

# 混晶半导体中深能级的展宽及其有关效应\*

王 占 国

(中国科学院半导体研究所)

1984年6月16日收到

本文以  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  为例, 在假定 As-P 原子在 V 族点阵位上随机分布情况下, 从基本统计理论出发, 计算了找到  $k$  个 As 原子的几率  $F$  以及能级展宽的宽度与组分的依赖关系。在进一步假定能级展宽服从高斯分布的情况下, 计算了混晶半导体中载流子通过深能级中心的热、光发射电容瞬态过程。理论计算和实验结果的很好一致, 不但成功地解释了混晶中来自深中心载流子的非指数热发射和俘获电容瞬态过程的物理实质, 而且通过对实验结果的拟合还能给出表征混晶半导体中深能级特征的二个重要参数: 深能级的展宽宽度  $E_B$  和平均热激活能  $E_T$ 。

## 一、引言

近年来, 对混晶半导体中所特有的载流子通过深能级中心的非指数俘获和发射过程的物理实质的研究, 引起了实验和理论工作者广泛的兴趣。众所周知: 高缺陷浓度 ( $N_T/N_s > 0.1$ )<sup>[1,2]</sup>、自由载流子带尾<sup>[3]</sup>、电场及微观势垒效应<sup>[4,5]</sup>等都会导致深中心的非指数俘获和发射。然而, 这些理论都不能满意地用来解释在混晶中所观察到的基本实验结果<sup>[6,7]</sup>。

Ngai<sup>[8]</sup> 进一步发展了 Wigner 的所谓“红外发散瞬态响应”理论 (即在一个具有大量相关态的体系中, 电子态的突然改变会引起低能激发和消激发, 这种过程导致非指数的发射和俘获瞬态)<sup>[9]</sup>, 并用来解释在电容介质里普遍存在的所谓低频涨落、耗散和弛豫性质。例如: 在电容瞬态和深能级瞬态能谱里, 单指数瞬态  $\exp(-\frac{t}{\tau})$  将被相关态的红外发散响应(幂数为  $n$ ) 修正为  $\exp(-Kt^\alpha/\tau)$ , 其中  $K = \exp(-nr)/(1-n)E_c^\alpha$ ,  $\alpha = 1-n$ ,  $E_c$  为相关态激发能量的上限,  $r = 0.5722$ 。如果这个理论成立, 那么深能级暗电容瞬态值与时间必有  $t^\alpha$  的依赖关系。然而对  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Fe}$  和  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}:\text{Cu}$  中与铁和铜相关的深中心暗电容发射瞬态的实验研究表明, 不存在上述所预示的  $t^\alpha$  关系<sup>[7]</sup>。

另一方面, 从统计观点来看, 在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 、 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  等混晶半导体中, Al-Ga, As-P 原子分别在 III 族和 V 族点阵上的分布是随机的, 由此而导致的偏离宏观值的局部组分的涨落必将反映到局域电子(或空穴)的势能上。实验上已观察到束缚在杂质上的激子线的非均匀展宽<sup>[10,11]</sup>; 同时, 不少理论工作者<sup>[12-14]</sup>对此也做了相应的理论分析。

已经知道, 缚缚在深能级杂质上电子(或空穴)的能量依赖于组分<sup>[15]</sup>。围绕着宏观平均组分的涨落则必然引起束缚能的展宽, 但这与所谓的“集合”现象不同, 因为每个杂质位

\* 本文实验工作是在瑞典隆德大学固体物理系完成的。

仍具有自己确定的束缚能。可以预料，能级的展宽对深能级杂质特别重要，因为束缚在深能级上的电子（或空穴）相对地被局域在晶体中非常小的区域里，而区域越小，偏离宏观平均组分的几率就越大。

本文基于 As-P 或 Al-Ga 等系统的随机分布，从基本的统计理论出发，计算了能级展宽宽度与组分的依赖关系。在假定能级展宽服从高斯分布情况下，对来自深能级到一个带的载流子热、光发射电容瞬态实验曲线成功地进行了理论拟合，并给出了表征混晶中深能级中心的两个重要参数： $E_B$  和  $E_T$ 。

## 二、样品制备和实验现象的观察

实验采用的样品是 N<sup>+</sup>P 和 P<sup>+</sup>N 二极管。不同组分  $x$  的 P 和 N 型  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  和  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  是用 LPE 法分别生长在 GaAs 或 GaP 低阻衬底上。在 575—855°C 温度范围内进行铜和铁扩散，选择扩散时间以控制深能级浓度远小于浅杂质浓度 ( $N_T/N_s \leq 0.1$ )，并保证其均匀分布。组分  $x$  用带有电子激发 x 射线分析仪的扫描电镜测得，误差小于 ±2%。

实验样品安放在可变温恒温器中，并被直接与其接触的交换气体所冷却。在整个温度范围内 (10—400K) 系统的热稳定性优于 ±0.1K。光电容和暗电容瞬态讯号用 Boonton 72B 电容计测量，模拟输出直接用函数记录仪或瞬态存储示波器记录。对实验获得的不同温度下电容瞬态过程的理论拟合是在 9825A 计算机和 9872A 绘图仪上进行。

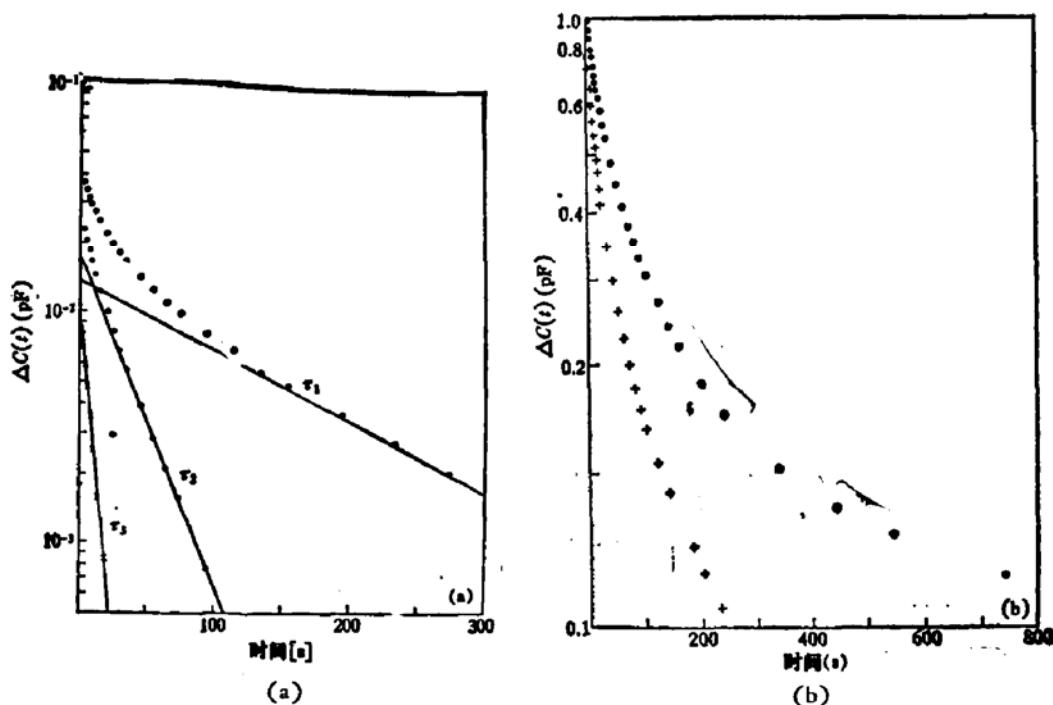


图 1 混晶中典型的通过深能级中心的载流子热发射和俘获电容瞬态过程  
(a)  $\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{As:Fe}$  中与 Fe 相关的深能级的空穴在  $T = 198.5\text{K}$  热发射电容瞬态过程。显然，它不能用一个确定的时间常数来描述。  
(b)  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Fe}$  中与 Fe 相关的深能级的电子俘获电容瞬态过程。  
●  $x = 0.49, T = 172\text{K}$ ; +  $x = 0.20, T = 97\text{K}$

典型的来自  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Fe}$  深中心上的空穴热发射和电子俘获电容瞬态过程的实验曲线如图 1a、b 所示。很显然，强烈的非指数电容瞬态过程使我们不可能简单地用一个确定的时间常数来表征它，从而也无法精确地计算深能级的激活能。不少作者<sup>[16,17]</sup>仍沿用 DLTS 技术来研究混晶半导体中的深能级；应当指出，基于单指数瞬态过程的 DLTS 技术，从原则上来说是不适用的。因为（1）深能级态密度 ( $N_T$ ) 不能简单地按照 DLTS 讯号峰值高度来计算，（2）即使在较小的温度范围内，热发射率的 Arrhenius 作图，其斜率也不是很好的直线。这给研究混晶半导体中深能级的行为带来了很大困难。但对某些特殊情况，如  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  中的 EL2 能级，在假定俘获截面不依赖温度或具有热激活过程情况下，Omling 等人<sup>[18]</sup>基于我们早先提出的能级展宽模型<sup>[19]</sup>对 DLTS 资料的模拟表明：它仍能给出深能级的平均热激活能。关于这一点，我们还将在下文中进行讨论。

### 三、深能级展宽效应及其描述

混晶半导体如  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  等每立方厘米包含着大约  $5 \times 10^{22}$  个原子。就  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  而言，其中一半属于 As-P 子点阵。对包含有  $n$  个原子的 As-P 系统，假定 As、P 原子混合在一起，根据基本的统计理论，找到  $k$  个 As 原子的几率可由下式表示

$$F = x^k(1-x)^{n-k} \frac{n!}{k!(n-k)!}. \quad (1)$$

其中  $k$  表示在包含有  $n$  个 As、P 原子的系统中 As 的原子个数，显然，在计算  $F$  时  $k$  的

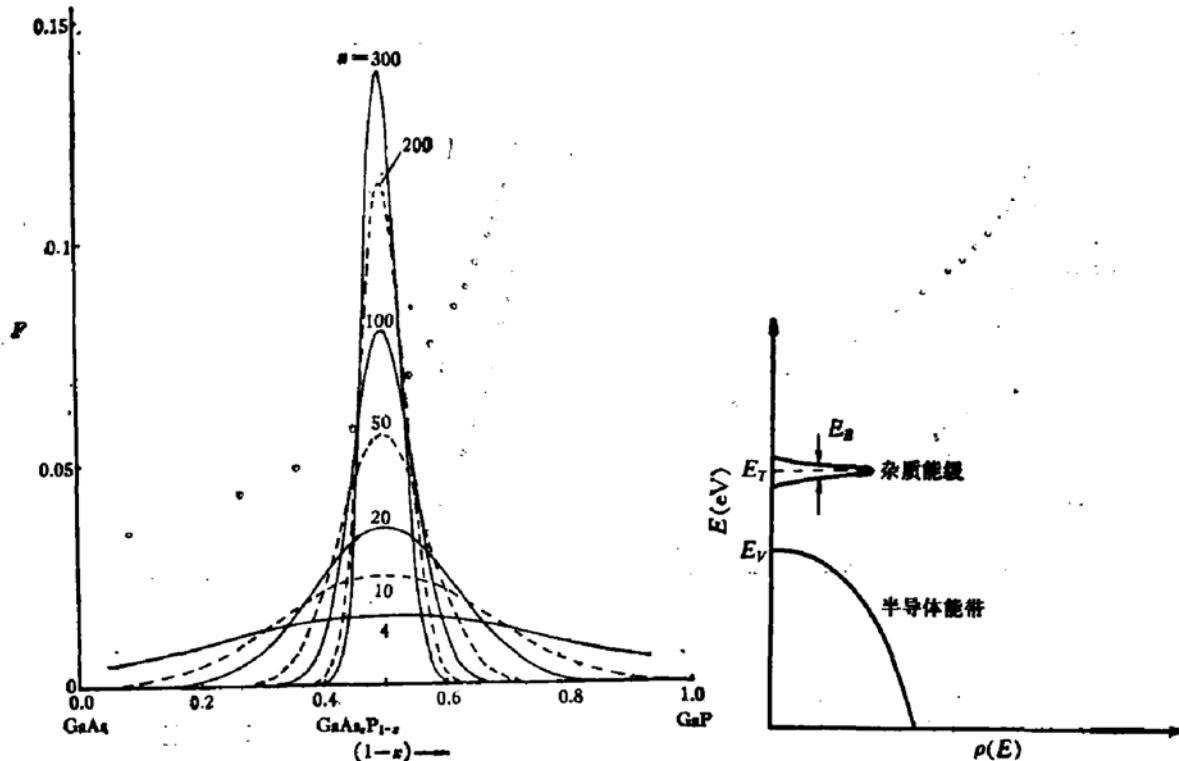


图 2 对包含有  $n$  个原子的 As-P 子点阵系统，按照式 (1) 算得的围绕平均组分  $x = 0.5$  找到  $k$  个 As 原子的几率。

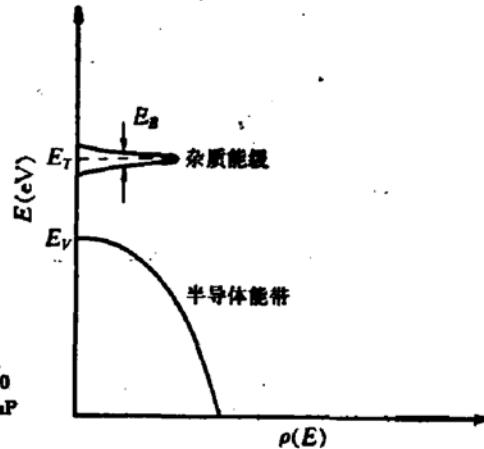


图 3 混晶半导体中深能级展宽模型示意图

数值应从 0 到  $n$  变化。 $x$  是 As 原子所占的平均分数。对于不同的晶体体积(即不同的  $n$ )，由式(1)计算得到的  $x = 0.5$  时的  $F$  函数如图 2 所示。从图 2 可以看到：即在较大范围内找到偏离其宏观平均组分 ( $x = 0.5$ ) 的几率仍然很高。另外， $F$  函数的半宽度随混晶的组分  $x$  而改变，并近似地服从简单的二项式规律。对此，将在下面进行讨论。

为了简单，本文进一步假定：在混晶中每个杂质位相对于一个带边具有唯一确定的束缚能，而这个束缚能是由局部组分决定的。由于混晶中局部组分从一个点阵位到另一个点阵位是涨落变化的，所以不同杂质位的集合所具有的束缚能也应是在一个相应能量范围内的某种分布。从上述简单的统计分析得知，局部组分涨落服从高斯分布，加之束缚能线性的依赖组分的实验事实，我们有理由认为能级的展宽也将服从高斯分布<sup>[19]</sup>(图 3)：

$$\rho_T(E) = \rho_0 \exp - \left( \frac{\Delta E}{E_B} \right)^2. \quad (2)$$

来自深能级载流子的热发射率可由细致平衡原理来描述

$$e^t = \frac{1}{\tau(E, T)} = e_0^t \exp - \left( \frac{E}{KT} \right). \quad (3)$$

$$E = E_T + \Delta E. \quad (4)$$

其中  $\rho_T(E)$  为高斯分布函数，这里量纲为  $[\text{eV}]^{-1}$ 。 $E_B$  为度量能级展宽效应的参数，单位是  $[\text{eV}]$ ； $E_T$  为深能级平均能量。 $e_0^t = \sigma_{p(n)}^t \langle V_{p(n)} \rangle N_{s(c)}$  假定不依赖于混晶局部组分； $\sigma_{p(n)}^t$ ， $\langle V_{p(n)} \rangle$  和  $N_{s(c)}$  分别表示空穴(或电子)的俘获载面、热速度和价带(或导带)的有效态密度。

对光发射情况(低温， $e^t \approx 0$ )，方程(3)应由下式来代替，

$$e^0 = \frac{1}{\tau(E, h\nu)} = \phi \sigma_0 \sigma(h\nu) \quad (5)$$

其中  $\phi$  为光通量(光子数/平方厘米)， $\sigma_0$  为不依赖于光子能量( $h\nu$ )的常数。关于  $\sigma(h\nu)$  的函数形式，已有不少文章做了详细讨论；为了方便，本文选用由 Lucovsky 最早建议的表达式<sup>[20]</sup>

$$\sigma(h\nu) = \frac{(h\nu - E)^{3/2}}{(h\nu)^3}. \quad (6)$$

另外，我们知道，对于简单的单指数瞬态情况，由于深能级上电子(或空穴)发射导致的结电容  $C(t)$  与时间的依赖关系可由下式来描述

$$\Delta C(t) = C_0 \exp(-et). \quad (7)$$

这样，在混晶半导体中，来自深能级中心上载流子的热、光发射电容瞬态过程便可看成一个以高斯分布函数为权重因子的、具有不同时间常数的电容瞬态过程的叠加，并可用下面的积分来表达，

$$\Delta C(t) = C_0 \int_E \rho_T(E) \exp - \left( \frac{t}{\tau(E, T)} \right) dE. \quad (8)$$

对暗、光电容瞬态， $\tau(E, T)$  分别用(3)(4)和(5)(6)代入(8)式求解。

#### 四、非指数电容瞬态的理论拟合

利用公式(8), 对来自深能级的载流子的热、光发射电容瞬态的理论计算曲线如图

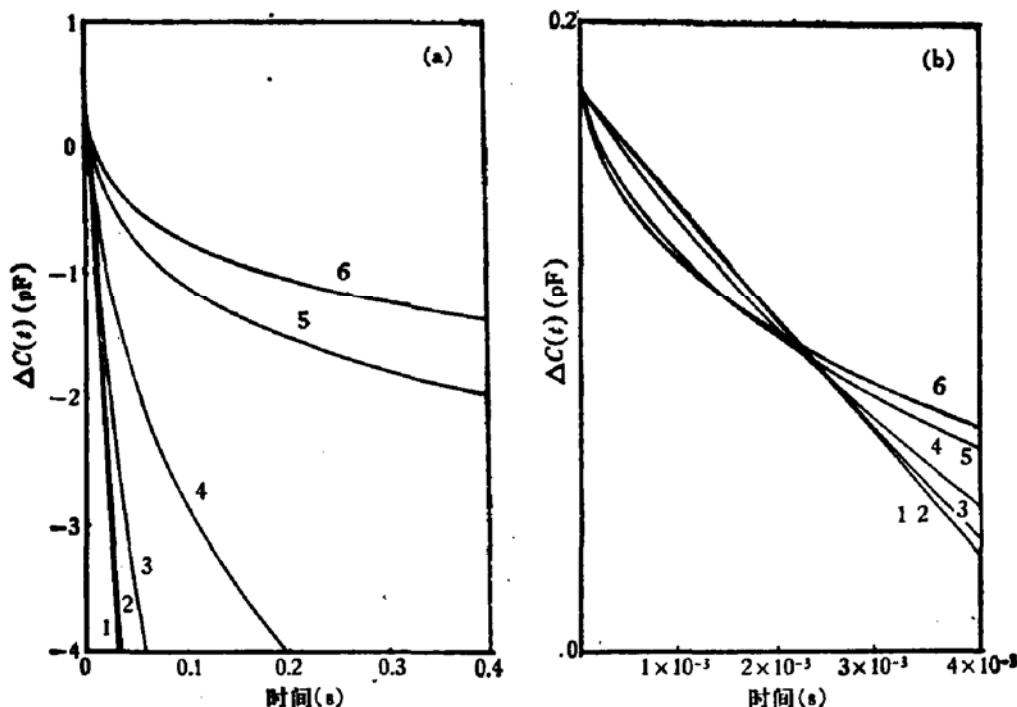


图4 混晶半导体中来自深能级载流子的热发射电容瞬态过程的理论模拟  
( $T = 200\text{K}$ ,  $E_T = 0.4\text{eV}$ ).

- (a) 图中编号1—6分别对应于能级展宽宽度  $E_B$  为 3, 5, 10, 20, 40 和 50MeV。  
(b) 图(a)初始瞬态过程放大。

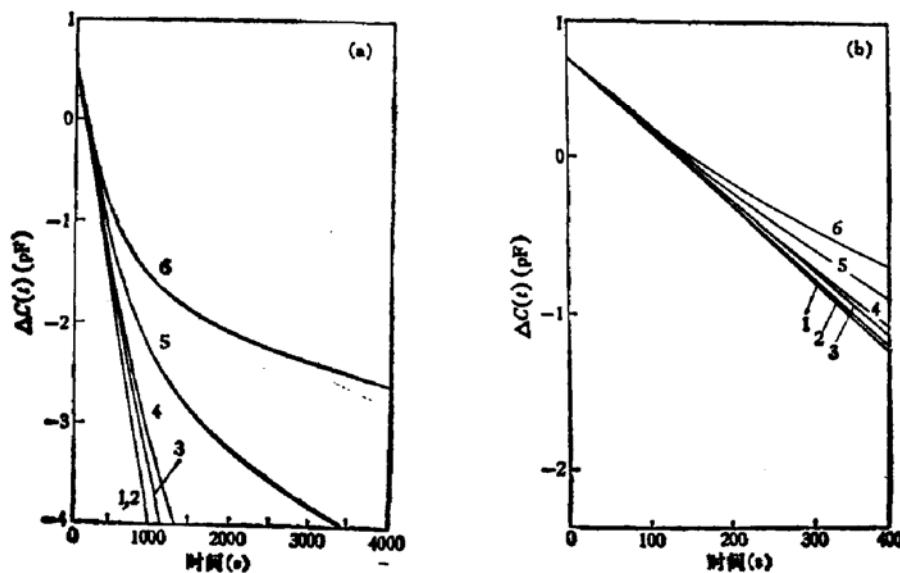


图5 混晶半导体中来自深能级载流子的光发射电容瞬态过程的理论模拟  
(平均光阈值  $E_{th}^0 = 0.63\text{eV}$ ).

- (a) 图中编号1—6分别对应于能级展宽宽度  $E_B$  为 10, 20, 40, 50, 75 和 100MeV。  
(b) 图(a)初始瞬态过程放大。

4(a), (b) 和图 5(a), (b) 所示。很明显, 它们具有以下特征: (1) 在混晶半导体中, 由于能级的展宽(即使  $E_B$  较小)也将导致非指数的电容瞬态过程, 随着  $E_B$  的增加, 热、光电容瞬态偏离单指数过程越明显。(2) 对相同的  $E_B$ , 展宽效应对热发射过程的影响远较比光发射过程为强(除靠近光阈值能量  $E_{th}^0$  外)。(3) 在光电容测量中, 初始斜率技术仍可使用(图 5(b)), 但不适用于热瞬态; 因为不但展宽效应对热瞬态初始部分有明显影响[图 4(b)], 而且在较高温度下深能级的初始填充状态也将改变。

为了验证上述假定的可靠性, 应用公式(8), 本文对  $\text{GaAs}_{x}\text{P}_{1-x}\text{:Cu}$  和  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}\text{:Fe}$  样品与铜和铁相关深能级的热、光发射电容瞬态的实验结果分别做了拟合运算, 实验结果的理论拟合是非常成功的, 如图 6 和图 7 所示。应当着重指出, 这种拟合运算还能给出表征混晶半导体中深能级的二个重要参数——能级展宽宽度  $E_B$  和平均热、光发射率  $\bar{\sigma}'$ ,  $\bar{\sigma}^0$ 。再者, 从图 7 还可看出, 愈接近光阈值能量的电容瞬态, 受  $E_B$  的影响也就越大。当然, 这会给精确计算光发射率带来一定困难, 但由于光电容瞬态的初始部分仍基本上保持线性, 所以用初始斜率技术所带来的误差也将不大。

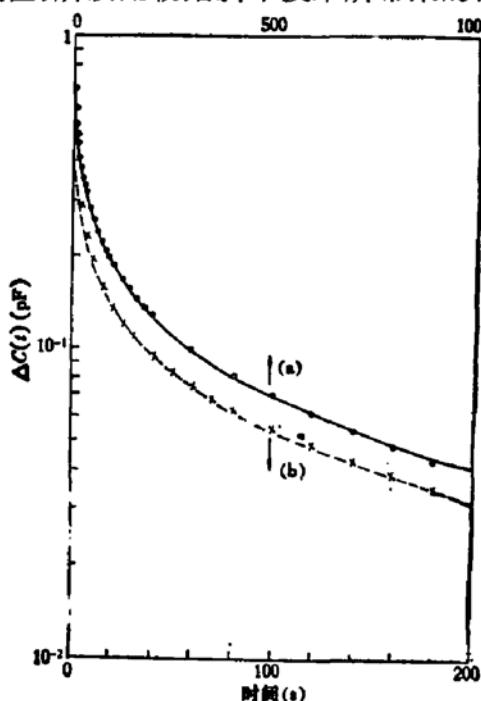


图 6 混晶半导体中深能级热发射电容瞬态实验结果的理论拟合。

- , × 实验点; —, - - - 理论计算。
- (a).  $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}\text{:Cu}$ ,  $T = 208\text{K}$ ; 拟合参数  $E_B = 63\text{MeV}$ ,  $\bar{\sigma}' = 5.50 \times 10^{-2}\text{s}^{-1}$ .
- (b).  $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}\text{:Fe}$ ,  $T = 168\text{K}$ ; 拟合参数  $E_B = 47\text{MeV}$ ,  $\bar{\sigma}' = 1.51 \times 10^{-1}\text{s}^{-1}$ .

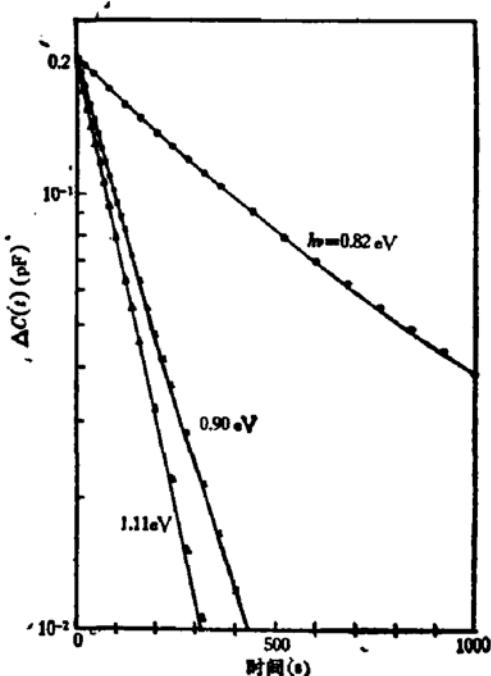


图 7 混晶  $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}\text{:Fe}$  中与铁相关深能级的光发射电容瞬态实验曲线(相应不同光子能量)的理论拟合。拟合参数  $E_B = 50\text{MeV}$ ;

●, ×, ▲ 实验点; — 计算。

## 五、讨 论

### (1) 深能级展宽宽度 $E_B$ 同组分 $x$ 的依赖关系

以  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  为例, 对于体积大约为 40 个晶体原胞的局域中心 (Al-Ga 子点阵系

统), 利用方程(1)计算了不同组分  $x$  时找到  $k$  个 Ga(或 Al) 原子的几率  $F(x)$ 。如果用  $F$  分布函数的半宽度  $E_B$  同组分  $x$  作图(图 8 实线, 并在  $x = 0.5$  时用实验值  $\sim 50\text{MeV}$  归一化), 发现二者的依赖关系近似地服从简单的二项式规律。

应用方程(8), 对  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Fe}$  样品与铁相关的深能级的空穴热发射电容瞬态实验曲线进行了理论拟合, 求得了与不同  $x$  值相应的能级展宽宽度  $E_B(x)$ (图 8 中黑点)。计算值和实验结果的拟合值之间的很好符合, 再次表明上述的假定反映了混晶半导体中所观察到的非指数瞬态的物理实质。上述结果与 Wolford<sup>[21]</sup> 等人所观察到的 PL(与浅能相关的发光带) 展宽实验现象以及王永良<sup>[14]</sup>等人提出的晶格弛豫机构所给出的  $S$  因子对混晶组分的依赖关系基本一致。

应当指出, 上述规律也适用于混晶  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}\text{:Cu}$  与铜相关的深能级中心。但考虑到  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  和  $\text{Fe}_{\text{Ga}}$  的近邻组态不同( $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  的最近邻为 As-P 子点阵系统, 而  $\text{Fe}_{\text{Ga}}$  的最近邻是 As, 次近邻才是 Al-Ga 子点阵系统), 所以, 对于相同的  $x$ ,  $(E_B)_{\text{Cu}}$  大于  $(E_B)_{\text{Fe}}$  是预料之内的。这一点已由我们的实验结果所证实(参看图 6)。

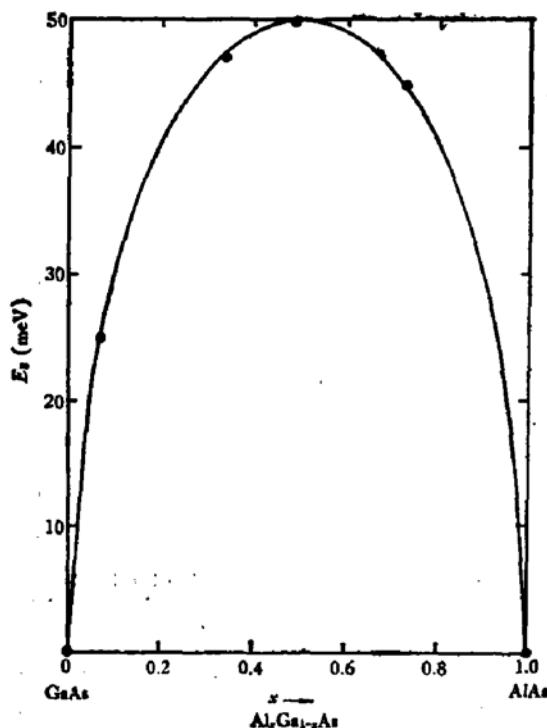


图 8 混晶中深能级展宽宽度  $E_B$  和混晶组分  $x$  的依赖关系。实线和黑点分别表示计算和实验曲线拟合值。

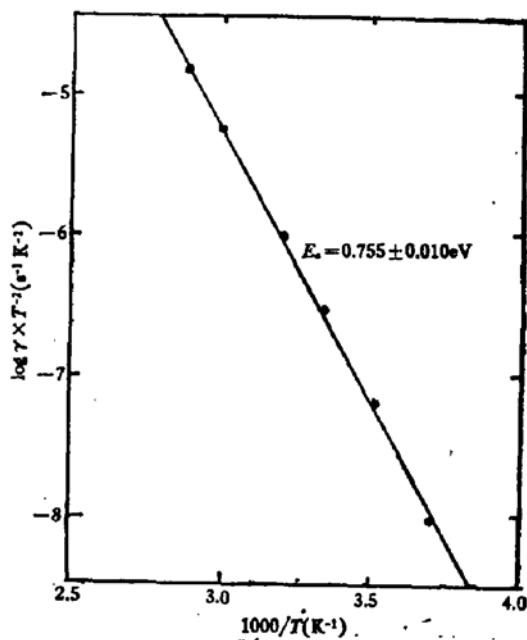


图 9 在  $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As:Fe}$  样品中, 与铁相关的空穴陷阱平均热发射率  $\bar{\epsilon}_T$  的 Arrhenius 作图。能级展宽宽度  $E_B = 45\text{MeV}$

## (2) 混晶半导体中深能级的平均激活能

前面已经说过, 由于混晶半导体中能级展宽导致的非指数热发射和热俘获瞬态, 使我们不能简单地应用基于分析单指数过程的 DLTS<sup>[22]</sup> 或求不同温度下单次瞬态时间常数方法来计算深能级在禁带中的位置。尽管可以通过对光电离截面与光子能量关系实验点的理论拟合来获得深能级的光阈值  $E_{th}^0$ ; 但这个方法不仅耗时, 而且在一定程度上还依赖

于实验系统的灵敏度和所采用的拟合公式。再者,  $E_{th}^0$  也不一定等于热激活能  $E_T$ 。

为了克服上述困难,本文基于能级展宽模型,利用(8)式对  $p\text{-Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.23}\text{As:Fe}$  样品与铁相关的深能级在不同温度下,对记录的空穴热发射电容瞬态进行了拟合运算。得到了能级展宽宽度  $E_B = 45\text{MeV}$  和一组相应不同温度的平均热发射率  $\bar{\epsilon}_i^T$ 。平均热发射率  $\bar{\epsilon}_i^T$  的 Arrhenius 作图( $T^2$ 修正)显示了所期望的直线关系(图9)。由直线的斜率可求得该组分下铁能级的热激活能  $E_T = 0.755 \pm 0.010\text{eV}$ (即空穴由基态  ${}^5E$  到价带的跃迁能量<sup>[15]</sup>)。应当注意,这里我们假定了空穴的热俘获截面不依赖温度。我们已经知道,分析混晶中深能级的俘获资料同样是困难的,但用  $\frac{1}{e}$  法对一些组分的掺铁  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  样品的俘获资料的估算表明,空穴俘获截面在本文研究的温度范围内,不存在明显的温度依赖关系<sup>[23]</sup>。另外,如果用光阈值能量同组分  $x$  的依赖关系<sup>[15]</sup>来修正  $x = 0.76$  样品的光阈值  $E_{th}^0 = 0.78\text{eV}$ , 相应于  $x = 0.73$  的光阈值能量应为  $0.766\text{eV}$ 。这个值在实验误差范围内同上述分析得到的平均热活能的  $E_T = 0.755 \pm 0.010\text{eV}$  符合得很好。光阈值与热激活能的一致,意味着在混晶  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  中与铁相关的深中心不存在大的晶格弛豫过程。

### (3) 能级展宽效应的温度依赖关系

上述未考虑能级展宽效应的温度依赖关系。为了考察这个关系,(i) 对  $x = 0.49$  的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Fe}$  样品, 在不同温度下测量了绝对空穴光电离截面  $\sigma_p^0(h\nu)$ 。结果表明, 在 120K 到 210K 温度范围里, 在实验误差之内, 未曾观察到接近阈值附近光电离截面曲线的温度展宽效应。(ii) 对  $x = 0.73$  样品, 应用相同的能级展宽拟合参数  $E_B (= 45\text{MeV})$ , 对不同温度下(270—340K) 热发射电容瞬态实验曲线进行了拟合运算, 实验结果非常成功的拟合表明, 能级展宽效应的温度依赖关系可以忽略不计。

### (4) 混晶中深能级的载流子俘获

利用式(8)对实验资料的拟合,虽不像对 DLTS 曲线拟合那样要求俘获截面不依赖于温度或具有热激活过程,以及拟合参数多等<sup>[18]</sup>,但能级在禁带中的准确位置(而不是表观激活能),仍需要俘获截面的温度依赖关系资料。众所周知,混晶中深能级的俘获电容瞬态如同热发射瞬态一样,是一个更为复杂的非指数过程。应用上述类似的考虑,对实验记录的俘获电容瞬态过程的理论拟合,可望得到有益的资料。这部分工作尚在尝试中。

## 六、结 论

(1) 本文应用能级展宽效应,成功地解释了混晶半导体中深能级所特有的非指数热、光发射和热俘获过程的物理实质。通过对实验结果的理论拟合,可获得表征混晶半导体中深能级的一些重要参数如:能级展宽宽度  $E_B$  和平均表观热激活能  $E_T$  等。

(2) 混晶半导体中深能级展宽宽度  $E_B$  与组分  $x$  的依赖关系近似服从简单的二项式规律。

(3) 混晶中能级展宽效应对热瞬态过程的影响远比光瞬态过程为强,这是因为热发

射率更强烈地依赖于深能级在禁带中的能量位置之故。

本文的实验工作是在 H. G. Grimmeiss 教授支持下, 在瑞典 Lund 大学固体物理系完成的。同 L-Å. Ledebot 博士进行过多次有益的讨论, 实验样品是由 M. Alhström 制备的, 作者表示诚挚的感谢。

### 参 考 文 献

- [1] R. A. Craven and D. Finn, *J. Appl. Phys.*, **50**, 6334 (1979).
- [2] D. V. Lang, R. A. Logan and M. Jaros, *Phys. Rev.*, **13**, 19, 1015 (1979).
- [3] H. G. Grimmeiss, L-Å. Ledebot and E. Meijer, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 307 (1980).
- [4] D. Pons and S. Makram-Ebeid, *J. de Phys. (Paris)*, **40**, 1161 (1979).
- [5] T. Figielksi, *Solid. State. Electronics*, **21**, 1403 (1978).
- [6] G. Ferenczi, F. Beleznay and L. Dózsa, The 3d "Lund" Conf. on Deep Level Impurities, U. S. A., May, 26—29 (1981).
- [7] 王占国,(未发表)
- [8] K. L. Ngai, *Comments on Solid State Physics*, **9**, 127 (1979).
- [9] E. P. Wigner, Gatlinberg Conf on Neutron Physics, Oak Ridge National Lab. Report No. ORNL-2309, P. 59.
- [10] D. J. Wolford, B. G. Streetman, Shui Lai and M. V. K'lein, *Solid State Commun.*, **32**, 51 (1979).
- [11] Shui Lai and M. V. K'lein, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1087 (1980).
- [12] H. Mariette, J. Chevallier and P. Leroux-Hugon, *Phys. Rev. B*, **21**, 5706 (1980).
- [13] Charles W. Myles, John D. Dow and Otto F. Sankey, *Phys. Rev. B*, **24**, 1137 (1981).
- [14] 王永良, 顾宗权和黄昆, 科学通报, **9**, 531(1981).
- [15] Zhan-Guo Wang (王占国), H. G. Grimmeiss and L-Å. Ledebot, To be published in *J. Appl. Phys.*, (1984).
- [16] D. V. Lang, R. A. Logan and L. C. Kimerling, Proc. XIII Inst. Conf. Phys. Semicond., Roma (1976).
- [17] E. Calleja, E. Muñoz and F. Garcia, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 15 (1983).
- [18] P. Omling, L. Samuelson and H. G. Grimmeiss, *J. Appl. Phys.*, **54**, 5117 (1983).
- [19] J. Jansson, Zhan-Guo Wang (王占国), L-Å. Ledebot and H. G. Grimmeiss, Proc. 5th Inter. Conf. on Ternary and Multinary Compounds, Cagliari, Italy, Sept (1982), *IL NUOVO CIMENTO*, **2D**, **6**, 1718 (1983).
- [20] G. Lucovsky, *Solid. State. Commun.*, **3**, 299(1965).
- [21] D. L. Wolford, W. Y. Hsu, J. D. Dow and B. G. Etreetman, *J. Luminescence*, **18/19**, 863 (1979).
- [22] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [23] 王占国,(未发表).

## Deep Level Broadening and Related Effects in Semiconductor Alloys

Wang Zhanguo

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

### Abstract

The probability of finding  $k$  arsenic atoms in a region of the As-P sublattice containing  $n$  atoms has been calculated by using fundamental statistical theory, and the composition dependence of deep level broadening is also determined.

Further, assuming that the deep level broadening can be described by a Gaussian distribution function centered around a mean value  $E_T$ , thermal and optical emission capacitance transient processes of carriers via a deep level in semiconductor alloys have been simulated. A good agreement between the experimental results and calculations shows that the particular nonexponential transient behaviour for thermal emission and capture of carriers in semiconductor alloys can be successfully explained by a model in which the energy levels are broadened. Two characterizing parameters of deep level in semiconductor alloys,  $E_B$  (a measure of deep level broadening) and  $E_T$  (average thermal activation energy) are also given.