

p-Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te 的磁阻振荡及 霍耳系数振荡

沈金熙 郑国珍 郭少令 汤定元

中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家实验室, 上海 200083

(1991 年 12 月 12 日收到; 1992 年 3 月 13 日收到修改稿)

p 型零禁带 Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te 在深低温 ($T < 4.2\text{K}$) 弱磁场 ($B < 0.6\text{T}$) 区出现磁阻振荡及霍耳系数振荡。用补充了交换互作用项的 P-B 模型拟合计算了各峰值位置, 表明此组份 Hg_{1-x}Mn_xTe 的重空穴价带 $b_v(-1)$ 已交叠到导带 $a_c(1)$ 之上。霍耳系数出现清晰的振荡行为, 拟合计算表明这是由于费米能级为受主能级所钉扎引起的载流子浓度的振荡。

PACC: 7220M, 7155, 7550P

一、引言

Hg_{1-x}Mn_xTe 晶体, 由于磁性离子 Mn⁺⁺ 的存在, 在磁场下表现出很多有趣的新现象而受到人们的重视^[1,2]。特别是近几年来出现了大量的研究报道。在 Hg_{1-x}Mn_xTe 的研究工作中, Shubnikov-de Haas 振荡的研究是一个重要的课题, 因为它能提供一些有意义的物理参数。由于 Mn⁺⁺ 离子的存在, 局域磁矩与能带电子的交换互作用使振荡行为变得复杂。不过 Pidgeon-Brown 模型中补充交换互作用项后, 仍能很好地解释这些复杂行为。

以前的 Hg_{1-x}Mn_xTe 磁阻振荡研究多集中在高掺杂的 n 型样品^[3,4]。为了扩大它的浓度范围, 验证理论模型的适用性, 本文对一块 p 型的零禁带半导体 Hg_{1-x}Mn_xTe ($x = 0.03$) 样品进行了深低温输运特性的详细测量。实验表明: 在 4.2K 以下磁场 $B < 0.6\text{T}$ 范围内, 出现纵向磁阻、横向磁阻及霍耳系数振荡。在 $B > 0.6\text{T}$ 范围内霍耳系数随磁场出现反号, 表明两种符号的载流子存在。理论计算表明, 修改后的 P-B 模型仍能很好地解释零禁带的磁阻振荡现象。而霍耳系数振荡的出现则可用费米能级钉扎在受主能级上来解释。

二、原理

1. Pidgeon-Brown 模型

在非磁性窄禁带半导体中, 零磁场时的能带结构由 Kane^[5] 模型描述, 加磁场后的朗道分裂由 P-B 模型描述。Pidgeon 和 Brown^[6] 运用 Luttinger-Kohn 的有效质量近似以及 Kane 零场时的处理方法选取电子的零级波函数。

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_j f_j(\mathbf{r}) u_{j,\ell}(\mathbf{r}).$$

其中:

$$\begin{aligned} \tau_6 & \left\{ \begin{array}{l} u_{1,0}(\mathbf{r}) = |S\uparrow\rangle = \psi_{1/2,1/2}, \\ u_{2,0}(\mathbf{r}) = |iS\downarrow\rangle = \psi_{1/2,-1/2}, \end{array} \right. \\ \tau_8 & \left\{ \begin{array}{l} u_{3,0}(\mathbf{r}) = \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\uparrow \right\rangle = \psi_{3/2,3/2}, \\ u_{4,0}(\mathbf{r}) = \left| i\frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\downarrow \right\rangle = \psi_{3/2,-3/2}, \\ u_{5,0}(\mathbf{r}) = \left| \frac{1}{\sqrt{6}}[(X-iY)\uparrow + 2Z\downarrow] \right\rangle = \psi_{3/2,-1/2}, \\ u_{6,0}(\mathbf{r}) = \left| i\frac{1}{\sqrt{6}}[(X-iY)\uparrow - 2Z\uparrow] \right\rangle = \psi_{3/2,1/2}, \end{array} \right. \\ \tau_7 & \left\{ \begin{array}{l} u_{7,0}(\mathbf{r}) = \left| i\frac{1}{\sqrt{3}}[-(X-iY)\uparrow + Z\downarrow] \right\rangle, \\ u_{8,0}(\mathbf{r}) = \left| \frac{1}{\sqrt{3}}[(X+iY)\downarrow + Z\uparrow] \right\rangle. \end{array} \right. \end{aligned}$$

得到加磁场后的朗道分裂谱由如下行列式的本征值决定.

对自旋向上的 a 组态:

$$\left| \begin{array}{cc} \epsilon_0 + \hbar\omega_0(n+1) - \epsilon_a(n) & i\sqrt{n}\frac{E_p}{2}\hbar\omega_0 \\ -i\sqrt{n}\frac{E_p}{2}\hbar\omega_0 & -\hbar\omega_0[(\gamma_1+\gamma)(n-\frac{1}{2}) + \frac{3}{2}k] - \epsilon_a(n) \\ -i\sqrt{(n+1)}\frac{E_p}{6}\hbar\omega_0 & -\hbar\omega_0\sqrt{3n(n+1)}\gamma \\ \sqrt{(n+1)}\frac{E_p}{3}\hbar\omega_0 & -i\hbar\omega_0\sqrt{6n(n+1)}\gamma \\ i\sqrt{(n+1)}\frac{E_p}{6}\hbar\omega_0 & \sqrt{(n+1)}\frac{E_p}{3}\hbar\omega_0 \\ -\hbar\omega_0\sqrt{3n(n+1)}\gamma & i\hbar\omega_0\sqrt{6n(n+1)}\gamma \\ -\hbar\omega_0[(\gamma_1-\gamma)(n+\frac{3}{2}) - \frac{k}{2}] - \epsilon_a(n) & i\hbar\omega_0\sqrt{2}[\gamma(n+\frac{3}{2}) - \frac{k+1}{2}] \\ -i\hbar\omega_0\sqrt{2}[\gamma(n+\frac{3}{2}) - \frac{k+1}{2}] & -\hbar\omega_0[\gamma_1(n+\frac{3}{2}) - (k+\frac{1}{2})] - \Delta - \epsilon_a(n) \end{array} \right| = 0, \quad (1)$$

对自旋向下的 b 组态:

$$\begin{aligned}
 & \left| \begin{array}{ll}
 \epsilon_0 + \hbar\omega_0 n - \epsilon_b(n) & i\sqrt{n} \frac{E_p}{6} \hbar\omega_0 \\
 -i\sqrt{n} \frac{E_p}{6} \hbar\omega_0 & -\hbar\omega_0[(\gamma_1 - \gamma)(n - \frac{1}{2}) + \frac{k}{2}] - \epsilon_b(n) \\
 -i\sqrt{(n+1)} \frac{E_p}{2} \hbar\omega_0 & -\hbar\omega_0 \gamma \sqrt{3n(n+1)} \\
 \sqrt{n} \frac{E_p}{3} \hbar\omega_0 & -i\hbar\omega_0 \sqrt{2} [\gamma(n - \frac{1}{2}) + \frac{k}{2} + \frac{1}{2}] \\
 i\sqrt{(n+1)} \frac{E_p}{2} \hbar\omega_0 & \sqrt{n} \frac{E_p}{3} \hbar\omega_0 \\
 -\hbar\omega_0 \gamma \sqrt{3n(n+1)} & i\hbar\omega_0 \sqrt{2} [\gamma(n - \frac{1}{2}) + \frac{k-1}{2}] \\
 -\hbar\omega_0[(\gamma_1 + \gamma)(n + \frac{3}{2}) - \frac{3}{2}k] - \epsilon_b(n) & i\hbar\omega_0 \gamma \sqrt{6n(n+1)} \\
 -i\hbar\omega_0 \gamma \sqrt{6n(n+1)} & \hbar\omega_0[\gamma_1(n - \frac{1}{2}) + k + \frac{1}{2}] - \Delta - \epsilon_b(n)
 \end{array} \right| = 0, \quad (2)
 \end{aligned}$$

其中 ν_1, ν, k 为能带参数, Δ 为自旋轨道分裂项, E_p 为动量矩阵元能量, E_g 为禁带宽度, $\epsilon_a(n), \epsilon_b(n)$ 则决定了朗道分裂能级.

可以求得 $f_j(\mathbf{r})$ 卷积函数为谐振子函数如下:

$$f_a(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} a_1 \phi_n \\ a_3 \phi_{n-1} \\ a_5 \phi_{n+1} \\ a_7 \phi_{n+1} \end{bmatrix}; \quad f_b(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} a_2 \phi_n \\ a_6 \phi_{n-1} \\ a_4 \phi_{n+1} \\ a_8 \phi_{n-1} \end{bmatrix}.$$

其中指标 $n=-1$ 时, 取 $a_1=a_3=a_6=a_2=a_8=0$, $n=0$ 时取 $a_3=a_6=a_8=0$, $n \geq 1$ 时, 每个 n 值能有 8 个分裂能级.

2. 交换互作用的引入

当系统中引入磁性离子时, 其局部的磁矩将与能带电子产生交换互作用, 则系统哈密顿中应加上交换互作用项 H_{ex} ,

$$H = H_0 + H_{ex}$$

$$H_{ex} = \sum_{Ri} J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \hat{S}_i \cdot \hat{\sigma}$$

其中 $J((\mathbf{r} - \mathbf{R}_i))$ 为交换互作用常数, \mathbf{r} 和 \mathbf{R}_i 分别代表能带电子和磁性离子的坐标, $\hat{S}_i, \hat{\sigma}$ 分别代表磁性离子和能带电子的自旋算子. 由于能带电子的扩展态行为, 它将同时与许多 Mn^{2+} 发生作用, 故算子 \hat{S}_i 可由它的热平均效应 $\langle S_z \rangle$ 替代, 即所谓的分子平均场近似, 而 $J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ 也可由平均效应 $\bar{x}J(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ 代替, \bar{x} 为有效磁性离子组份,

$$H_{ex} = \bar{x} \sigma_z \langle S_z \rangle \sum_{(R)} J(\mathbf{r} - \mathbf{R}).$$

其中 $\langle S_z \rangle$ 由 Brillouin 函数描写:

$$\langle S_z \rangle = -S_0 B_{\frac{5}{2}}(y),$$

$$B_s(y) = \frac{2s+1}{2s} \coth(\frac{2s+1}{2s}y) - \frac{1}{2s} \coth(\frac{1}{2s}y),$$

$$y = g_{Mn} \mu_B S H / k_B T$$

S_0 为 Mn²⁺的饱和自旋值, 取 5/2; g_{Mn} 为 Mn²⁺的 g 因子, μ_B 为玻尔磁子, k_B 为玻尔兹曼常数. 设 N_0 为单位体积内的 Hg_{1-x}Mn_xTe 分子数, 则磁性离子的浓度 $N_s = N_0 x$.

令 $\alpha = \langle S | J | S \rangle$, $\beta = \langle x | J | x \rangle$ 可得到交换互作用引入的矩阵:

a 组态:

$$D_a^{ex} = \begin{vmatrix} \frac{1}{2}Ns\alpha\langle S_z \rangle & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}Ns\beta\langle S_z \rangle & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{6}Ns\beta\langle S_z \rangle & -\frac{i\sqrt{2}}{3}Ns\beta\langle S_z \rangle \\ 0 & 0 & \frac{i\sqrt{2}}{3}Ns\beta\langle S_z \rangle & \frac{1}{6}Ns\beta\langle S_z \rangle \end{vmatrix} \quad (3)$$

b 组态:

$$D_b^{ex} = \begin{vmatrix} -\frac{1}{2}Ns\alpha\langle S_z \rangle & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6}Ns\beta\langle S_z \rangle & 0 & \frac{i\sqrt{2}}{3}Ns\beta\langle S_z \rangle \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}Ns\beta\langle S_z \rangle & 0 \\ 0 & -\frac{i\sqrt{2}}{3}Ns\beta\langle S_z \rangle & 0 & -\frac{1}{6}Ns\beta\langle S_z \rangle \end{vmatrix} \quad (4)$$

补充后的 P-B 模型的矩阵为:

$$D' = D^{PB} + D^{ex}.$$

计入交换相互作用后的朗道谱即为:

$$D^{PB} + D^{ex} = 0$$

的本征值.

三、实验方法及结果

Hg_{1-x}Mn_xTe 晶体的组份 x 由密度法测得: $x = 0.03$. 在 4.2K 时禁带宽度为 -170meV. 样品切成长条形(尺寸: $0.05 \times 0.06 \times 0.6 \text{ cm}^3$), 用通常的直流法测量电导及霍耳系数. 测霍耳系数时取磁场正反方向与电场正反方向组成的四个数值的平均值, 以消除各种副效应. 由于要测量的信号很微弱, 因此我们采取高精度数字表与计算机联机进行磁场扫描时的自动数字记录, 一方面采集大量数字电压, 另一方面将数值进行微分处理以放大信号. 典型的数据如图 1: 点线是直接测得的横向磁阻与磁场的关系; 实线是磁阻对磁场的微分与磁场的关系, 可以看到微分过程可以突出振荡行为, 不过微分振荡与原有振荡有 $\pi/2$ 的位相差. 图 2 是 1.3K 时霍耳系数在 0-6T 磁场内的变化行为. 低磁场范围是磁阻振荡区, 振荡消失后, 霍耳系数在 $B = 0.79 \text{ T}$ 转变为“+”号, 这表明样品原是 p 型 ($N_A > N_D$). 由图 2 得到零磁场时电子浓度 $n = 1.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. 由强磁场数据得到受主浓

度 $n_A > 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 图 3 是样品的纵向, 横向磁阻及霍耳系数的微分振荡曲线. 它们的基本频率相同, 纵向与横向磁阻的振荡基本上同步, 而霍耳振荡与横向磁阻振荡的相差接近 π .

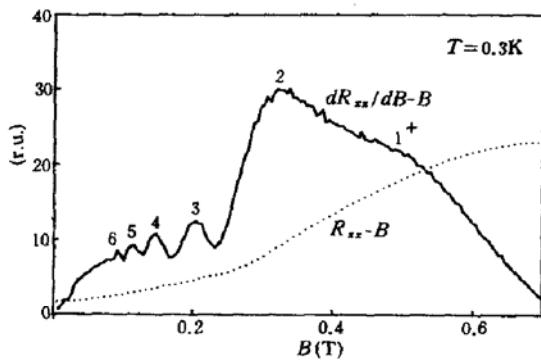


图 1 横向磁阻与横向磁阻的微分与磁场的关系
微分后的磁阻呈现明显的振荡行为

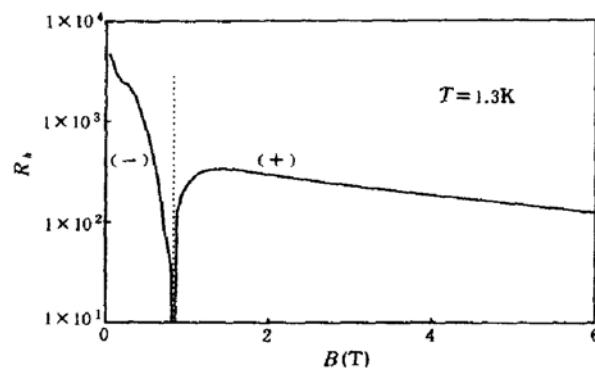


图 2 霍耳系数与磁场的关系 强磁场区的霍耳反号
说明 p 型载流子数 > n 型载流子数

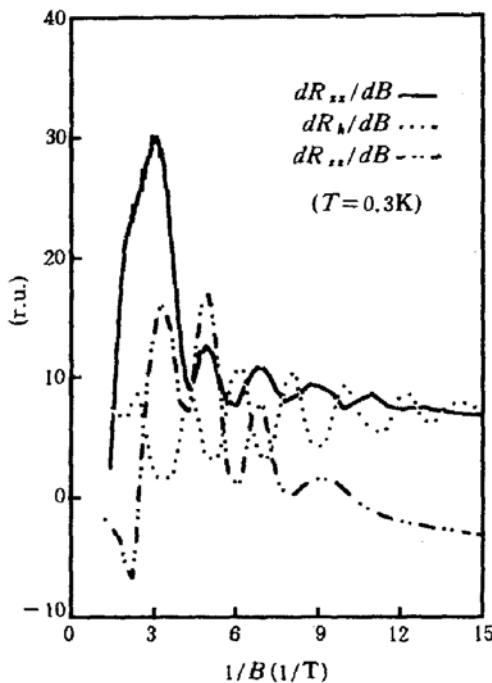


图 3 横向、纵向磁阻及霍耳系数的振荡行为
三组振荡频率基本相同

四、分析与讨论

1. 零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的能带随磁场的变化

零禁带半导体在 $T=0, B=0$ 时, 受主能级 E_A 位于导带内, 电离的电子都在导带内, 因而是 n 型导电如图 4(a). 随着磁场的增加, τ_8 重空穴价带由于很大的交换互作用, 它的朗道分裂很大, 自旋向下的 $b_v(-1)$ 带将向上移动很大能量. 而 τ_8 导带一方面由于有效质量小, 有正常的向上移动 $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ ($\omega_c = eB/m^*$), 另一方面由于交换相互作用, 自旋向上的

$a_c(0)$ 带将向下移动. 这两种作用的结果是使 $a_c(0)$ 向上移动, 但移动的能量没有 $b_v(-1)$ 向上移动的大. 因而产生能带的交叠, 如图 4(b) 所示. 如果磁场足够大, $b_v(-1)$ 的上移可以超过费米能级, 如图 4(c) 所示.

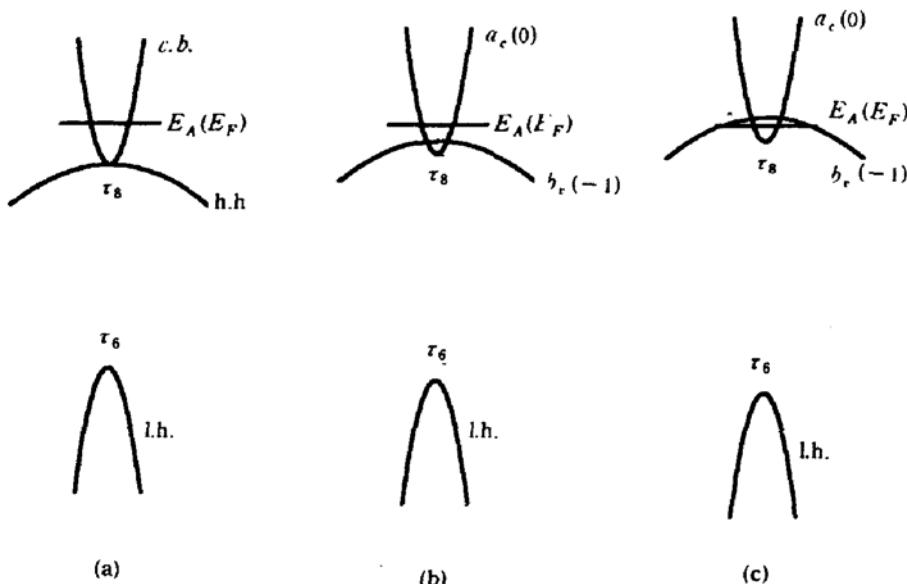


图 4 磁场下的朗道能带结构及费米能级位置示意图

(a) 零磁场; (b) 较低磁场; (c) 较高磁场

对我们的样品 $x=0.03$, 由于 $N_A > N_D$, 在导带之上将有一个态密度很高的受主能级形成所谓的电子库(图 5). 费米能级为这一电子库所钉扎, 故当重空穴带由于交换互作用上升到费米面以上时, 将出现空穴及电子同时导电. 如果满足条件 $n e \mu_n < p e \mu_p$, 霍耳系数将改变符号. 从图 3 的实验曲线可知, 重空穴带在 $B < 0.79$ T 时, 已通过费米面. 这一点在拟合计算及交换互作用参数 $N_0\alpha, N_0\beta$ 的确定中很重要. 随着磁场的继续增加, 受主能级上填满电子, 费米能级不再为受主能级所钉扎, 但由于能带交叠仍存在, 因此空穴、电子同时导电将持续到能带交叠在极高场区消失, 转为仅空穴导电为止.

我们样品的霍耳电子浓度 $n = 1.9 \times 10^{15} / \text{cm}^3$. 根据 Kane 模型, 可以估算出费米能级位置, 导带能量表达式:

$$E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{1}{2} [E_g + \sqrt{E_g^2 + \frac{8}{3} \hbar^2 k^2}] \quad (5)$$

由费米面波矢:

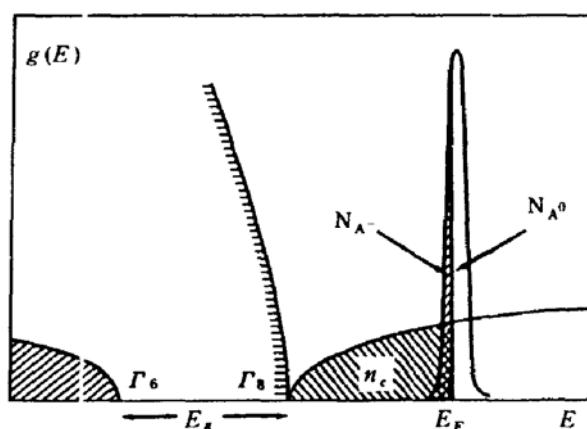


图 5 导带上存在共振受主能级时能带电子填充示意图
阴影部分为电子填充态

$$K_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$$

得:

$$E_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{2m_0} + \frac{1}{2} [E_g + \sqrt{E_g^2 + \frac{8}{3} p^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}]. \quad (6)$$

取 $E_g = -170 \text{ meV}$, $n = 1.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $p = 8.3 \times 10^{-3} \text{ eV} \cdot \text{cm}$, 得:

$$E_F = 4.8 \text{ meV}.$$

Choi 等人^[10]从零禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 远红外磁光吸收光谱的研究中给出受主能级的位置在导带底之上 4—5 meV, 因而可以认为, 在我们的样品中, 费米能级就重叠在受主能级上。

2. 朗道分裂的计算

在充分考虑上述讨论后, 就可以根据修改后的 P-B 模型, 即矩阵式 $D^{PB} + D^{ex} = 0$ 的本征值去拟合磁阻振荡峰的位置。在拟合中, 取能带参数 $\nu_1 = 3$, $\nu = 0$, $k_1 = -1.65$, $\Delta = 1000 \text{ meV}$, $E_p = 18300 \text{ meV}$ 、有效组份 $x = 0.03$, 调节 $N_0\alpha$, $N_0\beta$, 微调费米能级 (E_F 在 4—5 (meV)) 和禁带宽度, 得到图 6 的能量扇形图, 其中 $E_F = 4.2 \text{ meV}$, $E_g = -170 \text{ meV}$, $N_0\alpha = -800 \text{ meV}$, $N_0\beta = 1200 \text{ meV}$ 。

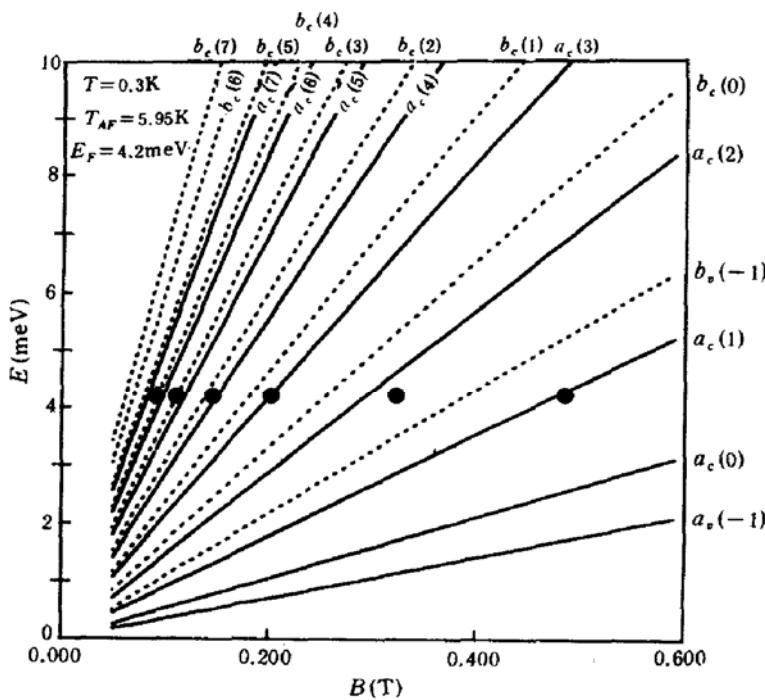


图 6 弱磁场区的朗道能级扇形图

图中虚线代表自旋向下态, 实线代表自旋向上态, 实心圆点为实验峰值位置, 除 $n = -1$ 为重空穴带的朗道分裂外, 其余都是 T_8 导带的分裂谱。可以看到弱场内朗道能带发生严重交叠的情况, $b_c(-1)$ 带已交叠到 $a_c(1)$ 之上。弱磁场区的前四个振荡峰都是自旋向上及向下两个子带振荡峰重叠而成。依次为 $[(b_c(4), a_c(6))]$, $[(b_c(3), a_c(5))]$, $[(b_c(2), a_c(4))]$, $[(b_c(1), a_c(3))]$ 。此二子带的朗道指数都是相差 2。同样, 从弱场区的振荡周期亦可算得载流子浓度 $n \sim 1.98 \times 10^{15} / \text{cm}^3$, 与电子的霍耳浓度相符很好。图 6 中最后二峰的位置偏离及幅

度异常,可能是由于 $b_v(-1)$ 价带所引起的阈限散射(Threshold-Scattering)效应^[11]. $N_0\alpha$ 和 $N_0\beta$ 值已有不少作者给出^[1],一般 $N_0\alpha$ 在 $-0.4--1.4$ (eV), $N_0\beta$ 在 $0.6-2.3$ (eV) 之间. 我们拟合得出的 $N_0\alpha$ 与 $N_0\beta$ 值也在这一范围内,可认为是合理的.

3. 霍耳系数振荡

从原理上讲,引起霍耳系数振荡的原因可能有三个:a. 由于 $R = \sigma_{xy}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)$, σ_{xx} 的振荡及 σ_{xy} 的高次项振荡都可以引起霍耳系数的振荡^[14]. b. 类似二维系统的量子化霍耳效应,当三维系统中存在比较严重的局域带尾时,费米面通过带尾时亦将产生霍耳系数振荡^[12]. c. 如果零磁场时导带上存在一个高浓度的杂质能级(图 5),费米能级就可能为这一杂质能级所钉扎. 加上磁场后,由于朗道带底态密度的奇异性,费米能级以下总的态的数目即电子浓度将产生振荡,这种振荡通过 $R_H = \frac{1}{ne}$ 体现在霍耳系数上.

对第三种可能,Kahn^[8]曾推导了当费米能级被另一能级钉扎在导带之上时,导带朗道分裂后,费米能级以下的电子浓度变化应遵从如下公式:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{3\pi \sqrt{2} kT(\hbar\omega_c)^{1/2}}{4E_F^{3/2} \sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)} \cdot \cos\left[\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c} + \frac{\pi}{4}\right]. \quad (7)$$

其中 ω_c 为迴旋频率. 霍耳系数的振荡频率与磁阻振荡频率相同. 以(7)式拟合霍耳系数振荡的实验曲线(图 3),取 $m^* = 0.0138m_0$, $E_F = 4.2$ meV, 得到图 7. 可以看到除高磁场二峰值由于交换互作用而有偏离外,理论与实验在振荡周期与相位都符合得很好,甚至幅度也基本符合,同时也可看到:霍耳系数一阶微分的振荡幅度基本上保持不变或略有减小. 与磁阻振荡的幅度按指数式增长的行为不一样. 这是因为(7)式的一阶微分中含有 $(\hbar\omega_c)^{-1/2}$ 因子.

由于实验与理论符合得相当好,我们认为:这里的霍耳系数振荡是费米能级为受主能级所钉扎时而引起的载流子浓度振荡的表现. 前面所述引起霍耳系数振荡的三个可能原因中第一个原因, σ_{xx}, σ_{xy} 的振荡间接引起的霍耳系数振荡在这里的贡献可能很小,而第二个原因亦不太可能,因为局域带尾引起的霍耳系数振荡与磁阻振荡位相差 $\pi/2$,所以我们认为局域带尾的贡献亦将很小^[12].

4. 关于横向磁阻振荡的起因

假定磁阻振荡是由于散射变化引起的,设零磁场及磁场存在时电子迁移率分别为 μ_0 和 μ ,则:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_s = \frac{\frac{1}{n_0 e \mu} - \frac{1}{n_0 e \mu_0}}{\frac{1}{n_0 e \mu_0}} = -\frac{\mu - \mu_0}{\mu},$$

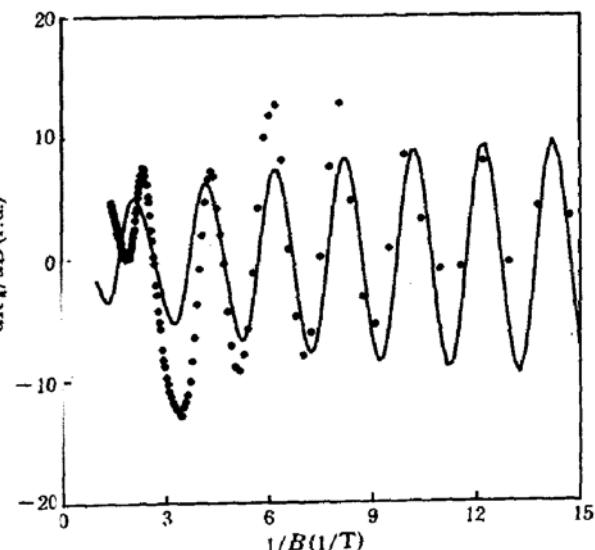


图 7 霍耳系数振荡的实验值(实心圆点)与理论曲线

$$\therefore \frac{\Delta\mu}{\mu_0} = \frac{1}{1 + (\frac{\Delta\rho}{\rho_0})} - 1. \quad (8)$$

当散射以电离杂质散射为主时^[13],

$$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_s = 5\sqrt{2}\pi^2 \frac{k_B T}{(\hbar\omega_c E_F)^{1/2}} \sum_{M=1}^{\infty} \frac{(-1)^M M^{1/2} e^{-2\pi^2 k_B T_D M / \hbar\omega_c}}{\sinh(2\pi^2 k_B T M / \hbar\omega_c)} \cdot \cos\left(\frac{2\pi E_F M}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (9)$$

其中 T_D 为 Dingle 温度.

如果载流子的浓度变化与迁移率变化同时存在, 则磁阻的表示式应写成:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\rho} &= \frac{\frac{1}{ne\mu} - \frac{1}{n_0 e\mu_0}}{\frac{1}{n_0 e\mu_0}} \\ &= \frac{1 - (1 + \Delta n/n_0)(1 + \Delta\mu/\mu_0)}{(1 + \Delta n/n_0)(1 + \Delta\mu/\mu_0)}. \end{aligned} \quad (10)$$

那么磁阻 $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ 的振荡就由载流子浓度 $\frac{\Delta n}{n_0}$ 的振荡[(7)式]和迁移率 $\frac{\Delta\mu}{\mu_0}$ 的振荡[(8)与(9)式]两者联合决定.

我们用(7)、(8)、(9)、(10)式拟合横向磁阻振荡的实验曲线(图 3). 分别计算出仅有迁移率改变的磁阻振荡曲线和载流子浓度与迁移率都在变化的磁阻振荡曲线, 如图 8 所示. 可以看到如果磁阻振荡只以散射为主将很难解释振荡幅度在弱场下仍很明显而不随 e 指数消失. 综合考虑散射及浓度振荡, 虽在弱场下磁阻振荡受霍耳振荡的影响将出现明显的振荡行为, 但仍将很难解释其与实验值的位相的很大差别. 更本质的困难在于从图 3 实验上告诉我们样品的霍耳系数最小即载流子浓度最大时磁阻却最大, 与公式(10)所预言的恰恰相反. 由于电子-电子散射在简单电子气中对电子总动量无影响, 故对迁移率影响很小. 此处是否存在另一种散射机制导致这一现象, 有待于进一步研究.

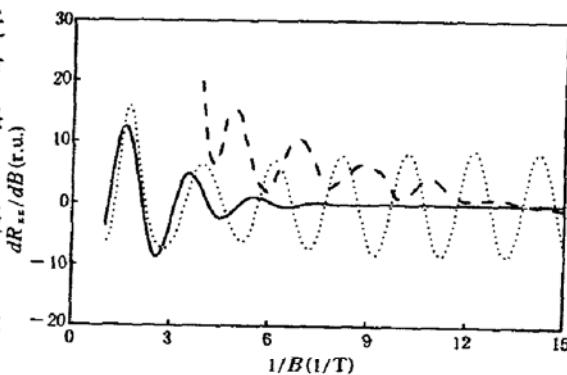


图 8 横向磁阻振荡实验曲线(exp---), 只考虑散射的理论磁阻曲线(theo. (μ) ——)与联合考虑散射与浓度振荡影响的理论磁阻曲线(theo. (μ, n)))对比图形

五、结 论

以修改的 P-B 模型拟合计算了 $Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te$ 的磁阻振荡峰值位置. 理论计算与实验结果符合较好, 由此得出交换互作用参数 $N_0\alpha = -800\text{meV}$, $N_0\beta = 1200\text{meV}$. 拟合计算的霍耳系数振荡曲线表明在 p- $Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te$ 中霍耳系数振荡起因于费米能级为受主能级钉扎所引起的载流子浓度振荡. 这一浓度振荡亦将影响磁阻振荡. 但 p- $Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te$ 的磁阻振荡起因有待于进一步研究.

参 考 文 献

- [1] N. B. Brandt and V. V. Moshchalkov, *Advances in Phys.*, **33**, 193(1984).
- [2] I. I. Lyapilin and I. M. Tsidilkovskii, *Sov. Phys. USP.*, **28**, 349(1985).
- [3] M. Jazyński, J. Kossut and R. R. Galazka, *Phys. Stat. Sol.(b)*, **88**, 73(1978).
- [4] P. Byszeuski, K. Szlenk, J. Kossut and R. R. Galazka, *Phys. Stat. Sol.(b)*, **95**, 359(1979).
- [5] E. O. Kane, *Lect. Notes in Phys.*, **133**, 13(1980).
- [6] C. R. Pidgeon and R. N. Brown, *Phys. Rev.*, **146**, 575(1966).
- [7] J. H. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.*, **97**, 869(1955).
- [8] A. H. Kahn and H. P. R. Frederikse, *Solid State Phys.*, **9**, 257(1959).
- [9] A. V. Germanenko, L. P. Zverev, V. V. Kruzhakov, G. M. Min'kov and O. E. Rut, *Sov. Phys. Semicond.*, **20**, 46(1986).
- [10] J. B. Choi, R. Mani and H. D. Drew, *Phys. Rev. B*, **42**, 3454(1990).
- [11] I. I. Lyapilin, *Phys. Lett.*, **93A**, 245(1983).
- [12] R. G. Mani, *Phys. Rev. B*, **41**, 7922(1983).
- [13] Laura. M. Roth and Petros, *Semiconductors and Semimetals*, Chapter 6, Vol 1(1966).
- [14] R. G. Mani, J. R. Anderson and W. B. Johnson, *J. Phys. Chem. Solids*, **48**, 687(1987).

Magnetoresistance Oscillation and Hall Coefficient Oscillation of p-Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te

Shen Jinxi, Zheng Guozhen, Guo Xiaoling and Tang Dingyuan

National Laboratory for Infrared Physics,

Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083

(Received 12 December 1991; revised manuscript received 13 March 1992)

Abstract

Magnetoresistance oscillation and Hall coefficient oscillation of p-type zero-gap Hg_{0.97}Mn_{0.03}Te have been measured at low temperature ($T < 4.2\text{K}$) and weak magnetic field ($B < 0.6\text{T}$). The SdH peak position was fitted by the Modified Pidgeon-Brown model and we found that for this composition, the valance band $b_v(-1)$ overlapped the conduction band $a_c(1)$. Theoretical calculation shows that the Hall coefficient oscillation is caused by the electron concentration oscillation resulted from the acceptor pinned Fermi level.

PACC: 7220M, 7155, 7550P