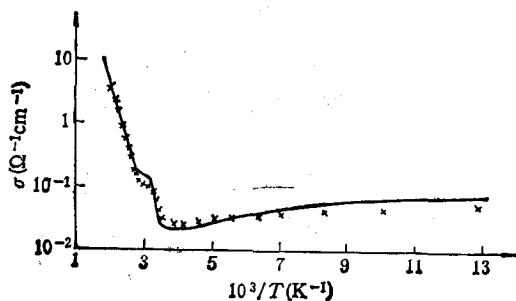


图 7
图注同图 6

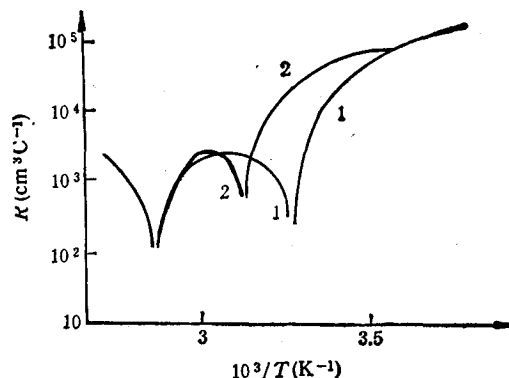


图 8
曲线 1 为 $I = 1.09\text{mA}$; 曲线 2 为 $I = 8.28\text{mA}$

- [1] Н.А. Городилов, К.М. Демчук, Г.М. Миньков, Э.А. Нейфельд, *ФТП*, **21**(1987), 798.
- [2] Н.Б.Брандт, В.В. Дмитриев, Е.А. Ладыгин, Е.П. Скипетров, *ФТП*, **21**(1987), 514.
- [3] M. Benzaquen, D. Walsh, K. Mazuruk, *Solid State Commun.*, **61**(1987), 803.
- [4] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский, *ФТТ*, **28**(1986), 2310.
- [5] P. Coleman, P.W. Anderson, T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 414.
- [6] 邢旭, 科学通报, **30**(1985), 1701; Xing Xu, *Kexue Tongbao (Science Bulletin)*, **31**(1986), 1313.
- [7] 邢旭, 科学通报, **31**(1986), 730; Xing Xu, *Kexue Tongbao (Science Bulletin)*, **32**(1987), 737.
- [8] Ю.А. Боиков, В.А. Кутасов, *ФТТ*, **28**(1986), 297.
- [9] 邢旭, 杨春芳, 科学通报, **32**(1987), 1624.
- [10] В.В. Воронков, Е.В. Саловьева, *ФТП*, **2**(1968), 1800.
- [11] О.К. Гусев, В.П. Киреев, А.А. Ломтев, В.Б. Яржембицкий, *ФТП*, **17**(1983), 1153.
- [12] П.Ф. Конорова, *ФТТ*, **20**(1978), 2507.
- [13] Г.С. Карумидзе, К.Н. Андреевский, П.Д. Кервалишвили, *ФТП*, **21**(1987), 862.

INVESTIGATION OF THE ANOMALOUS HALL EFFECT IN n-Ge AT ROOM TEMPERATURE BY THE INVERSION LAYERS MODEL

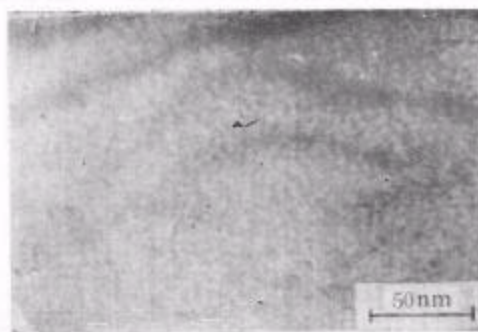
XING XU JIANG WEI WANG XI-FU

Department of Physics, Northeast Normal University, Changchun

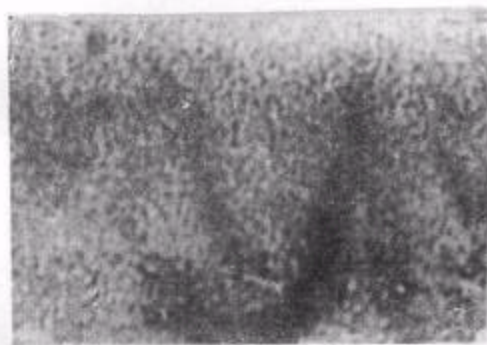
(Received 22 November 1988)

ABSTRACT

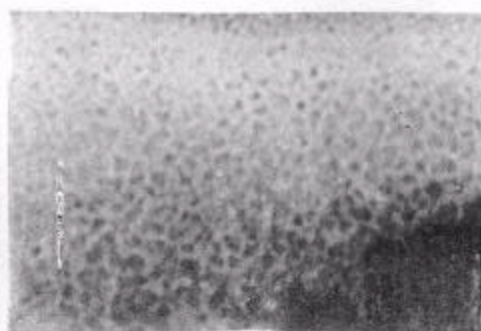
In this paper, we make quantitative theoretical calculation for the anomalous Hall effect in n-Ge semiconductor at room temperature by use of the inversion layers model. The results are in agreement with the experiments.



(a) $\Phi = 1.0 \times 10^{17}/\text{cm}^2$

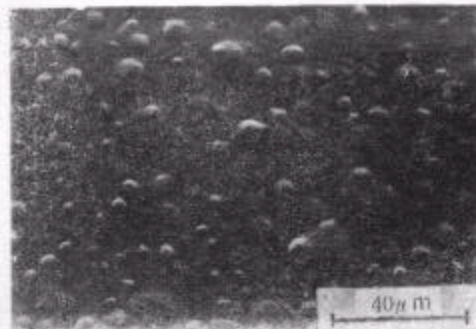


(b) $\Phi = 3.0 \times 10^{17}/\text{cm}^2$

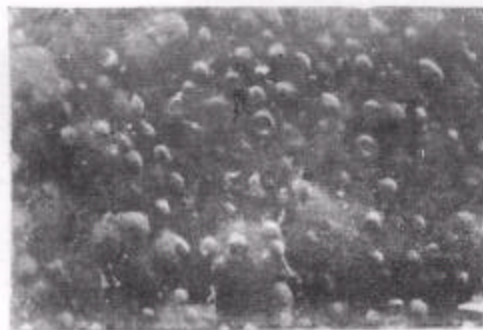


(c) $\Phi = 5.0 \times 10^{17}/\text{cm}^2$

图3 典型的注 He 层的 TEM 欠焦形貌象 He 泡呈白色衬度; (a)~(c) 标尺相同



(a) $\Phi = 6.5 \times 10^{17}/\text{cm}^2$



(b) 注入条件同(a),但恒时退火至 773K



(c) $\Phi = 7.5 \times 10^{17}/\text{cm}^2$

图4 典型的注 He 样品表面 SEM 形貌象 (a)~(c) 标尺相同



图1 KAP, $M(111)$ 形貌图 (16 $\times$)



图2 KAP, $M(111)$ 形貌图 (16 $\times$)

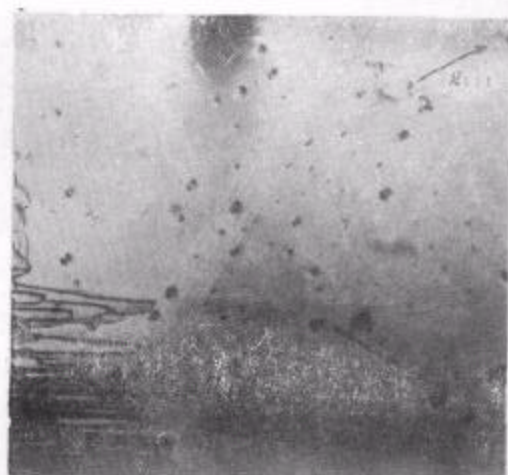


图3 KAP, $C(111)$ 形貌图 (16 $\times$)

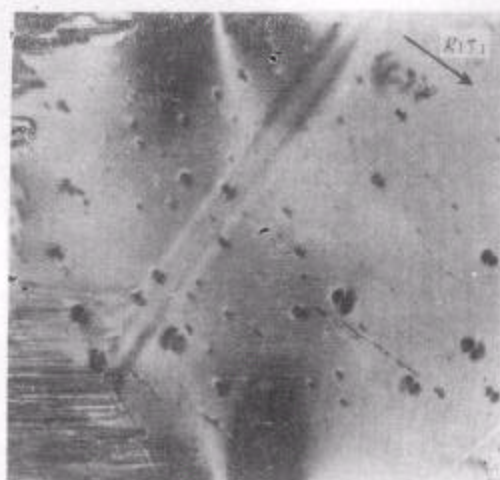


图4 KAP, $M(111)$ 形貌图 (16 $\times$)