

$n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的 Shubnikov-de Haas 振荡

郑国珍 郭少令 汤定之

(中国科学院上海技术物理研究所)

1986 年 3 月 24 日收到

提 要

在 $T = 2.3\text{--}24\text{K}$ 的温度范围里,研究了不同组分的 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品的 SdH 效应. 测量了纵向和横向的磁阻振荡峰,能清晰地分辨 $n > 3$ 的自旋分裂峰. 由此计算了 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的能带参数,讨论了导带的非抛物线性和费密能级随磁场的变化对实验结果的影响.

一、引 言

目前, Shubnikov-de Haas 振荡(简称 SdH 效应)被认为是研究简并半导体、半金属和二维电子气的重要实验手段. 特别是对窄禁带半导体, 由于小的有效质量和高的迁移率, 磁量子条件所要求的磁场强度在一般实验室里都能办得到.

窄禁带半导体 $\text{InSb}^{[1]}$ 和半金属 $\text{HgTe}^{[2]}$ 的 SdH 效应的研究已有过许多报道. 而 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 实际上是禁带宽度可以调节的一系列从半导体到半金属的材料, 相对说来, SdH 效应的研究却比较少, 各实验室报道的数据不尽一致, 解释也有分歧^[2-7]. 要得到肯定的结论需要更多的实验室进行更多的工作. 因此我们也对 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的 SdH 效应进行研究, 主要是利用 SdH 效应寻求材料的能带参数. 希望逐步积累起能带参数与禁带宽度的关系.

二、基 本 原 理

在均匀强磁场下(磁场 B 指向 z 轴方向), 对于非抛物型的导带, 考虑到电子自旋, 电子的能量可写成^[2]

$$E = -\frac{E_g}{2} + \left\{ \left(\frac{E_g}{2} \right)^2 + \left[\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0^*} + \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B \right] E_g \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

其中 E_g 为禁带宽度; $\omega_c = eB/m_0^*$, 称为电子回旋角频率; μ_B 为玻尔磁子 $\mu_B = e\hbar/2m_0$; g^* 为有效 Lande 因子; $N = 0, 1, 2, 3, \dots$. 在强磁场下, $\hbar^2 k_z^2/2m_0^*$ 可忽略不计, 为计算方便计, (1) 式可改写成

$$E \left(1 + \frac{E}{E_g} \right) = \left(N + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \delta \right) \hbar \omega_c, \quad (2)$$

其中

$$\delta = g^* \mu_B B / \hbar \omega_c = \frac{g^*}{2} \frac{m^*}{m_0} \quad (3)$$

为自旋分裂与朗道能带分裂之比, m_0 为自由电子质量.

(1) 和 (2) 式表明, 导带分裂成许多子带, 称为朗道子能带. 理论上还证明, 在

$$E = \left(N \pm \frac{1}{2} \delta \right) \hbar \omega_c$$

处能态密度趋于极大值. 对于强简并的电子半导体, 当费密能级

$$\zeta = \left(N \pm \frac{1}{2} \delta \right) \hbar \omega_c$$

时, 散射将达到极大, 因而电阻也将达到极值. 如果电子浓度不变, 磁场增大时, $\left(N \pm \frac{1}{2} \delta \right) \times \hbar \omega_c$ 将顺次越过 ζ , 电阻也发生周期性变化. 对于各向同性的非抛物形能带, 简化电子, 弹性散射和有碰撞加宽的情况, 纵向磁阻和横向磁阻的振荡部分分别表示为^[8]

$$\Delta \rho_{\parallel} / \rho_0 = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left(\frac{2\pi F}{B} r - \frac{\pi}{4} \right), \quad (4)$$

$$\Delta \rho_{\perp} / \rho_0 = \frac{5}{2} \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left(\frac{2\pi F}{B} r - \frac{\pi}{4} \right) + R, \quad (5)$$

$$b_r = \frac{(-1)^r}{\sqrt{r}} \left(\frac{B}{2F} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \left(\pi r \frac{g^* m^*}{2 m_0} \right) \frac{\gamma \beta T m^* / m_0 B}{\text{sh}(\gamma \beta T m^* / m_0)} \exp - \gamma \beta T_D \frac{m^*}{m_0 B}, \quad (6)$$

其中 $\rho_{\parallel}$, $\rho_{\perp}$ 分别为纵向和横向电阻率, ρ_0 为零磁场下的电阻率, $\Delta \rho_{\parallel} = \rho_{\parallel} - \rho_0$, $\Delta \rho_{\perp} = \rho_{\perp} - \rho_0$, T_D 为 Dingle 温度, 它表示碰撞加宽的影响. 在一般情况下, (6) 式中的指数因子衰减很快, $\sum_{r=1}^{\infty}$ 中只需要考虑 $r=1$ 的一项. R 是一个复杂的式子, 也可忽略不计. 因而纵向与横向磁阻都是以 $1/B$ 为横轴的余弦函数, 而且具有相同的相位. F 为振荡频率.

对于有自旋分裂的情况, 磁阻峰值的出现有两类: 即

$$\zeta = \left(N + \frac{1}{2} \delta \right) \hbar \omega_c \text{ 和 } \zeta = \left(N - \frac{1}{2} \delta \right) \hbar \omega_c,$$

$N = 0, 1, 2, \dots$, 我们用 B_N^+ , B_N^- 分别代表上述两种峰值所在的磁场. 自旋同向的周期为

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{B_N^+} - \frac{1}{B_{N-1}^+} = \frac{1}{B_N^-} - \frac{1}{B_{N-1}^-} \equiv \Delta \left(\frac{1}{B} \right). \quad (7)$$

理论证明^[9]: 振荡频率 F 与电子浓度 n , 费密能级 ζ 的关系为

$$F = \frac{\hbar}{2e} (2\pi^2 n^{2/3}) = \frac{m^*}{\hbar e} \zeta. \quad (8)$$

由实测的 F 可求出 n 或 m^* 和 ζ 两者之一.

由同一 N 的自旋分裂峰可得到

$$\delta_{\text{exp}} = \frac{\left(\frac{1}{B_N^+} \right) - \left(\frac{1}{B_N^-} \right)}{\Delta \left(\frac{1}{B} \right)}. \quad (9)$$

若 m^* 为已知,就可按(3)式求 g^* .

三、实验方法

在 2.3—24K 的温度范围里,分别用电磁铁和超导磁场测量了组分 $x = 0.162-0.172$ 的 $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品的 SdH 振荡峰.所用的样品是由 Te 溶剂法生长的. x 值分别用密度法和扫描电子显微镜分析确定.样品在溴-乙醇溶液中腐蚀后,用钢球焊接电极.在液氮温度下选择样品,要求电子浓度一般大于 10^{15}cm^{-3} ; 有较高的迁移率,并且样品比较均匀,样品的主要参数见表 1.

表 1

样品编号	x	$E_{g,2K}(\text{meV})$	$\mu_{77K}(\text{V}\cdot\text{cm/s})$	$n_{77K}(\text{cm}^{-3})$
TA1	0.172	20.21	2.4×10^3	7.6×10^{15}
TA2	0.162	2.43	3.5×10^3	9.2×10^{15}
TA3	0.169	14.88	2.7×10^3	1.05×10^{16}

其中 E_g 是下式计算的^[9].已经证明该式适用于 4.2K 温度范围.

$$E_g = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6.0 - 14x + 3.0x^2)10^{-4}T + 0.35x^4. \quad (10)$$

实验用直流差分法直接测量,信号经数据放大器放大后,由 X-Y 记录仪记录下来.

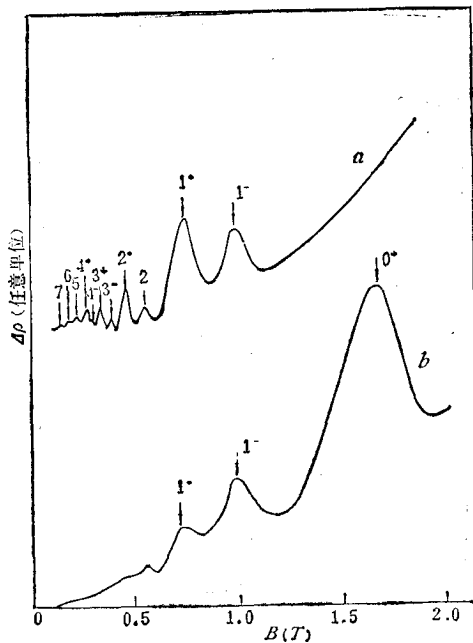


图 1 $T = 2.3\text{K}$ 时, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (样品 TA1) 的磁阻振荡峰 a 为纵向磁阻振荡峰; b 为横向磁阻振荡峰

在电磁铁磁场中使用的样品架可在杜瓦瓶外选择纵向和横向磁阻的测量方式.在超导磁场下,还能很方便地在低温测量时取出样品架,以调换样品.

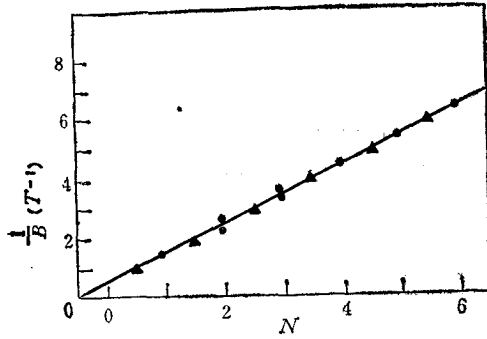
我们主要是用纵向磁阻的测量结果计算能带参数;虽然振幅比横向的要小,但可避免(5)式中 R 的干扰,而且背景磁阻也小得多;因而所得参数可以精确些.

四、实验结果和讨论

典型的磁阻-磁场关系如图 1 所示.纵向磁阻(a)明显地分辨出四个电子自旋分裂.

1. 振荡频率 F 与电子浓度 n

图 2 给出样品 TA1 的振荡峰极大值与极小值所对应的磁场倒数与量子数的关系,从而得到振荡频率 F . 由(8)式计算电子浓度结果列于表 2. 这里所得的电子浓度与表 1 霍尔测量数据相比要小 20%,这是由于两

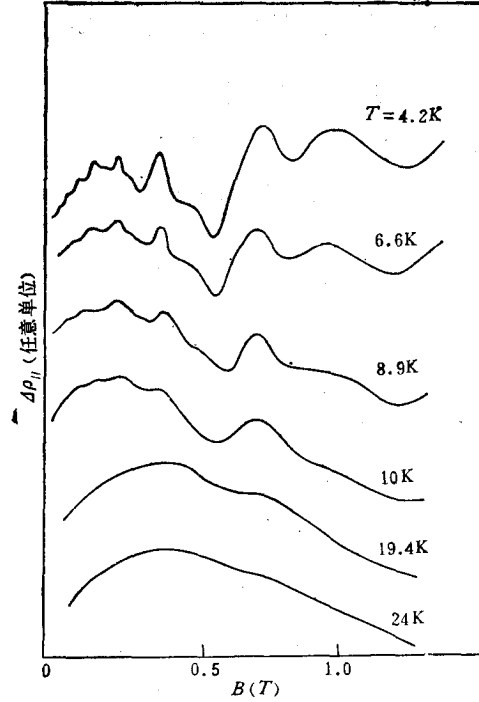
图2 量子数 N 与磁场倒数 $(1/B)$ 的关系

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = 0.96T^{-1};$$

● 为峰值极大;

▲ 为峰值极小

个数据的测量温度不同所致。SdH 方法不受电极误差的影响,它应当比霍耳测量更为精确。

图3 $1/B$

2. 费密面所在的电子有效质量 $m^*(\zeta)/m_0$

磁阻振荡的振幅取决于(6)式,如果在两个温度 $T_1, T_2 (T_2 > T_1)$ 测量磁阻振荡,其振幅之比应为

$$\frac{A(T_1)}{A(T_2)} = \frac{T_1 \operatorname{sh} x_2(T_2)}{T_2 \operatorname{sh} x_1(T_1)}, \quad (11)$$

其中

$$x = \frac{2\pi^2 k T}{\hbar \omega_c}, \quad \omega_c = \frac{e B}{m^*}.$$

图3为样品 TA1 在几个温度下的纵向磁阻振荡波形。由任一个波峰在两个温度的振幅之比可用(11)式解得 x , 从而得到 m^* ; 这是费密面所在的电子有效质量。已知 m^* 就可由(8)式求得费密能级。所得结果列在表2中。

已有很多实验证明, Kane 能带模型对 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 是适用的。对组分 x 较小的材料,其导带的非抛物线性较强,电子有效质量与波矢 k 或能量 E 有关。在费密能级处的有效质量 m^* 与导带底的有效质量有如下关系:

$$m^*(\zeta) = m_0^* \left(1 + \frac{2\zeta}{E_g}\right). \quad (12)$$

由已知的 $m^*(\zeta)$, ζ 和 E_g 就可求得 m_0^* 。三个样品的 m_0^* 列于表2。如按最近推导的理论公式^[10],

$$\frac{m_0^*}{m_0} = 0.05966 \frac{E_g(E_g + 1)}{E_g + 0.667} \quad (13)$$

计算,则其结果分别为 1.79; 0.22; 1.32, 比按(12)式推得的数据低 20—40%。这一偏差可

能是由于两种不同的近似所引起的。

3. 朗道能级的自旋分裂

自(9)式可求得自旋分裂的实验值 δ_{exp} , 对于 TA1 样品得到

$$\delta_{\text{exp}(N=1)} = 0.48; \delta_{\text{exp}(N=2)} = 0.45; \delta_{\text{exp}(N=3)} = 0.43.$$

这三个数值有一系统误差存在。如果零磁场的费密能级为 $\zeta(0)$, 由于能级密度分布受到磁场的影响, 加磁场后的 $\zeta(B)$ 将略有改变, 借用 Kichigin^[11] 对抛物形能带给出的两者的关系

$$\zeta(B) = \zeta(0) \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{\hbar \omega_c}{2\zeta(0)} \right)^2 \right], \quad (14)$$

将上述 $\delta_{\text{exp}}(B)$ 转标成 $\delta_{\text{exp}}(0)$ 则分别为 0.46; 0.44; 0.43。对非抛物形导带 $N=1$ 的修正可能更大些。因此平均值为 $\overline{\delta_{\text{exp}}(0)} = 0.44$ 。

4. 横向磁阻的 0^+ 峰

图 1 曲线 b 表明, 横向磁阻出现 0^+ 峰, 而纵向磁阻则没有此峰。所研究过的样品都是如此。这与 InSb 中的情况相似。目前可能的解释是这样: 在 1^- 之后, 电子都在 $N=0$ 的两个自旋分裂带内, 0^+ 峰的出现要求所有电子的自旋转向同一方向。在 $E \parallel B$ 时, 散射引起自旋反转的几率很小, 而在 $E \perp B$ 时, 电场的微扰足以引起自旋反转。因而横向磁阻容易出现 0^+ 峰而纵向则没有。

0^+ 峰的位置提供了另一个求 δ 的方法。Гуревич 等人^[12]考虑了温度的影响给出

$$B_0^+ = \frac{2\hbar c}{e} \left(\frac{\pi^2 n}{2} \right)^{2/3} \left[\delta^{1/3} + 0.536 \left(\frac{kT}{\hbar \omega_c} \right)^{1/3} \right]^{-3}. \quad (15)$$

用实际数据 B_0^+ 按上式计算得到的 TA1 样品的 $\delta = 45$; 考虑到费密能级的修正, 上节取平均值 $\bar{\delta} = 44$, 是比较精确的。

表 2

样品编号	组分 x	E_g (meV)	$\Delta(1/B)$ T^{-1}	n (10^{19}cm^{-3})	$m^*(\zeta)/m_0$ (10^{-3})	$\bar{\delta}$	g^*	ζ (meV)	m_g^*/m_0 (10^{-3})
TA1	0.172	20.21	0.96	6.02	7.05	0.44	124.8	20.0	2.37
TA2	0.162	2.43	0.86	7.10	7.60	0.45	118.4	21.5	0.40
TA3	0.169	14.88	0.81	8.00	7.90	0.44	111.4	22.5	1.96

5. 有效 g 因子 g^*

由 m^* , δ 之值按(3)式求出 g^* , 列在表 2 中。这也是费密能级所在的有效 g 因子。而导带底的 g_0^* 则可从下式得到:

$$g_0^* = \frac{m_0}{m_g^*} \frac{\Delta}{\Delta + \frac{3}{2} E_g}, \quad (16)$$

其中 Δ 为自旋-轨道分裂能, 一般知道 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 系各化合物 ($0 \leq x \leq 1$) 的 Δ 值在

0.8--1.0eV 之间,对于这里几个样品都有 $\Delta \gg 3/2 E_g$, 因而 g_0^* 就近似于 m_0^* 的倒数,对 TA1 和 TA3 样品, g_0^* 在 500 上下,而 TA2 样品则就更大。

本实验的样品是由李捍东同志提供的;组分由陈伯良等同志测定;傅柔励和方浩同志参加了部分实验工作,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] 傅柔励、郑国珍、汤定元, 半导体学报, **3**(1983), 230.
- [2] G. Nimtz, B. Schlicht and R. Dornhaus, *Narrow Gap Semiconductors*, Springer tracts in modern physics. **96** (1983), p. 119—304.
- [3] M. Averous, J. Calas *et al.*, *Solid State Commun.*, **34**(1980), 639.
- [4] Н. Г. Глузман и др., *Ф. Т. П.*, **13**, (1979), 466.
- [5] G. A. Antcliff, *Phys. Rev.*, **B2**, (1970), 345.
- [6] K. Suizu and Narita, *Solid State Commun.*, **10** (1972), 627.
- [7] С. А. Алиев и др., *Ф. Т. П.*, **9** (1975), 2212.
- [8] Laura M. Roth and Petros. *Semiconductors and Semimetals*, (1966), chapter 6, Vol. 1.
- [9] Chu Janhao, Xu Shechou and Tang Dingyuan, *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 1064.
- [10] 褚君浩, 红外研究, **4**, (1985), 439.
- [11] P. A. Kichigin *et al.*, *Solid State Commun.*, **37**(1981), 345.
- [12] Л. Э. Гуревич и А. Л. Эфрос, *ЖЭТФ*, **43** (1962), 561.

SHUBNIKOV-DE HAAS OSCILLATION IN $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

ZHENG GUO-ZHEN GUO SHAO-LING TANG DING-YUAN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

An experimental investigation was made about SdH effect in $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ at various temperatures in the range 2.3--24 K. The longitudinal and transverse magnetoresistance oscillations were measured and the spin split peaks ($N > 3$) were clearly observed. The effect of non-parabolic conduction band and the shift of Fermi level with magnetic field on the experimental results have been discussed.