

窄禁带半导体的 P-N 结的间接隧道电容

林 和 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海)

1986年9月26日收到

采用通过深能级杂质的间接隧道过程与热激发、俘获过程之间的细致平衡, 推导出间接隧道过程所引起的电容的理论表达式。这一电容仅出现在零偏压附近, 不是电压的单调上升函数, 有极大值及负值出现。作了数值计算, 所得 $C-V$ 曲线的形状与窄禁带 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结的实测的 $C-V$ 曲线的形状相似。

主题词: 窄禁带半导体, p-n 结, 间接隧道电容

通过半导体 P-N 结的电流主要有扩散电流和产生复合电流。这两种电流都有电荷积累随电压变化的过程, 因而都有相应的电容。前者称扩散电容, 后者是在 P-N 结的平板电容上乘一个略大于 1 的因子。通过 P-N 结的另一种电流是隧道电流。对于禁带较宽的 Ge, Si, GaAs 等半导体, 除掉特意制造的隧道二极管外, P-N 结的隧道电流都不重要。对于窄禁带半导体 $Hg_{1-x}Cd_xTe$, 近年来对它的 P-N 结的研究表明^[1,2,3]: 隧道电流已经不能忽略。它的存在将降低结的零偏压电阻与面积的乘积 R_0A , 而这一乘积是决定光伏型红外探测器性能的主要参数, 因而隧道电流的研究成为重要问题。

隧道效应有两种。一种是导带与价带之间的直接隧穿, 通常的隧道二极管就是利用这一效应。另一种是通过深能级的间接隧穿, 这是本文主要讨论的问题。深能级杂质可以是产生复合中心, 也可以作为间接隧道的中间站。产生复合过程有一电容, 因而隧道过程也应有一个相应的电容。最近 Anderson^[4] 和袁皓心等^[5] 对 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结的隧道电流作了仔细分析与计算, 但没有涉及电容问题。我们采用的测量技术能测量较低阻抗器件的电容。我们发现 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结的电容-电压曲线 ($C-V$ 曲线) 有一个反常的极大值, 并证明它与间接隧道效应有直接联系。常见的隧道二极管是低阻器件, 没有人测量过它的电容-电压曲线, 更没有相应的理论。因而本文将先推导间接隧道电容的理论表达式。这一推导与隧道电流的推导^[4] 基本上是平行的。

1. P-N 结的深能级-带隧道的产生条件

通过深能级的隧道过程如图 1 所示。采用一维近似。图中各符号具有通常给予它们的意义。 E_s 为深杂质能级, \overline{od} 为结区厚度。位于 x_2 的杂质能级中的电子通过隧道过程进入导带①, 剩下的空穴受热激发进入价带③。同样, 位于 x_1 的杂质能级中的空穴通过隧道过程进入价带②, 剩下的电子受热激发进入导带。以上两过程也可有相反的跃迁过

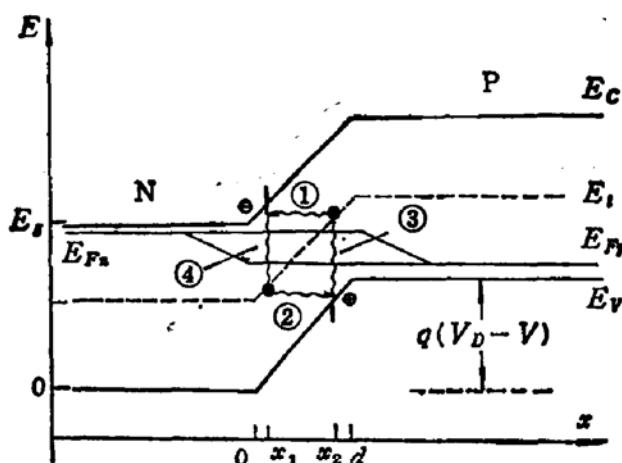


图 1 隧道过程及热激发过程示意图

程,这些过程通常都可以对 P-N 结电流有贡献^[4].

假设 P-N 结中的电场为恒定值 F (如假设结内电荷密度为恒定, 则电场将与 x^2 有关, 但最后结果与恒电场假设的结果相差甚微)^[4]. 即:

$$F = \frac{q(V_D - V)}{d}. \quad (1)$$

由图 1 可看到: 能够发生电子隧道过程的杂质能级必须高于 N 型一边的导带底。即导带中参加隧道过程的电子能量 ϵ 界于:

$$E_s \leq \epsilon \leq q(V_D - V) + E_t. \quad (2)$$

同样,能够发生空穴隧道过程的条件:

$$E_t \leq \epsilon \leq q(V_D - V). \quad (3)$$

因而,能够发生隧道过程的杂质能级分别位于 $x_2 d$ 和 $0 x_1$ 两个区域内。

$$x_2 = \frac{E_s - E_t}{q(V_D - V)} d. \quad (4)$$

$$x_1 = \left[1 - \frac{E_t}{q(V_D - V)} \right] d. \quad (5)$$

x_2, x_1 均随偏压改变。显然, x_2 的最大值为 d , x_1 的最小值为 0, 因而 (4)、(5) 两式规定了产生杂质-带隧道过程的最大偏压为:

$$V_{c1} = V_D - \frac{E_s - E_t}{q}. \quad (6)$$

$$V_{s1} = V_D - \frac{E_t}{q}. \quad (7)$$

如果 E_t 正好在禁带中央, 则 $V_{c1} = V_{s1} = V_D - \frac{E_s}{2q} \equiv V_1$. 由于 V_D 常常接近 E_s 一般情况下 V_1 为正偏压, 即 $V > V_1$ 的偏压不可能发生隧道过程。

位于 $x_1 x_2$ 之间的深能级不能发生隧道过程, 只能有 Shockley-Read 过程的产生复合电流。当反向偏压的绝对值增大时, $x_1 x_2$ 将缩小。当 x_1 与 x_2 重叠时, 能够发生隧道过程

的深能级总数达到最大。如果 $E_t = \frac{1}{2} E_s$, 则出现 $x_1 = x_2$ 的条件为:

$$V = V_D - \frac{2E_t}{q}. \quad (8)$$

一般说来这是绝对值不太大的负值。到这一偏压时带-带隧道过程也开始起作用。若负偏压再增加, 上述间接隧道过程的参数将有变化, 见后面 § 5 的讨论。带-带隧道过程的影响将在另一文中讨论。

2. 深能级-带的隧道穿透几率

萨之唐^[6]的理论给出深能级中的电子借隧道效应穿透到导带的几率为:

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q F m_e^* |W_c|^2}{\hbar^3 (E_s - E_t)} \exp(-2\theta_c). \text{ s}^{-1} \quad (9)$$

其中 N_c 为导带的有效能级密度, $|W_c|$ 为跃迁矩阵元。

$$\theta_c = \int_{x_1}^{x_2} \text{Im}(K_x) dx. \quad (10)$$

K_x 为 K 矢量在 x 方向的分量, x_1, x_2 为隧道的起点及终点。

对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, Anderson^[4] 采用 Oppenheimer 近似, 对 $|W_c|$ 得到:

$$W_c = \frac{2\sqrt{2\pi}\hbar^2}{m_e^*} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{1/4} \frac{E_s}{E_t^{3/4}}. \quad (11)$$

W_c 与 E_t 依赖关系不大, E_t 从 $0.25 E_s$ 变到 $0.75 E_s$, W_c 只有一倍的变化。为方便计, 我们假设杂质能级位于禁带中央, 则上式简化为:

$$W_c = \frac{4\sqrt{2\pi}\hbar^2}{m_e^*} \left(\frac{m_e^* E_s}{\hbar^2} \right)^{1/4}. \quad (12)$$

对于 θ 的计算, Anderson^[4] 采用窄禁带半导体的色散关系, 对位于禁带中央的杂质能级, 对深能级-导带和深能级-价带的两种隧道过程, 得到完全相同的结果:

$$\theta_c = \theta_v = \frac{\sqrt{3\pi d E_s^2}}{16\sqrt{2}q(V_D - V)P}. \quad (13)$$

式中 P 为动量矩阵元。

因此, 对于 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 窄禁带半导体, 在等电场的假设下, 导带电子借隧道效应穿透到位于禁带中央的杂质能级上的几率为:

$$\omega_c N_c = \frac{8q^2(V_D - V)}{(m_e^* E_s)^{1/2}d} \exp\left(-\frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{E_s^2 d}{q(V_D - V)P}\right) \quad (14)$$

从指数项和系数项都可看到, m_e^* , E_s 愈小, $F = \frac{q(V_D - V)}{d}$ 愈大, 穿透几率 $\omega_c N_c$ 愈大。指数中的 E_s^2 使 $\omega_c N_c$ 对 E_s 的关系尤其强烈。因而对于窄禁带半导体, 隧道电流变得重要。

同理, 价带中的空穴穿到深能级杂质中去的几率为:

$$\omega_v N_v = \frac{8q^2(V_D - V)}{(m_n^* E_g)^{1/2} d} \exp\left(-\frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{E_g^2 d}{q(V_D - V)P}\right). \quad (15)$$

对于 $x = 0.2$ 附近的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $m_n^*/m_e^* \approx 50 \sim 100$, 因而 $N_c \omega_c$ 要比 $N_v \omega_v$ 大近十倍。

3. 深能级杂质上的电荷浓度

热效应再加上隧道效应, 深能级中的电子与能带之间的交往共有八种过程, 其名称及表达式如下:

$$(1) \text{热过程的电子发射率 } c_n = n_i(x)n \cdot \gamma_n \quad (16-1)$$

$$(2) \text{热过程的电子俘获率 } C_n = n(x)[N_i - n_i(x)]\gamma_n \quad (16-2)$$

$$(3) \text{热过程的空穴发射率 } c_p = [N_i - n_i(x)]P_i\gamma_p \quad (16-3)$$

$$(4) \text{热过程的空穴俘获率 } C_p = P(x)n_i(x)\gamma_p \quad (16-4)$$

$$(5) \text{通过隧道的电子发射率 } c_{ntn} = n_i(x)N_c \omega_c \quad (16-5)$$

$$(6) \text{通过隧道的电子俘获率 } C_{ntn} = n(x - x_t)[N_i - n_i(x)]\omega_c \quad (16-6)$$

$$(7) \text{通过隧道的空穴发射率 } c_{ptn} = [N_i - n_i(x)]N_v \omega_v \quad (16-7)$$

$$(8) \text{通过隧道的空穴俘获率 } C_{ptn} = P(x + x_t)n_i(x)\omega_v \quad (16-8)$$

其中 N_i , $n_i(x)$ 分别为 x 处的深能级密度和其中的电子密度。假定杂质均匀分布, 则 N_i 与 x 无关。 $n(x)$, $P(x)$ 分别为在势垒区内 x 处的导带电子和价带空穴的浓度。在不太大的正向及反向偏压下, 可以采用准费米面近似。在等电场 F 的假设下,

$$n(x) = N_D \exp\left[-\frac{qFx}{KT}\right]. \quad (17-1)$$

$$P(x) = N_A \exp\left[-\frac{qF(d-x)}{KT}\right]. \quad (17-2)$$

N_D 与 N_A 分别为施主浓度及受主浓度, 假定是全电离。 n_i , P_i 分别代表:

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{E_g - E_i}{KT}\right). \quad (18-1)$$

$$P_i = N_v \exp(-E_i/KT). \quad (18-2)$$

(16) 式中的(1)–(4)都是热激发过程, $c_{p,n}$, $C_{p,n}$, $\gamma_{p,n}$ 具有通常所给予的意义。(5)–(8)都是隧道过程, ω_c , ω_v 的意义见上节, x_t 为杂质所在位置隧道长度, $x_t = x_e - x_s$ 。

我们考虑导带–深能级之间的各种过程, 在稳定状态下, 细致平衡要求:

$$C_n + C_{ntn} + c_p = c_n + c_{ntn} + C_p. \quad (19)$$

将(16)式代入上式, 可求得 x 处深能级中的电子密度:

$$n_{sc}(x) = \frac{N_i \{n(x - x_t)\omega_c + n(x)\gamma_n + P_i\gamma_p\}}{[P(x) + P_i]\gamma_p + [n(x) + n_i]\gamma_n + [n(x - x_t) + N_c]\omega_c}. \quad (20)$$

这一过程发生在 P-N 结的 p 型一侧, 因而有 $p \gg p_i$, $n(x) \ll n_i$, $n(x - x_t) \ll N_c$ 。在 $V < \frac{1}{2}V_D$ 的正偏压条件下, 用资料^{[7],[8],[11]}中的 N_c , N_v , γ_n , γ_p 等数据进行计算, 发现在整个势垒区内, 均满足:

$$P_1\gamma_p \gg n(x)\gamma_n \gg n(x-x_t)\omega_c.$$

因而(20)式可近似为:

$$n_{ic}(x) = \frac{N_i P_1 \gamma_p}{P(x)\gamma_p + n_1 \gamma_n + N_c \omega_c}. \quad (21)$$

这一过程所引起的深能级杂质中的总电荷:

$$\begin{aligned} Q_{ic} &= (-q)A \int_{[(E_g - E_i)/q(V_D - V)]d}^d n_{ic}(x) dx \\ &= \frac{qN_i P_1 \gamma_p d A}{N_c \omega_c + n_1 \gamma_n} \left[1 - \frac{E_g - E_i}{q(V_D - V)} - \frac{KT}{q(V_D - V)} \right. \\ &\quad \times \ln \left. \left(\frac{N_c \omega_c + n_1 \gamma_n + N_d \gamma_p \exp\{[(E_g - E_i) - q(V_D - V)]/KT\}}{N_c \omega_c + n_1 \gamma_n + N_d \gamma_p} \right) \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

其中 A 为结面积。

对于价带-深能级之间的过程,同样可得到:

$$P_{iv}(x) = \frac{N_i n_1 \gamma_n}{n(x)\gamma_n + P_1 \gamma_p + N_c \omega_c} \quad (23)$$

及

$$\begin{aligned} Q_{iv} &= \frac{qN_i n_1 \gamma_n d A}{N_v \omega_v + P_1 \gamma_p} \left[1 - \frac{E_i}{q(V_D - V)} + \frac{KT}{q(V_D - V)} \right. \\ &\quad \times \ln \left. \left(\frac{N_v \omega_v + P_1 \gamma_p + N_d \gamma_n \exp\{E_i - q(V_D - V)\}/KT}{N_v \omega_v + P_1 \gamma_p + N_d \gamma_n} \right) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

(22), (24)两式中方括号中的第三项是由于考虑到结区内载流子的分布 $n(x)$, $P(x)$ 而引进的修正。这一修正的大小取决于 $N_c \omega_c$, $n_1 \gamma_n$, $N_d \gamma_p$ 或 $N_v \omega_v$, $P_1 \gamma_p$, $N_d \gamma_n$ 三个量的相对大小。实际计算表明: 在偏压小于 V_t 的情况下, 这一修正项可忽略不计。则上两式可简化成:

$$Q_{ic} = \left(\frac{P_1 \gamma_p}{N_c \omega_c + n_1 \gamma_n} \right) (-q) N_i A d \left[1 - \frac{E_g - E_i}{q(V_D - V)} \right]. \quad (25)$$

$$Q_{iv} = \left(\frac{n_1 \gamma_n}{N_v \omega_v + P_1 \gamma_p} \right) q N_i A d \left[1 - \frac{E_i}{q(V_D - V)} \right]. \quad (26)$$

(22), (24)式、或其近似式(25), (26)代表由于隧道过程所引起的深能级中的总电荷, 它们依赖外加偏压。求电荷对偏压的微商就能得到电容值。但其结果是很复杂的。在此之前, 我们分析(25)(26)式的物理意义, 以便对最后结果有更清楚的概念。

以(25)式为例, $d \left[1 - \frac{E_g - E_i}{q(V_D - V)} \right]$ 就是能够发生深能级-导带隧道过程的结区厚度, 乘上 $N_i A$ 就是这个区内全部深能级数。而控制深能级中电子占据率的是三个过程: 电子向导带发射的两个过程, 即通过隧道 $N_c \omega_c$ 及通过热激发 $n_1 \gamma_n$ 。另一个是空穴发射过程 $P_1 \gamma_p$, 实际上是价带电子进入深能级。显然, 电子发射率 $(N_c \omega_c + n_1 \gamma_n)$ 愈大, 深能级中的电子就愈少。空穴发射率 $P_1 \gamma_p$ 愈大, 则深能级中的电子就愈多。因而深能级中的电子占据率取决于 $\left(\frac{P_1 \gamma_p}{N_c \omega_c + n_1 \gamma_n} \right)$ 。用同样的方式可以解释(26)式。

因而, (25)式的 Q_{ic} 的大小将取决于参加隧道过程的深能级总数及 $P_1 \gamma_p$, $n_1 \gamma_n$ 和

$N_c\omega_c$ 三者之间的大小。图 2 画出 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 在 77 K 和 100 K 时 $N_c\omega_c$, $N_v\omega_v$ 和 $n_1\gamma_n$, $P_1\gamma_p$ 与偏压的关系。计算所用参数写在图的说明中。

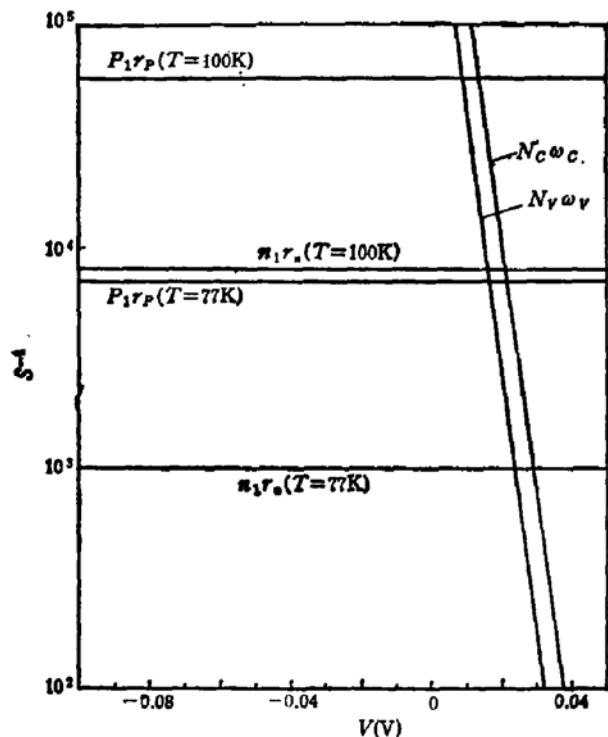


图 2 $N_c\omega_c$, $N_v\omega_v$, $n_1\gamma_n$, $P_1\gamma_p$ 的电压关系
($x = 0.2$ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结, $T = 77K$, $100K$
 $E_s = \frac{1}{2} E_i$, $\gamma_n = 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$, $\gamma_p = 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$,
 $P = 1 \times 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{cm}^3$)

$n_1\gamma_n$ 和 $P_1\gamma_p$ 与偏压无关, 而 $N_c\omega_c$, $N_v\omega_v$ 与偏压的关系非常强烈。讨论 77 K 的情况, 在反向偏压下, $N_c\omega_c \gg n_1\gamma_n$ 和 $P_1\gamma_p$ 。随着反向偏压的增加, (25) 式的第一个因子 $\frac{P_1\gamma_p}{N_c\omega_c + n_1\gamma_n} \rightarrow 0$, 在正偏压下, $N_c\omega_c \ll n_1\gamma_n$, $P_1\gamma_p$ 。随着正偏压的加大, $\frac{P_1\gamma_p}{N_c\omega_c + n_1\gamma_n} \rightarrow \frac{P_1\gamma_p}{n_1\gamma_n}$ 。

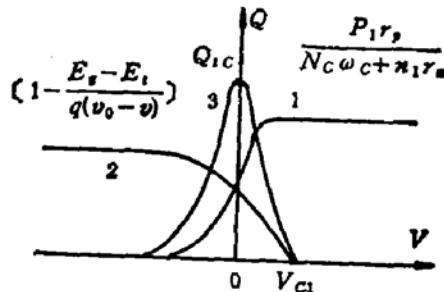
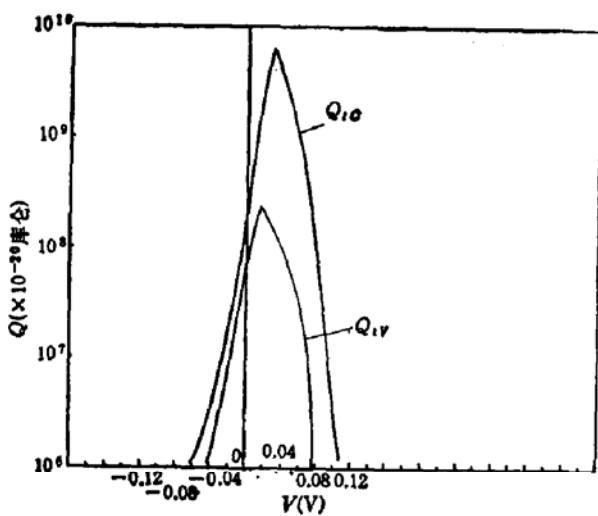


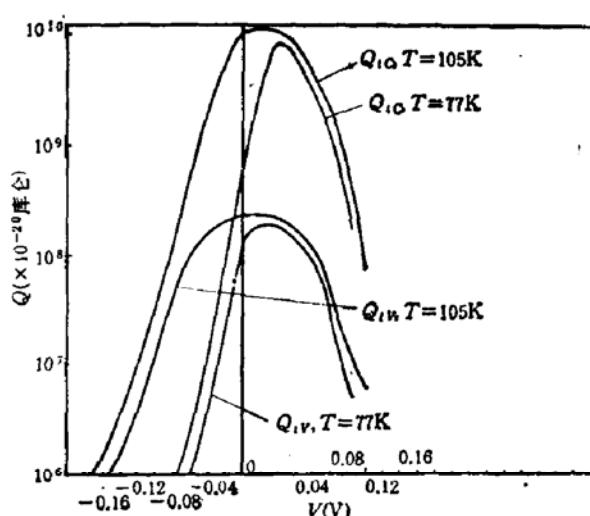
图 3 $Q_{ic}-V$ 示意图

从定性的考虑 $\frac{P_1\gamma_p}{N_c\omega_c + n_1\gamma_n}$ 随偏压的变化大体上如图 3 曲线 1 所示。而 $\left[1 - \frac{E_s - E_i}{q(V_D - V)}\right]$ 则应如曲线 2 所示。因而由此两因子决定的 Q_{ic} (25) 式应如曲线 3 所示, Q_{ic} 仅在一定的偏压范围内出现, 有一个极大值。对于其它 x 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 以及其它温度的 Q_{ic} , Q_{iv} 都可作同样的讨论。图 4 和图 5 分别是对 $x = 0.2$ 和 $x = 0.27$ 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ p-n 结的 Q_{ic} 和 Q_{iv} 进行数值计算的结果。所有参数列在图的说明中。此图总结了上面的定量讨论。而且 (1) $Q_{ic} \gg Q_{iv}$, (2) 温度升高, Q 的极大值向负偏压方向移动。后一结论主要是由于 $x < 0.5$ 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 半导体都具有正禁带温度系数。当温度升高时, E_s 增大, 根据 (6) 式, 隧道过程的截止偏压 V_{ci} 将向负偏压方向移动, 因而极大值所在的偏压也向同一方向移动。

以上分析都是假定 $E_i = \frac{1}{2} E_s$ 。如果 E_i 向上移, 仔细分析可以证明: $N_c\omega_c$ 将增加, $N_v\omega_v$ 将减少, 但增减的比例不大。例如, E_i 从 $\frac{1}{2} E_s$ 上移到 $\frac{3}{4} E_s$, 增减的比例仅 $20 \sim 30\%$ 。 $\left[1 - \frac{E_s - E_i}{q(V_D - V)}\right]$ 与 $\left[1 - \frac{E_i}{q(V_D - V)}\right]$ 也将增减, 但都不大。而 $n_1\gamma_n$ 与 $P_1\gamma_p$ 却有很大变化, $n_1\gamma_n \gg P_1\gamma_p$ 。因而, 当 E_i 向上趋近导带时, $Q_{iv} \gg Q_{ic}$, 深能级-价带隧道效应成为主要过程。反之, 若 E_i 向下移近价带时, $Q_{ic} \gg Q_{iv}$, 深能级-导带隧道

图 4 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结 Q_t-V 特性

($x = 0.2$, $T = 77K$, $E_s = \frac{1}{2} E_0$, $P = 1 \times 10^{-8} eV \cdot cm$,
 $r_s = 1 \times 10^{-9} cm^3 \cdot s^{-1}$, $r_p = 1 \times 10^{-11} cm^3 \cdot s^{-1}$,
 $N_i = 1 \times 10^{17} cm^{-3}$.)

图 5 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结 Q_t-V 特性

($x = 0.27$, (1) $T = 77K$, (2) $T = 105K$,
 $E_s = \frac{1}{2} E_0$, $P = 1 \times 10^{-8} eV \cdot cm$, $r_s = 1 \times 10^{-9} cm^3 \cdot s^{-1}$,
 $r_p = 1 \times 10^{-11} cm^3 \cdot s^{-1}$, $N_i = 1 \times 10^{17} cm^{-3}$.)

效应成为主要过程。

4. 深能级-带隧道电容

上节证明：隧道过程所引起的深能级上积累的电荷随偏压改变，与 p-n 结的其它的电容相似，电荷对电压的微商 $\left| \frac{dQ}{dV} \right|$ 就是电容，其中 dQ 应是发生隧道过程的两个区内 的电荷变量的和。由(25)和(26)式可看到，除掉(25)式电荷的负号外， $\frac{dQ}{dV}$ 具有相同的 符号。因而 $dQ = dQ_{sc} - (-dQ_{sv}) = |dQ_{sc}| + |dQ_{sv}|$ ，总的电容可写成：

$$C_t = \frac{dQ}{dV} = \frac{d|Q_{sc}|}{dV} + \frac{d|Q_{sv}|}{dV} = C_{sc} + C_{sv}. \quad (27)$$

但这里 Q_{sc} 、 Q_{sv} 应采用原始的比较复杂的(22)和(24)两式，考虑到 $N_c\omega_c$ 、 $N_v\omega_v$ 与 电压的依赖关系，电容的表示式将是异常复杂的。对于深能级-导带隧道过程得到：

$$\begin{aligned} C_{sc} = & \frac{-N_i P_1 r_p d f(h)}{[N_c \omega_c + n_1 r_s]^2} f(b) + f(a) \left[\frac{-(E_s - E_t)}{q(V_D - V)^2} + \frac{KT}{q(V_D - V)^2} \ln \frac{f(c)}{f(d)} \right. \\ & \left. + \frac{KT}{q(V_D - V)} \times \frac{f(d)[f(h) + f(e)] - f(c)f(h)}{f(c)f(d)} \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

其中：

$$f(a) = \frac{qAN_i P_1 r_p d}{N_c \omega_c + n_1 r_s},$$

$$f(b) = qA \left[1 - \frac{E_s - E_t}{q(V_D - V)} + \frac{KT}{q(V_D - V)} \right]$$

$$\begin{aligned}
 & \times \ln \left(\frac{N_C \omega_C + n_i \gamma_s + N_A \gamma_p \exp \left\{ \frac{(E_s - E_t) - q(V_D - V)}{KT} \right\}}{N_C \omega_C + n_i \gamma_s + N_A \gamma_p} \right), \\
 f(c) &= N_C \omega_C + n_i \gamma_s + N_A \gamma_p \exp \left\{ \frac{(E_s - E_t) - q(V_D - V)}{KT} \right\}, \\
 f(d) &= N_C \omega_C + n_i \gamma_s + N_A \gamma_p, \\
 f(e) &= \frac{q}{KT} N_A \gamma_p \exp \left[\frac{(E_s - E_t) - q(V_D - V)}{KT} \right], \\
 f(h) &= \frac{\partial}{\partial V} (N_C \omega_C) \\
 &= -\frac{8q^2}{\sqrt{m_e^* E_s} d} \left[1 + \frac{Z(\alpha)}{(V_D - V)} \right] \exp \left(\frac{-Z(\alpha)}{(V_D - V)} \right), \\
 Z(\alpha) &= \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{E_s^2 d}{qP}. \tag{29}
 \end{aligned}$$

对于深能级-价带隧道过程,只要将上式中的各参数作如下的替代: $(E_s - E_t) \rightarrow E_t$, $N_C \omega_C \rightarrow N_V \omega_V$, $P_i \gamma_p \rightarrow n_i \gamma_s$, $N_A \gamma_p \rightarrow N_D \gamma_s$, 即可得到相似的 C_{tV} 。最后:

$$C_t = C_{tc} + C_{tv}. \tag{30}$$

在实际情况中, C_{tc} 与 C_{tv} 两者之中常常只有一个起主要作用。

5. P-N 结的总电容

对于 P-N 结电容,过去已研究得很清楚的有两种来源。扩散电容 C_d 和势垒电容 C_b , 后者应包含深能级杂质的产生-复合过程的贡献。对于一个 P-N 结,有:

$$C_d = \frac{qA}{KT} \frac{qn_i^2 L_p}{2N_D} \left[\exp \left(\frac{qV}{KT} \right) - 1 \right], \tag{31}$$

$$C_b = A \left[\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\left[q(V_D - V) - \frac{N_t E_t}{N_D} \right]^{\frac{1}{2}}}. \tag{32}$$

现在又增加了一个深能级-带隧道电容 C_{ts} , (30) 式。扩散电容主要出现在正偏压范围,它的起源与隧道过程无关。而深能级的势垒电容也包含深能级杂质参与产生-复合过程,需要考虑它与隧道电容的关系。据深能级势垒电容的理论分析,电容 C_b 是偏压改变 dV 时,准费米能级所扫过的深能级中电荷密度 dQ_b 的微商 $C_b = \frac{dQ_b}{dV}$ 。一般说来费米能级与开始出现深能级-带隧道过程的能级限并不重叠,例如对于深能级-价带隧道过程,图 1 中的 E_{tp} 明显地高于 E_V 。因而偏压改变时对势垒电容有贡献的深能级与对隧道电容有贡献的深能级不在同一区域。 $(E_{ts} \text{ 与深能级-导带隧道过程的关系有所不同。见后面的讨论。})$ 所以可以分别计算势垒电容与间接隧道电容。即 P-N 结的总电容:

$$C = C_d + C_b + C_{ts}. \tag{33}$$

图 4 和图 5 的 Q_t-V 曲线都表明: 电容 $C = \frac{dQ}{dV}$ 在左半边为正值, 在右半边为负

值。在经典物理中,电容的定义为 $C = \left| \frac{dQ}{dV} \right|$ 总是正的,负电容就是电感。由于 P-N 结电容的测量是三种起源的电荷变化加在一起的,因此必须保留 $\frac{dQ}{dV}$ 的负值。另外,我们在 HgCdTe P-N 结的 $C-V$ 曲线的测量中确实测到了电感。因此我们称它为负电容。图 6 画出 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结的各种电容及总电容与偏压关系。这图表明。(1) 由于深能级-带隧道电容的存在,使 $C-V$ 曲线出现反常峰及负值。(2) 极大值所在的偏压就是 Q_t-V 曲线左边的拐点所在的偏压。(3) $C=0$ 的偏压就是 Q_t-V 曲线极大值所在的偏压。(4) $C_{tV} \ll C_{sc}$ 。(5) C_b 远小于 C_s , 可忽略不计。因而在前面论证 C_s 和 C_t 可分别计算时未讨论的深能级-导带隧道电容,在此可得到说明。即使 n 型区是简并半导体,电子准费米能级位于导带内,这时深能级既有可能对隧道电容有贡献,也有可能对势垒电容有贡献,但如按(32)式计算出 C_b , 其值远小于 C_s , 不会影响到整个 $C-V$ 曲线的形状。(6) 大的正偏压处仍以 C_s 为主。图 6 的 $C-V$ 曲线正是测量所得的窄禁带半导体 P-N 结的 $C-V$ 曲线的形状。

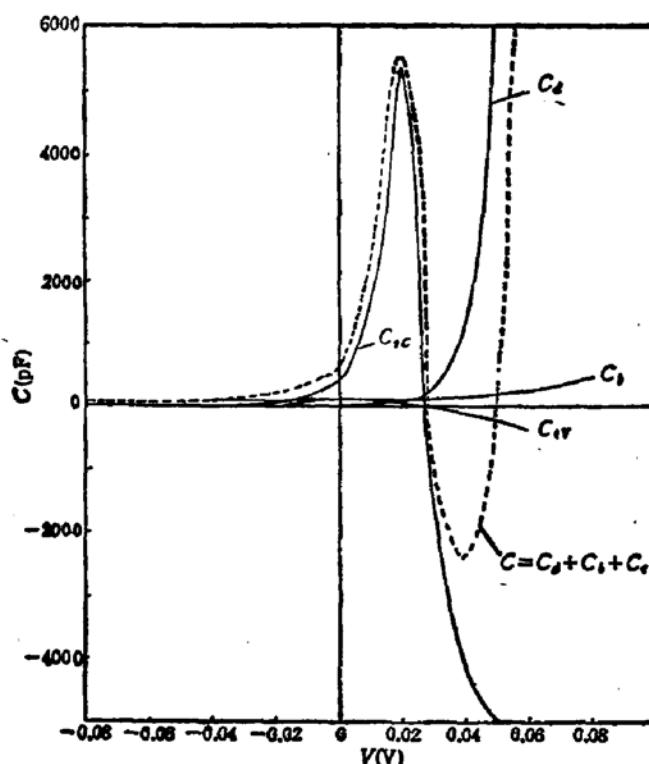


图 6 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结的 $C-V$ 特性理论曲线

(计算用参数: $x = 0.2$, $T = 77K$, $E_g = 0.1eV$, $E_t = \frac{1}{2}E_g$, $N_t = 1 \times 10^{17}cm^{-3}$, $P = 1 \times 10^{-6}eV \cdot cm$, $N_D = 1 \times 10^{16}cm^{-3}$, $N_A = 1 \times 10^{17}cm^{-3}$, $\sigma_s = 10^{-15}cm^2$, $\sigma_p = 1 \times 10^{-16}cm^2$)

6. 数 值 计 算

深能级-带隧道电容的理论公式(28)式太复杂,必须作数值计算才能理解它的意义。

其中包含很多参数。与隧道过程直接有关的是 N_s 、 E_t , 计算时可以假定, 在与实验拟合时可以作为待定参数。其它参数或者从材料的性质得到, 如 N_A 、 N_D 等等; 或者用其他作者的实验数据, 如 $\tau_n = \sigma_n \bar{v}$, $\tau_p = \sigma_p \bar{V}$ 等等。图 7 和图 8 分别为 $Hg_{0.195}Cd_{0.195}Te$ P-N 结和 $Hg_{0.275}Cd_{0.275}Te$ P-N 结的 $C-V-T$ 三维曲线, 采用突变结模型, 略去 C_s 部分, 所用的参数为:

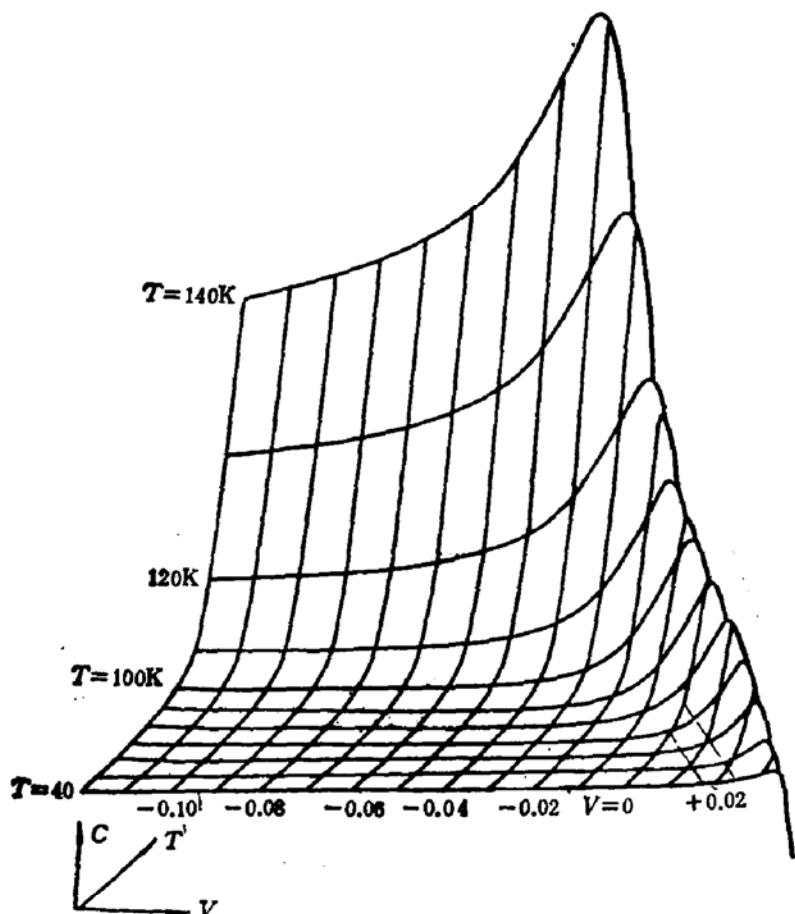


图 7 $x = 0.195$ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ P-N 结电容-电压特性的温度关系。
(理论计算的 $C-V-T$ 三维图.) 电容范围: $-200\text{ pF} - 1000\text{ pF}$.

对于图 7: $x = 0.195$, $T = 77\text{ K}$ 时 $E_g = 0.086\text{ eV}$. 取 $E_t = 0.042\text{ eV}$, 温度升高时, 此值不变。 $N_s = 1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$, 其它参数为: $N_A = 2 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$, $\sigma_n = 4 \times 10^{-14}\text{ cm}^{-2}$, $\sigma_p = 4 \times 10^{-17}\text{ cm}^{-2}$ 。

对于图 8: $x = 0.275$, 77 K 时 $E_g = 0.21\text{ eV}$. 取 $E_t = 0.052\text{ eV}$. 温度升高时, 此值不变。 $N_s = 1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$, 其它参数与图 7 相同。另外, 取 $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 10^{-8}\text{ s}$ ^[4], 实验中常用的测量频率 $f = 1\text{ MHz}$, 所得结果应为低频电容, 图中计算的也是低频电容。

图 7 和图 8 表明: $C-V$ 曲线有峰值存在, 峰所在的偏压随着温度的升高向负电压方向移动, 也出现负电容, 不过这里仅画出趋势, 没有作认真计算。这些特征与我们实测的窄禁带 P-N 结的 $C-V$ 曲线的形貌相符。因而我们可以用上述理论去拟合实验曲线, 由此得出深能级的位置及浓度。

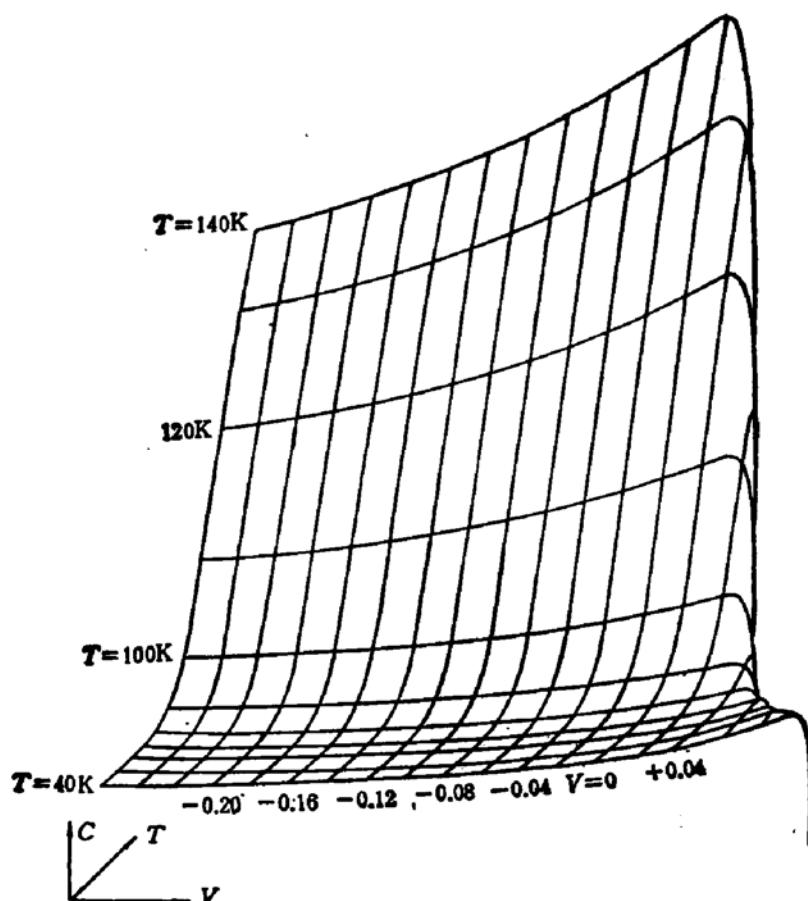


图 8 $x = 0.275$ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ P-N 结电容-电压特性的温度关系
(理论计算的 C-V-T 三维图).

参 考 文 献

- [1] R. K. Willardson et al., *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 18, *Mercury Cadmium Telluride*, Academic Press, 1981.
- [2] W. W. Anderson, *Infrared Physics*, 17, 147 (1977).
- [3] W. W. Anderson, *Infrared Physics*, 20, 353 (1980).
- [4] W. W. Anderson, *J. Appl. Phys.*, 53, 9130 (1982).
- [5] 袁培心、童斐明、汤定元, 红外研究, 待发表.
- [6] C. T. Sah, *Phys. Rev.*, 123, 1594 (1961).
- [7] 汤定元, 红外物理与技术, 6, 345(1974).
- [8] D. L. Polla, *J. Appl. Phys.*, 52, 5118 (1981).

Indirect Tunnelling Capacity of the P-N Junction of the Narrow Band-Gap Semiconductors

Lin He and Tang Dingyuan

(*Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai*)

Abstract

The expression of the capacity caused by the indirect tunnelling process is derived by using the detailed balance between the process of indirect tunnelling via deep impurity level and the process of thermal excitation and trapping. This capacity appears only in a narrow range of bias voltage around zero bias voltage. The $C-V$ characteristic is not the usual monotonous function of voltage, but has a maximum and negative values in a range of bias voltage. Numerical calculations are made. The shape of the calculated $C-V$ curves is similar to that of the measured $C-V$ curves obtained on the p-n junctions of narrow gap semiconductors $Hg_{1-x}Cd_xTe$.

KEYWORDS Narrow band-gap semiconductor, p-n junction, Indirect tunnelling capacity