第11卷 第1期　　半 导 体 学 报　　Vol. 11, No. 1
1990 年 1 月　　CHINESE JOURNAL OF SEMICONDUCTORS　　Jan., 1990

消除边缘区效应的"三脉冲 DLTS"法及对 DX-中心俘获过程的测量

谢茂海　高季林　葛惟锟　周　浩
（中国科学院半导体研究所，北京）

1988 年 12 月 5 日收到

本文提出了一种新的方法——"三脉冲 DLTS"法，用于测量深能级的热俘获截面，目的在于消除使测量产生很大误差的边缘区效应的影响，最后用这种方法，对 AlGaAs: Si 中 DX-中心的电子热俘获截面进行了测量，结合考虑大的深能级浓度这一因素，通过计算机的拟合过程，给出了非常令人满意的结果。

主题词　深能级，DX-中心，DLTS

一、引　言

DLTS 技术是目前进行深能级研究的重要手段之一[1,2]，它通过观测由于 PN 结或 Schottky 结空间电荷区内深能级荷电状态的变化引起的结电容或结电流的改变，获得有关深能级的一些信息，如它对电子或空穴的发射和俘获特性，能级浓度以及能级位置等等。但是，由于边缘区（图 2 中的 λ 区域）的存在，在测量俘获截面时会有很大的误差[3]，特别是当深能级的浓度很大时（如 AlGaAs:Si 中的 DX-中心），这一误差会更大。图 1 是我们对 DX-中心进行测量得到的谱峰高度 $S(t_p)$ 与注入脉冲宽度 t_p 的关系，可以看到，它严重偏离理想情况下的单一指数关系：

$$S(t_p)=S(\infty)[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n\cdot t_p)] \tag{1.1}$$

式中，$S(t_p)$ 和 $S(\infty)$ 分别为注入脉宽 t_p 和 $t_p\to\infty$ 时 DLTS 谱峰高度，σ_n 为电子热俘获截面，$\langle V_{th}\rangle$ 为电子热运动速度，n 为自由载流子浓度。

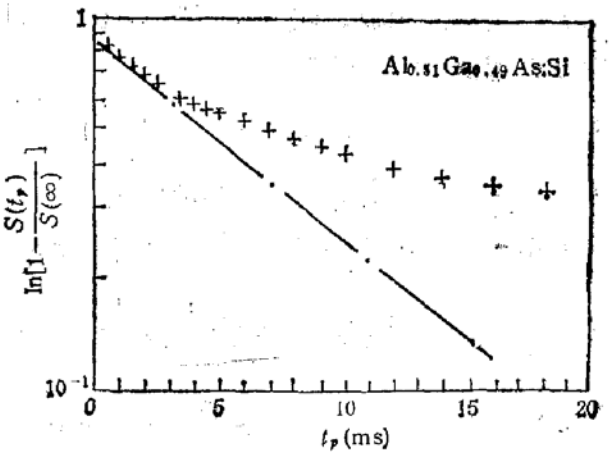

图 1
T = 181K　+ 测量点　—·—·— 理想情况

这种偏离单一指数的结果给 σ_n 的准确获得带来很大困难，为此，已有许多人提出各种各样的方法进行修正[4,5]。这里，我们提出一种新的简便方法——称为"三脉冲 DLTS 法"以消除边缘区效应的影

响，结合考虑大的深中心浓度这一因素，最后通过计算机的拟合过程，较为准确地获得 AlGaAs: Si 中 DX-中心电子热俘获截面 σ_n 的值.

二、方法的描述

我们在三个注入脉冲高度 V_1、V_2 和 V_3 下分别测出 $S(t_p) \sim t_p$ 的关系，记为 $S_1(t_p)$、$S_2(t_p)$ 和 $S_3(t_p)$，然后求出 $F(t_p) = S_1(t_p) + S_3(t_p) - 2S_2(t_p)$，分析表明，只要适当选择 V_1、V_2 和 V_3 使之满足

$$2\sqrt{V_D + V_2} = \sqrt{V_D + V_1} + \sqrt{V_D + V_3} \tag{2.1}$$

其中 V_D 为样品的自建电势.

则，若不考虑大的深能级浓度使自由载流子浓度发生变化这一影响，$F(t_p) \sim t_p$ 间将成为单一的指数关系：

$$F(t_p) = F(\infty)[1 - \exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n \cdot t_p)] \tag{2.2}$$

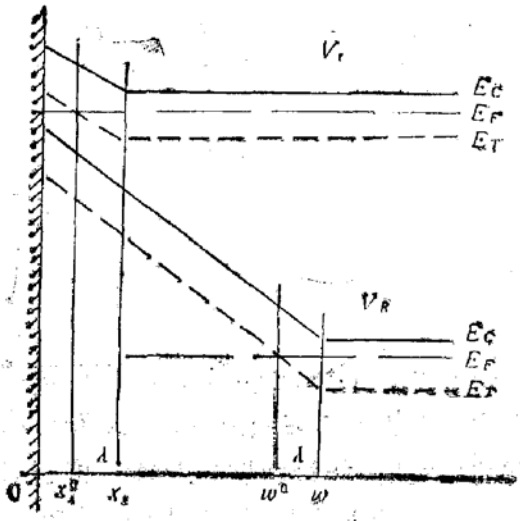

图 2

这里，$F(t_p)$ 和 $F(\infty)$ 分别为注入脉冲宽度为 t_p 和 $t_p \to \infty$ 时得到的 $F(t_p) = S_1 + S_3 - 2S_2$ 的大小，式中其他符号与式(1.1)中的符号意义相同.

下面就这一方法作一较为细致的分析.

图 2 画出了在 DLTS 测量时，在注入脉冲 V_i 和反偏 V_R 时结的能带结构示意图，图中，E_c 为导带底，E_F 为费米能级位置，E_T 为深能级位置，W 和 x_i 分别表示在反偏 V_R 和注入脉冲电压 V_i 下的空间电荷区边界，x_i^0 为注入时费米能级 E_F 与深能级 E_T 相交的位置，$\lambda = |x_i - x_i^0|$ 即为边缘区.对于均匀掺杂的情形，它与偏压的大小无关. 由此，我们可以写出注入脉冲为 V_i、注入脉宽为 t_p、反偏压为 V_R 时的 DLTS 谱高[4,6]

$$S^i(t_p) = CN_T\int_0^W [1 - \exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n \cdot t_p)] \cdot x dx \tag{2.3}$$

其中 C 是与注入脉宽 t_p 无关的常数，N_T 为深中心总浓度.

据图 2 所示的能带图，上式可以分解成

$$S^i(t_p) = CN_T\left\{\int_{x_i^0}^{x_i} [1 - \exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(x) \cdot t_p)] \cdot x dx + \int_{x_i}^{W} [1 - \exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0 \cdot t_p)] \cdot x dx\right\} \tag{2.4}$$

这里 $n(x)$ 指边缘区内与位置 x 有关的自由电子浓度，n_0 为与 x 无关的自由电子浓度. 于是

$$\Delta S^{12} = S^1 - S^2$$

$$= CN_T\left\{\underbrace{\int_{x_1^0}^{x_1}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(x)\cdot t_p)]\cdot xdx}_{a}\right.$$

$$-\underbrace{\int_{x_2^0}^{x_2}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(x)\cdot t_p)]\cdot xdx}_{b}$$

$$\left.+\int_{x_1}^{x_2}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0\cdot t_p)]\cdot xdx\right\} \tag{2.5}$$

对于项 a 和项 b，分别作变量代换 $y=x-x_1^0$ 和 $y=x-x_2^0$，有

$$a = x_1^0\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]dy$$

$$+\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]\cdot ydy \tag{2.6a}$$

$$b = x_2^0\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]dy$$

$$+\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]\cdot ydy \tag{2.6b}$$

代入(2.5)式，并注意到 (2.6a) 和 (2.6b) 具有相同的被积函数和积分区间，有

$$\Delta S^{12} = CN_T\left\{(x_1^0-x_2^0)\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]dy\right.$$

$$\left.+\int_{x_1}^{x_2}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0\cdot t_p)]\cdot xdx\right\} \tag{2.7a}$$

同理，

$$\Delta S^{23} = S^2 - S^3$$

$$= CN_T\left\{(x_2^0-x_3^0)\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]dy\right.$$

$$\left.+\int_{x_2}^{x_3}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0\cdot t_p)]\cdot xdx\right\} \tag{2.7b}$$

将以上二式相减，得

$$\Delta S = \Delta S^{23} - \Delta S^{12}$$

$$= CN_T\left\{[(x_2^0-x_3^0)-(x_1^0-x_2^0)]\int_0^{\lambda}[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n(y)\cdot t_p)]dy\right.$$

$$\left.+[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0\cdot t_p)]\left[\int_{x_2}^{x_3}xdx-\int_{x_1}^{x_2}xdx\right]\right\} \tag{2.8}$$

选择 V_1、V_2 和 V_3，满足

$$2\sqrt{V_D+V_2} = \sqrt{V_D+V_1}+\sqrt{V_D+V_3} \tag{2.9}$$

则

$$(x_2-x_3) = (x_2^0-x_3^0) = (x_1^0-x_2^0) = (x_1-x_2) \tag{2.10}$$

于是，(2.8) 式成为

$$F(t_p) = \Delta S$$

$$= CN_T(x_3-x_1)^2[1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle n_0\cdot t_p)] \tag{2.11}$$

此式说明，由于这时消除了自由载流子浓度 n 随空间位置变化的边缘区的影响，得到的 $F(t_p)$ 与注入脉宽 t_p 间成为单一的指数关系。

值得指出的是，在以上的所有讨论中均未考虑到大的深能级浓度所带来的影响，而实

际上，对于 DX-中心来说，由于其浓度非常高，在俘获过程中必伴随着导带自由电子浓度的减小. B. L. Zhou 等人指出[7]，考虑到这一影响时，DLTS 谱高与注入脉宽 t_p 的关系应由下式表示

$$S(t_p)=C_0\left\{1-\left[1+\frac{N_T}{N_s}\left(1-\exp(-\sigma_n\langle V_{th}\rangle N_s\cdot t_p)\right)\right]^{-\frac{1}{2}}\right\} \qquad (2.12)$$

式中，C_0 为常数，N_s、N_T 分别为浅、深能级浓度. 我们用 $F(t_p)$ 代替上式中的 $S(t_p)$，通过计算机的拟合过程，由于这时消除了边缘区效应的影响，又考虑到了大的深能级浓度的影响，我们预期能够获得较为准确的结果.

三、方法的讨论和测量结果

图 3 给出了用式 (2.12) 对测得的 $S(t_p)\sim t_p$ 关系进行拟合的结果，可以明显地看到，拟合得到的曲线与实际测量点间有很大的偏差，我们认为这可能是由于边缘区效应在起作用的结果，为此，我们又对"三脉冲 DLTS" 的测量结果 $F(t_p)\sim t_p$ 进行了拟合，结果示于图 4，可以看到，与图 3 比较，这时的结果有了非常大的改进.

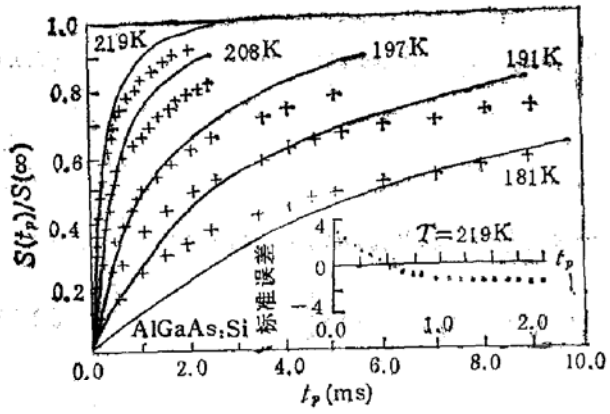

图 3

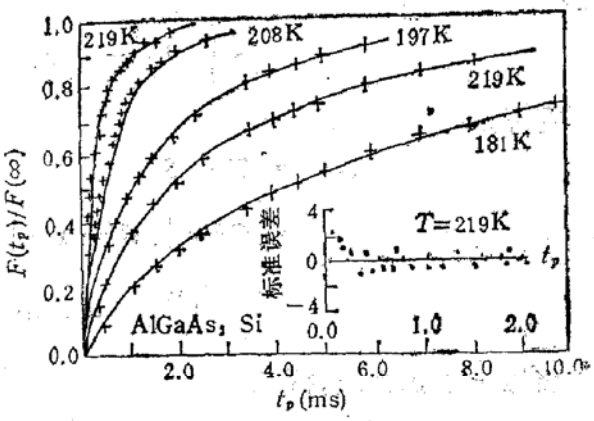

图 4

图 5 给出了"三脉冲 DLTS" 在仪器设备上的实现过程，图中 (a) 为"三脉冲"系列，(b) 为对应的瞬态电容信号，(c) 即为实现信号处理的权函数，从而得到

$$F(t_p)=S_1+S_3-2S_2.$$

这也正是此法优点之所在.

值得指出，以上的推导过程基于均匀掺杂的假设，从而保证边缘区宽度 λ 与偏压的大小无关，故用此法前必须用 C-V 法找到样品的均匀掺杂区，使得三脉冲 DLTS 测量限制在此区域内. 另外，由于 $F(t_p)$ 是 DLTS 信号相减的结果，所以，该方法特别适于 DLTS 信号较大的深能级的测量研究.

图 4 即是我们用这个方法对 $Al_{.51}Ga_{.49}As$:Si 样品测量得到的 $F(t_p)\sim t_p$. 再用式 (2.12)进行拟合得到的结果. 测量前，先用高频 C-V 法对样品的掺杂情形进行了分析，结果指出它近似为均匀分布，加上 DX-中心的大浓度特性，满足"三脉冲 DLTS" 的测试条件，同时，由测得的 C-V 关系，我们得到样品的自建电势为 $V_D\sim 1.7$V，选择 $V_1=$

0V，$V_3 = 3$V，由(2.1)式知，应选 $V_2 = 1.3$V。对不同温度下的测量结果分别拟合，即

表 1

x 值	.43	.51	.68
E_b(eV)	0.273	0.290	0.301

可得到 $\sigma_n \sim T$ 的关系，再根据关系[8]

$$\sigma_n \sim T^{1/2}\exp(-E_b/kT) \qquad (3.1)$$

可以方便地得到它的俘获势垒 E_b 为 0.290eV。

对 Al 组分值 x 不同的几块样品分别测量，得到的结果示于表 1，它与 P. M. Mooney 等人[9]通过 FET 器件阈电压的改变而得到的 E_b 值符合得非常好。

四、结　论

我们在这里提出了一种消除边缘区效应的"三脉冲 DLTS" 法，解决了通常 DLTS 测量用于 DX-中心的研究所面临的问题，最后用这种方法对 x 值不同的 $Al_xGa_{1-x}As$:Si 样品中 DX-中心的俘获过程进行了测量，结合考虑大的深中心浓度等因素，通过计算机的拟合过程，最后得到了非常令人满意的结果。

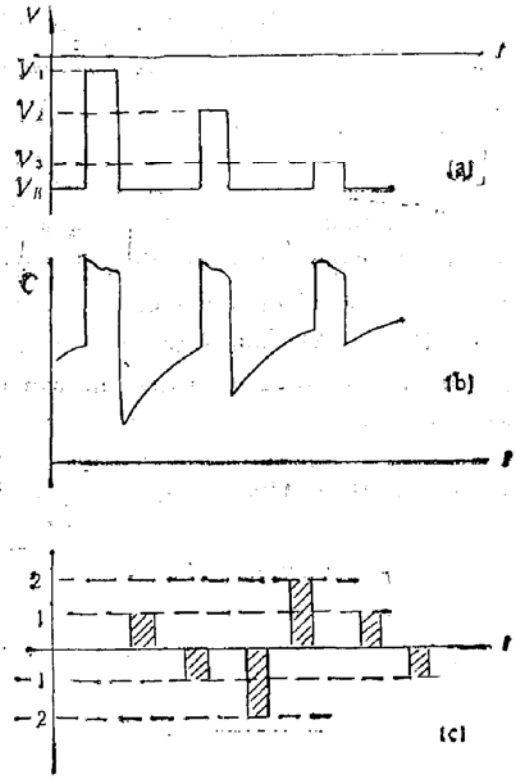

图 5

作者感谢孔梅影、曾一平等同志提供的 MBE 样品，感谢李树英，吉秀江和韩志勇等同志在样品制备和测量过程中给予的大量帮助。作者还要感谢与李名复老师进行的有益的讨论。

参　考　文　献

[1] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, 45, 3023 (1974).
[2] S. T. Pantelides, in "Deep Centers in Semiconductors" p. 1, ed. by S. T. Pantelides (Gordon and Breach, NY), 1986.
[3] E. Meijer, H. G. Grimmeiss and L-Å Ledebo, *J. Appl. Phys.*, 55, 4266 (1984).
[4] 陈开茅，秦国刚，物理学报，**33**，486(1984).
[5] D. Pons, *J. Appl. Phys.*, 55 3644 (1984).
[6] 谢茂海，«硕士毕业论文»1988，第二章.
[7] B. L. Zhou, K. Ploog and E. Gmelin, *Appl. Phys.*, A28, 233(1982).
[8] D. V. Lang, in "Deep Centers in Semiconductors", ed. by S. T. Pantelides (Gordon and Breach, NY, 1986) p. 489.
[9] P. M. Mooney, E. Calleja, S. L. Wright and M. Heiblum, Proc. 14th Int. Conf. Defects in Semiconductors. Mater. Sci. Forum. 10—12. 417(1986).

Three Pulse DLTS Method Proposed to Eliminate the Edge Region Effect and its Applications to the Measurements of DX-Centers Capture Barriers of

XIE Maohai, GAO Jilin, GE Weikun and ZHOU Jie

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

The authors developed a new method——Three Pulse DLTS method——for the measurement of the capture cross-section of deep levels. The effect of edge region can be eliminated We have also meaured the capture cross-section of the DX-center in $Al_x Ga_{1-x} As$:Si samples with different Al mole fraction x by the method and have got some satisfied results aided by computer regression process in which, the high concentrations of deep center have been taken into account.

KEY WORDS Deep levels, DX-Center, DLTS