

Hg_{1-x}Cd_xTe 表面电子的子能带结构

褚君浩 糜正瑜

(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)

讨论了 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构 N 型反型层电子子能带结构的理论和实验研究结果。描述了采用电容-电压谱, 回旋共振谱和磁导振荡谱定量地研究电子子能带结构的模型和方法。推导得到的子能带色散关系, 朗道能级和有效 g^* 因子, 与测得的子能带电子的回旋共振和自旋共振结果符合得很好, 从而可以定量地研究由于表面电子的自旋轨道相互作用引起的零场分裂效应, 朗道能级的移动、交叉, 波函数的混合效应以及电致自旋分裂的色散关系。

关键词: 碲镉汞(Hg_{1-x}Cd_xTe), 子能带, 二维电子气, 量子阱, 磁光效应。

1 引言

研究窄禁带半导体 MIS 结构的反型层子能带对于红外探测器的研制和二维电子气的研究具有重要的意义。对于 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 半导体, 费密能级靠近价带顶, 当所加的偏压使半导体表面反型构成量子阱时, 在阱内形成若干分立的量子化能级, 造成垂直于表面方向能量量子化, 而在平行于表面的方向上能量连续分布, 形成二维电子气子能带。

在 Hg_{1-x}Cd_xTe 反型层子能带中, 电场可达 $\mathcal{E} \sim 10^5$ V/cm, 电子有效质量为 $m^* \sim 0.01 m$ 的数量级, 因而很容易采用测不准关系来判断反型层量子阱中的基态电子能量 E_0 及束缚长度 z_0 [1]。

$$p_0 z_0 = \sqrt{2m^* E_0} \cdot z_0 \approx \hbar \quad (1)$$

对三角阱近似来说, $E_0 \approx e\mathcal{E}z_0$ 。于是有

$$\begin{cases} E_0 \approx \frac{(e\hbar\mathcal{E})^{2/3}}{(2m^*)^{1/3}} \approx 100 \text{ meV}, \\ z_0 \approx \frac{\hbar^{3/2}}{(2m^*e\mathcal{E})^{1/3}} \approx 10 \text{ nm}. \end{cases} \quad (2)$$

对更高的能级 E_1, E_2, \dots 来说, 束缚长度也大, 由此估算, 可给出 Hg_{1-x}Cd_xTe 反型层中量子阱的大致图象。

由于窄禁带半导体子能带的能量可与禁带宽度相比拟, 因而它具有一些新的特征。例如, 由于子能带电子的有效质量较小, 子能带电子的态密度亦较小, 于是在通常的表面电子

浓度下($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), 也会有几个子能带同时被电子占有. 同时, 小的电子态密度使多体效应很小, 以致可以很好地应用 Hartree 近似. 此外, 导带具有很强的非抛物带效应, 使平行于表面运动的二维电子气与垂直于表面的运动有很大的耦合, 这就使色散关系变得复杂. 再如反型层中的子能带电子会由于隧道效应穿透到连续的价带态, 引起 Fano 共振效应. 窄禁带半导体反型层子能带电子的另一个显著的特征是自旋简并因表面势的作用而消除. 对于体样品来说, 自旋轨道相互作用的 k 依赖项 $(\nabla U \times \mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ 的微扰将消除重空穴带的二重简并, 引起价带顶离开 Γ 点而向着 $\langle 111 \rangle$ 方向移动一个很小的距离, 并使价带顶极值高于 Γ 点. 但由于晶体势的梯度 ∇U_{bulk} 较小, 因而这一贡献很小, 难以在实验中观察到. 但对于表面, 由于垂直于样品表面的电场很大, 它对子能带结构就有很大影响, 将使子能带具有较大的电致自旋分裂效应. 这一效应将引起子能带色散关系在零磁场下分裂为二支, 引起朗道能级的移动、交错以及朗道能级波函数的混合等一系列新现象. 本文试图概括地描述和讨论最近十年来关于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 表面电子的子能带结构的研究进展, 其中包括作者近年来在理论和实验两个方面对这一问题的一些新的定量研究结果.

2 子能带结构的理论描述

窄禁带半导体的电子能带结构由导带(二重的 Γ_6 带)、两个价带(四重的 Γ_8 带)及自旋-轨道裂开带(二重的 Γ_7 带)组成. Γ_6 、 Γ_8 之间的能隙很窄, Γ_7 带远离 Γ_6 、 Γ_8 带, $\Delta \gg E_g$. 在 Γ 点附近, 窄禁带半导体的能带结构可以很好地由 Kane 模型描述. 这也是窄禁带半导体的子能带理论的基础.

1972 年 Stern 等人^[2] 提出处理 Si 等抛物型能带半导体子能带结构一带自洽计算方法, 这是窄禁带半导体表面电子子能带结构理论的另一基础. 然而, 由于能带混合、非抛物带效应以及共振态等特征, 窄禁带半导体子能带结构的计算是比较复杂的. 这里仅扼要介绍这一问题研究的概况.

Ohkawa 和 Uemura^[3] 根据表面势的三角阱近似, 利用 WKB 方法将 Kane 的哈密顿对角化, 计算了 $\text{Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.21}\text{Te}$ 的子能带色散关系. 他们发现了色散关系中很大的自旋分裂效应, 以及朗道能级的反转现象, 然而他们的计算不是自洽的, 很难定量地和实验结果相比较. Takada 等人^[4~7] 报道了窄禁带半导体子能带结构的 Hartree 自洽计算方法. 他们发展了一种方法, 即把 6×6 的 Kane 哈密顿矩阵简约为 2×2 的矩阵, 从而把问题简化为一个一带近似. 在他们的计算中, 通过引入与 k 有关的电子有效质量, 计入了导带的非抛物性, 但却忽略了导带与价带的相互作用. Marques 和 Sham^[8] 从 6×6 的 Kane 哈密顿矩阵出发, 用自洽计算方法计算了 InSb 的子能带结构. 这一方法原则上也适用于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Zawadzki^[9] 将 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 理论公式化, 推导出子能带结构并发展了子能带电子的光跃迁理论. 他采用了三角阱近似, 并且没有考虑自旋, 因而他的计算是基于 4×4 的哈密顿矩阵, 这样得到的色散关系与基于更精确的 6×6 矩阵得到的结果有所不同. Merkt 等人^[10] 则在表面空间电荷层的三角阱近似下采用三能级的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 理论, 即 6×6 矩阵, 计算了子能带结构. 此后, Malcher 等人^[11] 也进行了 2×2 , 6×6 , 8×8 矩阵的计算. 不过, 在以上所有计算中均没有考虑 Zener 隧道效应. 然而, 由于窄禁带半导体子能带能量可以和禁带宽度相比拟, 因而这

一效应十分重要。

Brenig 和 Kasai^[12] 在他们的工作中用格林函数方法处理了 Zener 隧道效应, 计算了由此引起的子能带的加宽和移动. 他们的理论是基于修正的 Takada 等人的理论. 在窄禁带半导体子能带的计算中, 价带和导带的耦合起着十分重要的作用. 有两种耦合机制. 一种是体能带结构的 $k \cdot p$ 耦合, 另一种是由于表面电场引起的 Zener 耦合. 前者使能带结构呈现非抛物性, 如二维子能带的态密度依赖于能量, 可以在子能带计算中用适当的动能算子来加以考虑. 后者导致了子能带态与连续的体价带态简并的共振特征, 引起子能带能级的移动和加宽. Rössler 等人^[11,13] 曾对此作了详细讨论, 然而要精确地处理这个问题并非易事.

一些研究者还研究了自旋轨道相互作用的 \hbar -线性项对子能带结构的影响. 关于这一问题的新的研究方法和结果将在下文详细论述.

3 子能带结构的唯象理论

在子能带结构的理论处理方法中, 一般采用一维泊松方程与薛定格方程联立求解的方法. 由于泊松方程中电荷密度包括子能带电子波函数的分布, 它需要从解薛定格方程得到, 而薛定格方程中又包含了表面势函数, 它要从解泊松方程才能得到, 因而需要自洽求解, 以得到子能带能量和波函数的分布, 但在子能带的哈密顿中要用 $\frac{1}{\phi} \partial_z$ 代替 $\hbar k_z$, 并加上表面势

$$H_{\text{subband}} = H_{8 \times 8} \left(k_z \rightarrow \frac{1}{\phi} \partial_z \right) + V(z) I_{8 \times 8}. \quad (3)$$

然而常用的自洽计算方法在很大程度上依赖于边界条件的选取, 因而不一定能与实验结果一致, 例如采用波函数指数衰减的边界条件与采用波函数在带中间为零的边界条件所算得的子能级能量可以相差 10~20 meV^[11]. 为此, 除了进一步完善子能带理论外, 还需要建立一种方法, 能够直接从样品的实测结果给出该样品子能带的重要特征, 也就是建立一个子能带结构的唯象理论, 只要输入实验测量结果, 就可以输出子能带结构. 这样获得的结果也是子能带结构的直接实验结果, 可用来进一步分析磁光共振等现象, 它也是进一步分析 Zener 共振、自旋轨道相互作用、 \hbar 和 \hbar^3 项的贡献的实验基础, 同时也可以用来对不同理论模型进行比较.

为了方便起见, 本文主要讨论 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构的 N 型反型层子能带在电量子限条件下的结构. 在这种情况下, 只有基态子能带被电子占据, 因此可以更清楚地显示子能带的各种物理量的性质. 图 1 表示 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构样品在反型时表面能带弯曲的情况. 图中 $V(z) = -\varphi(z)$ 代表表面势的负值, E_0 为子能带能量, E_F 为费密能量, $D(E)$ 为子能带电子态密度, z_i 为反型层厚度, z_d 为耗尽层厚度, z_{av} 是反型层内电子到表面的平均距离, $E_{0,av}$ 是反型层基态电子子能带到导带底的平均能量.

为了在一定程度上替代薛定格方程的严格求解, 假定子能带能量 E_0 可以展开成表面电子浓度 N_s 的级数, 由此引进一次项系数 E_{01} 和二次项系数 E_{02} , 再引进一个描述波函数分布的特征参数 $j \equiv z_{av}/z_i$, 这样就可以把子能带电子看成主要分布在 z_{av} 的地方, 从而可用于计算子能带电子的有效质量. 采用这些描述能量和波函数的简化表达式, 与泊松方程联

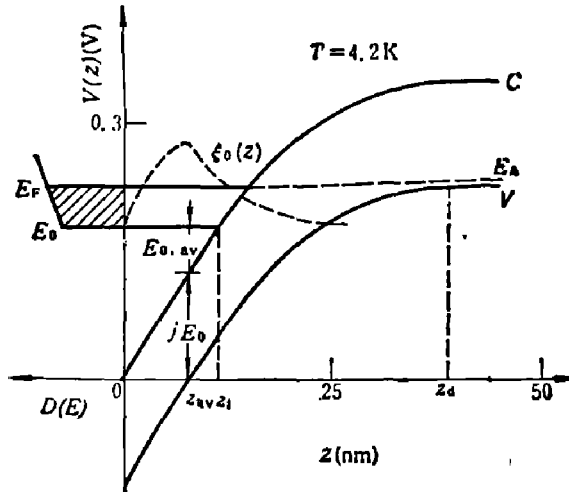


图1 P型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) MIS 结构样品反型时表面能带弯曲的情况

Fig. 1 Surface band bending for P-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ MIS structure sample on inversion with $x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and $N_S=3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ at 4.2K

立, 就可以给出子能带结构. 为了确定其中所引入的物理参数, 需要通过计算体系的电容、子能带电子的有效质量来拟合实际测得的 $C-V$ 曲线, 以及从回旋共振实验得到的有效质量实验值, 同时也要求与表面磁导 (SdH) 振荡实验给出的 N_S 对偏压的关系一致. 这样便可以定量地得到与 N_S 有关的子能带结构的详细特征.

根据这一物理思想, 可以写出下列方程组^[4,15]:

$$\begin{cases} \frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon\epsilon_0}, & (4a) \\ E_0 = E_{00} + E_{01}N_S + E_{02}N_S^2, & (4b) \\ j = \frac{z_{av}}{z_i} = \frac{E_0 - E_{0,av}}{E_0}, & (4c) \\ N_S = \int_{E_0}^{E_F} \frac{m^*(E)}{\pi\hbar^2} dE, & (4d) \\ e\phi_S = E_F + (E_g - E_A). & (4e) \end{cases}$$

其中

$$\rho(z) = \rho_S(z) + \rho_{dep}(z), \quad (4f)$$

$$\rho_{dep}(z) = \begin{cases} -eN_A, & (0 < z < z_a) \\ 0, & (z_a \leq z) \end{cases} \quad (4g)$$

$$\rho_S(z) = -e \sum_i N_i \xi_i^2(z). \quad (4h)$$

式(4b)和式(4c)在一定程度上替代了薛定格方程, 其中的有关参数要通过与实验结果的拟合来确定. E_{01} 与 E_{02} 都是小量. 分析表明, E_0 展开到二次项, 在 $N_S \leq 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 范围内已足够描述子能带能量 E_0 与 N_S 的关系. 式(4d)可以根据文献[16], 考虑非抛物带而导出. $\xi(z)$ 是子能带电子波函数的包络函数, 可以采用一般形式下的 Fang-Howard 波函数^[17]

$$\xi_0(z) = \left(\frac{1}{2} b^3\right)^{1/2} z e^{-bz/2}. \quad (5)$$

在波函数表达式(5)中, 参数 b 与式(4c)所定义的波函数分布参数 j 具有内在联系, 可通过与实验结果的拟合而获得 j , 从而确定 b .

在以上方程中包含了一些物理参数, 需要用这组方程计算几个可以与实验结果比较的物理量, 然后用实验结果来制约这些参数值. 这里我们采用 4 个实测物理量: MIS 结构的电容 C , 表面电导反型阈值电压 V , 由回旋共振实验给出的费密能级处的子能带电子有效质量 $m^*(E_F)$, 以及由 SdH 振荡实验给出的反型层电子浓度 N_S 对偏压 V_g 的关系. 如果 MIS 结构电容的面积为 A , 则根据式(4), 采用下列公式

$$C_S = e \left(\frac{\partial N_S}{\partial \phi_S} + N_A \frac{\partial z_a}{\partial \phi_S} \right) \cdot A, \quad (6a)$$

$$C = \frac{C_i C_S}{C_i + C_S}, \quad (6b)$$

$$N_s = \frac{C_i}{eA} (V_g - V_t) - N_A z_0, \quad (7)$$

$$\frac{m^*(E)}{m_0^*} = 1 + \frac{2(E - jE_0)}{E_g}, \quad (8)$$

计算出电容谱、有效质量以及 N_s 对 V_g 的关系, 并通过与实验结果的拟合, 便可确定式(4b)和(4c)中的有关物理参数, 从而确定子能带结构. 在计算有效质量时考虑了波函数分布引起的修正. 如果把电子平均地看作位于距表面 z_{av} 处, 那么该处电子能量到导带底的能量差将为

$$E_{av} = E - jE_0, \quad (9)$$

于是子能带电子有效质量的计算公式将由式(8)给出. 在以上表达式中, 式(6)与 $C-V$ 实验结果相拟合, 式(7)计算结果须与 SdH 得出的 N_s 对 V_g 的关系符合, 式(8)计算结果则应与回旋共振所得的有效质量结果一致.

式(4b)中 E_{00} 由

$$E_{00} = \frac{C_i^2 (V_t - V_{F0})^2}{2\epsilon\epsilon_0 e N_A A} - (E_g - E_A) \quad (10)$$

给出, 其中 V_t 由表面电导反型阈值电压给出. 由于 $C-V$ 曲线耗尽区平直部分的斜率所表示的直线通过 (V_{F0}, C_i) 点, 因而 V_{F0} 与 C_i 只有一个待定参数. 在拟合计算中, j 以及 E_{01} (E_{02}) 和 V_{F0} 为三个可调节的参数, 计算要求符合回旋共振和 SdH 实验结果, 并要与 $C-V$ 曲线拟合, 因而结果是唯一的. 由此可得到与 N_s 有关的描述子能带结构的各种物理量, 详细计算过程参见文献[15].

4 子能带结构的实验研究

为了采用以上模型获得子能带结构, 需要测量样品的 $C-V$ 、SdH 及回旋共振谱. 实验采用 MIS 结构的样品. 将 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品抛光、腐蚀后用阳极氧化方法生成一层厚约 90 nm 的阳极氧化膜, 然后蒸镀一层约 1 μm 厚的 ZnS 钝化膜, 再涂上一层约 1 μm 厚的腊克, 最后再蒸镀金属栅极. 有些样品用 SiO₂ 作为绝缘层. 测量 $C-V$ 曲线时, 采用差分电容测量方法, 精度可达 0.005 pF/V, 测量原理见文献[18]. 测量表面电导、磁导振荡以及回旋共振的样品, 金属栅极采用半透明的 Ni-Cr 合金, 上面再蒸镀上同心环铝电极. 在同心环电极间加上 ~10² MHz 的高频电压, 高频电流从样品表面上通过, 同时加上低频偏压, 用锁相技术测量表面电导. 如果加上垂直于样品表面的磁场, 就可以测量 SdH 振荡效应. 所测样品的 $C-V$ 曲线、表面电导以及 $B=7T$ 条件下的 SdH 效应曲线在图 2 中给出.

如果在垂直于样品表面和平行于磁场方向加上远红外激光, 测量样品表面在平带电压 V_{F0} 与所加偏压 V_g 时的反射率之差 ΔR , 并且扫描磁场, 则可以测得回旋共振信号. 图 3 是 $x=0.234$ 的 P 型液相外延 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品在不同表面电子浓度 N_s 时的表面回旋共振曲线. 从图中可以看到回旋共振峰以及共振峰随 N_s 的移动. 从共振峰位置可以计算出费密能级处的子能带电子的有效质量.

对于一个用液相外延方法生长的 $x=0.234$ 、 $N_A=4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构样品, 它的 $C-V$ 曲线的拟合计算结果由图 2 中的虚线表示. 表 1 为拟合参数及有关物

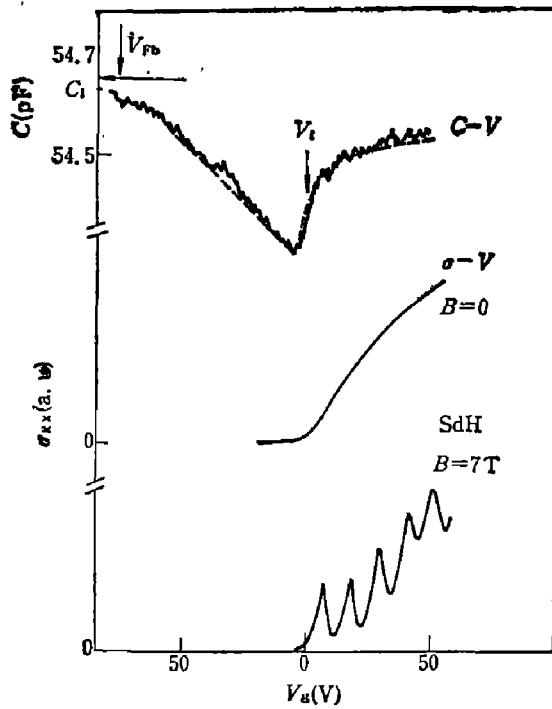


图2 P型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品的反型层的电容谱、表面电导和表面 SdH 振荡

Fig. 2 Capacitance spectroscopy, surface conductivity and surface magnetoconductivity oscillation spectroscopy for inversion layer of P-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

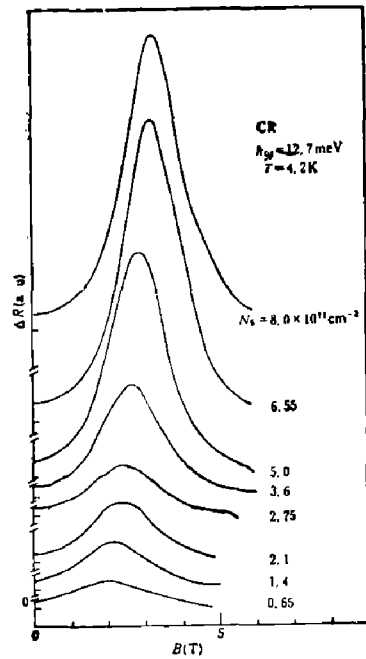


图3 P型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品在不同表面电子浓度 N_s 下的回旋共振谱

Fig. 3 Cyclotron resonance spectroscopy for P-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ sample with $x=0.234$ and $N_A=4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at different surface electron concentration N_s at 4.2K

表1 液相外延样品的有关物理参数

Table 1 Physical parameters of the LPE-grown sample

C_i (PF)	V_{fb} (V)	V_i (V)	j	E_{00} (eV)	E_{01} (eV·cm ²)	E_{02} (eV·cm ⁴)	E_g (eV)	E_A (eV)
54.65	-75	0	0.84	0.146	1.2×10^{-13}	-5×10^{-26}	0.128	0

理量. 图4中“o”表示 $C-V$ 拟合计算所得的 N_s-V_g 关系, “·”表示从 SdH 振荡实验所得的 N_s-V_g 关系. 从 $C-V$ 拟合计算得到的 $m^*(E)-N_s$ 关系见图5, 图中“·”表示从回旋共振实验得到的结果. 从图2、4、5可见, 根据上述模型进行的拟合计算同时符合了 $C-V$ 、SdH 及回旋共振实验结果, 从而可得到符合实际情况的样品子能带结构. 上述样品在表面电子浓度 $N_s=3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时的表面能带弯曲情况及子能带结构已定量地在图1中表示出来. 基态子能带能量 E_0 、费密能量 E_F 对 N_s 的关系由图6表示. 反型层平均深度 z_0 以及耗尽层厚度 z_d 对 N_s 的关系由图7中曲线表示. 从图6、7可见, 当表面电子浓度 N_s 从0增加到 $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时, E_0 从0.146eV增加到0.206eV, 费密能级 E_F 从0.146eV增加到0.276eV, 耗尽层厚度从35.5nm缓慢地增加到41nm, 而反型层厚度变化不大, 从11.2nm减小到10.7nm.

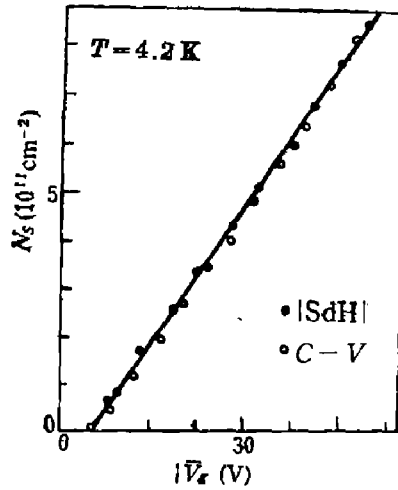


图 4 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品表面电子浓度 N_s 对偏压 V_s 的关系 (“o”为 C-V 拟合计算结果, “·”为 SdH 振荡实验结果)

Fig. 4 Surface electron concentration N_s versus bias V_s for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) sample at 4.2K

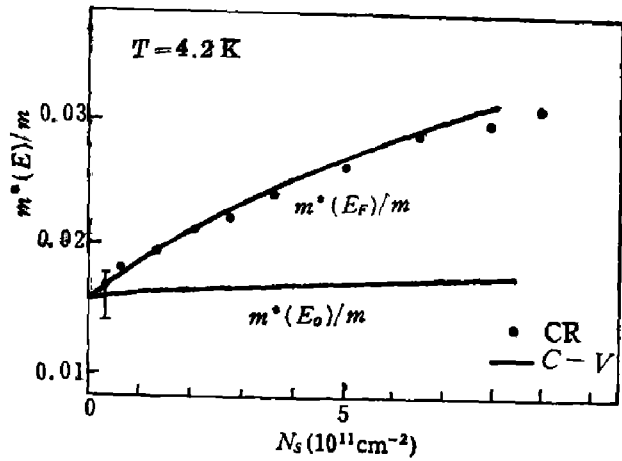


图 5 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品子能带电子有效质量对表面电子浓度的关系 (实线为 C-V 拟合计算结果, “·”为回旋共振实验结果)

Fig. 5 Subband electron effective mass versus surface electron concentration for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

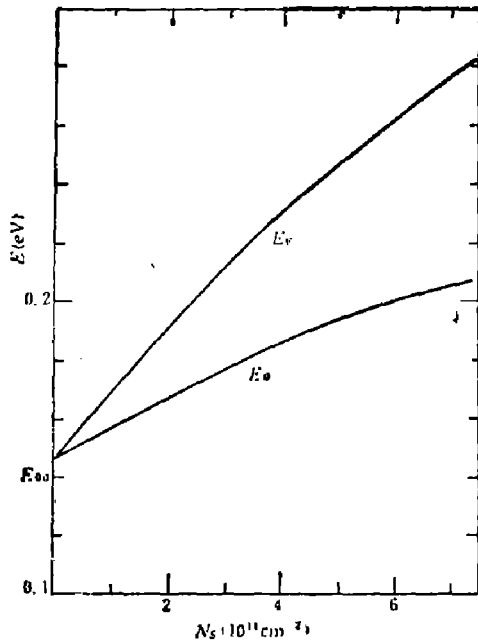


图 6 Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品的基态子能带能量 E_0 , 费密能级 E_F 随反型层电子浓度 N_s 的变化关系

Fig. 6 The ground state subband energy E_0 and the Fermi level E_F versus surface electron concentration N_s for Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

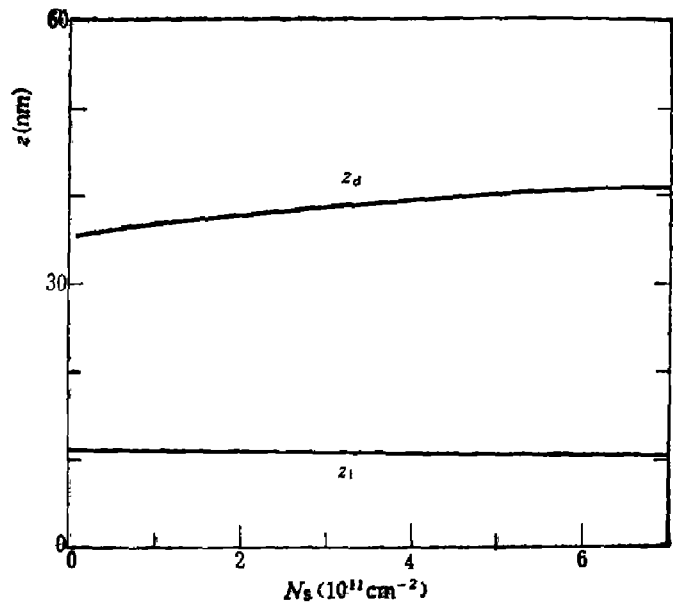


图 7 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品的反型层平均厚度 s_i 和耗尽层厚度 s_d 对表面电子浓度 N_s 的关系

Fig. 7 Inversion layer thickness s_i and depletion layer thickness s_d versus surface electron concentration N_s for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

我们采用物理参数拟合模型,从实验测量结果直接给出了依赖于 N_s 的子能带结构. 在分析中,要特别注意共振缺陷态对子能带结构的影响. 对于高浓度 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 体材料 MIS 结构样品,在 $O-V$ 曲线反型区之前的偏压区域曾观察到一个峰^[18],说明在导带底以上存在一个共振缺陷态. 从这个峰的位置和线型可以计算出这个共振缺陷态的浓度和能量位置. 由于共振缺陷态所束缚的电子是局域化的,它的填充和释放过程对电容有贡献(但不参与回旋共振和 SdH 磁导振荡),因此在拟合 $O-V$ 曲线时,必须计及共振缺陷态对电容的贡献,才能获得正确的子能带结构随表面电子浓度 N_s 的变化关系. 作者将在另文中详细讨论这一问题.

5 色散关系和朗道能级

Bychkov^[19]和 Rössler^[20]曾从理论上考虑了窄禁带半导体子能带自旋轨道相互作用项以及 k^3 项对表面子能带电子能量状态的影响,定性地揭示了子能带色散关系和朗道能级的主要特征. 文献[21]在此基础上推导了窄禁带半导体子能带色散关系和朗道能级的表达式,其中所包括的子能带结构的物理量以及表面自旋轨道耦合强度,则根据实验测得的结果来确定. 这是首次定量地给出了 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 反型层电子子能带色散关系和朗道能级,并对零场分裂效应和朗道能级交叉效应给出定量的描述.

根据 Kane 的非抛物带模型,考虑子能带的能量量子化,可以解得子能带色散关系为

$$E_{\parallel} = -\frac{E_{g,eff}}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_{g,eff}}{2}\right)^2 + E_g \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_0^*}} \quad (11)$$

或

$$E_{\parallel} = -\frac{E_{g,eff}}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_{g,eff}}{2}\right)^2 + E_{g,eff} \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*(E_i)}} \quad (12)$$

这里 $E_{g,eff}$ 是有效禁带宽度,它与子能带底能量 E_i 的关系是

$$E_{g,eff} = E_g + 2E_i \quad (13)$$

m_0^* 和 $m^*(E_i)$ 分别是导带底和子能带底的电子有效质量,并有

$$m^*(E_i) = \left(1 + \frac{2E_i}{E_g}\right) m_0^* \quad (14)$$

在以上公式中,如果考虑到 E_i 对 z 的依赖性, E_i 应当用 $E_{i,\infty}$ 来代替.

由式(11)或(12)所描述的色散关系中没有计入自旋轨道互作用的与 k 有关的项 $(\nabla U \times k) \cdot \sigma$,如果考虑这一项的贡献,子能带色散关系将具有较大的零场分裂效应^[19]. 当没有磁场时,子能带电子的哈密顿可以写成

$$\begin{cases} H_{\parallel} = H_0 + \hbar\alpha\sigma \cdot (k \times \mathcal{E}), \\ k = (k_x, k_y, 0), \\ \mathcal{E} = (0, 0, \mathcal{E}_z). \end{cases} \quad (15)$$

式中 H_0 为不考虑自旋轨道耦合时的哈密顿项,第二项为自旋轨道耦合项即 Bychkov-Rashba 项,其中 α 为耦合常数,于是有久期方程

$$\begin{vmatrix} E_{\parallel} - E & i\hbar\alpha\mathcal{E}_z k_y e^{-i\varphi} \\ -i\hbar\alpha\mathcal{E}_z k_x e^{i\varphi} & E_{\parallel} - E \end{vmatrix} = 0, \quad (16)$$

E_{\parallel} 由式(11)或(12)给出. 解方程(16), 得

$$E_{\parallel, \mp} = -\frac{E_{g, \text{eff}}}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_{g, \text{eff}}}{2}\right)^2 + E_g \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_0^*} \pm \hbar\alpha \mathcal{E}_z k_{\parallel}} \quad (17)$$

这里, 等式左边的 \mp 号分别表示自旋为“-”和“+”的两个态, $\hbar\alpha \mathcal{E}_z$ 表征了表面自旋轨道耦合强度, 并有

$$\begin{cases} \hbar\alpha = \frac{2}{3} \frac{eP^2}{zE_{g, \text{eff}}} \left(\frac{1}{E_{g, \text{eff}}} - \frac{1}{E_{g, \text{eff}} + \Delta} \right), \\ \mathcal{E}_z(z) = -\frac{1}{e} \frac{\partial V(z)}{\partial z}. \end{cases} \quad (18)$$

要严格计算 $\hbar\alpha \mathcal{E}_z$, 必须考虑对电子分布函数求平均. 由式(17)可见, 即使在没有磁场的情况下, 窄禁带半导体子能带的色散关系也会分裂成两支, 而自旋轨道耦合强度则标志了零场分裂的大小.

在有磁场的情况下 ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}_z$), 电子子能带将分裂为一系列朗道能级, 每一朗道能级又分裂为自旋量子数 $s = \pm 1/2$ 的两个能级, 在不考虑自旋轨道相互作用项时, 朗道能级可以写为

$$E'_{n, \pm} = -\frac{E_{g, \text{eff}}}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_{g, \text{eff}}}{2}\right)^2 + E_g \left[\hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B \right]}. \quad (19)$$

如果把描述表面自旋轨道耦合的 Bychkov-Rashba 项作为微扰, 则可以推出哈密顿为

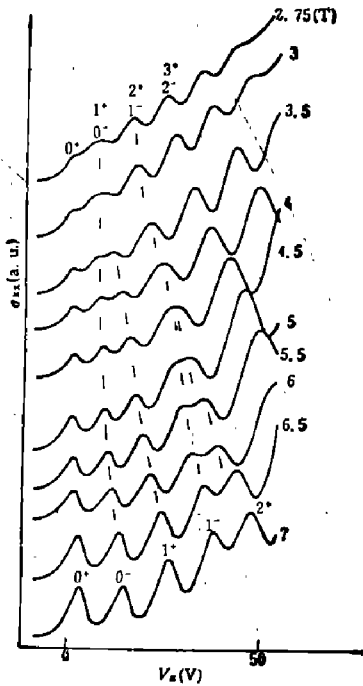


图8 不同磁场强度下 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 的表面 SdH 振荡效应

Fig. 8 Surface SdH oscillation effect at different magnetic fields for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

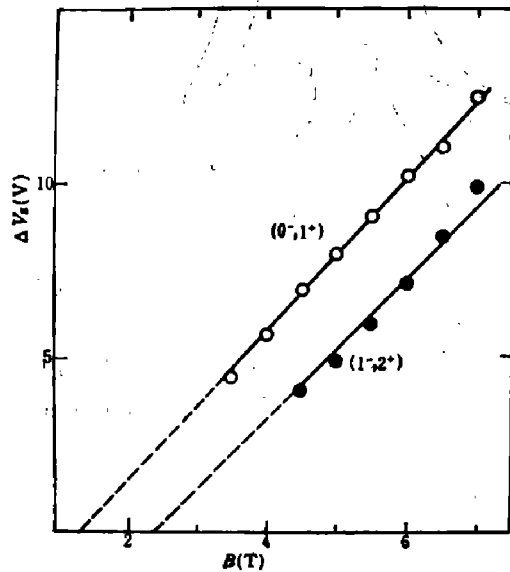


图9 SdH 振荡峰 0^- , 1^+ 间隔和 1^- , 2^+ 间隔随磁场减小而缩短, 分别在 B_1 和 B_2 处缩小到零

Fig. 9 Spacings between SdH oscillation peaks (0^- , 1^+) and (1^- , 2^+) which decrease as magnetic field decreases

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1 & iA\sqrt{n} \\ -iA\sqrt{n} & H_2 \end{pmatrix}. \tag{20}$$

其中 $A = \frac{\sqrt{2}}{\lambda_0} \hbar \alpha c^2$, λ_c 是回旋半径, H_1 和 H_2 是不考虑表面自旋轨道耦合时基态子能带电子在磁场中的哈密顿, 微扰后的能量本征值为

$$E_{n-1, \pm}^{\prime} = \frac{E_{n-1, +}^{\prime} + E_{n, -}^{\prime}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{E_{n, -}^{\prime} - E_{n-1, +}^{\prime}}{2}\right)^2 + A^2 n}. \tag{21}$$

波函数为

$$\begin{cases} \psi_{n, -} = \sqrt{\frac{1+\sqrt{1+c}}{2\sqrt{1+c}}} |n, -\rangle + i \sqrt{\frac{-1+\sqrt{1+c}}{2\sqrt{1+c}}} |n-1, +\rangle, \\ \psi_{n-1, +} = \sqrt{\frac{1+\sqrt{1+c}}{2\sqrt{1+c}}} |n-1, +\rangle + i \sqrt{\frac{-1+\sqrt{1+c}}{2\sqrt{1+c}}} |n, -\rangle, \end{cases} \tag{22}$$

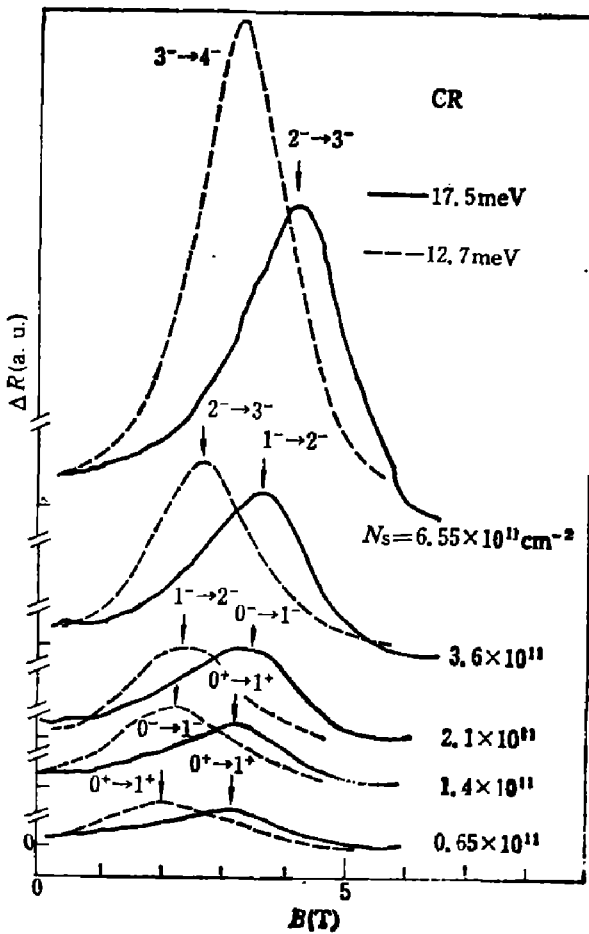


图 10 光子能量为 12.7 meV 和 17.5 meV 时的 P 型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 子能带电子的回旋共振谱

Fig. 10 Measured subband cyclotron resonance spectroscopy with photon energies of 12.7 meV and 17.5 meV for the sample of P-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at different electron concentrations N_s at 4.2K

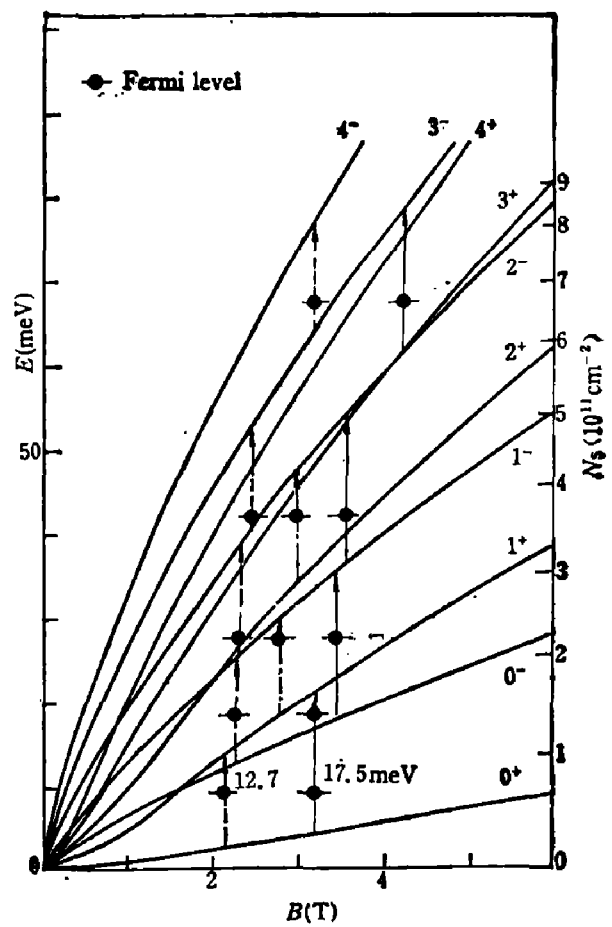


图 11 P 型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 子能带的朗道能级 (箭头表示测得的磁光跃迁)

Fig. 11 The subband Landau levels for P-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

其中

$$c = \frac{4A^2n}{(E_{n,-} - E_{n-1,+})^2} \quad (23)$$

式(21)和(22)给出了窄禁带半导体子能带的朗道能级和波函数。由式(21)可见,描述零场分裂大小的自旋轨道耦合强度 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$, 也会引起磁场中朗道能级的移动,其结果将会把 $E_{n,-}$ 能级向上拉, 而把 $E_{n-1,+}$ 能级向下压, 于是在朗道能级的扇形图上, $E_{n,-}$ 能级就可能与 $E_{n+1,+}$ 能级交叉, 从而出现朗道能级的交叉效应, 交叉点的位置与自旋轨道耦合强度密切相关。这一效应可以在实验中观察到, 并用来定量地确定自旋轨道耦合强度。

图 8 是测得的不同磁场下的 SdH 振荡曲线。每个振荡峰表示一个朗道自旋能级越过费密能级。从图可见, 随着磁场的减小, 0^- 与 1^+ 能级, 1^- 与 2^+ 能级逐渐趋向于交叉, 从能级间距对磁场 B 的关系, 可以外推得到交叉点的磁场强度位置。 0^- 与 1^+ 能级约在 1.25T 处交叉, 1^- 与 2^+ 能级约在 2.35T 处交叉(图 9)。此外, 每个峰代表了一个朗道自旋能级, 包含电子浓度为 $2.4 \times 10^{10} B(T) \text{cm}^{-2}$ 。因而不同朗道能级的能量位置可以通过图 6 所示的 $E_F - N_S$ 关系来确定, 从而得到实测的朗道能级位置。另一方面, 可以用 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 为参数用式(21)计算朗道能级, 使得在算得的朗道能级扇形图上, 1^- 与 2^+ , 0^- 与 1^+ 能级的交叉点以及能级位置与 SdH 实验结果一致。同时, 朗道能级之间的间距符合回旋共振实验所观察到的发生共振光跃迁的磁场强度位置。文献[21]在光子能量 $\hbar\omega = 3.6 \text{meV}$, 10.5meV , 12.7meV 以及 17.5meV 上测量了该样品在不同 N_S 时的回旋共振曲线。图 10 表示光子能量为 12.7meV 和 17.5meV 时 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 子能

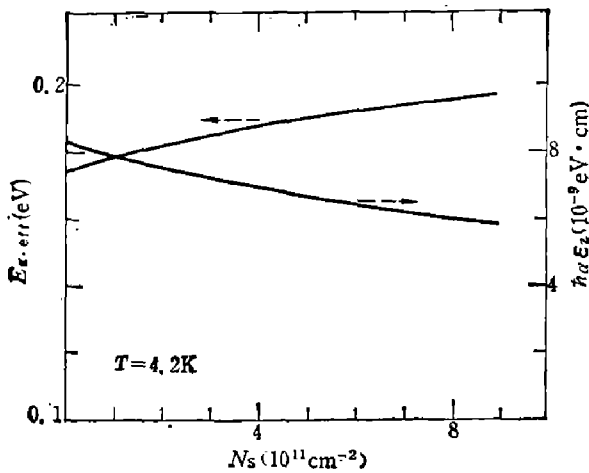


图 12 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 的有效禁带宽度 $E_{g,eff}$ 和自旋轨道耦合强度 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 对表面电子浓度 N_S 的关系
Fig. 12 Effective energy gap $E_{g,eff}$ and spin-orbit coupling intensity $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ versus surface electron concentration N_S for the sample of P-type Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ at $T=4.2\text{K}$

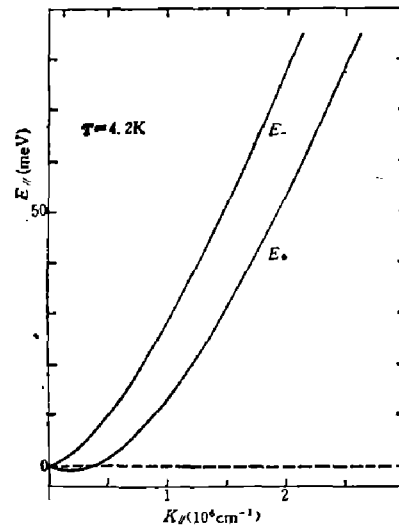


图 13 窄禁带半导体 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 电致自旋分裂的子能带色散关系
Fig. 13 The dispersion relationship of electrically spin-splitting subband for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ at 4.2K

带的回旋共振谱. 图 11 是计算的朗道能级扇形图, 图中虚线箭头和实线箭头分别表示实验测量到的该样品在不同 N_s 时, 光子能量为 12.7 meV 和 17.5 meV 的回旋共振光跃迁. 点划线箭头表示光子能量为 12.7 meV 的自旋共振(见下节讨论). 由此可见, 这样计算所得的朗道能级是符合实际情况的, 而所用的 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 也是正确的. 对于组分 $x=0.234$ 、受主浓度 $N_A=4\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 的 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品, 当 N_s 从 0 变到 $8\times 10^{21}\text{ cm}^{-2}$ 时, $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 从 $8\times 10^{-9}\text{ eV}\cdot\text{cm}$ 渐变到 $6\times 10^{-9}\text{ eV}\cdot\text{cm}$, 如图 12 所示. 图中另一曲线表示该样品有效禁带宽度对 N_s 的变化关系.

根据这样确定的 $E_{g,eff}$ 和 $\hbar\alpha\mathcal{E}_z$ 值, 我们就可以从式(17)画出色散关系, 如图 13 所示. 可见, 当 $k_y=2\times 10^6\text{ cm}^{-1}$ 时, E_- 与 E_+ 的差约为 25 meV. 自旋为“+”支的极小值不在 $k_y=0$ 处, 而在 $k_y\approx 4\times 10^5\text{ cm}^{-1}$ 处, $E_{+,min}^*=-1\text{ meV}$. 这就是说, 窄禁带半导体子能带由于表面自旋轨道相互作用的贡献, 即使在没有磁场时, 色散关系也分裂为两支.

6 子能带电子的波函数混合和有效 g^* 因子

由上一节式(22)可看出, 相邻子能带朗道能级中自旋相反的能级之间波函数发生混合. $\psi_{n,-}$ 除包含 $|n, -\rangle$ 的成份外, 还包含了 $|n-1, +\rangle$ 的成份, $\psi_{n-1,+}$ 除包含 $|n-1, +\rangle$ 的成份外, 还包含了 $|n, -\rangle$ 的成份. 根据式(22), $\psi_{n,-}$ 与 $\psi_{n,+}$ 可以表示为

$$\begin{cases} \psi_{n,-} = c_{n,-}|n, -\rangle + i\sqrt{1-c_{n,-}^2}|n-1, +\rangle, \\ \psi_{n,+} = c_{n,+}|n, +\rangle + i\sqrt{1-c_{n,+}^2}|n+1, -\rangle. \end{cases} \quad (24)$$

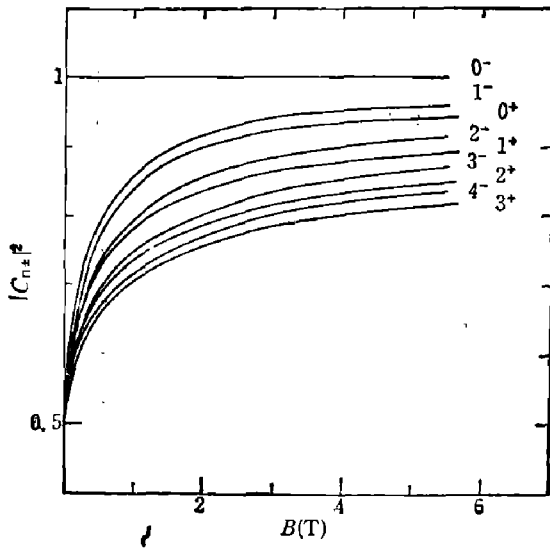


图 14 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品 ($x=0.234$, $N_A=4\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$) 的子能带电子朗道自旋能级的波函数权重

Fig. 14 Weight factors of electron wave-function of subband Landau spin-levels for P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ with $x=0.234$ and $N_A=4\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$

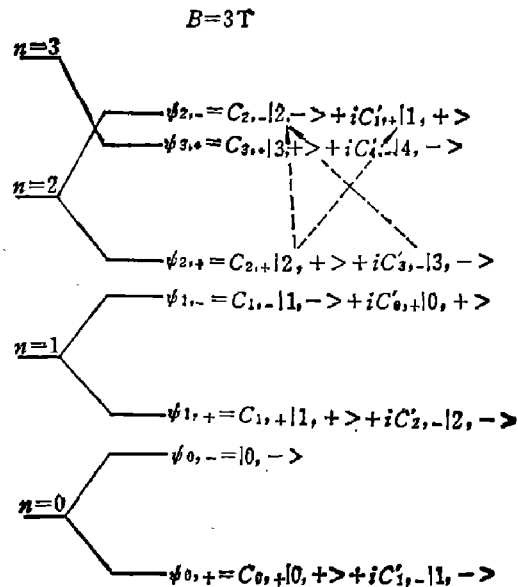


图 15 朗道能级波函数混合和自旋共振光跃迁的示意图

Fig. 15 Schematic diagram of Landau level wave-function mixture and optical transitions of spin resonance

对 $x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 的 N 型反型层子能带, $|c_{n, \pm}|^2$ 随磁场而变化的计算结果示于图 14. 由图可见, 除 0^- 能级以外, $\psi_{n, \pm}$ 主要由 $|n, \pm\rangle$ 的成份构成, 但还包含着 $|n \pm 1, \mp\rangle$ 的成份. 朗道量子数愈大, 这种波函数的混合效应愈明显, 随着磁场增大, 该效应逐渐变小.

式(24)说明, 从理论上讲, $\psi_{n,+} \rightarrow \psi_{n,-}$ 的自旋共振光跃迁是可以观察到的. 这一光跃迁可以包括两个成份. 第一个成份是 $|n, +\rangle \rightarrow |n, -\rangle$ 的自旋共振光跃迁, 这是由导带和价带的波函数混合而引起的光跃迁, 从本质上讲, 它与体材料样品的自旋共振具有相同的起源^[21]. 第二个成份是 $|n, +\rangle \rightarrow |n-1, +\rangle$ 以及 $|n+1, -\rangle \rightarrow |n, -\rangle$ 的光跃迁, 这在本质上是 $\Delta n = -1$ 的回旋共振光跃迁, 也是子能带自旋共振的新的特征. 图 15 给出了朗道能级波函数混合及自旋共振光跃迁的示意图.

文献[23]首次报道了窄禁带半导体子能带电子的自旋共振谱. 由于自旋共振信号约比回旋共振信号小 20 倍, 实验比较困难. 在回旋共振实验系统上改变磁场方向, 可在回旋共振不活动的模式(CRI)上观察到自旋共振信号. 图 16 是测量到的 P 型 Hg_{2-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.21$, $N_A=3.17 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 对光子能量 $\hbar\omega=17.6 \text{ meV}$ 的回旋共振谱和自旋共振

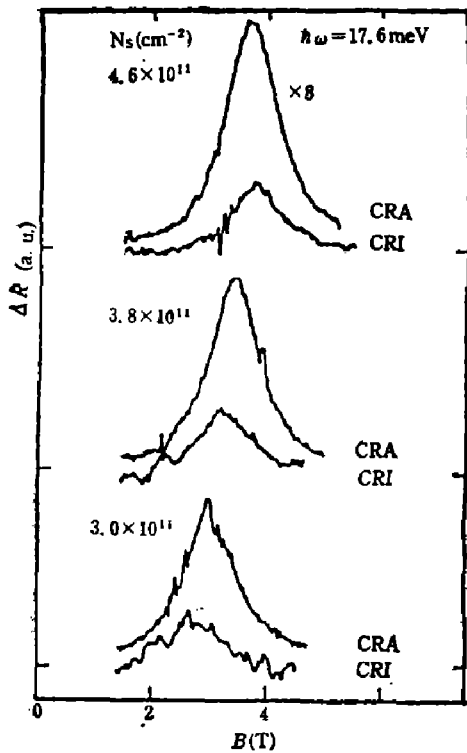


图 16 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.21$, $N_A=3.17 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 表面子能带电子的回旋共振和自旋共振

Fig. 16 Subband electron spin resonance and cyclotron resonance for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe sample with $x=0.21$ and $N_A=3.17 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

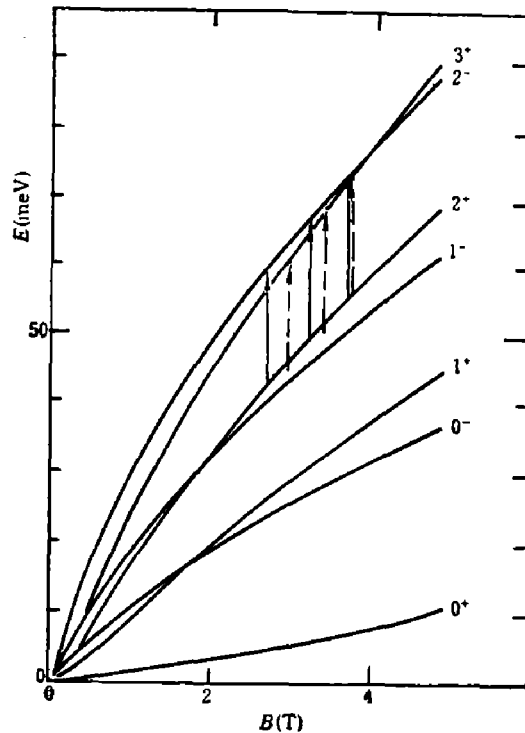


图 17 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 样品 ($x=0.21$, $N_A=3.17 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 表面子能带电子的朗道能级

Fig. 17 Subband electron Landau levels for the sample of P-type Hg_{1-x}Cd_xTe with $x=0.21$ and $N_A=3.17 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

谱, 分别为 $2^+ \rightarrow 3^+$ 的回旋共振和 $2^+ \rightarrow 2^-$ 的自旋共振. 随着表面子能带电子浓度 N_s 的增大, 费密能级移向较高能量处, 共振峰的位置也移向磁场较强的位置. 图中的一个有趣现象是, 随着 N_s 从 $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 增大到 $4.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 自旋共振峰的位置从回旋共振峰的左边(低磁场处)逐渐靠近回旋共振峰, 这是由于朗道能级的交叉效应而引起的. 图 17 表示该样品的朗道能级扇形图. 由于 2^- 能级与 3^+ 能级约在 4T 处交叉, 因此 $2^+ \rightarrow 2^-$ 的自旋共振与 $2^+ \rightarrow 3^+$ 的回旋共振的相对位置随着费密能级的上升而逐渐靠拢. 因此所观察到的自旋共振效应既证明了朗道能级间波函数的混合, 又生动地显示了朗道能级的交叉效应.

图 18 是 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 样品对光子能量 $\hbar\omega=12.7 \text{ meV}$ 的子能带电子自旋共振^[4]. 图中 $N_s=2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时, 费密能级在子能带底以上 26.5 meV 处, 共振峰对应于 $1^+ \rightarrow 1^-$ 光跃迁, $N_s=3.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 时; 费密能级在子能带底

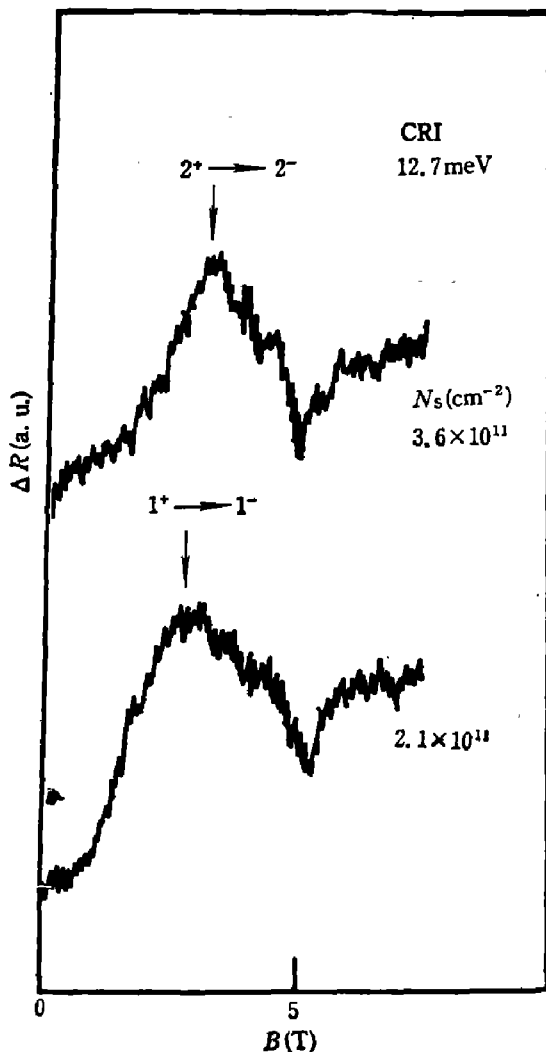


图 18 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 在不同电子浓度时对光子能量为 12.7 meV 的子能带电子自旋共振

Fig. 18 Subband electron spin resonance spectra with photon energy of 12.7 meV for P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

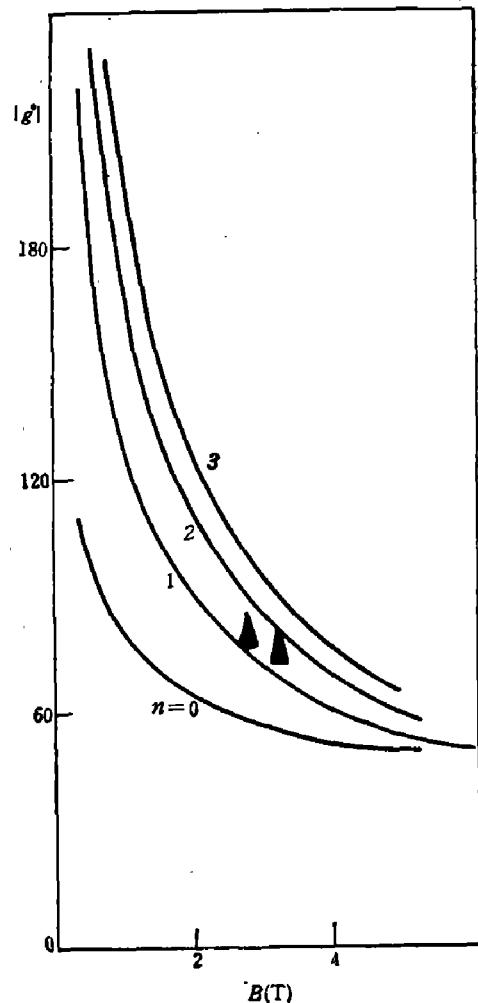


图 19 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品 ($x=0.234$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 基态子能带朗道能级电子的有效 g^* 因子.

Fig. 19 Effective g^* factors of subband Landau levels with $n=0, 1, 2, 3$ for P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ sample with $x=0.234$ and $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at 4.2K

以上 42 meV 处, 共振峰对应于 $2^+ \rightarrow 2^-$ 光跃迁. 这两个共振跃迁分别在该样品的朗道能级扇形图中用点划线表示(图 11).

子能带电子的自旋共振给出了子能带有效 g^* 因子的直接实验结果, 可用来与计算值相比较. 子能带电子的有效 g^* 因子可定义为

$$|g^*| = (E_{n,-} - E_{n,+}) / \mu_B B. \quad (25)$$

由式(21)可看到, 由于表面自旋轨道相互作用, $E_{n,-}$ 能级将被抬高, $E_{n,+}$ 能级被压低, 因而 g^* 增大. 随着 B 的增大, g^* 逐渐减小. 图 19 是该样品基态子能带朗道能级电子的有效 g^* 因子随磁场的变化. 其中曲线是 $n=0, 1, 2, 3$ 朗道能级有效 g^* 因子的计算曲线, 三角点代表从自旋共振测量得到的 $n=1$ 及 $n=2$ 的有效 g^* 因子的实验值. 可见, 子能带电子的自旋共振更清楚地证明了表面自旋轨道相互作用对子能带结构的影响.

本文系统地给出了研究 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 结构 N 型反型层子能带结构的理论和实验方法. 研究表明, 表面子能带电子的自旋轨道相互作用对子能带结构有很大的影响. 本文还对 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 反型层子能带结构给出了基本的和定量的描述.

参 考 文 献

- 1 Koch F, in *Narrow Gap Semiconductors*, Ed W. Zawadzki, Berlin: Springer-Verlag, 1980: 511
- 2 Stern F. *Phys. Rev.*, 1972; **B5**: 4391
- 3 Ohkawa F. J, Uemura Y. *Japan. J. Appl. Phys. Suppl.*, 1974; **2**: 2; *J. Phys. Soc. Jap.*, 1974; **37**: 1325
- 4 Takada Y, Arai K, Uchimura N et al., *J. Phys. Soc. Jap.*, 1980; **49**: 1851
- 5 Takada Y, Uemura Y. *J. Phys. Soc. Jap.*, 1977; **43**: 137
- 6 Takada Y, *J. Phys. Soc. Jap.*, 1981; **50**: 1998
- 7 Takada Y, Arai K, Uemura Y. *Physics of Narrow Gap Semiconductors, Lecture Notes in Physics 152*, Berlin: Springer, 1982: 101
- 8 Margues G E, Sham L J. *Surface Science*, 1982; **113**: 131
- 9 Zawadzki W. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1983; **16**: 131
- 10 Merkt U, Oelting S. *Phys. Rev.*, 1987; **B35**: 2460
- 11 Malcher F, Nachev I, Ziegler A et al., *Z. Phys. B: Condensed Matter*, 1987; **68**: 437
- 12 Brenig W, Kasai H. *Z. Phys. B: condensed Matter*, 1984; **54**: 191
- 13 Ziegler A, Rössler U. *Solid State Commun.*, 1988; **65**: 805
- 14 褚君浩, Sizmann R, Koch F et al., *半导体学报*, 1990; **11**: 332
- 15 Chu JH, Mi Z Y, Sizmann R et al., *Phys. Rev.*, 1991; **B44**: 1717
- 16 Ando T, Fowler A B, Stern F. *Rev. Mod. Phys.*, 1982; **54**: 447
- 17 Fang F F, Howard W E. *Phys. Rev. Lett.*, 1966; **16**: 797
- 18 褚君浩, Sizmann R, Wollrab R et al. *红外研究*, 1989; **8**: 327
- 19 Bychkov Y A, Rashba E I. *J. Phys.*, 1984; **C17**: 6039
- 20 Rössler U, Malcher F, Lommer G. *Proceedings of the International Conference of Applications of High Magnetic Field in Semiconductor Physics*, Editor: Landwehr, Würzburg, 1988; 157
- 21 褚君浩, Sizmann R, Koch F. *中国科学 A*, 1990; **5**: 515.
- 22 McCombe B D, Wagner R J. *Phys. Rev. Lett.*, 1971; **4**: 1285
- 23 Sizmann R, Chu J, Wollrab R et al., *Proceedings of 19 th International Conference on Physics of Semiconductors*, Editor: W. Zawadzki, Warsaw, 1988; 471
- 24 褚君浩, 沈学础, Sizmann R et al. *红外与毫米波学报*, 1991; **10**: 44

SURFACE ELECTRON SUBBAND STRUCTURES OF $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

CHU JUNHAO, MI ZHENGYU

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

The theoretical and experimental results about the surface electron subband structure in N-type inversion layer for the P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS structure samples have been discussed. The model and the related method to investigate quantitatively the surface electron subband structure by using the capacitance-voltage spectroscopy, cyclotron resonance spectroscopy and magneto-conductivity oscillations have been described. Starting from the Kane model and taking into account the surface electron spin-orbit interaction, the subband dispersion relation, Landau level and effective g^* factor have been obtained, which agree well with the subband electron cyclotron resonance and spin resonance results measured for the P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ samples. Based on these results, the zero field spin splitting effect, the shifting and crossing effect of Landau levels as well as the wave-function mixture, etc., arising from the surface electron spin-orbit interaction have been investigated quantitatively.

Key words: mercury cadmium telluride ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$), subband, two-dimensional electron gas, quantum wells, magneto-optical effect.