

局域化电子态集体的荧光*

李 晴 徐士杰[†]

(香港大学物理系 激光光谱实验室 香港)

摘 要 载流子局域化对固体材料的光电性质有着深刻的影响. 长期以来, 人们就发现许多固体材料的发光异常行为与固体中电子态的局域化密切相关. 文章介绍了作者最近所发展的一个局域态荧光模型. 借助于一个新推导出来的局域化电子态的分布函数, 文章作者发展出了该模型. 该模型不但定量地解释了局域态集体荧光的温度依赖的异常现象, 而且清晰地揭示了异常现象背后的载流子热动力学物理. 文章还介绍了该模型在一些材料的荧光数据分析中的应用.

关键词 局域化电子态, 载流子热动力学, 固体发光

Luminescence of localized-electron-state ensemble

LI Qing XU Shi-Jie[†]

(Laser Spectroscopy Laboratory, Department of Physics, The University of Hong Kong, Hong Kong, China)

Abstract The localization of carriers has a profound effect on the optical and electrical properties of solid state materials. It has been known for a long time that anomalous luminescence behavior is associated with the localization of carriers involved in the luminescence processes. Here we introduce a newly developed model for luminescence from localized-state ensembles. The theory is based on a new distribution function obtained by solving a rate equation. With this model we can not only quantitatively interpret anomalies observed in the temperature dependence of the localized-state luminescence but also clearly reveal the physical mechanisms behind them. Applications of the model in the quantitative analysis of the luminescence spectra in some typical materials are presented.

Keywords localized electron states, carrier thermodynamics, solid-state luminescence

1 引言

载流子局域化是固体材料中一个相当普遍的现象. 许多因素如缺陷、组分的空间涨落、内部电场乃至应力场的不均匀分布等都可以导致固体中载流子的局域化. 从能带论的观点来看, 非完美的晶体结构中电势能的分布将不再是平整和均匀的, 而是出现许多的能量起伏“凹坑”. 当这些局部的能量起伏足够大时, 能量势阱就会形成. 根据量子力学, 这些许许多多的能阱会拥有量子化的束缚本征态. 这样的束缚本征态就称为局域态. 能阱可以俘获载流子, 并限制被俘获的载流子的运动在能量极小值点附近. 如此被限制的载流子就成为局域化载流子. 因此, 我们明白载流子的局域化就是其运动范围和状态局域在能量势阱(局部能量极小值)附近. 如此的能阱可

以由上面所提到的因素所产生. 近年来纳米光电子材料发展迅速, 自组装生长的量子点(quantum dots)、纳米微晶(nanocrystals)、纳米颗粒(nanoparticles)以及纳米团簇(nanoclusters)等新材料及其复合微结构层出不穷. 这些纳米结构都是在局部造成一个势能极小区, 限制载流子的运动, 从而产生局域态. 通过人为控制这些纳米结构中的材料组分、纳米结构的大小, 可以设计、控制和改变局域态的性质和行为, 从而实现所谓的“能带工程化”(band engineering)或者“波函数工程化”(wavefunction engineering).

载流子局域化对固体材料的光电性质和行为有

* 香港特别行政区研究资助局竞争性项目研究基金(批准号: HKU7036/03P, HKU7049/04P)以及香港大学研究基金资助项目 206-01-04 收到

[†] 通讯联系人. Email: sjxu@hkucc.hku.hk

着深刻的影响. 长期以来, 人们知道一些发光材料的异常行为都和载流子局域化有关. 例如 (1) 对于完美的直接带隙半导体, 它的带边 (band-edge) 荧光 (自由激子发光或者直接的从导带底到价带顶的带带跃迁) 峰位随温度的升高而单调减少. 这很好地反映了完美半导体的禁带宽度随温度的升高而单调变窄的变化关系. 而且, 这种变化关系可以很好地用 Varshni^[1] 经验公式或玻色-爱因斯坦公式^[2] 来定量地描述. 但在很多材料中, 如 GaInP, InGaN, AlGaIn 等, 人们发现荧光的峰位能量随着温度的升高呈现非单调的“S”形变化^[3-7] (2) 另一个显著的荧光谱特点是谱峰的半高宽随温度的变化. 对于完美的半导体, 由于受到本征的声学声子和光学声子散射的影响, 荧光峰的半高宽是随着温度升高而单调增加的; 可是在许多的半导体材料系统中, 如自组装的半导体量子点材料, 人们发现其荧光峰的半高宽却随着温度的增加有一个明显减少的过程^[8].

在现实世界中, 完美材料是几乎不存在的. 因此, 不论是从基础物理知识的角度, 还是从器件设计应用的技术角度来看, 深刻理解局域态集体发光的这些异常行为都是非常有意义的. 在过去的数年中, 世界上数个科学小组已经开展了认真的研究工作, 有力地推进了人们对此一普遍问题的深刻理解. 比如, 在 1997 年, 美国新墨西哥大学高技术材料中心的 Eliseev^[5] 和他的合作者提出了一个带尾态模型, 该模型可相当好地定量描述一些材料的荧光峰位在高温区随温度的变化关系, 并已被世界上的其他研究组广泛引用. 最近德国的 Dal Don 等人^[10] 用蒙特卡罗数值方法来模拟 ZnCdSe 量子点中观察到的荧光峰位随温度的升高而呈“S”形变化的依赖关系. 但是, 仍然缺乏一个可以很好地定量解释局域态集体荧光谱所有谱特点 (峰位、半高宽以及积分强度) 的模型.

最近我们在徐仲英等^[11] 所提出的一个速率方程的基础上, 发展了一个定量模型, 用于诠释局域态集体荧光的温度行为^[12-16]. 我们还证明了这个模型不但可以在高温区推导出前面所提到的由 Eliseev 等人所提出的带尾态模型, 而且当局域态分布趋向于 δ 函数时可以简化到教科书上的双能级荧光热淬灭公式. 在这篇文章里, 我们首先简单介绍这一模型, 然后给出它在分析一些具体材料的局域态荧光试验数据中的应用实例.

2 局域态荧光模型

2.1 局域态载流子动力学和分布函数

考虑一个任意的局域态集合系统, 其态密度分布用 $\rho(E)$ 来描述. 态密度分布的峰值所对应的能量位置用 E_0 表示. 当此系统受到外部激发如光照射或者电注入时, 局域态中会有载流子占据. 载流子占据水平可以用一个能级 E_a 来表示. 即在绝对零度, 所有低于能级 E_a 的局域态都被载流子所占据. 局域态中的载流子可以有几种命运选择 (1) 直接以辐射复合的方式回到系统基态. 如此的跃迁导致荧光; (2) 通过吸收声子的能量等逃离出局域态. 如此的过程就是局域化载流子的热逃逸. 如果逃逸的载流子不再回到原来的局域态或者被其他的局域态重新俘获的话, 就形成非辐射复合过程, 导致荧光的减弱甚至淬灭 (3) 逃离出局域态的载流子被其他的局域态重新俘获. 载流子可以通过这样的过程在不同的局域态之间实现转移, 这将导致载流子在局域态中重新分布. 我们从后面的模型确立及其展开可知, 正是载流子在局域态中的重新热分布导致了荧光的异常温度行为. 图 1 给出了局域态系统以及前面所提载流子各种动态过程的示意图.

很显然, 载流子逃离出局域态的几率与载流子所在局域态的能量 E 和能级 E_a 的能量差以及环境温度密切相关. 热统计力学已给出了如此过程的几率. 中国科学院半导体研究所徐仲英研究员等写出了图 1 所示的局域载流子辐射复合以及热动力学过程所遵从的速率方程^[11]. 我们从这个速率方程出发, 幸运地发现了它在稳态条件下的解析解^[12-14].

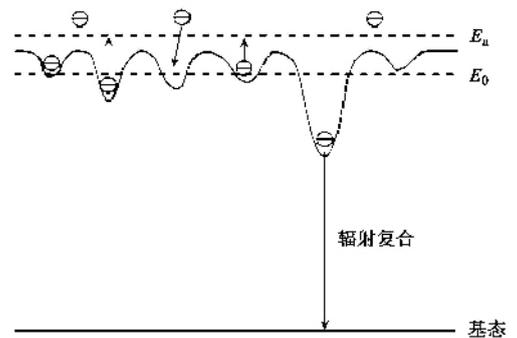


图 1 载流子在局域态中的动力学过程

在稳态激发条件下, 载流子在局域态中可以形成稳定动态的准平衡分布. 这一分布可以解析地表达为^[12-14]

$$N(E, T) = A(T) \cdot n(E, T), \quad (1)$$

式中 $A(T)$ 是一个仅与温度有关而与能量无关的系数。因此, 载流子随能量分布的形状由 $n(E, T)$ 来描述, $n(E, T)$ 可以表示成局域态态密度和一个分布函数的乘积:

$$n(E, T) = \rho(E) \cdot f(E, T). \quad (2)$$

由于局域载流子集体的荧光由 $N(E, T)/\tau_r$ 给出, 而 $A(T)$ 和能量无关, $n(E, T)$ 也就本质上描述了荧光谱的谱形。我们推出了这个分布函数

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-E_a)/k_B T} + \tau_{tr}/\tau_r}, \quad (3)$$

其中 $(E_a - E)$ 给出了载流子逃逸出局域态所需要克服的势垒。很显然, 这个势垒高度随局域态所处的能量不同而不同, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是温度, $1/\tau_{tr}$ 是局域化载流子的企图逃逸速率, $1/\tau_r$ 是载流子的辐射复合速率。这些速率的大小依赖于具体材料。从形式上来看, 这个新的分布函数很像描述费米粒子系统统计分布的费米-狄拉克分布函数。

2.2 局域态密度是高斯分布的情形

考虑一种普遍的情形, 例如自组装形成的量子点, 由于尺寸以及组分等分布不均匀, 量子点系统的态密度一般呈现高斯分布, 即

$$\rho(E) = \rho_0 e^{-(E-E_0)^2/2\sigma^2}, \quad (4)$$

其中 ρ_0 , E_0 和 σ 分别表示态密度分布的幅度、中心能量和偏差。将(4)式代入到(2)式, 就可以得到载流子的实际分布。图2分别画出了在 $E_0 < E_a$ 和 $E_0 > E_a$ 两种可能情况下的态密度、分布函数以及载流子实际分布随能量的变化关系。需要指出的是, 我们已经在真实的物理系统中证实了这两种情况的存在。在我们所发展的模型中, $E_a - E_0$ 是一个至关重要的参数。后面我们将看到, 它的大小和符号实质性决定了荧光谱峰位随温度的变化关系。

2.2.1 峰位位置

如前所述, $n(E, T)$ 本质性地描述了荧光谱的谱形。因此, 荧光谱的峰位位置可以通过 $n(E, T)$ 确定。考虑到完美半导体的禁带宽度随温度的变化关系可以用 Varshni 经验公式来表达, 最终荧光谱峰位位置随温度变化的关系由下式给出:

$$E(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \Theta} - x \cdot k_B T, \quad (5)$$

其中 E_0 是温度为 0K 时局域态分布的中心能量。第二项是温度对半导体材料能带带隙宽度的影响, 由 Varshni 经验公式来计算, α 是 Varshni 系数, Θ 是材

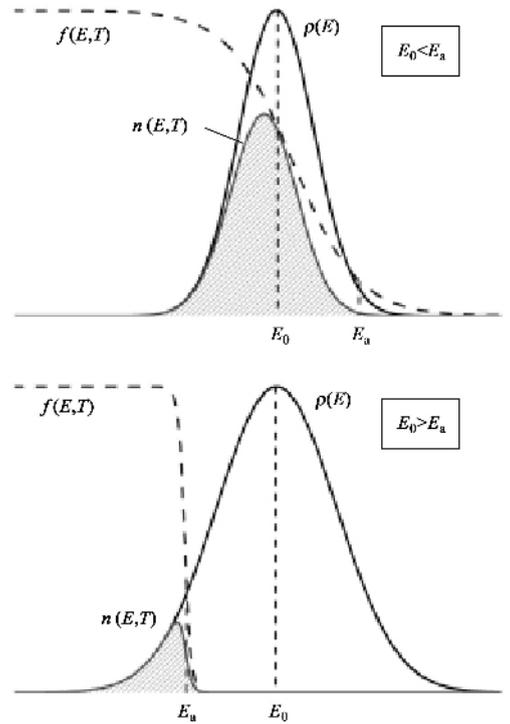


图2 高斯形状的局域态密度分布 $\rho(E)$, 分布函数 $f(E, T)$ 和载流子分布 $n(E, T)$ 。注意有两种可能的情形: (1) $E_0 < E_a$ 和 (2) $E_0 > E_a$

料的德拜温度。第三项是载流子集体在局域态中重新分布所带来的修正, 其中 x 是无量纲系数, 它的具体值由对以下非线性方程进行数值求解得到:

$$x e^x = \left[\left(\frac{\sigma}{k_B T} \right)^2 - x \right] \left(\frac{\tau_r}{\tau_{tr}} \right) e^{(E_0 - E_a)/k_B T}. \quad (6)$$

进行稍微仔细一点的分析就不难看出, 上面的方程有而且只有一个解, 解的范围在 $0 < x < (\sigma/k_B T)^2$ 之间。

(6)式在高温区的近似解为 $x \approx (\sigma/k_B T)^2$, 这样(5)式就变成

$$E(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \Theta} - \frac{\sigma^2}{k_B T}.$$

上式即是 Eliseev 等人提出来的带尾态模型^[5]。因此, 这一被广泛接受和应用的带尾态模型可以被看作是我们提出的模型在高温区的一个近似。

2.2.2 荧光谱半高宽

荧光谱的另一个主要参数是半高全宽 (full width at the half maximum height, 这里简称半高宽)。同样半高宽可以从 $n(E, T)$ 导出。 $n(E, T)$ 的半高宽 $\Gamma_C(T)$ 通过求解 $n(E, T) = n(E_{pk}, T)/2$ 得到, 这里 E_{pk} 是谱峰位置。后面我们将看到, 载流子重新分布引起的 $\Gamma_C(T)$ 不是简单地随着温度递增或

者递减,而是出现了一个“谷”形的变化.随着温度增加, $\Gamma_c(T)$ 先是减少,然后增加.此外,我们必须考虑声子(包括声学声子和光学声子)以及杂质和缺陷散射对荧光谱展宽的贡献.在这里,我们通过对载流子分布 $n(E, T)$ 和散射展宽 $[4E^2 + (\Gamma_0 + \Gamma_{ph})^2]^{-1}$ 作卷积处理,来得到荧光的有效半高宽.这里 Γ_0 是由于杂质和缺陷散射所引起的展宽,通常它作为温度的非依赖量来处理, $\Gamma_{ph}\sigma_A T + \gamma_{LO}\sqrt{e^{h\omega_{LO}/k_B T} - 1}$ [17], σ_A 和 γ_{LO} 分别是声学声子和光学声子散射的相关系数.

2.2.3. 积分强度

在得到荧光谱的两个主要参数——峰位和半高宽之后,最后一个主要参数就是其积分强度.很显然,积分强度和总的载流子数目成正比,即

$$K(T) \propto \int N(E, T) dE \propto \left\{ 1 + (1 - \gamma_c) \cdot \exp\left[\frac{(E_0 - E_a) + k_B T \cdot \ln(\tau_r/\tau_{nr})}{\sqrt{(k_B T)^2 + \chi \sigma / 2.41}} \right] \right\}^{-1}, \quad (7)$$

其中 γ_c 是已逃离的载流子重新被局域态俘获的百分比.

考虑一种特殊情形: σ 趋向于 0, 即态密度分布为 δ 函数时, (7) 式可简化为著名的双能级荧光热淬灭公式 [18]. 实际上对于 $\sigma = 0$ 的情形, 局域态系统就转化为标准的双能级系统. 这一事实进一步证明了我们的模型的合理性, 而且说明我们的模型更为普遍.

3 对一些试验数据的分析

3.1 自组装生长形成的量子点 $E_0 < E_a$ 的情形

在材料 A 上生长具有不同晶格常数的材料 B, 巧妙地利用 Stranski-Krastanov 生长模式, 通过部分地释放所累积的应变能而自组装生长量子点, 是近年来广泛用来制备高质量量子点的主要方法之一. 图 3 示意地显示了异质外延中无位错量子点的自组装生长. 一开始材料 B 以二维方式生长, 当超过一定的临界厚度后, 累积的应变能会突然地通过形成纳米岛的方式来部分释放, 于是处于所谓浸润层上的量子点就会形成. 这样自发形成的量子点在尺寸、组分以及量子点周围的应力情况都有一定分布, 量子点中形成的局域态在能量上的分布一般都是高斯线型.

图 4 左边是一块 InGaAs/GaAs 自组装生长的量

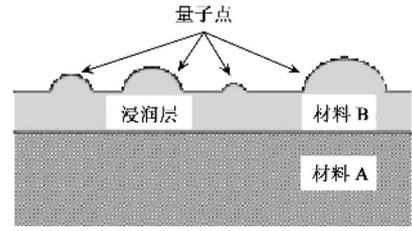


图 3 自组装生长形成量子点

子点样品的变温荧光谱 [14], 温度从 10 K 变到 280 K. 右边是峰位能量、半高宽和积分强度随温度的变化关系. 图中实线是拟合的结果, 和试验数据吻合得相当好. 图 4 右 (a) 中的虚线分别表示出了半导体带隙收缩 [(5) 式中的第二项] 和载流子重新分布 [(5) 式中的第三项] 对荧光峰位能量的影响. 图 4 右 (b) 中的虚线分别表示载流子重新分布和声子散射对荧光半高宽的影响. 从图中我们可以看到, 声子散射引起的展宽是随温度单调增加的, 而载流子重新分布所导致的半高宽变化随温度增加先是减少, 然后增加, 形成了一个鲜明的谷形变化. 应该说我们的模型相当好地重现了自组装量子点荧光谱随温度的变化关系.

3.2 “S”形峰位 - 温度依赖关系 $E_0 > E_a$ 的情形

前面提到过, 半导体材料的发光研究中经常可以观察到反常的“S”形的峰位 - 温度依赖关系: 随着温度的逐渐增加, 荧光峰位首先是红移(向低能端方向移动), 然后在某个温度区域内蓝移(向高能端方向移动), 最后再次红移. 这种反常的峰位能量 - 温度的依赖关系明显背离了 Varshni 公式 [1] 或者玻色 - 爱因斯坦公式 [2]. 这两个公式预言在理想的完美半导体材料中, 禁带宽度随着温度的增加是单调递减的.

在多元合金半导体, 如 GaInP, InGaN, AlGaIn 等; “S”形的荧光峰位 - 温度依赖关系相当常见. 长期以来, “S”形的荧光峰位 - 温度依赖关系都被笼统地归结于半导体材料中载流子的局域化. 我们知道, 多元合金材料中组分分布不均匀是一个相当普遍的现象. 但是近年来有证据显示, 在某些材料如 InGaIn 中, 分布着尺寸大小不一的 In 组分比较高的团簇(图 5), 在这些团簇中形成局域化的电子本征态. 由于团簇大小以及 In 组分都不尽相同, 因此局域态在能量上有一个比较宽的分布.

我们对一些文献报道的 InGaAsN [19], GaIn-

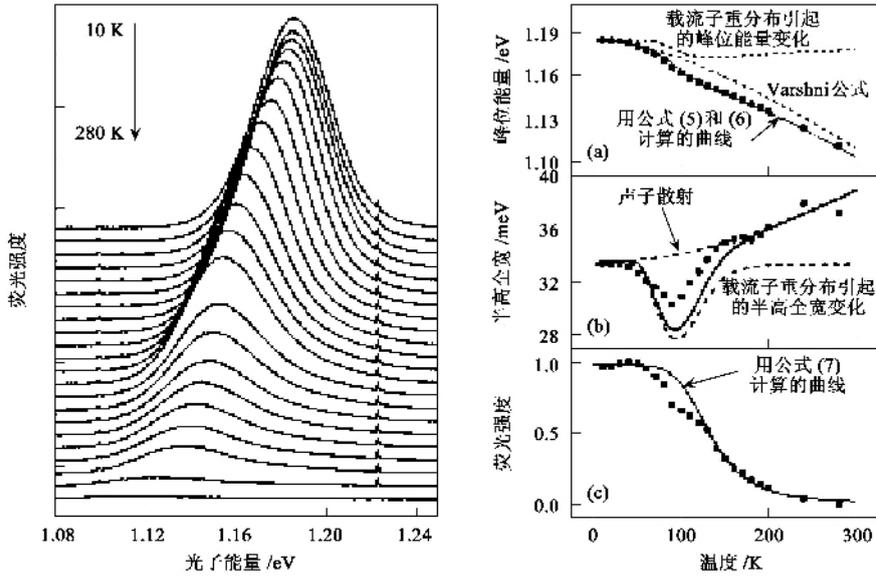


图4 左图为 InGaAs/GaAs 自组量子点的变温荧光谱;右图为用本文模型对荧光谱数据[(a)峰位能量 (b)半高全宽 (c)积分强度]进行拟合. 散列点是试验数据,实线是拟合结果

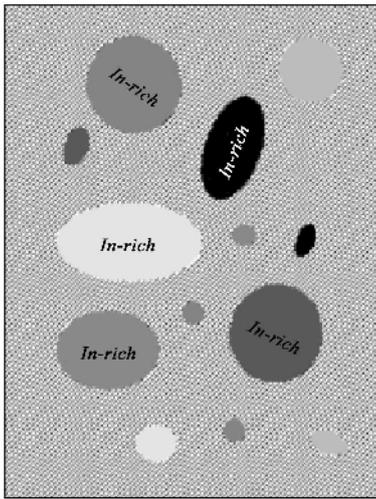


图5 InGaN 材料中存在高 In 组分团簇

NP^[20], InGaN^[21], AlGaIn^[22] 等材料的荧光峰位随温度变化的数据进行了分析,发现当(6)式中的 $E_a - E_0$ 取负值时,根据我们的模型所计算出来的曲线,可以很好地重现“S”形状的荧光峰位-温度变化关系. 试验数据和计算结果见图6^[15]. 如前所述, $E_a - E_0$ 在决定局域化载流子的荧光峰位随温度变化的行为中起了决定性的作用,其中 E_0 是局域态分布的能量中心,对于给定的材料来说是不变的. E_a 则依赖于载流子浓度和材料中内建电场大小的影响. 通过调整载流子密度和电场的大小,显然可以改变 $E_a - E_0$ 的大小. 图7是不同注入电流强度下 InGaIn 发光二极管电致荧光峰位随温度的变化^[5],从图中可

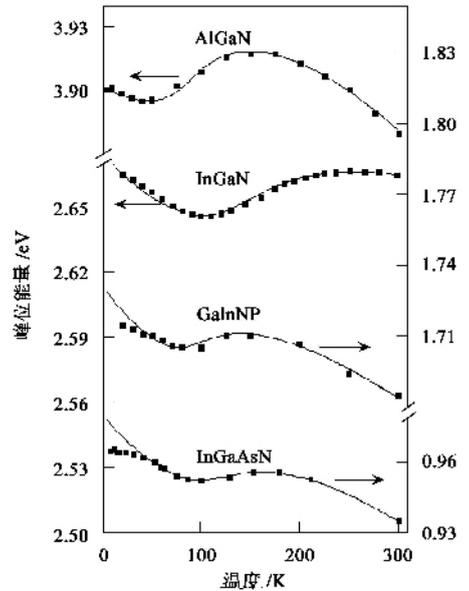


图6 多种半导体材料中“S”形状的荧光峰位-温度变化关系(点是试验数据,实线是利用模型拟合的结果)

以清楚地看到,通过改变注入电流,可以改变 $E_a - E_0$ 的大小.

3.3 GaInP₂ 中的上转换荧光 (up-conversion luminescence)

普通的光荧光指的是从样品中发出的光子能量低于激发光子的能量,而上转换荧光指的是材料发射出来的荧光光子能量高于激发光子的能量. 匹配生长于 GaAs 衬底上的 GaInP₂ 及其量子阱结构是制

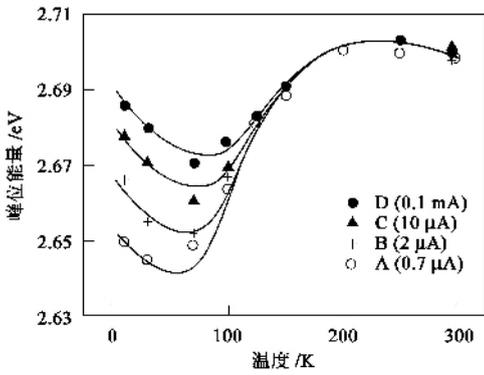


图7 在不同注入电流强度下,InGaN 发光二极管电致荧光峰位随温度的变化^[5](散列点是试验数据,实线是用(5)式和(6)式拟合的结果)

备高亮度红光二极管和激光器的重要材料.人们还发现从这个材料系统上可以观察到有效的上转换荧光.以前关于 GaInP₂/GaAs 界面层的上转换荧光的研究主要集中于载流子是怎样获得能量从而实现能量上转换的,而对于上转换之后的载流子的复合机制则很少有人注意.

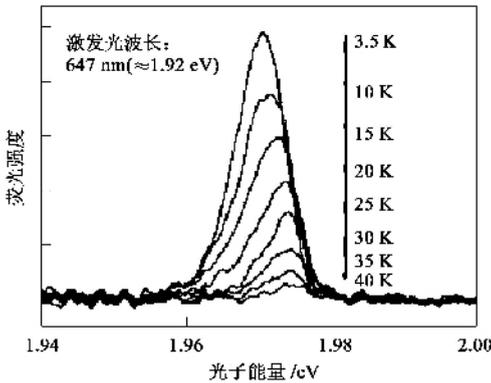


图8 GaInP 样品上转换荧光随温度的变化

我们研究了一块 GaInP₂/GaAs 样品的上转换荧光^[13].激发光光子能量为 1.92 eV,上转换后的荧光光子能量为 1.97 eV.从图 8 可以看到,当温度升高时,上转换荧光很快就淬灭了.另外可以看到,温度升高时,荧光的低能端衰减得比较快,另外荧光峰位有蓝移.这个一般都归结于有局域态参与了发光过程,在温度升高时,载流子从低能态转移到了高能态.当温度足够高时,载流子逃离出了局域态,上转换荧光就淬灭了.根据以上讨论,我们给出一个温度依赖的上转换荧光的物理图像如图 9(a)所示.

上转换荧光峰位随温度的变化关系进行的分析和拟合结果显示在图 9(b)中,拟合用的参数列在了图中.拟合曲线和试验数据吻合得相当好.值得注意

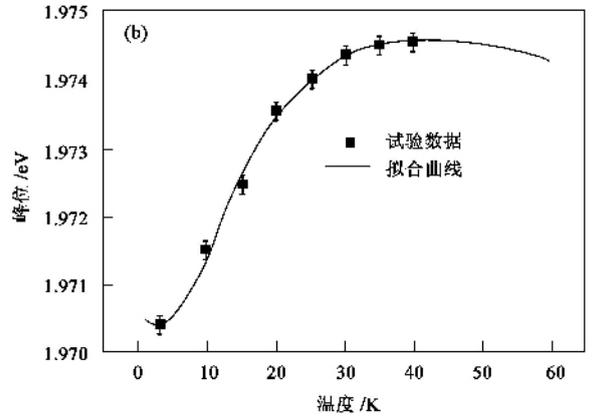
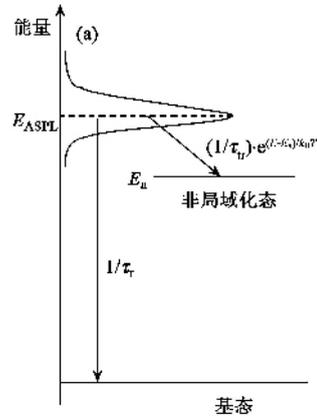


图9 (a)局域态载流子参与荧光过程示意图 (b)GaInP₂ 上转换荧光峰位随温度的变化(实线是用(5)式和(6)式拟合的结果)

的是,非局域化态的能量比局域态分布的中心能量还小约 6 meV. GaInP₂/GaAs 界面层能带排列相当复杂,并依赖于 GaInP 的原子有序度.非局域化态 6 meV 的移动可能来自于部分有序的 GaInP 相.

4 结论

这篇文章介绍了我们最近所发展一个局域态荧光模型.该模型的发展使我们对于局域态集体荧光的反常行为有了一个定量的认识.我们还介绍了该模型在分析一些局域态荧光数据中的应用实例.随着时间的推移,可以预期,这个新模型对于固体材料的变温荧光光谱数据的定量分析应该是很有用的.

致谢 作者感谢中国科学院半导体研究所杨辉和徐仲英研究员以及现在英国东芝欧洲研究有限公司剑桥研究室工作的袁之良的富有帮助的讨论.同时也感谢段瑞飞、魏志峰等人关于量子点样品的荧光光谱的测量工作.

参 考 文 献

[1] Varshni Y P. *Physica* ,1967 ,34 :149
 [2] Vina L , Logothetidis S , Cardona M. *Phys. Rev. B* ,1984 ,30 :1979
 [3] Eliseev P G , Krasilnikov A I , Manko M A *et al.* *Phys. Stat. Sol.* ,1967 23 :587
 [4] Kondow M , Minagawa S , Inoue Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1989 ,54 :1760
 [5] Eliseev P G , Perlin P , Lee J *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1997 ,71 :569
 [6] Cho Y H , Gainer G H , Fischer A J *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1998 ,73 :1370
 [7] Cao X A , LeBoeuf S F , Rowland L B *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,2003 ,82 :3614
 [8] Xu Z Y , Lu Z D , Yang X P *et al.* *Phys. Rev. B* ,1996 ,54 :11528
 [9] Sanguinetti S , Henini M , Grassi M *et al.* *Phys. Rev. B* ,1999 ,60 :8276
 [10] Dal Don B , Kohary K , Tsitsishvili E *et al.* *Phys. Rev. B* ,2004 ,69 :045318
 [11] Xu Z Y , Lu Z D , Yuan Z L *et al.* *Superlattice Microst.* ,1998 23 :381
 [12] Li Q , Xu S J , Cheng W C *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,2001 ,79 :1810
 [13] Xu S J , Li Q , Dong J-R *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,2004 ,84 :2280
 [14] Li Q , Xu S J , Xie M H *et al.* *Europhys. Lett.* ,2005 ,71 :994
 [15] Li Q , Xu S J , Xie M H *et al.* *J. Phys. : Condens. Matter.* ,2005 ,17 :4853
 [16] Wei Z F , Xu S J , Duan R F *et al.* *J. Appl. Phys.* ,2005 ,98 :084305
 [17] Rudin S , Reinecke T L , Segall B. *Phys. Rev. B* 1990 ,42 :11218
 [18] Curie D. *Luminescence in Crystals.* Methuen , London ,1963. 206
 [19] Grenouillet L , Bru - Chevallier C , Guillot G *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,2000 ,76 :2241
 [20] Hong Y G , Nishikawa A , Tu C W. *Appl. Phys. Lett.* ,2003 ,83 :5446
 [21] Yu H B , Chen H , Li D S *et al.* *Chin. Phys. Lett.* ,2004 ,21 :1323
 [22] Bell A , Srinivasan S , Plumlee C *et al.* *J. Appl. Phys.* ,2004 ,95 :4670



· 书评和书讯 ·

科学出版社物理类新书推荐

| 书 名 | 作(译)者 | 定 价 | 出版日期 | 发行号 |
|----------------------|---------|---------|----------|--------|
| 半导体异质结物理(第二版) | 虞丽生 | ¥52.00 | 2006年5月 | O-2443 |
| 高等原子分子物理学(第二版) | 徐克尊 | ¥60.00 | 2006年6月 | O-2488 |
| 辐射和光场的量子统计理论 | 曹昌祺 | ¥60.00 | 2006年3月 | O-2463 |
| 实验物理中的概率和统计(第二版) | 朱永生 | ¥72.00 | 2006年3月 | O-2464 |
| 物理学中的群论(第二版) | 马中骥 | ¥68.00 | 2006年2月 | O-2421 |
| 微分几何入门与广义相对论(上册,第二版) | 梁灿彬,周彬 | ¥59.00 | 2005年12月 | O-2363 |
| 液晶光学与液晶显示 | 王新久 | ¥59.00 | 2005年12月 | O-2424 |
| 量子信息物理原理 | 张永德 | ¥59.00 | 2005年12月 | O-2347 |
| 相互作用的规范理论(第二版) | 戴元本 | ¥68.00 | 2005年6月 | O-2148 |
| 计算物理学 | 马文淦 | ¥37.00 | 2005年5月 | O-2147 |
| 物理学家用微分几何(第二版) | 侯伯元,侯伯宇 | ¥98.00 | 2005年3月 | O-1976 |
| 数学物理方程及其近似方法 | 程建春 | ¥58.00 | 2005年2月 | O-1952 |
| 量子力学系统控制导论 | 丛爽 | ¥46.00 | 2006年1月 | O-2369 |
| 计算电磁学要论 | 盛新庆 | ¥32.00 | 2005年3月 | O-1900 |
| 窄禁带半导体物理学 | 褚君浩 | ¥120.00 | 2005年5月 | O-2093 |
| 半导体量子器件物理 | 傅英,陆卫 | ¥50.00 | 2005年1月 | O-2004 |
| 准晶物理学 | 王仁卉 | ¥45.00 | 2004年8月 | O-1802 |
| 非平衡凝固新型金属材料 | 陈光,傅恒志 | ¥42.00 | 2004年8月 | O-2027 |
| 软X射线射线与极紫外辐射的原理和应用 | 张杰 | ¥59.00 | 2003年9月 | O-1682 |
| 拉曼布里渊散射——原理及应用 | 程光照 | ¥48.00 | 2003年5月 | O-1301 |
| 广义相对论和引力场理论 | 胡宁 | ¥15.00 | 2003年3月 | O-1157 |

欢迎各界人士邮购科学出版社各类图书. 如果您有出版意向,请和我们联系. 凡购书者均免邮费,请按以下方式和我们联系:
 电 话 :010-64017957 64033515 电子邮件 :mlhukai@yahoo.com.cn 或 dpyan@cspg.net
 通讯地址 :北京东黄城根北街16号 科学出版社 邮政编码 :100717 联系人 :胡凯 鄢德平
 欢迎访问科学出版社网址 <http://www.sciencecp.com>