

窄禁带半导体的电解液电反射谱

钟桂英* 唐文国* 钱天铃**

摘要——应用低场下电解液技术观察了 InSb、 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 材料的电反射谱。得到了大于基本吸收边缘的垂直带间跃迁谱和自旋轨道分裂谱。测量了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 合金的组份。对低场下的电解液电反射 (EER) 谱的实验条件进行了讨论。

一、引言

自从 1964 年 Seraphin 测量了 Ge 的电反射调制谱以来, 各种调制谱, 特别是电反射谱, 很快被广泛应用于半导体材料能带结构的研究和一些主要参数的测定。从七十年代开始, 电反射谱的一个主要应用是测定合金半导体的组分。该方法的优点是可以在室温和可见光区域工作, 工艺技术简单, 对样品无破坏性, 具有一定的空间分辨率和较高的组分分辨率。用它来测量红外探测器的组分则更加有利, 因为它给出的组分是参与光学跃迁的有效组分, 并且, 当扫描光斑尺寸根据列阵探测器的探测元尺寸来选择时, 它可以给出每一个探测元的平均组分。

窄带半导体的电反射谱有些独特的性质。首先, 它们的最小能隙 E_0 都位于红外区域, 这给测量带来较大的困难。对于窄带半导体还必须考虑 Burstein-Moss 移动对基本吸收边缘 E_0 的影响。因此, 目前对窄带半导体的电反射谱研究仅限于大于 E_0 的临界点能隙。其次, 对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 等三元合金半导体, 由于混晶的无序性和组分分布的不均匀性, 电反射谱线将加宽。为了使谱线结构尖锐, 并减小电场强度对谱线形状的影响, Aspnes^[1] 提出了低场电反射谱。

用电解液方法测量电反射谱时, 必须同时考虑电化学反应对晶体表面的作用和界面势变化所引起的影响。只有选择适当的电解液和实验参数(直流偏压和调制电压), 才能得到较好的低场电反射谱。

二、电反射谱的唯象理论

当晶体受到调制电场的微扰时, 电介质函数 ϵ 发生变化 $\Delta\epsilon$, 从而导致反射率 R 变化 ΔR , 测量反射率相对变化 $\Delta R/R$ 与光子能量 $\hbar\omega$ 的关系, 即得到电反射谱。在垂直入射情况

本文 1982 年 6 月 16 日收到。

* 中国科学院上海技术物理研究所; ** 上海科学技术大学二系 1981 届毕业生。

下,按照 Frenel 方程有:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta \epsilon_1 + \beta \Delta \epsilon_2, \quad (1)$$

这里, $\Delta \epsilon = \Delta \epsilon_1 + i \Delta \epsilon_2$ 。 α, β 是 $\hbar \omega$ 的缓变函数。可见,对 $\frac{\Delta R}{R}$ 谱的贡献主要来自于 $\Delta \epsilon_1$ 和 $\Delta \epsilon_2$ 。电反射谱主要研究布里渊区内临界点附近的带间跃迁。在临界点附近,由于 $\Delta \epsilon_1$ 或 $\Delta \epsilon_2$ 有一突变,电反射谱出现峰值。临界点是布里渊区内一些高对称性点,在这些点附近,能带可以近似地看成是抛物线型的^[3]。

在微扰电场作用下,电介质函数的变化 $\Delta \epsilon$ 为:

$$\Delta \epsilon = \epsilon(E, \mathbf{F}, \Gamma) - \epsilon(E, \Gamma), \quad (2)$$

其中, $\epsilon(E, \mathbf{F}, \Gamma)$ 表示晶体在加有微扰电场 F 时的电介质函数, $\epsilon(E, \Gamma)$ 表示无电场时的电介质函数,这里 $E = \hbar \omega$, Γ 为加宽参数。

按照量子力学的单电子近似理论, $\epsilon(E, \Gamma)$ 为^[3]:

$$\epsilon(E, \Gamma) = 1 + \frac{e^2 \hbar^2}{\pi^2 m^2 E^2} \int dE \int_{S_{cv}} \frac{|\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{P}_{cv}(\mathbf{k})|^2}{|\nabla E_{cv}(\mathbf{k})|} \left[\frac{1}{E_{cv}(\mathbf{k}) - E - i\Gamma} \right], \quad (3)$$

其中, $\mathbf{P}_{cv}(\mathbf{k})$ 是动量矩阵元, $\hat{\mathbf{e}}$ 为光子场的单位极化矢量, dS_{cv} 表示导带和价带两带间等能面上的面元, $E_{cv}(\mathbf{k}) = E_c - E_v$, E_c 和 E_v 相应于导带和价带的能量。由式 (3) 可看出,对 $\epsilon(E, \Gamma)$ 的贡献主要来自于能量为 $E_{cv}(\mathbf{k}) = E$ 的带间等能面上的那些电子态。对于均匀电场, $\epsilon(E, F, \Gamma)$ 为^[3]:

$$\epsilon(E, \mathbf{F}, \Gamma) = A \int_0^\infty dt \exp \left\{ \frac{-i[\omega_{cv}(\mathbf{k}) - \omega - i\Gamma] \hbar^3 t - i \left(\frac{1}{3} \right) (\hbar \Omega)^3 t^3}{\hbar^3} \right\}, \quad (4)$$

其中, $A = \frac{ie^2 \hbar^2}{\pi^2 m^2 E^2} \int_{BZ} d^3 k |\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{P}_{cv}(\mathbf{k})|^2$, $\hbar \Omega$ 称为电光效应的特征能量,其表式如下:

$$(\hbar \Omega)^3 = \frac{1}{8} e^2 (\mathbf{F} \cdot \nabla_k)^2 E_{cv}(\mathbf{k}) = \frac{e^2 F^2 \hbar^2}{8 \mu_f}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\mu_f} = \frac{1}{F^2} \left[\frac{F_x^2}{\mu_x} + \frac{F_y^2}{\mu_y} + \frac{F_z^2}{\mu_z} \right]. \quad (6)$$

μ_f 称为电场方向的带间约化质量, μ_x, μ_y, μ_z 为带间约化质量。不难看出,电场对 ϵ 的影响主要决定于 $\hbar \Omega$ 。电子在碰撞周期内,在电场作用下,在 k 空间占据一定的状态范围,这时,对 $\epsilon(E, F, \Gamma)$ 有贡献的电子态不再限于 $E = E_{cv}(\mathbf{k})$ 的带间等能面,而是延伸到 E 邻近的等能面,出现卷积效应。在临界点附近,由于 $\nabla_k E_{cv}(\mathbf{k}) = 0$, 状态密度不连续,电场引起的卷积效应特别强烈,使电反射谱出现极其尖锐的结构。

如果微扰电场很小,满足 $\Gamma \gg \hbar \Omega$, 可得到低场下的 $\Delta \epsilon$ 为:

$$\Delta \epsilon = \left(\frac{e^2 \hbar^2}{24} \mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\mu}^{-1} \cdot \mathbf{F} \right) \frac{1}{E^2} \frac{\partial^3}{\partial E^3} [E^2 \epsilon(E, \Gamma)]. \quad (7)$$

对应于抛物线型能带和不同维数 D 的临界点,可求得 $\Delta \epsilon$ 为^[3]:

$$\Delta \epsilon \propto F^2 (E - E_g + i\Gamma)^{-n/2}. \quad (8)$$

当 $D=1, n=7; D=2, n=6; D=3, n=5$ 。

式 (7) 说明, $\Delta \epsilon$ 是三级微商谱,它的特征是,能强烈抑制谱线的背景,大大加强信号。因而,如果不考虑激子谱和电场不均匀性对 $\Delta R/R$ 的影响,那么根据式 (1),在低场下的 $\Delta R/R$

谱同样是三级微商谱，它比一般电反射谱线结构尖锐。可以按照 Aspnes 的三点法求出其 E_g 和 Γ 。从式 (8) 显见，低场下的电反射谱线形状与电场大小无关，其幅度与 F^2 成正比。

三、实验技术

测量 EER 谱的实验装置方框图和其它实验细节可参阅有关文章^[4,5]。下面着重讨论半导体-电解液结。

应用半导体空间电荷区电场测量电反射谱，通常使用 MOS 结构或者电解液技术。图 1 是半导体-电解液结的电极配置和电势分布图。电解液技术除工艺技术简单外(仅需制备一个光学反射面)，主要的优点在于半导体和电解液界面两侧具有相同数量级大小的电容，因而外加调制电压较小的变化就能引起 φ_s 的相应变化，从而引起电反射信号的变化。但其问题在于会产生电化学反应，这不仅对样品表面有腐蚀作用，同时会影响界面势 φ_s ，而界面势的大小，及其变化速率和变化方向，都会引起 $\Delta R/R$ 信号的大小和符号的改变。因此，要正确测量 $\Delta R/R$ 信号，应同时测量界面电容，调节直流偏压，以保持界面势不变。为了尽可能简化实验系统，我们没有采取同时测量界面电容或电极势的方法，而是根据具体实验结果来选择电解液及有关的主要参数——直流偏压 V_{dc} 和调制电压 V_{ac} ，以减少电化学反应和界面势变化的影响。关于电解液和参数选择的主要判据如下：

1. 要求选择适当的电解液及 V_{dc} 和 V_{ac} ，使测量过程中样品反射表面始终保持原来的光洁度。这样， $\Delta R/R$ 信号就不会因表面状况变化而下降，甚至消失。

2. 根据 $V_{dc}-I$ 关系，要求 V_{dc} 选择在电流 I 基本上不随 V_{dc} 变化的耗尽层区域。因为电化学反应随 I 增加而增加， I 越小，其反应也就越小。另外，在低场条件下，对于耗尽区，电反射信号 $\Delta R/R \propto V_{dc}$ ，这样便于测定一些材料的参数。以我们测量的 n 型 InSb 为例， $n=10^{15}/\text{cm}^3$ ，电解液为 0.1 N KCl 溶液。图 2 画出了它的电压-电流特性。从图 2 可见，在 $-0.5 \text{ V} < V_{dc} < 0.3 \text{ V}$ 范围内，电流 I 很小，而且近似不变。如果取 $V_{dc}=0$ 为工作点，不仅有利于调制电压 V_{ac} 的选取，而且在界面势微小变化下， I 仍可保持不变，仍然在耗尽区工作。但是，为了获得较大的信号本工作中选取适当小的 $|V_{dc}|$ 值。

3. V_{ac} 的选择，主要依据 $V_{dc}-I$ 图及 $\Delta R/R$ 信号大小，首先要求 $|V_{ac}|_{p-p} + V_{dc}$ 仍然工作在耗尽区，这时 $\Delta R/R \propto V_{ac}$ 。在图 3 中，对应于图 2 同一块 n 型 InSb 样品，当 $|V_{ac}|_{p-p} < 0.6 \text{ V}$ 时， $\Delta R/R$ 基本上正比于 V_{ac} 。当 $0.6 \text{ V} < |V_{ac}|_{p-p} < 1.2 \text{ V}$ 时， $\Delta R/R$ 保持不变。当 $|V_{ac}|_{p-p} > 1.2 \text{ V}$ 时， $\Delta R/R$ 迅速下降，同时在样品表面观察到棕色膜。因而对于这块样品，如果取 $V_{dc}=0$ ，则应取 V_{ac} 小于 0.6 V。

我们的实验结果表明，对于 InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 三种材料，都可采用 0.1 N KCl 溶液作为电解液。

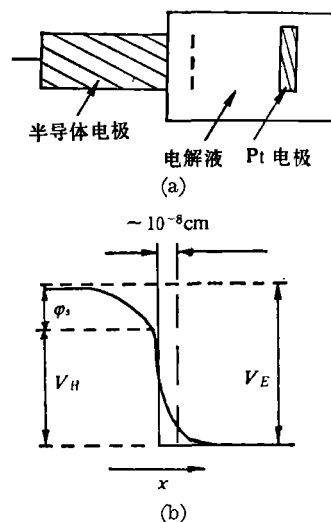


图 1 半导体-电解液结
(a) 电极配置 (b) 电势分布

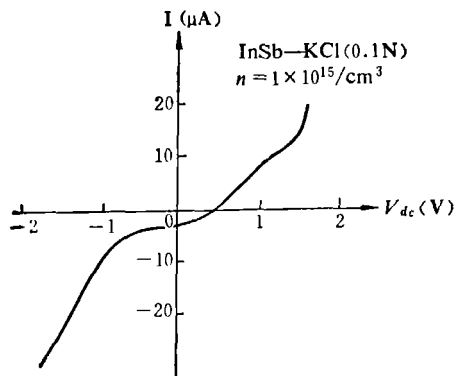


图2 n型InSb的I-V_{dc}曲线

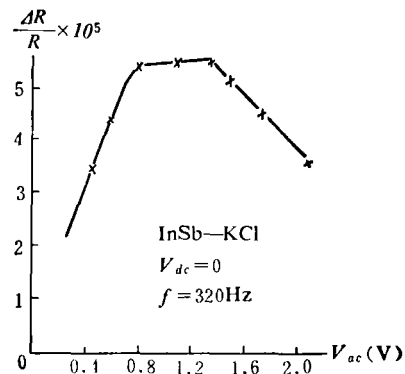


图3 n型InSb的ΔR/R-V_{ac}曲线

四、实验结果和讨论

下面将分别报道和讨论我们观察到的三种材料 (InSb, Hg_{1-x}Od_xTe 和 Pb_{1-x}Sn_xTe) 的 EER 谱。

1. InSb

图4是InSb(闪锌矿结构)的能带结构图, 它和Ge的能带结构不同, 它没有反映对称性。在X点, 由于轨道简并分裂, 分成X₁和X₃。因而E₂峰就相应变成E₂和E₂+δ两个峰。

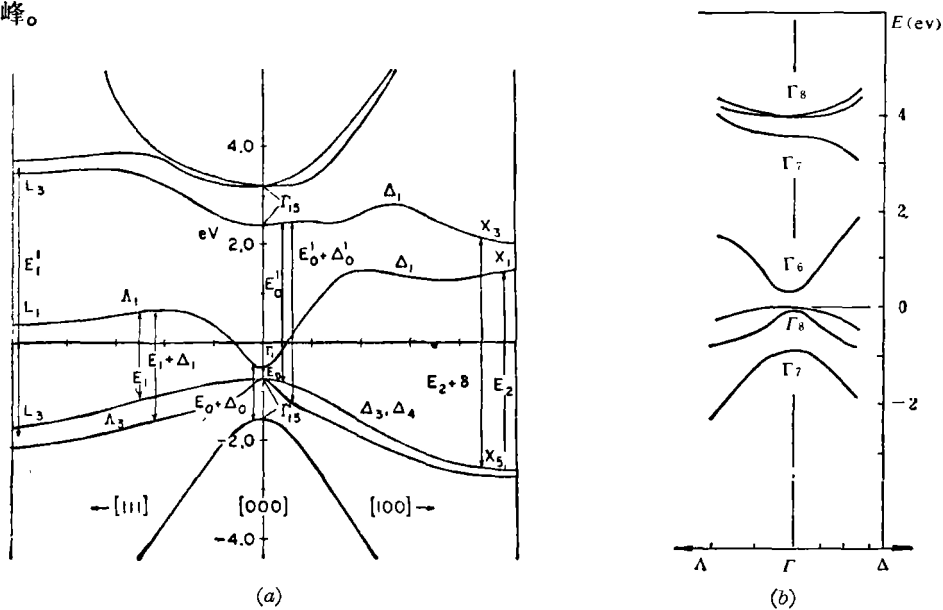


图4

(a) InSb的能带结构 (b) InSb Γ点附近的能带结构

我们测量了不同导电类型 and 不同掺杂浓度的 InSb 的 EER 谱, 其结果画在图5和图6中。从图中可观察到 E₁, E₁+Δ₁, E'₀, E'₀+Δ₀, E₂ 临界点的电反射谱。由于实验条件的限制, 没有观察到 E₂+δ 谱。将我们的实验值和 Cardona^[6] 的实验值进行比较, 两者符合得相当好, 见表1。其中 Δ₀ 是 k=0 处 Γ₁₅ 带的自旋轨道分裂值, Δ₁ 是 [111] 方向的自旋轨

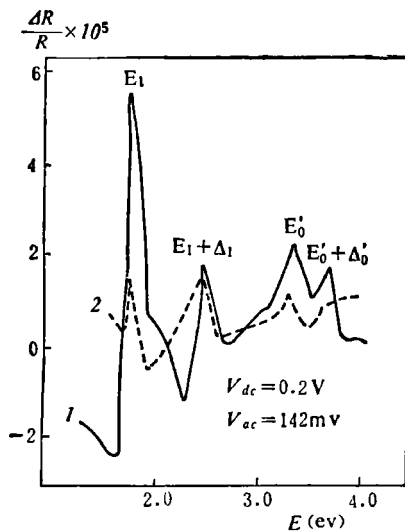


图5 n型InSb的EER谱

—— $n=1 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ - - - $n=2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$

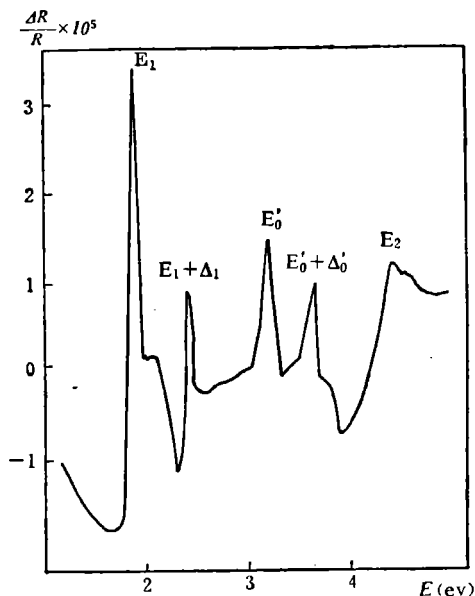


图6 P型InSb的EER谱

$V_{dc}=0.3\text{ V}; V_{ac}=143\text{ mV}; P=1 \times 10^{16}/\text{cm}^3$

表1 InSb 临界点能量和自旋轨道分裂值(eV)

	E_1	$E_1 + \Delta_1$	E'_0	$E'_0 + \Delta'_0$	E_2	Δ_0	Δ_1	Δ'_0	Δ_{15}
本 文 实 验 值	1.88, 1.86	2.39—2.41	3.17—3.18	3.53	4.16	—	0.52—0.55	0.35—0.36	—
Cardona 实验值	1.88	2.38	3.16	3.49	4.08	0.82	0.50	0.33	—
Bloom 计算值	—	—	—	—	—	0.82	0.55	0.42	0.38

1) 本文和 Cardona 的实验值都是在室温下由 EER 谱测得

道分裂值。

一般认为^[6], $\Delta_1 = \frac{2}{3}\Delta_0$ 。对于 InSb, 根据许多光学测量^[6], Δ_0 为 0.82 eV。那么 Δ_1 应为 0.55 eV, 这与我们的实验结果符合得较好。

对于 E'_0 和 $E'_0 + \Delta'_0$ 谱, Cardona 等人认为是对应于在 $k=0$ 附近, 在 [100] 方向上, 重空穴带到 Γ_{15} 导带之间的跃迁。但是, Glosser 等人^[8] 测得, 在 InSb 电反射谱中, E'_0 , $E'_0 + \Delta'_0$ 这两个峰的位置随着直流偏压改变而移动, 他们认为, 这两个峰不是对应于价带与导带之间的跃迁, 而是对应于 $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$ 和 $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ 的导带之间的跃迁 [见图 4(b)]。他们测到的两个峰值的能量之差 (0.38 eV) 与 Bloom^[7] 等人计算的 Γ_8 和 Γ_7 之间的能量差 Δ_{15} 正好相等 (见表 1)。如果按 Cardona 等人的观点, 则两个峰的能量差为 Δ'_0 , 由表 1 看到, Δ'_0 实验值与计算值相差较大。因此我们实验中所观察到的 E'_0 和 $E'_0 + \Delta'_0$ 可能对应于 $k=0$ 处导带间的跃迁 (对 n 型 InSb 样品而言)。

从图 5 可以看到, 在其它实验条件相同的情况下, 电反射信号 $\Delta R/R$ 幅值仍不一样。这

是因为, 耗尽区电场强度 F 与施主浓度的平方根成正比, 因而 n 越大, 电反射信号 $\Delta R/R$ 也越大。

从图 5 和图 6 还可以看到, E_1 和 $E_1 + \Delta_1$ 峰不仅幅度值大, 而且谱线结构尖锐, 比较接近低场下的三级微商谱。而能量大于 E'_0 的一些谱线不仅信号小, 而且只有一个峰, 没有明显的正峰和负峰。这主要是由临界点本身的性质决定的, 此外, 随着能量增加, F 增加而引起谱线峰值变小和变宽。

2. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 是 II-VI 族三元合金半导体, 由于它的禁带宽度随组分 x 变化, 因而已被广泛用作作为红外探测器的材料。图 7(a) 是 HgTe 的能带图。 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的能带结构和 HgTe 相似, 所不同的是 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 晶体的导带与价带之间能隙随组分变化。在室温下, 当 $x \approx 0.10$ 时, Γ_6 和 Γ_8 的次序发生反转 (见图 7(b))。图 8(a) 和 (b) 分别是我们测得的 HgTe 和 $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ 的电反射调制谱。

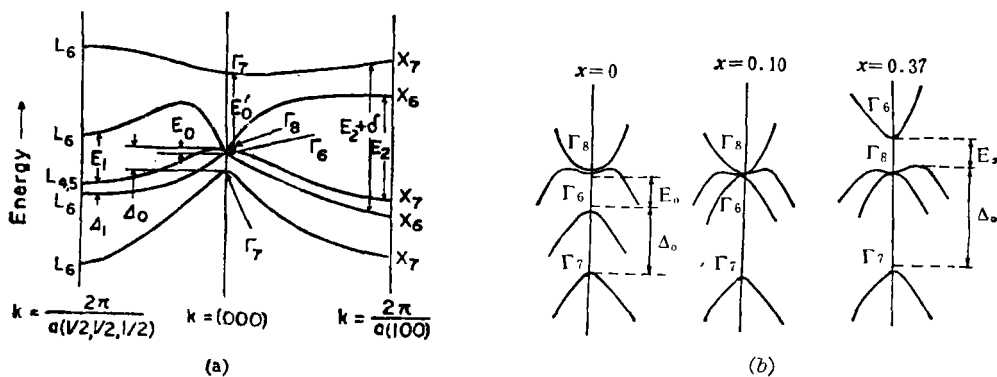
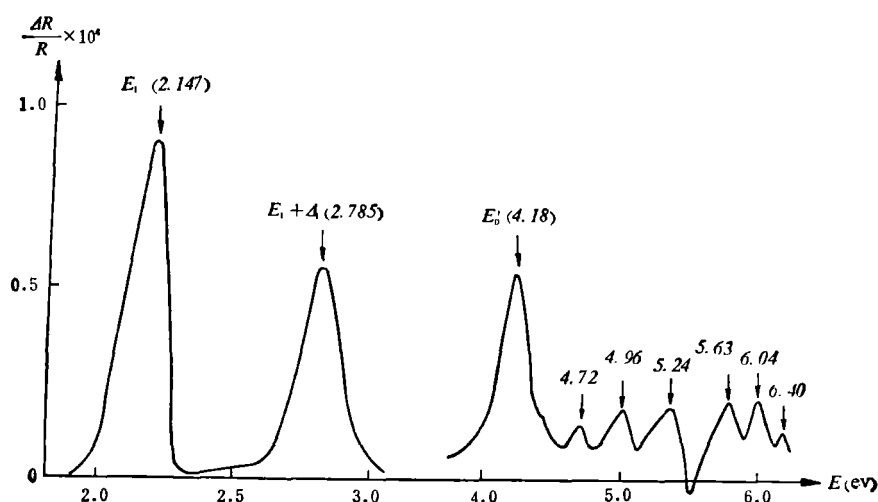
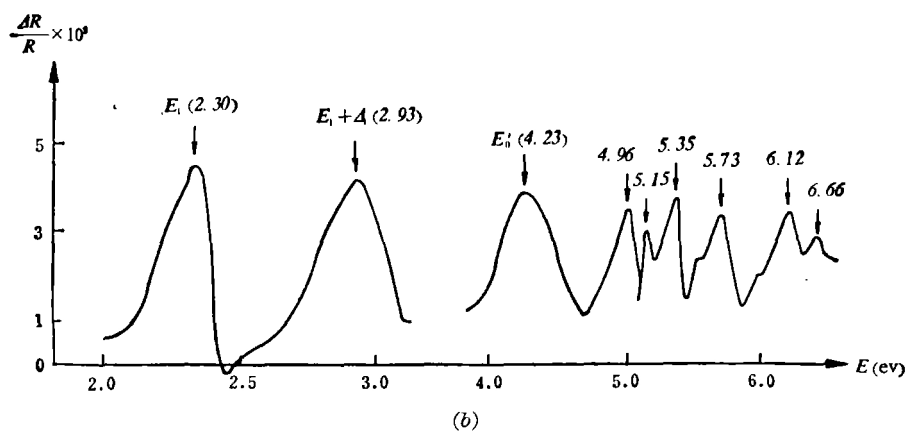


图 7

(a) HgTe 的能带结构 (b) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的能带结构 ($T=300\text{K}$)



(a)



(b)

图 8

(a) HgTe 电反射调制谱

(b) Hg_{0.77} 电反射调制谱

(1) HgTe 和 Hg_{1-x}Cd_xTe 的 E₁ 的低场 EER 谱

图 9 和图 10 分别为我们测得的 HgTe 和不同组分 Hg_{1-x}Cd_xTe 对应的 E₁ 临界点的 EER 谱。在图 10 中, 随着组分 X 的变化, 峰值位置单向移动。从谱线具有正峰和负峰结构看, 它们都是典型的低场电反射谱, 我们按 Aspnes 的三点法算出临界点能量 E₁ 和加宽参数 Γ, 其结果列在表 2 中。可以看出, 所有 Hg_{1-x}Cd_xTe 晶体的加宽参数 Γ 值都大于 HgTe (x=0) 的 Γ 值。这是由合金半导体虚晶格和组分分布不均匀性引起的结果, 即所谓合金加宽效应。

(2) Hg_{1-x}Cd_xTe 合金组分的测定

Van Vechten^[9] 等人提出, 合金半导体临界点能量 E₁ 与组分 x 之间存在二次方关系 (已由 Moritani 等人^[10] 用实验证实):

$$E_1 = a + bx + cx^2 \quad (9)$$

对应于每一个临界点 E₁, a、b、c 为一常数。c 称为弯曲参数。由于在 Hg_{1-x}Cd_xTe 晶体中 E₁ 谱的电反射信号最大, 因此一般都使用临界点 E₁

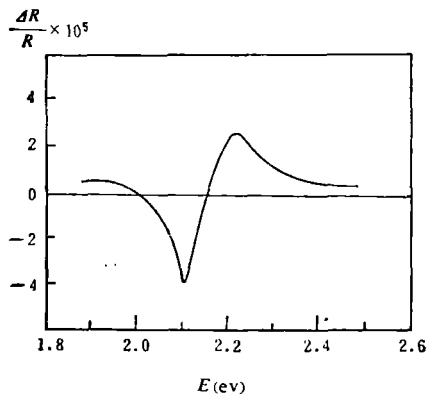


图 9 HgTe 的 EER 谱(E₁ 谱)

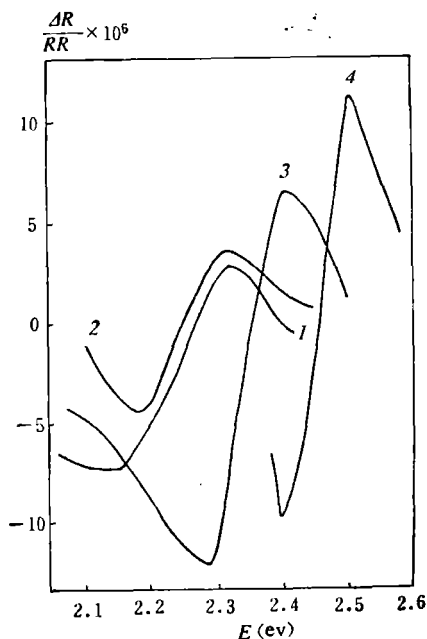


图 10 Hg_{1-x}Cd_xTe 的 EER 谱(E₁ 谱)

表2 不同组分 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 晶体 E_1 谱和加宽参数 Γ

X	E_1 (eV)	Γ (meV)
0	2.132	96
0.147	2.187	160
0.212	2.242	107
0.329	2.321	106
0.443	2.433	110

表3 两块碲镉汞单晶的组分分布

样品编号	STH-7902-12				T-8032-10		
	1	2	3	4	1	2	3
测量点编号	1	2	3	4	1	2	3
位置坐标 Y (mm)	4	6	8	10	5	7	9
组分 x	0.375	0.379	0.363	0.356	0.198	0.221	0.212

来测定晶体组分。我们采用了 Moritani^[10] 的 c 的实验值、本文 HgTe 的 E_1 值和 Тячай^[11] 所测到的 CdTe 的 E_1 值来确定常数 a, b, c , 根据 a, b, c 和式(9), 即可求得组分 x 。表3列出了两块标称组分分别为 $x=0.37$ 和 $x=0.21$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 单晶的测试结果。图11(a)和(b)分别是两块样品的测量点分布图。作为比较, 我们用电子探针测得图中 e 点的组分, 为 $x=0.370$ 。

用电反射法测得的组分值是光斑范围内的平均组分。光斑愈小, 空间分辨率就愈高, 平均效应也就愈小。本实验使用的光斑面积为 $4.0 \times 0.1 \text{ mm}^2$ 。

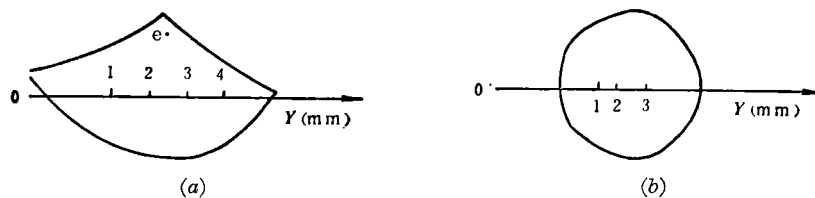


图11 样品 STH-7902 和 T-8032-10 测量点分布图

本实验中由仪器等引入的测量误差 $\Delta E \approx 7 \text{ meV}$, 对应于 $x=0.2$ 的晶体, 将导致 $\Delta x \approx \pm 0.010$ 的误差。必须指出, 在测量组分 x 时, 除了实验中引入的测量误差外, 最大误差来自于式(9)中弯曲参数 c 值的选择。此外, 温度对临界点能隙的位置也有影响。因而用电反射方法测量合金组分时, 测量 Δx 的形貌图比测量组分 x 的绝对值更为恰当。

3. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 是 IV-VI 族三元合金, 它的临界点能隙 E_i 同样随组分而变化。它的最小能隙在 $[111]$ 方向的 L 点上。高于禁带宽度的能带结构, 目前尚不很清楚, 基本上类似于 PbTe ^[12]。Moritani 和 Piller^[13] 曾用 MOS 结构测量了 $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ 的电反射谱, 他们观察到在 3.1 eV 附近有一个峰, 在 2.0 eV 附近有一个台阶。他们认为 3.1 eV 峰对应于 E_3 跃迁 $[4_6(4) \rightarrow 4_6(6)]$ 。

我们的 EER 谱中没有观察到 3.1 eV 峰, 除了在 2.1 eV 附近有一个微弱小峰外, 主峰在

4.0 eV 附近(见图 12)。初步分析这个峰值位置, 可以认为有两种可能: 一种可能是由于 Burstein-Moss 移动, 使 E_3 跃迁移至 4.0 eV; 另一种可能是对应于 [110] 方向 $\Sigma_3^-(1) \rightarrow \Sigma_1^-(4)$ 跃迁。Lin^[15] 等人对 PbTe 材料进行的计算表明, 对应于此临界点的跃迁能量为 3.9 eV, Cardona^[16] 曾在 SnTe 晶体中观察到相应于这一临界点的电反射谱。我们所观察到的 4.0 eV 峰值能量不可能是 E_3 的 Burstein-Moss 移动, 理由如下: 对应于 $P = 10^{19}/\text{cm}^3$ 的 $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ 材料在室温下尚未进入简并态, 所加小于 1 V 的电场不可能使空间电荷区的费密能级深入到价带顶以下 1 eV 左右, 因而我们把图 12 中 4.0 eV 峰归结为 $\Sigma_3^-(1) \rightarrow \Sigma_1^-(4)$ 的带间跃迁。

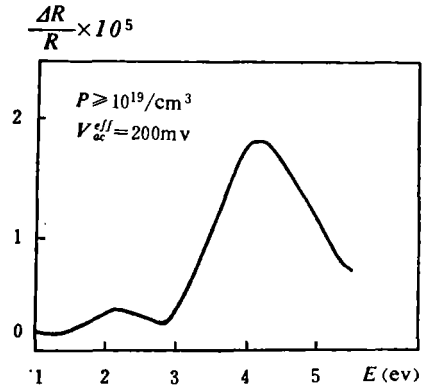


图 12 $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ 单晶的 EER 谱

另外, 从我们的实验中和 Moritani 等人的报道中都发现, 电反射谱线结构不尖锐, 峰值很宽。根据该晶体静电介电常数 (400) \gg 高频介电常数 (40) 可推知, 它的电子和声子作用极强, 因而加宽效应很强烈。同时, 高的载流子浓度也使 Γ 增加, 引起谱线加宽。

五、结 束 语

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 是制备红外探测器、OOD 器件以及可调激光器的重要半导体材料。然而, 人们对 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 和 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 两种晶体的能带结构尚不完全了解, 更缺少可靠完整的实验数据。电反射谱可以作为研究这些材料的能带结构、测定它们的主要参数(如组分、掺杂浓度等)的强有力工具。

致谢——作者感谢金刚、沈杰、李捍东、徐国琴和谢钦熙等同志提供材料和样品。感谢本组同志在实验技术上的帮助。

参 考 文 献

- [1] Aspnes D. E., *Surface Sci.*, **37**(1973), 418.
- [2] Aspnes D. E. & Bottko N., *Semiconductors and Semimetals*, N. Y.: Academic Press, **9**(1972), 457.
- [3] Aspnes D. E., *Handbook on Semiconductors*, Amsterdam: North-Holland, **2**(1980), 111.
- [4] 唐文国和钟桂英, 红外物理与技术, (1981), 4: 1.
- [5] Seraphin B. O., *Semiconductors and Semimetals*, N. Y.: Academic Press, **9**(1972), 32.
- [6] Cardona M. et al., *Phys. Rev.*, **154**(1967), 3: 696.
- [7] Bloom S. et al., *Solid State Comm.*, **6**(1968), 7: 465.
- [8] Glosser R. et al., *Phys. Rev.*, **B1**(1970), 4: 1607.
- [9] Van Vechten J. A. et al., *Phys. Rev.*, **B1**(1970), 8: 3351.
- [10] Moritani A. et al., *J. Phys. Soc. Japan*, **34**(1973), 1: 79.
- [11] Тячай В. А. и др., *Изв. АН СССР, Георгий Материалы*, **12**(1976), 8: 1368.
- [12] Lovett D. R., *Semimetals and Narrow-Bandgap semiconductors*, N. Y.: Academic Press, 1977, 152.
- [13] Moritani A. et al., *IL NUOVO CIMENTO*, **39B**(1977), 11: 403.

- [14] Aspnes D. E. & Cardona M., *Phys. Rev.*, **173**(1968), 3: 715.
[15] Lin P. J. & Kleinman L., *Phys. Rev.*, **142**(1966), 478.
[16] Cardona M., *Solid State Physics, Supplement II*(1969), 259.

THE ELECTROLYTE ELECTROREFLECTANCE (EER) SPECTRA OF NARROW GAP SEMICONDUCTORS

ZHONG GUIYING*, TANG WENGOU*, QIAN TIANLIN**

ABSTRACT

The electroreflectance spectra of InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ and $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ are observed using the electrolyte technique under low field strength. Several spectra of direct transition and spin-orbit splittings above the fundamental absorption edge can be seen. Based on our data, the composition of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ alloys is determined. A brief discussion on operating conditions is given.

* *Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica.*

** *Graduate (in 1981) of the Second Department, Shanghai University of Science and Technology.*