

自由多子尾区俘获动力学及 多子俘获截面的测量

傅春寅 鲁永令 曾树荣

(北京大学物理系)

1987 年 5 月 21 日收到; 1987 年 7 月 4 日收到修改稿

提 要

本文讨论了自由多子尾被半导体深中心俘获的动力学. 指出, 当 DLTS 响应区被局限在尾区端部时, DLTS 信号强度与多子脉冲宽度成正比. 它可用于多子俘获截面(包括浅杂质浓度较高及多子俘获截面较大的情况)的测量.

一、引 言

多子俘获截面是半导体深能级基本参数之一, 自从 pn 结深能级瞬态谱 (DLTS) 提出以来^[1,2], 即成为研究它的重要手段. 传统方法是用多子脉冲宽度 t_p 控制电中性区深能级 E_T 对多子的俘获量 $N_T(1 - e^{-c_p p_0 t_p})$ (p 型), 这就要求 t_p 在 $(c_p p_0)^{-1}$ 的范围之内取值. 本文实例, $c_p \sim 10^{-7} \text{cm}^3/\text{s}$, $p_0 \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $c_p p_0 \sim 10^8 \text{s}^{-1}$, 于是 t_p 要在 10^{-8}s 以内取值, 而在实验上取得 10^{-7}s 的方脉冲已很困难. 因此本文实例用传统方法是无法测量的. 传统方法的根本限制在于电中性区多子浓度 p_0 太高, 因此它只限于高阻样品 (p_0 取值较小) 或多子截面较小的深能级. 最近有人利用空间电荷区自由多子尾 $p_0(x)$ 大大低于 p_0 的特点, 用 t_p 控制空间电荷区(而非电中性区)的俘获量 $N_T(1 - e^{-c_p p_0(x) t_p})$, 以求得对浅杂质浓度较高及多子截面较大情况的测量^[3], 但由于 $p_0(x)$ 服从电子位能的玻耳兹曼关系, 使该区内俘获量与 t_p 的关系十分复杂, 以致难于从实验中直接提取多子截面, 要辅以数字计算对实验结果进行拟合, 因此带来诸多不便, 并有较大误差.

本文在深入分析自由多子尾区俘获动力学过程后指出, 只要能在实验上把响应区局限在自由多子尾区端部, 俘获量与 t_p 的关系就显得很简单, 它将为多子俘获截面的测量(尤其是 $c_p p_0$ 较大的情况)提供了一个新方法.

二、原 理

以 n^+p 结中空穴(多子)陷阱为例. 在直流反偏 $-V_R$ 下, E_T 与空穴准费密能级 $(E_F)_p$ 相交于 x_r 点, x_r 由 $-V_R$ 决定. 若再叠加一正向方脉冲 V_p , 且有 $V_p = V_R$, 在脉冲期间, n^+p 结处于零偏, E_T 与 E_F 相交于 x_0 点, 称 $x_0 - x_r$ 为 DLTS 空穴响应区^[4]. 图

1 给出了 n^+p 结能带图. 一般响应区由 x_0-W_0 (尾区) 及 W_0-x_r (电中性区) 构成.

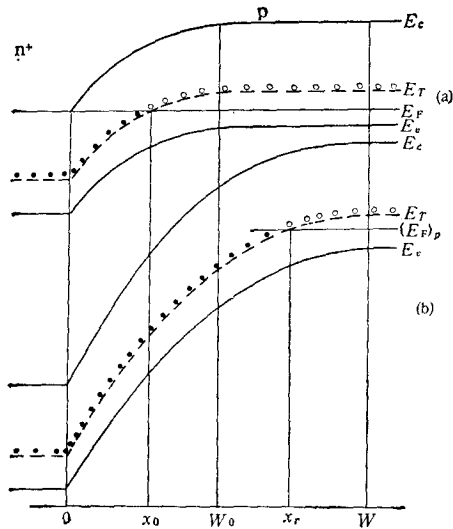


图 1 n^+p 结(禁带中存在典型空穴陷阱)能带图
(a) 为脉冲期间; (b) 为脉冲过后, $t \rightarrow \infty$

由深能级统计理论, 多于脉冲期间, x_0-x_r 内以空穴俘获为主, 故当脉冲结束时

$$p_T(x, t_p) = \frac{N_T}{1 + [p_1/p_0(x)]} \times [1 - e^{-c_p p_0(x) (1 + \frac{p_1}{p_0(x)}) t_p}], \quad (1)$$

其中 N_T , c_p , $p_0(x)$, $p_T(x, t_p)$ 为 E_T 的浓度、空穴俘获率、零偏自由空穴浓度及 x 点空穴俘获量.

$p_1 = \frac{1}{g} e^{-(E_T - E_v)/kT}$. 由 pn 结耗尽近似, 响应区内电中性区 (W_0-x_r) 中有

$$p_0(x) = N_A, \quad p_T(x, t_p) = N_T(1 - e^{-t_p/\tau_0}), \quad \tau_0^{-1} = N_A c_p. \quad (\text{A 区}) \quad (2)$$

其中 N_A 为浅杂质浓度, 假定为常数, 并且在实验条件下 (DLTS 峰温) 已全部电离, 且有 $N_A \gg N_T$. 而在尾区部分 (x_0-W_0) 内有

$$p_0(x) = N_A e^{-\frac{1}{2}(W_0-x/L_D)^2},$$

$$p_T(x, t_p) = \frac{N_T}{1 + [p_1/p_0(x)]} [1 - e^{-t_p/\tau(x)}], \quad (\text{B 区}) \quad (3)$$

$$\tau(x)^{-1} = c_p p_0(x) \left[1 + \frac{p_1}{p_0(x)} \right].$$

其中 L_D 为德拜长度, W_0 为零偏空间电荷区宽度. 相应的 DLTS 信号, $\Delta C(0)$ 有

$$\frac{\Delta C(0)}{C_\infty} = \frac{N_T}{2N_A} \left\{ (1 - e^{-t_p/\tau_0}) \frac{(x_r^2 - W_0^2)}{W^2} + \frac{1}{W^2} \int_{x_0}^{W_0} \frac{2x[1 - e^{-t_p/\tau(x)}]}{1 + [p_1/p_0(x)]} dx \right\}. \quad (4)$$

(A 区)

(B 区)

其中 $\Delta C(0) = C(0) - C_\infty$, $C(0)$ 为脉冲过后 $t = 0$ 时, C_∞ 为 $t \rightarrow \infty$ 时的结电容. W 为 $-V_R$ 下的空间电荷区宽度.

t_p 的控制作用能否奏效, 关键在于 $p_0(x)$ 的取值, 当同一个 t_p 对 A 区已无法控制时, 对 B 或 B 区的一部分却能有效地控制. 而这种控制作用能否在 DLTS 信号中表现出来, 却要视被控制部分在整个响应区中的比例. 若 V_R 取减小, 使 $x_r \leq W_0$, 则响应区中, A 区自行消失, 于是有

$$\frac{\Delta C(0)}{C_\infty} = \frac{N_T}{2N_A W^2} \int_{x_0}^{x_r} \frac{2x[1 - e^{-t_p/\tau(x)}]}{1 + [p_1/p_0(x)]} dx. \quad (5)$$

由(5)式, $\tau(x)$ 为 x 点俘获量能被控的脉宽的上限, 即当 $t_p < \tau(x)$ 时, x_0-x 可被控制, $x-x_r$ 则不能. 减小 V_R , x_r 向 x_0 靠近, $p_0(x)$ 急剧下降, $\tau(x_r)$ 急剧上升, 当 V_R 足够小时, x_r 达到 x_0 点近处(尾区端部), $\tau(x_r)$ 可能达到很高的值, 于是在 $t_p \ll \tau(x_r)$ 条件, 在 x_0-x_r 内有

$$p_T(x, t_p) = \frac{N_T}{1 + [p_i/p_0(x)]} \left[1 - \left(1 - \frac{t_p}{\tau(x)} + \dots \right) \right] \approx N_T c_p t_p p_0(x). \quad (6)$$

于是(5)式有

$$\frac{\Delta C(0)}{C_\infty} = \frac{N_T I(R)}{2N_A W^2} \cdot c_p t_p, \quad (7)$$

$$I(R) = \int_{x_0}^x 2x p_0(x) dx. \quad (8)$$

$I(R)$ 为尾区端部响应积分。(6)和(7)式表明,在自由多子尾区端部,多子俘获量及 DLTS 信号与 t_p 成正比 ($t_p \ll \tau(x_r)$)。这是由于尾区自由多子浓度极低造成的。这一现象往往因 V_R 取值较大而被掩盖。于是有

$$c_p = \left[\frac{\Delta C(0)}{t_p} \right] \left[\frac{W^2}{C_\infty} \right] \left[\frac{1}{I(R)} \right] [1/(N_T/2N_A)]. \quad (9)$$

三、响应积分 $I(R)$

令 $\alpha \equiv (W_0 - x)/L_D$, $x = W_0 - L_D \alpha$, $dx = -L_D d\alpha$, $I(R)$ 的上、下限相应为 α_r 及 α_0 , 于是有

$$I(R) = \int_{-\alpha_0}^{\alpha_1} 2(W_0 - L_D \alpha) e^{-\frac{\alpha^2}{2}} (-L_D) d\alpha = N_A (I_1 - I_2),$$

$$\begin{aligned} I_1 &= 2(-W_0 L_D) \int_{\alpha_0}^{\alpha_r} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} d\alpha \\ &= 2(-W_0 L_D) \left[\int_{-\infty}^{\alpha_1} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} d\alpha - \int_{-\infty}^{\alpha_0} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} d\alpha \right] \\ &= 2(W_0 L_D) [\Phi(\alpha_0) - \Phi(\alpha_r)] L_D^2, \end{aligned}$$

其中 $\Phi(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\alpha} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} d\alpha$ 为正态分布函数,

$$I_2 = 2L_D^2 [e^{-\frac{\alpha_r^2}{2}} - e^{-\frac{\alpha_0^2}{2}}].$$

于是有

$$I(R) = 2N_A \left\{ \left(\frac{W_0}{L_D} \right) \sqrt{2\pi} [\Phi(\alpha_0) - \Phi(\alpha_r)] - [e^{-\frac{\alpha_r^2}{2}} - e^{-\frac{\alpha_0^2}{2}}] \right\} L_D^2. \quad (10)$$

由(10)式给出的响应积分有普适形式。 $I(R)$ 或检表或做计算,可一次给出多次使用。

四、实验结果与分析

硅中掺金 n^+p 结、金施主有 $E_T = E_v + 0.35\text{eV}$, $N_A = 2.6 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $T = 170\text{K}$, $W_0 = 11.47L_D$, $\Delta x_0 = 5.74L_D$, ($\Delta x_0 = W - x_r$, 为常数.) $L_D = 0.061\mu\text{m}$, $V_R \leq 1\text{V}$ 时, $x_r \leq W_0$. 图2给出 $-V_R = -0.2\text{V}$, DLTS 信号强度与 t_p 关系. $t_p < 600\mu\text{s}$ 时控制作用很明显, $100\mu\text{s}$ 以下尤甚, $20\mu\text{s}$ 以下出现 $\Delta C(0)-t_p$ 的线性区. 表1给出 $-V_R = -1\text{V}$ 的结果, $t_p < 10\mu\text{s}$ 时控制作用明显, $t_p > 10\mu\text{s}$ 时信号趋于饱和.

表 1

$t_p(\mu s)$	1	10	100	1000
DLTS(cm)	1.3	2.2	2.5	2.6

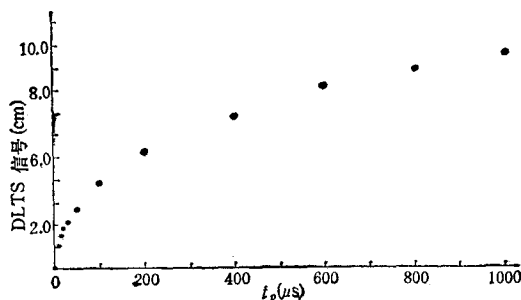


图 2

图 3 给出 $-V_R = -0.1V$, DLTS 信号强度与 t_p 关系. $t_p \leq 60\mu s$ 时, DLTS 信号与 t_p 很好地成正比. $t_p > 100\mu s$ 后这种关系才明显偏离. (图 3 右半部为 X-Y 记录仪, Y 轴灵敏度加大 5 倍后的实验结果.)

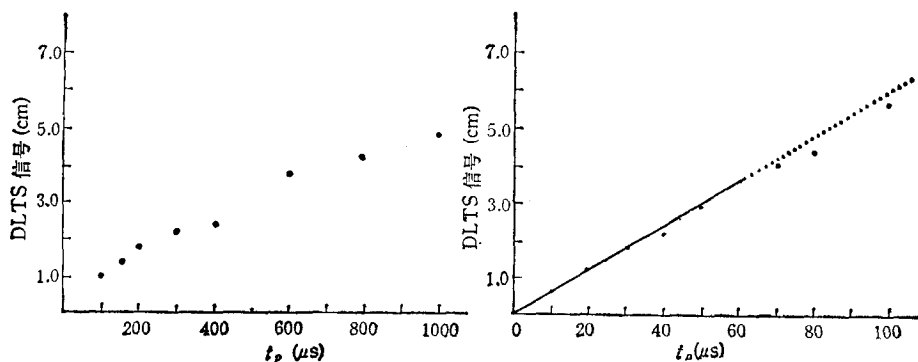


图 3

由此,只要 V_R 取值适当(即足够小,又使信号清晰可辨), t_p 即可在微秒乃至几十微秒量级上实现对 $c_p p_0$ 取值较高的样品中深能级多子俘获截面的测量. V_R 可由实验方便地确定. 本文取 $-V_R = -0.1V$, DLTS 信号足够强.

利用图 3 结果并代入样管基本参数(结面积为 $50.24 \times 10^{-4} \text{cm}^2$), 有 $\alpha_0 = 5.74$, $\alpha_r = 4.74$, $I(R) = 0.20 \text{cm}^{-1}$, $\Delta C(0)/t_p = 2.67 \times 10^{-4} \text{pF}/\mu s$, $t_p \leq 60\mu s$ 及 $N_T/N_A \approx 0.11$, 有 $c_p = 7.4 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$, 代入 170K 下空穴热运动速度 $(v_{th})_p = 1.45 \times 10^7 \text{cm}/\text{s}$, 得到 $\sigma_p = 5.2 \times 10^{-15} \text{cm}^2$. 同文献结果一致^[5].

多子脉冲的 n^+p 结 DLTS 中, 零偏及 $-V_R$ 决定了多子发射响应区 x_0-x_r . 在 x_0 点近处(尾区端部)深中心对空穴的俘获量与脉冲宽度 t_p 成正比(在限定的 t_p 取值内), 这是由于该端部内自由空穴浓度极低造成的. 当 V_R 取值足够小, 以致 x_r 足够接近 x_0 点(处在

尾区端部), 这种正比关系贯穿整个响应区, 于是在实验上可接受的 τ_p 取值(几微秒乃至几十微秒)下, 可观察到 DLTS 信号强度与 τ_p 成正比. 此现象可用于 $c_p p_0$ 较高, 以至传统方法无法测量的深能级多子俘获截面.

吴恩同志帮助进行了部分计算, 在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] C. T. Sah, *Solid-State Electron.*, 13(1970), 759.
- [2] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 3023.
- [3] D. Stie Venard, J. C. Bourgoin and Lannoo, *J. Appl. Phys.*, 55(1984), 1477.
- [4] 傅春寅、鲁永令、曾树荣, 物理学报, 34(1985), 1559.
- [5] R. H. Wu *et al.*, *Solid-State Electron.*, 25(1982), 643.

KINETICS OF THE CAPTURING FROM THE FREE MAJORITY CARRIER TAIL REGION AND MEASUREMENT OF THE MAJORITY CARRIER CAPTURE CROSS SECTION

FU CHUN-YIN LU YONG-LING ZENG SHU-RONG

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

We have discussed the kinetics of the capturing of free majority tail by deep centres in semiconductors. We point out that, the DLTS' signal is directly proportional to the pulse width, if the DLTS' response region is restricted in the end of free-carrier tail region.

This phenomenon may be used to measure the majority carrier capture cross section, in which the net shallow impurity concentration and the majority carrier capture cross section are both relatively high.