

在 C₇₀ 固体/p-GaAs 结构中的甚深深能级 *

冉广照¹⁾ 陈 源¹⁾ 陈开茅¹⁾ 张晓岚²⁾ 刘鸿飞³⁾

¹⁾(北京大学物理学院 ,北京 100871)

²⁾(福州大学电子科学与应用物理系 ,福州 350002)

³⁾(北京有色金属研究院 ,北京 100088)

(2003 年 6 月 10 日收到 2004 年 2 月 4 日收到修改稿)

发展了恒温电容瞬态数据处理方法 称新方法为恒温电容瞬态时间积谱(ICTTS). 用 ICTTS 方法测量分析了 C₇₀ 固体/p-GaAs 异质结的深能级 结果发现在 C₇₀ 固体中存在两个很深的空穴陷阱 ,H₁ 和 H₂ , 它们的能级位置分别为 E_v + 0.856 eV 和 E_v + 1.037 eV .

关键词 :C₇₀ , 深能级 , 恒温电容瞬态

PACC : 7155 , 7220J , 7340L

1. 引 言

C₆₀ 和 C₇₀ 固体是碳元素除石墨和金刚石之外的第三种同素异构体 . 它具有若干重要的特性 依其结构的完整性和所掺杂质的种类及数量的不同 , 它可以是绝缘体、半导体^[1-3] 和超导体^[3-6] 等 . 因此它引起了众多物理和化学工作者的巨大关注 . 通常纯的 C₆₀ 或 C₇₀ 固体薄膜是弱 n 型半导体 , 已有实验表明它可以被用作 n 型沟道场效应晶体管的有源部分 , 晶体管的开关电流比高达 10⁶^[7] . 扫描隧道电子显微镜(STM)和 x 射线光电子发射(XPS)测量揭示 C₆₀ 或 C₇₀ 固体与重要半导体(Si 和 GaAs)表面之间存在着强烈的相互作用 , 如电荷转移和相互成键等^[8-10] . C₆₀ 或 C₇₀ 固体与重要半导体(Si ,GaAs ,GaN 等)接触的电学和光学性质研究发现它们均是强整流异质结 , 在偏压为 ± 1 V 时 , 其整流比高达 10⁴—10⁶^[11-13] , 并且对于 C₆₀ 固体/Si 异质结的光生伏特达到 0.4 V^[14] . C₇₀ 或 C₆₀ 固体中的深能级电子态会影响到 C₆₀(C₇₀)材料本身或相关器件的电学和光学性质 但到目前为止还少见这方面的研究报道^[15] .

对于非掺杂的 C₇₀(C₆₀)固体 , 其费米能级接近于禁带中央 , 相应地只有近禁带中央的很深深能级有可能被电容瞬态技术测量到 . 由于传统深能级瞬

态谱技术(DLTS)在观测甚深深能级方面有困难^[16] , 因此本文发展了恒温电容瞬态讯息处理方法 , 并称之为恒温电容瞬态时间积谱(ICTTS). 文中用这一方法对 C₇₀ 固体/p-GaAs 结构中的甚深深能级进行了观测和研究 .

2. 恒温电容瞬态时间积谱测量原理

本文测量所用样品为 Ti/C₇₀/p-GaAs 结构 , 已有实验证明 Ti 和 C₇₀ 固体的接触是欧姆性质的^[11] , Ti 在样品中只起电极作用 . 实际测量表明 C₇₀/p-GaAs 是很好的异质结 , 其自建势约为 0.53 V. 由于样品中的 C₇₀ 层是非掺杂的和电阻率大于 10⁶ Ω·cm 的 n 型半导体 , 在层厚仅为 200 nm 的情况下 , C₇₀ 层的自由电子已在 C₇₀ 和 p-GaAs 形成结的过程中耗尽 . 因此 , Ti/C₇₀/p-GaAs 结构的电容 C 是 C₇₀ 层电容 C_{C₇₀} 和 p-GaAs 耗尽层电容 C_s 串联的结果 , 即

$$1/C = 1/C_{C_70} + 1/C_s , \quad (1)$$

其中

$$C_{C_70} = A_e \epsilon_{C_70} \epsilon_0 / d_{C_70} \quad (2)$$

和

$$C_s = A_e \epsilon_s \epsilon_0 / W , \quad (3)$$

其中 , A_e 是 Ti 电极面积 . ε_{C₇₀} 和 ε_s 分别是 C₇₀ 固体和

* 国家自然科学基金(批准号 50376030)资助的课题 .

† E-mail : rangz@mail.phy.pku.edu.cn ; 电话 010-62751618 .

GaAs 的相对介电常数 ϵ_0 是真空电容率, $d_{C_{70}}$ 和 W 分别是 C₇₀ 层和 GaAs 耗尽区宽度。现在就以这种样品为例, 描述 ICTTS 的测量原理。

为了便于分析, 假设在 C₇₀/p-GaAs 界面附近只存在一种能级深度很深的空穴陷阱, 其能级为 $E_v + E_T$ 以及密度为 D_{iT} , 其中被空穴占据的部分为 P_T 。做实验之前, 让样品恒温在某一适当的测量温度 T 并一直处于零偏压状态, 这样就使深陷阱全部被空穴占据, 即有 $P_T = D_{iT}$ 。实验开始也就是时间 $t = 0$ 时刻, 让样品的偏压突然跃变到反向偏压 V_R , 并保持 V_R 和温度 T 不变一直到 $t \rightarrow \infty$ 时刻。当 $t > 0$ 时, 深中心束缚的空穴因吸收声子而热发射到价带顶并被结电场扫出势垒区, 这时深中心束缚空穴密度将随时间指数地减小, 即

$$P_T(t) = (1 - e_n \tau_e) D_{iT} \exp(-t/\tau_e) + e_n \tau_e D_{iT}, \quad (4)$$

其中 τ_e 是深中心的空穴热发射时间常数, 它与深中心的电子热发射率 e_n 以及空穴热发射率 e_p 的关系为

$$\tau_e = 1/(e_n + e_p). \quad (5)$$

由于样品的偏压恒定(4)式的这种束缚空穴密度指数衰变将引起空间电荷区中净电荷浓度变化并进一步引起样品电容的瞬变。利用泊松方程的积分形式, 由样品中空间电荷的具体分布可以准确地推演出样品电容 $C_R(t)$ 的表示式为

$$[1/C_R^2(t) - 1/C_R^2(\infty)] = A \exp(-t/\tau_e), \quad (6)$$

其中 A 是指数时间函数前的系数, 它与深能级密度 D_{iT} 成正比, 即

$$A = 2e_p \tau_e D_{iT} [A_e \epsilon_s \epsilon_0 C_{C_{70}} N_A^-], \quad (7)$$

以及 $C_R(t)$ 和 $C_R(\infty)$ 分别是反向偏压为 V_R 时样品在任意时刻 t 和 $t \rightarrow \infty$ 时的电容, 上式 N_A^- 是 GaAs 的离化浅受主浓度。令 $\Delta C_R(t) = C_R(t) - C_R(\infty)$ 。当 $|\Delta C_R(t)/C_R(\infty)| \ll 1$ 时(6)式可改写为

$$\Delta C_R(t) = -\Delta C_R(0) \exp(-t/\tau_e), \quad (8)$$

其中 $\Delta C_R(0)$ 是电容瞬态初值, 它也与深能密度 D_{iT} 成正比, 即

$$\Delta C_R(0) = C_R^3(\infty) A / 2. \quad (9)$$

从(6—9)式可见, 只要测量出瞬态电容函数初值 $1/C_R^2(0) - 1/C_R^2(\infty)$, 即可求得深能级密度 D_{iT} , 即

$$D_{iT} = [1/C_R^2(0) - 1/C_R^2(\infty)] A_e \epsilon_s \epsilon_0 C_{C_{70}} N_A^- / (2e_p \tau_e). \quad (10)$$

从(6)式还可以看到 $[1/C_R^2(t) - 1/C_R^2(\infty)]$ 是时间的单指数函数, 只要测出它的时间常数 τ_e (当 $e_p \gg e_n$ 时, $\tau_e^{-1} = e_p$) 就等于确定了在 T 温度下的深能级空穴热发射率 $e_p(T)$ 。通过测量一系列温度下的 e_p , 便可根据 $e_p = \sigma_p v_p N_v \exp(-E_T/kT)$ 关系求出深能级 E_T 以及其空穴俘获截面 σ_p 。式中 v_p 是空穴平均热运动速度, N_v 是 GaAs 价带顶的有效状态密度。如果在 C₇₀/p-GaAs 界面附近不是存在一个深能级而是多个深能级, 则(6)式应成为

$$[1/C_R^2(t) - 1/C_R^2(\infty)] = \sum_l^n A_l \exp(-t/\tau_{el}), \quad l = 1, 2, 3, \dots, n \quad (11)$$

以及当 $|\Delta C_R(t)/C_R(\infty)| \ll 1$ 时,

$$\Delta C_R(t) = -\frac{C_R^3(\infty)}{2} \sum_l A_l \exp(-t/\tau_{el}), \quad l = 1, 2, 3, \dots, n, \quad (12)$$

其中 A_l 是第 l 个深能级空穴热发射时间指数前的系数, 它与第 l 个深能级密度 D_{iTl} 的关系为

$$A_l = \frac{2e_p l \tau_{el} D_{iTl}}{A_e \epsilon_s \epsilon_0 C_{C_{70}} N_A^-}, \quad (13)$$

以及 τ_{el} 和 e_p 分别是第 l 个深能级的空穴热发射时间常数和热发射率。方程(11, 12)表明有多个深能级存在的情况下, 电容瞬态包含着多个时间指数函数。要用恒温电容瞬态测量直接确定其中所含的各个时间指数函数分量的工作是很复杂的, 有时甚至是很困难的。经过对(11)或(12)式分析, 发现如果在等式两边同乘时间 t , 则新等式右边是有多个极大值的时间函数, 极大值的个数和样品所含深能级的数目相等, 每个极大值的位置在 $t = \tau_{el}$ 处。现将(11)式两边同乘 t , 并令 $S(t) = t[1/C_R^2(t) - 1/C_R^2(\infty)]$, 即得

$$S(t) = \sum_l^n A_l \tau_{el} \left(\frac{t}{\tau_{el}} \right) \exp(-t/\tau_{el}), \quad l = 1, 2, 3, \dots, n. \quad (14)$$

如果相邻深能级间距足够大, 则函数 $s(t)$ 在每个 $t = \tau_{el}$ 处会出现明显的峰。利用 T 温度下峰的位置可以确定深能级在 T 温度的空穴热发射时间常数 τ_{el} , 再通过一系列恒定温度下的类似测量, 便可以确定深能级的表观激活能 E_{Tl} 。同时利用在 $t = \tau_{el}$ 处的峰高 $S_{max}(\tau_{el})$ 可以计算出第 l 个深能级的密度 D_{iTl} , 其计算步骤为先由下式求出 A_l 系数:

$$A_l = \frac{2.7183}{\tau_{el}} [S_{max}(\tau_{el}) - \sum_{m \neq l} A_m \tau_{el} \exp(-\tau_{el}/\tau_{em})];$$

$$m = l \pm 1, l \pm 2, \dots \quad (15)$$

再由(13)式求出 D_{ITL} . 上述即为 ICTTS 测量原理.

3. 实验与结果

3.1. 样品制备

样品衬底是掺锌(Zn)浓度为 $1 - 2 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 的气相外延 p 型的 GaAs(100)单晶片. 在它的背面做好欧姆接触以后, 将它的正面用 $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ 按体积比为 2% : 6% : 92% 的腐蚀液去层约 10 nm. 然后用去离子水将它冲洗干净和经高纯 N_2 气吹干, 并马上把它装入高真空(UHV)室等待淀积 C_{70} . C_{70} 粉末是用通常的交流电弧法生产的和重复用液相色层法提纯的. 在 BALZERS UMS-500 UHV 系统中, 将纯度为 99.8% 的 C_{70} 粉末热升华到 p 型 GaAs(100)单晶片的正面上. 升华前真空室的真空度为 10^{-7} Pa. 在淀积过程中, 单晶片温度为 200°C, C_{70} 的淀积速率为 1 nm/min. C_{70} 膜的厚度用一个石英振荡器作适时监测, 低能电子衍射测量结果表明 C_{70} 膜为面心立方为主的多晶膜. 在同一真空室中蒸发面积为 $5.03 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 的 Ti 电极于 C_{70} 膜上, 此时衬底温度为 100 °C. 这样就制成了 Ti/ C_{70} /p-GaAs 结构, 用表面台阶仪测得 C_{70} 膜厚度约为 200 nm.

3.2. Ti/ C_{70} /p-GaAs 的甚深深能级特性

图 1 是 Ti/ C_{70} /p-GaAs 的高频(1MHz)电容-电压($C-V$)曲线. 由图可见, 回扫描曲线在正扫描曲线之上, 表明 Ti/ C_{70} /p-GaAs 的 $C-V$ 特性明显存在着滞后效应. 图中标明在正扫描的终点($V_R = 5.0$ V)处, 让偏压在 5.0 V 维持 10 min, 然后再回扫描, 这样做是为使滞后效应更明显. 由于在对比样品(Ti/p-GaAs 肖特基势垒)中未观测到这种效应, 因此可以把这种滞后效应归结为近 C_{70} /p-GaAs 界面的 C_{70} 一侧的深中心发射空穴引起的.

图 2 示出温度 $T = 340$ K 时 Ti/ C_{70} /p-GaAs 结构的高频(1MHz)电容-时间($C-t$)特性. 图中实线表示 $t = 0$ 时刻样品偏压由 0 V 跃变为 $V_R = 5.0$ V 并保持此电压至 $t \rightarrow \infty$ 条件下, 样品的高频 C_R-t 曲线, 而虚线表示(11)式左边项的对数与时间的关系. 由图可见, $\ln[1/C_R^2(t) - 1/C_R^2(\infty)]$ 与 t 不成线性关系, 这表明样品的 C_R-t 过程不是由单一深能级而是由较

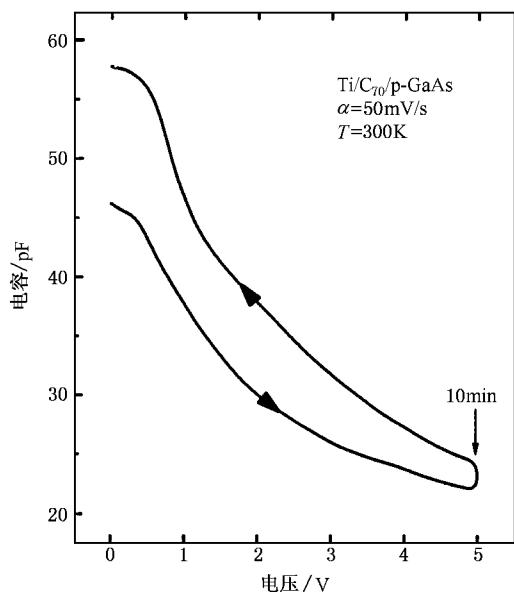


图 1 Ti/ C_{70} /p-GaAs 的高频(1MHz) $C-V$ 特性, 10min 是正向扫描在 5.0V 时停的时间, 扫描速率 $\alpha = 50\text{mV/s}$, $T = 300\text{K}$

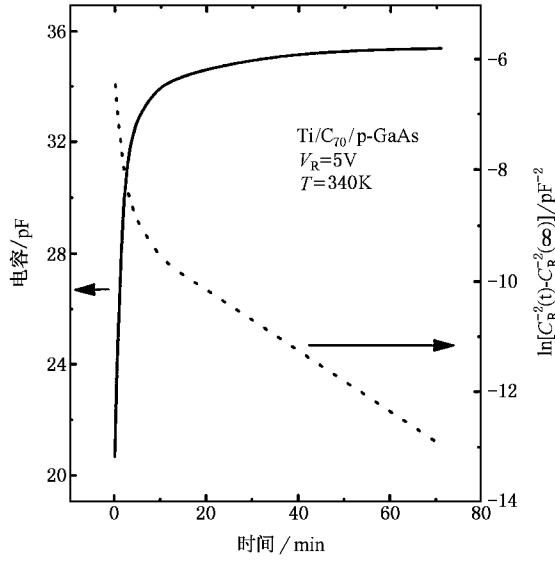


图 2 Ti/ C_{70} /p-GaAs 结构的高频(1MHz) C_R-t 曲线, $T = 340\text{K}$, $V_R = 5.0\text{V}$

多深能级引起的.

图 3 表示 $T = 340$ K 时偏置由 0 V 跃变成 5.0 V 后 Ti/ C_{70} /p-GaAs 的 ICTTS. 由图可见, 在时间 t 为 81 s 和 1137 s 处各出现一个 ICTTS 峰, 表明在 Ti/ C_{70} /p-GaAs 中有两个空穴陷阱对 $T = 340$ K 的电容瞬态作出了主要贡献, 用 H_1 和 H_2 表示这两个陷阱. 根据第二节指出的峰的位置 t_l 就是第 l 个陷阱在测量温度 T 下的空穴热发射时常数 τ_{el} , 可以确定 $T = 340$

K 时, H_1 和 H_2 的空穴热发射时常数分别为 $\tau_{el} = 1137$ s 和 $\tau_{e2} = 81$ s. 因为 $\tau_{e2} \ll \tau_{el}$, 故当 $t = \tau_{el}$ 时, H_2 陷阱的空穴热发射过程已经结束, $S_{max}(\tau_{el})$ 峰仅是 H_1 陷阱热发射空穴的贡献, 因此利用(15)式计算系数 A_1 时可不计 H_2 陷阱的影响, 即

$$A_1 = 2.7183 S_{max}(\tau_{el}) / \tau_{el}. \quad (16)$$

但在计算系数 A_2 时, 是要计 H_1 陷阱的影响的. 由实测 $S_{max}(\tau_{el})$ 和 $S_{max}(\tau_{e2})$ 以及(15)式可计算出 A_1 和 A_2 , 并进一步由(13)式计算出 H_1 和 H_2 陷阱的密度分别为 6.5×10^{10} 和 $8.7 \times 10^{11}/\text{cm}^2$.

在 310—340 K 温度范围内每间隔 5 K 对样品作一次 ICTTS 测量, 得到 H_1 和 H_2 在不同温度下的空穴热发射时常数, 图 4 示出这些测量结果. 如果 H_1 和 H_2 的 $e_p \gg e_n$, 则可将图 4 测量数据按最小二乘法拟合, 求出 H_1 和 H_2 的空穴表观激活能分别为 0.856 和 1.037 eV.

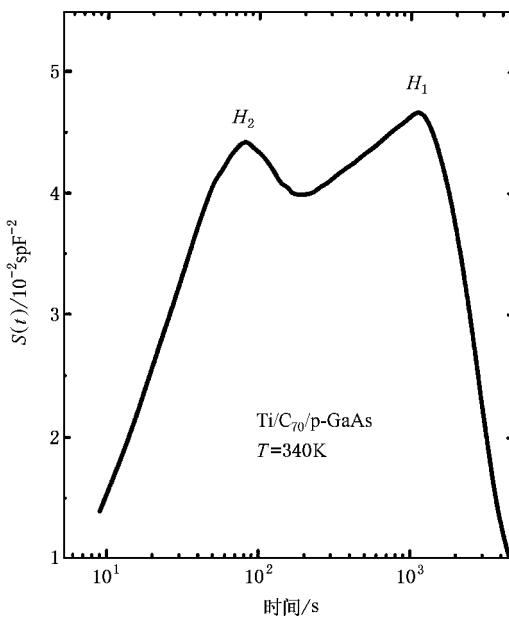


图 3 Ti/C₇₀/p-GaAs 的 ICTTS, $T = 340$ K, $V_R = 5.0$ V

在某一恒定温度 T 和某一反向偏压 V_R 下, 经过从 $t = 0$ 至 $t \rightarrow \infty$ 的长时间空穴热发射后, 在 Ti/C₇₀/p-GaAs 的空间电荷区中的 H_1 和 H_2 的束缚空穴所剩无几并已达到稳定态. 就在此时($t' = 0$), 让样品由反向偏压 V_R 突然跃变成为 0 V 偏置, 并且将这一偏置保持到 $t' \rightarrow \infty$, 伴随这种偏置变化样品电容有一个由小到大的跃变, 紧随其后出现一个恢复到稳定值 $C_0(\infty)$ 的正电容瞬态 $C_0(t') - C_0(\infty)$, 它和

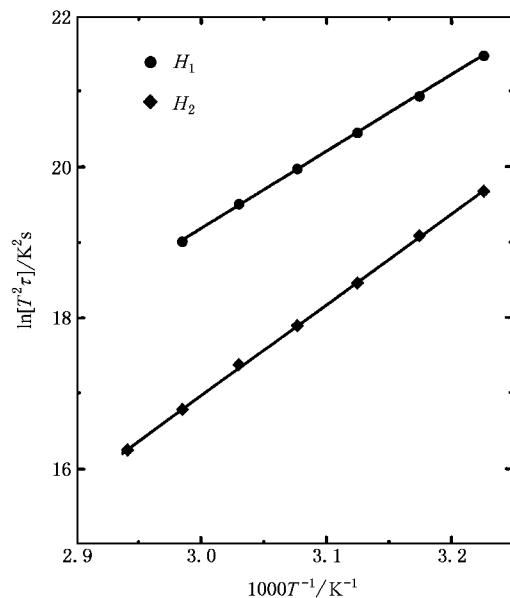


图 4 Ti/C₇₀/p-GaAs 的甚深深能级的空穴热发射率与温度倒数的关系, 实心圆和菱形分别表示 H_1 和 H_2

图 2 所示的负电容瞬态 $C_R(t) - C_R(\infty)$ 的 \pm 号正好相反. 图 5 示出这种正电容瞬态及相关分析. 图中实线和实心圆分别表示 $T = 330$ K 时的电容-时间 ($C_0 - t'$) 和 $F(t')/F(0)$ 曲线, 以及虚线和空心圆分别表示 $T = 340$ K 时的 $C_0 - t'$ 和 $F(t')/F(0)$ 曲线, $F(t') = C_0^{-2}(t') - C_0^{-2}(\infty)$. 图中可见, 在 $t' = 0$ 时样品电容 $C_0(0)$ 超过 $t \rightarrow \infty$ 时样品电容 $C_0(\infty)$ 约 17.5 pF. 这说明由反向偏置 $V_R = 5.0$ V 跃变成 0 V 时, 在 C₇₀/p-GaAs 界面附近有明显的多数载流子(空穴)累积. 随着缺陷 H_1 和 H_2 对空穴的俘获, 累积的空穴逐步消失, 相应地 Ti/C₇₀/p-GaAs 的电容恢复到平衡值 $C_0(\infty)$. 从图中还可以看到两点: 1) $C_0(t')$ 是多指数时间函数; 2) 随着温度升高, 电容衰减速度加快, 比如对于 $T = 330$ 和 340 K, 电容从 60 pF 下降到 46 pF 所花费的时间分别为 9.6 和 1.9 min.

4. 讨 论

在 3.2 节对 Ti/C₇₀/p-GaAs 结构和控制样品(Ti/p-GaAs 肖特基二极管)都进行了高频 C-V 和恒温电容瞬态 $C-t$ 测量. 结果发现只有前者的 C-V 曲线有明显的滞后效应以及相当大的恒温电容瞬态, 并且可用 ICTTS 技术确定出缺陷 H_1 和 H_2 , 而控制样品没有观测到这些信号. 这表明两个缺陷 H_1 和 H_2 不

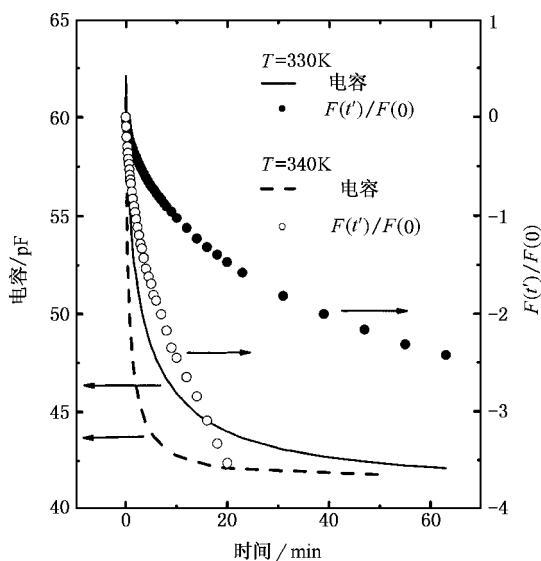


图5 由反向偏压 $V_R = 5.0\text{V}$ 跃变至 0V 以后 $\text{Ti}/\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 的高频(1MHz) C_0-t' 特性 实线和虚线分别表示 $T = 330$ 和 340K 时的电容 实心圆和空心圆分别代表 $T = 330$ 和 340K 时的 $F(t')/F(0)$, $F(t') = C_0^{-2}(t') - C_0^{-2}(\infty)$

是存在于 p-GaAs 体内,而可能是存在于 $\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 界面或 C_{70} 固体中.厚度仅为 200 nm 的非掺杂的 C_{70} 层在与 p-GaAs 形成异质结时自身的自由电子已完全耗尽了,不可能用电容瞬态技术观测到它具有电子陷阱 即 H_1 和 H_2 不可能是 C_{70} 层的电子陷阱.

从实际测量知道,在 $310\text{--}340\text{ K}$ 温度范围内,当样品偏置从 5.0 V 跃变到 0 V 以后,不同温度下的恒温正电容瞬态持续时间从 10 几分钟到若干小时,图5给出 $T = 330$ 和 340K 时的例子.这样慢的

空穴填充速度不是 $\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 界面缺陷所应有的,通常它们的多子填充时间仅为 μs 和 ms 量级,可见 H_1 和 H_2 也不大可能是 $\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 界面态.

实际上可能性最大的是 H_1 和 H_2 是 C_{70} 层中的空穴陷阱 对于那些靠近 $\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 界面且处于 C_{70} 禁带中央附近的空穴陷阱是会被上述电容-电压或电容瞬态技术观测到的.由于在 0 V 偏置下,界面附近 C_{70} 价带顶的空穴浓度极为稀薄而且强烈地依赖于温度 这就造成 H_1 和 H_2 有如上所说的缓慢的空穴填充速度且这种填充速度随温度升高而加速.

关于 C_{60} 固体的缺陷已有一定的研究^[15,17-19],主要集中于 C_{60} 晶格的填隙氧(O_i)和碳氧键($\text{C}-\text{O}$)引起的深施主和深受主.但是对 C_{70} 固体深能级尚少有研究, H_1 和 H_2 缺陷的起源问题仍有待于进一步研究.点缺陷的鉴别须综合多种方法^[20-26].

ICTTS 是一种分析恒温电容瞬态的新方法,借助于它能比较便捷地获取深能级的动力学参数.另外恒温电容瞬态技术能弥补 DLTS 在高温测量的困难,在室温以上不远的温度范围内就可以用它观测较宽禁带半导体材料的很深深能级.

5. 结 论

文中提出分析恒温电容瞬态的新方法(ICTTS),并且用这一方法观测 $\text{Ti}/\text{C}_{70}/\text{p-GaAs}$ 结构的甚深深能级.结果发现在 C_{70} 固体中存在两个空穴陷阱 H_1 和 H_2 ,它们分别位于 $E_V + 0.856\text{ eV}$ 和 $E_V + 1.037\text{ eV}$.

- [1] Benning P J, Martin J L, Weaver J H, Chibante L P F and Smalley R E 1991 *Science* **252** 1417
- [2] Weaver J H, Martin J L, Kormeda T, Chen Y, Ohno T K, Kroll G H, Troullier N, Haufler R E and Smalley R E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1741
- [3] Kelty S P, Chen C C and Lieber C M 1991 *Nature* **352** 223
- [4] Hebard A F, Rosseinsky M J, Haddon R C, Murphy D W, Glarum S H, Palstra T T M, Ramirez A P and Kortan A R 1991 *Nature* **350** 600
- [5] Rosseinsky M J, Ramirez A P, Glarum S H, Murphy D W, Haddon R C, Hebard A F, Palstra T T M, Kortan A R, Zahurak S M and Makhija A V 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2830
- [6] Tanigaki K, Ebessen T W, Saito S, Mizuki J, Tsai J S, Kubo Y and Kuroshima S 1991 *Nature* **352** 222
- [7] Haddon R C, Perel A S, Morris R C, Palstra T T M, Hebard A F and Fleming R M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 121
- [8] Wang X D, Hashizume T, Shinohara H, Saito Y, Nishina Y and Sakurai T 1993 *Phys. Rev. B* **47** 15923
- [9] Li Y Z, Chander M, Patrin J C, Weaver J H, Chibante L P F and Smalley R E 1991 *Science* **253** 429
- [10] Ohno T R, Chen Y, Harvey S E, Kroll G H, Weaver J H, Smalley R E and Haufler R E 1991 *Phys. Rev. B* **44** 13747
- [11] Chen K M, Wu K, Chen Y, Jia Y Q, Jin S X, Li C Y, Gu Z N and Zhou H N 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1683
- [12] Chen K M, Zhang Y X, Qin G G, Jin S X, Wu K, Li C Y, Gu Z N and Zhou X H 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 3557
- [13] Chen K M, Sun W H, Wu K, Li C Y, Qin G G, Zhang Q L, Zhou X H and Gu Z N 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6935

- [14] Kita K , Wen C , Ihara M and Yamada K 1996 *J. Appl. Phys.* **79**
2798
- [15] Katz E A , Faiman D , Mishori B , Shapira Y , Shames A L , Shtutina
S and Goren S 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 3333
- [16] Gotz W , Johson N M , Street R A , Amano H and Akasaki I 1995
Appl. Phys. Lett. **66** 1340
- [17] Shames A , Katz E A , Goren S , Faiman D and Shtutina S 1997
Mater. Sci. Eng. B **45** 134
- [18] Kaiser M , Maser W K , Byrne H J , Mittelbach A and Roth S 1993
Solid State Commun. **87** 281
- [19] Hamed A , Sun Y Y , Tao Y K , Meng R L and Hor P H 1993 *Phys.
Rev. B* **47** 10873
- [20] Xiao X F and Kang J Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 138 (in Chinese)
[肖细凤、康俊勇 2002 物理学报 **51** 138]
- [21] Lin B X , Zhu F X , Jia Y B and Liao G H 2001 *Acta Phys. Sin* **50**
2208 (in Chinese)[林碧霞、付竹西、贾云波、廖桂红 2001 物理
学报 **50** 2208]
- [22] Lu L W and Zhang Y H 2001 *Acta Phys. Sin.* **51** 372 (in Chinese)
[卢励吾、张砚华 2002 物理学报 **51** 372]
- [23] Lu L W , Zhang Y H , Xu Z T and Xu Z Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51**
367 (in Chinese)[卢励吾、张砚华、徐遵图、徐仲英 2002 物理
学报 **51** 367]
- [24] Wang S G , Zhang Y M and Zhang Y M 2003 *Chin. Phys.* **12** 89
- [25] Zhu C G , Xu Peng Shou , Xu F Q , Lu E D , Pan H B and Guo H Z
1998 *Chin. Phys.* **7** 751
- [26] Yang Y , Xia G Q , Wang X and Zhao G Q 1998 *Acta Phys. Sin.*
47 978 (in Chinese)[杨宇、夏冠群、王讯、赵国庆 1998 物
理学报 **47** 978]

Highly deep levels in solid C₇₀/p-GaAs structures *

Ran Guang-Zhao^{1)†} Chen Yuan¹⁾ Chen Kai-Mao¹⁾ Zhang Xiao-Lan²⁾ Liu Hong-Fei³⁾

¹⁾ College of Physics , Peking University , Beijing 100871 , China)

²⁾ Department of Electron Science and Applied Physics , Fuzhou University , Fuzhou 350002 , China)

³⁾ Research Institute of Nonferrous Metals , Beijing 100088 , China)

(Received 10 June 2003 ; revised manuscript received 4 February 2004)

Abstract

A New method for analyzing the isothermal capacitance transience is suggested , which is referred to as the isothermal capacitance transience - time spectroscopy (ICTTS). The method can be used to observe highly deep levels in semiconductors with wide band gaps near the room temperature . The deep levels of solid C₇₀/p-GaAs heterojunctions are investigated by this method. It is found that there are two hole traps , H₁ and H₂ with level of E_V + 0.856 eV and E_V + 1.037 eV in solid C₇₀ , respectively .

Keywords : C₇₀ , deep levels , isothermal capacitance transience

PACC : 7155 , 7220J , 7340L

* Project supported by the National Natural Science foundation of China (Grant No. 60376030).

† E-mail : rangz@mail.phy.pku.edu.cn. Tel 010-62751618 .