

能带结构对 InGaAsP 半导体 光增益谱的影响

郭长志 黄永箴

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1985年10月14日收到

本文从理论上系统地研究了能带结构对 InGaAsP 四元半导体光增益过程的作用,着重分析对能带结构敏感的能态密度及光跃迁矩阵元在不同掺杂、不同注入和不同温度下对光增益谱的影响及其物理根源。对现行的五种理论模型的计算结果及其与实验的比较表明,以 k 选择为主的跃迁与考虑导带-受主间跃迁的结果相差可达一倍以上,而以 k 选择为主的跃迁的计算结果与实验符合较好,如采用改进能带则可进一步减小高能端吸收系数与实验的差距。

一、引言

增益谱是决定半导体激光器的激射过程、模式行为、瞬态特性及 T_0 问题等的重要基本物理性质。过去对 GaAs 二元半导体已进行了大量的实验和理论研究。近来光纤通信技术的发展使能够发射合适的激光波长(1.3或1.55微米)的 InGaAsP 四元半导体受到很大重视^[1]。但目前对这种材料的基本性质、基本参量、能带结构和增益谱等的研究还很不充分。有关 InGaAsP 半导体的自发辐射谱和增益谱曾用某些理论模型作了计算^[2-4],但结果差别较大,实验上也曾采用对材料进行光泵测量的方法^[5],或由激光器的自发发射光谱^[6]或激光光谱结构^[7-8]研究了增益谱,数据结果差别也较大。

本文在原来对 GaAs 的自发发射光谱研究^[9]的基础上进一步从理论上探讨能带结构模型对跃迁矩阵元和能态密度,以及对增益谱的作用。并在此基础上探讨、比较、评价现行各种理论模型的适用性,提出便于应用的数值结果及其近似解析表达式。

二、理论

注入到直接带隙半导体中的非平衡载流子(对 P 型有源区为电子)将迅速与价带空穴或受主自发复合而辐射出能量 E 大约等于禁带宽度 E_g 的光子。这些光子的存在将进一步引起非平衡载流子的受激产生和受激复合,能量为 E 的光子的增益系数和自发辐射复合率各为

$$g(E) = \frac{\pi q^2 \hbar}{8 \pi m_0^2 c n E} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') \rho_s(E'') |M(E', E'')|^2 [f_c(E') - f_s(E'')] dE', \quad (1)$$

$$r_{sp}(E) = \frac{4\pi\bar{n}q^2E}{\epsilon_0m_0^2h^2c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E')\rho_v(E'')|M(E', E'')|^2f_c(E')[1 - f_v(E'')]dE', \quad (2)$$

$$R_{sp} = \int_0^{\infty} r_{sp}(E)dE = Bnp. \quad (3)$$

跃迁要满足能量守恒 $E = E' + E'' + E_g$, E' 、 E'' 各为导带和价带边与各自带内能级的能量差, B 为自发辐射复合常数, n 、 p 各为电子和空穴浓度。可见增益谱或自发发射光谱主要由上下能级的态密度 $\rho_c(E')$, $\rho_v(E'')$ 和跃迁矩阵元 $M(E', E'')$ 以及上下能级的占据几率 (Fermi-Dirac 分布)

$$f_c(E') = [1 + e^{(E' - E_c)/k_B T}]^{-1}, \quad f_v(E'') = [1 + e^{(E_v - E'')/k_B T}]^{-1} \quad (4)$$

所决定。前两者主要由能带结构决定, 而后者则由一定温度 T 下的电子、空穴准费米能级 E_c 、 E_v 决定。 \bar{n} 是有源区折射率, c 和 ϵ_0 各为真空的光速和电容率, q 和 m_0 各为电子的电荷和真空质量, \hbar 为普朗克常数 \hbar 除以 2π , k_B 为玻尔兹曼常数。有源区是与限制层 InP 晶格匹配的直接带隙材料 InGaAsP, 其能带结构可以近似看成是由四个二元半导体 (GaAs, InP, GaP, InAs) 的组分按 Vegard 定律线性组合而成。其 Γ 点的导带和价带有效质量 m_c 、 m_v 比 GaAs 小, 在较低掺杂就可以形成能带拖尾。如忽略定域化动能, 则可以得到便于描述本征带和带尾整体而只用一个参量 η_i 的 Kane 带尾^[10]

$$\rho_i^k(E) = (2\eta_i)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{m_i^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3}\right) \cdot \pi^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\frac{E-E_i}{\eta_i}} \left(\frac{E-E_i-z}{\eta_i}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-z^2} dz, i = c, v \quad (5)$$

其中 E_i 为标称本征带边。

$$\eta_i = \sqrt{2} V_{rms}, \quad V_{rms}^2 = \frac{q^2(N_A^- + N_D^+)}{8\pi\epsilon_0^2\epsilon_r^2 Q}, \quad (6)$$

$$Q^2 = \frac{q^2}{\epsilon_0\epsilon_r k_B T} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E')f_c(E')[1 - f_c(E')]dE' \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v(E'')f_v(E'')[1 - f_v(E'')]dE'' \right\}. \quad (7)$$

V_{rms} 为电离杂质引起的势能涨落的均方根值, Q 为屏蔽长度的倒数, N_A^- 、 N_D^+ 分别为电离受主和施主浓度, ϵ_r 为相对介电常数。但 Kane 带尾由于忽略了定域化动能, 因而过高地估计了带尾的大小。如果考虑了定域化动能, 即电子对势垒的穿透作用, 则可得只适用于较深带尾的涉及 $a(\nu_i)$, $b(\nu_i)$ 两个参量的 Halperin-Lax 带尾态密度^[11], 其中 ν_i 为 i 带的归一化能量。为了与本征带联接, 取 (5) 式在

$$b(\nu_i) = 20 \frac{V_{rms}^2 m_i}{\hbar^2 Q^2}$$

处与 Halperin-Lax 带尾吻合以确定 η_i , 从而得出在低能端逼近 Halperin-Lax 带尾, 在高能端逼近本征带的 Halperin-Lax-Kane (HLK) 态密度 $\rho_{HLK}(E)$ 。

高掺杂半导体上能带和上能级以及下能带和下能级的态各可用下述波函数统一描述^[12]

$$\phi_i = \phi_{ienv}(\mathbf{r})U_i(\mathbf{r}), \quad \phi_{ienv} = \left(\frac{\beta_i}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} e^{-\beta_i |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}, \quad i = c, v \quad (8)$$

$U_i(\mathbf{r})$ 为布洛赫函数中反映晶格周期性的因子, 即 Γ 点的布洛赫态函数, ϕ_{ienv} 为归一化

包络波函数, r_{i0} 为定域化态中心位置, β_i 和 k_i 各表示其定域化和公有化程度, 其值由该态在能谱中的位置 E' 所决定

$$\frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_i} = E^* - E_i, \quad \frac{\hbar^2 \beta_i^2}{2m_i} = h_i(E^* - E'), \quad (9)$$

$$\int_0^{E^*} 4\pi \left(\frac{m_i}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE = \int_{-\infty}^E \rho_{HLK}(E) dE, \quad (10)$$

$$h_i(E_0^* - E_0) = T_i(\nu_{i0}). \quad (11)$$

取 E'_0 为 Kane 带尾与 Halperin-Lax 带尾吻合处的能量位置, 由 (10) 式定出相应的 E_0^* , ν_{i0} 和 $T_i(\nu_{i0})$ 各为相应的归一化能量和定域化动能^[11], 并由 (11) 式决定常数 h_i .

由于 ψ_{ienv} 在每个原胞内是一个缓变函数, 光跃迁矩阵元可化为

$$M = \int_v \phi_i^* \hat{p} \phi_i d\mathbf{r} = M_b \cdot M_{env}, \quad (12)$$

$$|M_b|^2 = \left| \int_{\text{晶胞}} U_i^*(\mathbf{r}) \hat{p} U_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 = \frac{-m_e^2 E_g (E_g + \Delta)}{12m_e \left(E_g + \frac{2}{3} \Delta \right)}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} |M_{env}|^2 = & \frac{64\pi b}{3} [(b^4 - 5B^2b^2 + 5B^4)(3t^4 + q^4)(t^4 - q^4)^{-3} \\ & + 8B^2b^2t^2(3b^2 - 10B^2)(t^4 - q^4)^{-1} \\ & + 16B^2b^2(5t^8 + 10t^4q^4 + q^8)(t^4 - q^4)^{-5}], \end{aligned} \quad (14)$$

其中 Δ 是价带的自旋-轨道分裂能量, M_b 为本征带 Γ 点的矩阵元, M_{env} 为包络矩阵元, $B^2 = \beta_c \beta_v$, $b = \beta_c + \beta_v$, $t^2 = b^2 + k_c^2 + k_v^2$, $q^2 = 2k_c k_v$. 如果 $\beta_c \rightarrow 0$, $k_v \rightarrow 0$, 则 ψ_{cenv} 和 ψ_{venv} 各为平面波和类氢杂质波函数, (14) 式化为导带与受主间无 \mathbf{k} 选择的光跃迁矩阵元

$$|M_{env}|^2 = \frac{64\pi a_v^*}{(1 + a_v^* k_c^2)^4}. \quad (15)$$

$a_v^* = \frac{1}{\beta_v}$ 为等效玻尔半径. 当 $\beta_c \rightarrow 0$, $\beta_v \rightarrow 0$ 时, ψ_{cenv} , ψ_{venv} 皆为平面波, 跃迁要求满足 \mathbf{k} 守恒条件 (\mathbf{k} 选择定则)

$$|M_{env}|^2 = \delta_{\mathbf{k}c\mathbf{k}_v} \quad (16)$$

而上下态密度也化为关联态密度

$$\rho_{LJ}(E) = \frac{8\pi (2m^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (E - E_g)^{\frac{1}{2}}, \quad m^* = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}. \quad (17)$$

在一定温度 T 下, 决定增益系数及其谱结构的态密度和光跃迁矩阵元都与能带结构有关, 而能带结构则随掺杂而异. 如采用正确的能带模型, 上述理论应该能够正确描述各种掺杂条件下的增益系数. 但不同作者基于不同认识曾采用过无 \mathbf{k} 选择的导带受主跃迁 (15), 以及完全 \mathbf{k} 选择跃迁 (16) 和 (17) 或其它简化模型进行近似计算. 为了检验这些认识的适用范围和可靠性, 并研究能带结构对增益系数及其谱结构的影响, 以及寻求合理的简化算法, 本文将在不同掺杂条件下, 分别采用 (a) 现行的和 (a') 改进的能带模型^[13]; (b) Kane 带尾及导带-受主间跃迁矩阵元; (c) 抛物带-指数带尾及导带-受主间的跃迁

矩阵元^[14]

$$\rho_i(E') = \begin{cases} \frac{4\pi(2m_i)^{3/2}}{\hbar^3} E'^{\frac{1}{2}} & E' > \frac{E_{oi}}{2} \\ \frac{4\pi(2m_i)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^3} e^{E'/E_{oi}} & E' \leq \frac{E_{oi}}{2} \end{cases} \quad (18)$$

取指数带尾在 $E' = -\eta_i$ 处与 Kane 带尾吻合, 则 $E_{oi} = \frac{\eta_i}{2}$; (d) 抛物带和无 \mathbf{k} 选择的常数矩阵元近似, 即 (15) 中略去 $a_s^* k_c$, 并采用 Marinelli 近似得出的近似解析表达式^[15]; (e) 抛物带和 \mathbf{k} 选择跃迁进行系统的计算, 并与最新实验结果进行比较。

三、计算结果

1. 参数选择

发射激光波长为 $1.3\mu\text{m}$, 因而增益谱峰值也在 $1.3\mu\text{m}$ 的与 InP 晶格匹配的 $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}_{0.36}\text{P}_{0.44}$, 其能带参数采用与实验符合较好的结果^[1, 13], 如表 1, 其它无直接实验结果的参量, 例如 E_s 的温度关系以及 s , 则由 Vegard 定律按组分线性组合得出。

表 1

$E_s(300\text{K}) (\text{eV})$	$\frac{m_e}{m_0}$	$\frac{m_{vh}}{m_0}$	$\frac{m_{vl}}{m_0}$	$\Delta(\text{eV})$	s
0.984	0.06	0.5	0.075	0.26	11

m_{vl} , m_{vh} 为轻、重空穴带有效质量, m_e 的取值注意到非抛物带的影响。在模型 (a') 中根据改进能带^[13]的 $E_i(k)$ 关系, 近似由 $E_i(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i(E)}$ 定出与能量有关的有效质量 $m_i(E)$ 。在导带-受主间跃迁的模型中, 以 $m_s = (m_{vh}^{\frac{3}{2}} + m_{vl}^{\frac{3}{2}})^{2/3}$ 作为价带有效质量, 其它模型轻、重空穴带与导带的跃迁是分别考虑的。如考虑到注入载流子对禁带的收缩作用, 则

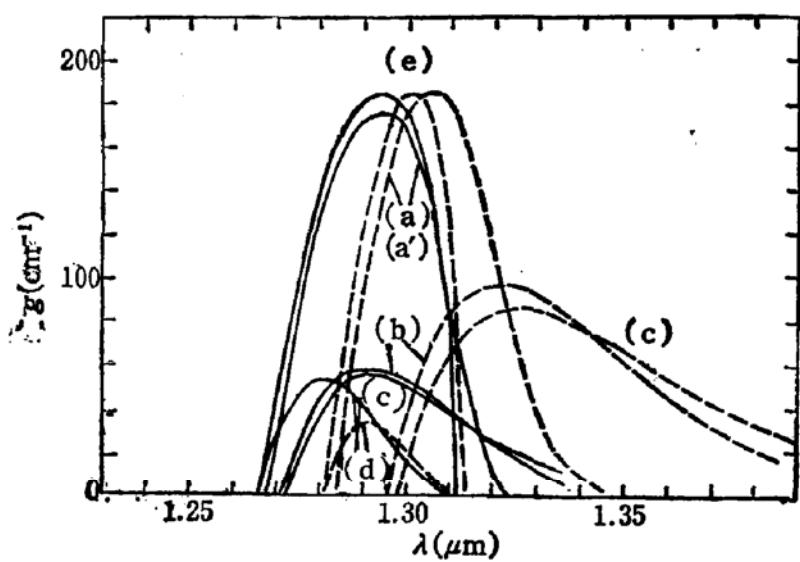
$$\Delta E_s = -1.6 \times 10^{-8}(p^{\frac{1}{2}} + n^{\frac{1}{2}})\text{eV}, \quad p, n \text{ 单位 } \text{cm}^{-3} \quad (19)$$

为了研究掺杂的影响, 计算中采用了高掺杂 $N_A = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $N_D = 0$ 和较低掺杂 $N_A = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 两种典型情况。

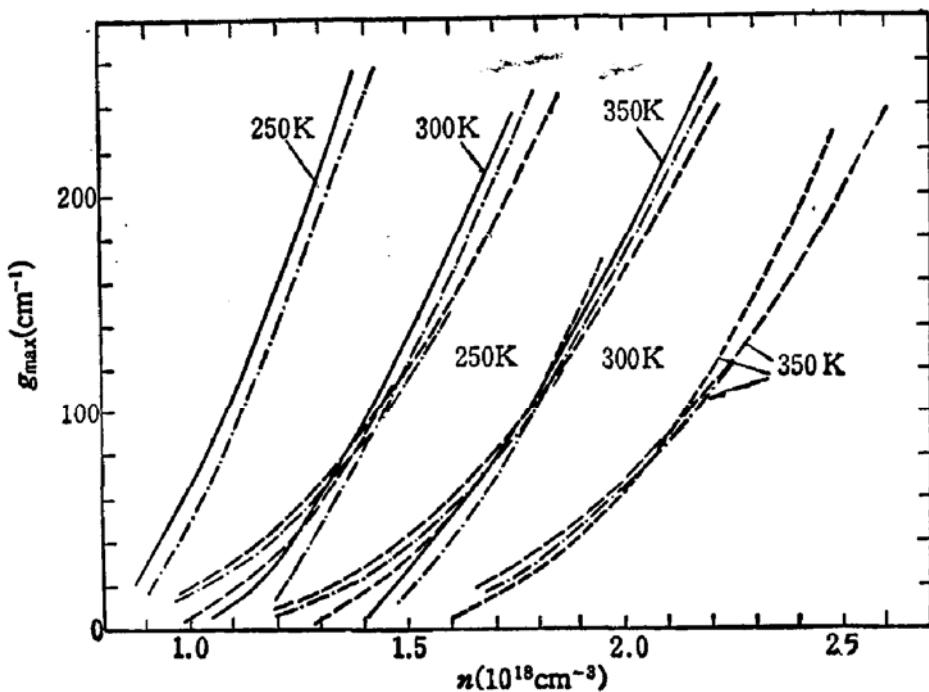
2. 数值结果

图 1 为两种掺杂条件下, (a'), (a)-(e) 不同模型在 300K 的增益谱数值结果。在低掺杂情况, (a'), (a), (e) 的结果基本一致, 带尾只是使增益谱产生长波端拖尾; 高掺杂情况, (a), (a') 的增益谱峰值位置接近于标称本征带边, 带尾作用较大, 但 g_{max} 仍与 (e) 的相近。而 (b), (c), (d) 的 g_{max} 比 (a) 小一倍左右。结果表明模型 (a) 的 stern 包络矩阵元 (14) 式以 \mathbf{k} 选择跃迁为主, 而只考虑导带-受主跃迁完全忽略 \mathbf{k} 选择的 (b), (c), (d) 的 g_{max} 都比较小。

图 2 和图 3 各是低掺和高掺情况在不同温度下的 $g_{max}-n$ 关系, 图 2 中的 (e) 是完

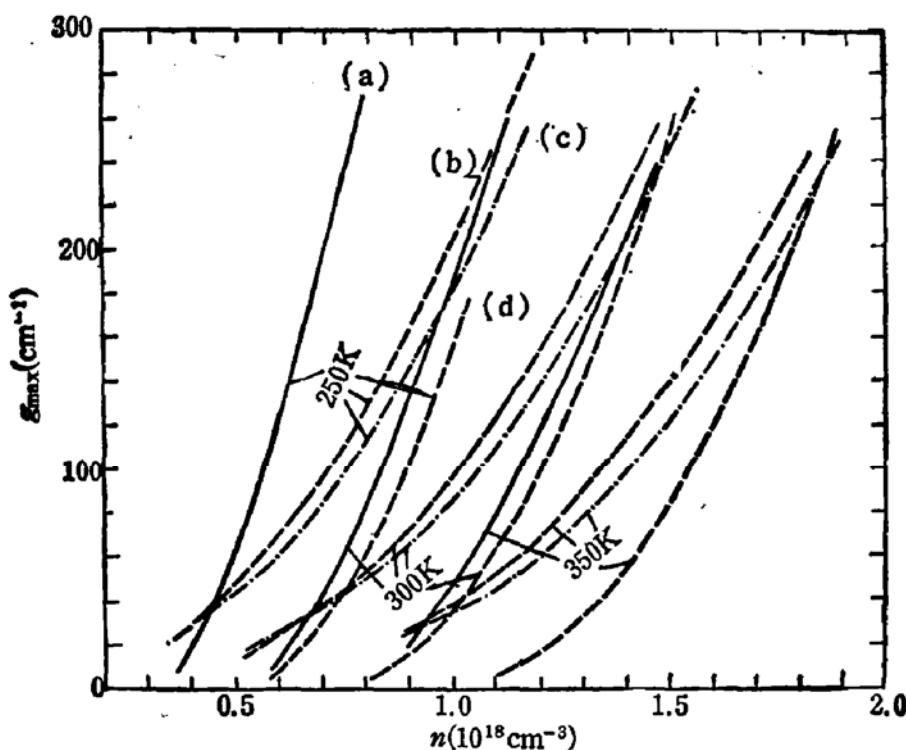
图 1 增益谱的比较 (λ 为真空波长)

— $N_A = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $n = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$;
 - - - $N_A = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 0$, $n = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

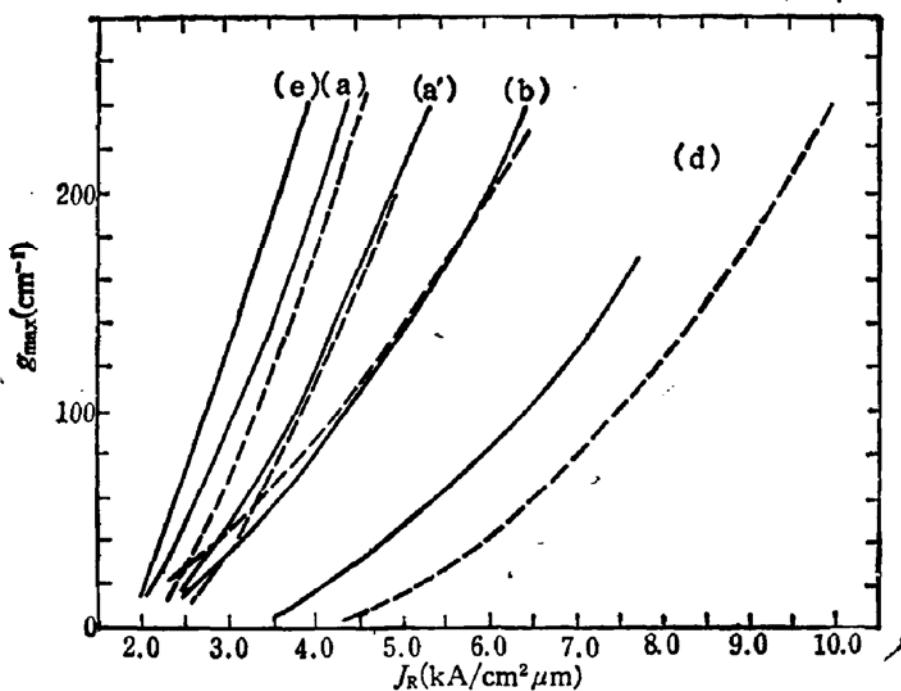
图 2 低掺情况的 $g_{\max}-n$ 关系

— (a), - - (b), - - - (c), - - - - (d), - - - - - (e)
 $N_A = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

全不掺杂的。可以看出低掺时 (a) 与 (e) 的结果接近, (b)、(c)、(d) 的结果差别也很小, 表明这时带尾作用较小; 高掺杂时带尾作用较明显, 随着注入的增加带尾影响不断减小, 反映在从低注入到高注入, (b), (c), (d) 的结果趋于一致。图 4 是 $T = 300\text{K}$ 时的 $g_{\max}-J_R$ 关系, $J_R = qR_{SP}$ 为供给自发辐射复合的每单位体积注入电流, 结果表明 P

图 3 高掺情况的 g_{\max} - n 关系

— (a), --- (b), ... (c), - - - (d)
 $N_A = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}, N_D = 0$

图 4 不同掺杂的 g_{\max} - J_R 关系

— $N_A = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_D = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ --- $N_A = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}, N_D = 0$

型重掺杂的 J_R 一般略大于轻掺杂的。由于无 \mathbf{k} 选择的常数矩阵元忽略了电子包络波函数的变化,因而使 J_R 远大于其它模型的结果。改进能带减小了高能载流子的波矢 \mathbf{k} , 增

大了跃迁矩阵元,结果高能端吸收系数增大1.2—1.5倍,减小了理论与实验的差距,模型(a')的 J_R 比(a)大20%左右。

3. 近似解析表达式

模型(a)的增益谱可以近似为抛物线型

$$g(n, \lambda) = g_{\max}(n) \left[1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_{\max}(n)}{\Delta\lambda(n)} \right)^2 \right].$$

$g_{\max}(n)$ 只在增益较高($\geq 70\text{cm}^{-1}$)时才近似与 n 成线性关系,而固定波长 λ' 的增益基本上与 n 成线性关系,峰值波长 $\lambda_{\max}(n)$ 和半宽 $\Delta\lambda(n)$ 也与 n 成线性关系,这样增益谱可写成

$$g(n, \lambda) = g(n, \lambda') \frac{(\lambda - \lambda_l)(\lambda_h - \lambda)}{(\lambda' - \lambda_l)(\lambda_h - \lambda')}, \quad \lambda_h > \lambda > \lambda_l$$

其中 $\lambda_l = \lambda_{\max}(n) - \Delta\lambda(n)$, $\lambda_h = \lambda_{\max}(n) + \Delta\lambda(n)$,选择合适的 λ' 可使上式具有较大的适用范围。低掺杂 $N_A = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $N_D = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $T = 300\text{K}$ 时增益谱

$$g(n, \lambda) = (271n - 294) \frac{(\lambda - 1.3729 + 0.0656n)(1.3027 + 0.0106n - \lambda)}{(0.0656n - 0.0674)(0.0106n - 0.0028)},$$

$$n > 1.1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}.$$

高掺杂 $N_A = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $N_D = 0$, $T = 300\text{K}$ 时增益谱

$$g(n, \lambda) = (442n - 275) \frac{(\lambda - 1.3479 + 0.0632n)(1.3379 - 0.0095n - \lambda)}{(0.0632n - 0.0355)(0.0255 - 0.0095n)},$$

$$n > 0.7 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}.$$

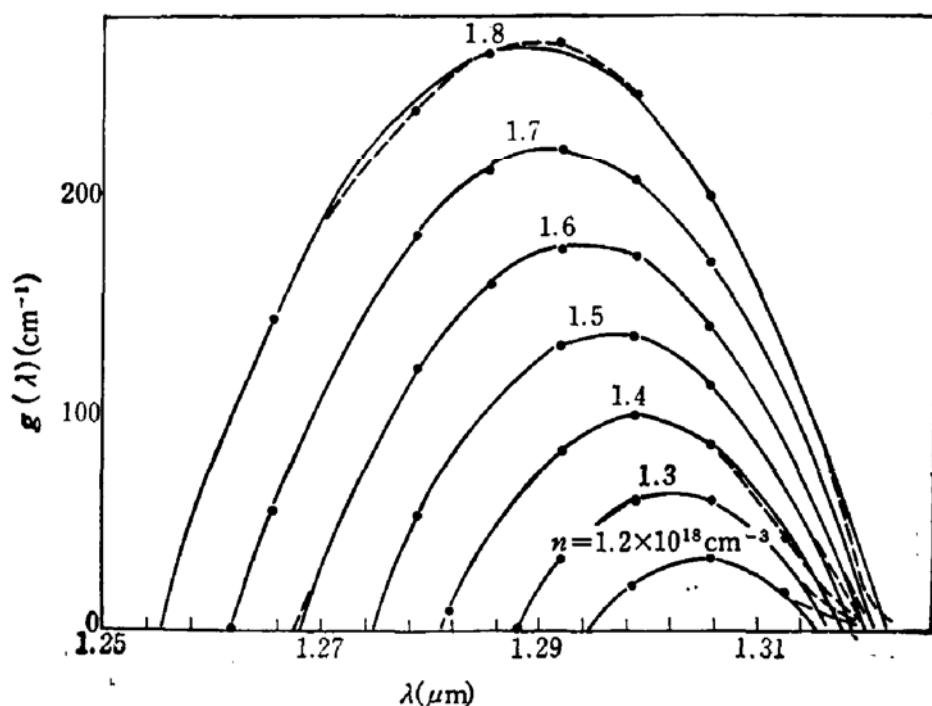


图5 低掺时拟合曲线与数值结果比较

— · · · · — 数值结果 ————— 近似表达式

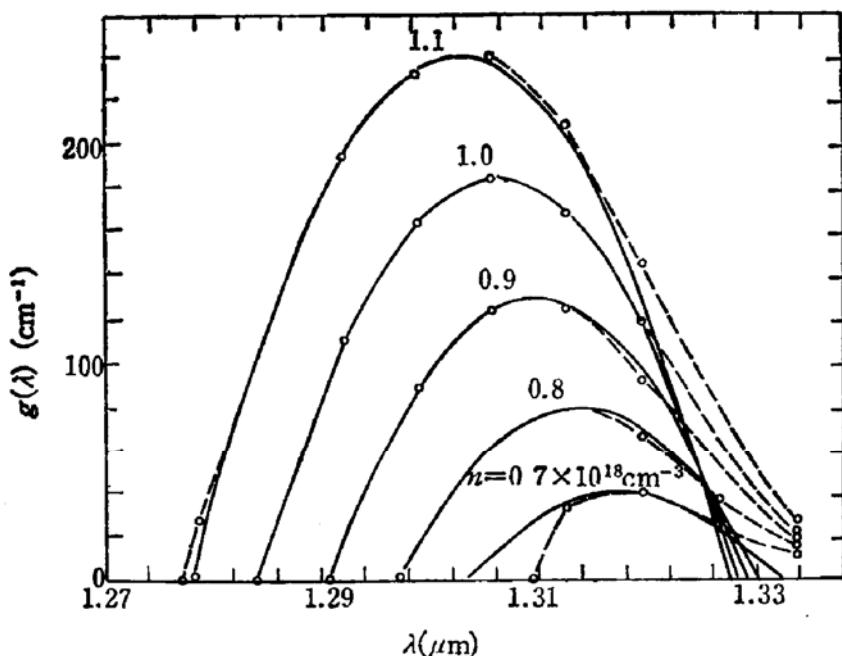


图 6 高掺时拟合曲线与数值结果比较

— · — · — 数值结果 — — 近似表达式

上述结果 n 的单位为 10^{18} cm^{-3} , λ 的单位为 μm . 拟合曲线及数值结果如图 5, 图 6 所示, 低掺情况两者基本一致, 而高掺情况下长波端外两者也基本相符.

4. 与实验结果比较

E. O. Göbel^[15] 等采用光泵方法测量了 $1.3 \mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4}/\text{InP}$ 双异质结构的增益谱, 载流子浓度 $n = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时得出 $g_{\max} \approx 200 \text{ cm}^{-1}$, 并且根据吸收谱拖尾估计有源层非故意掺杂的杂质浓度约为 10^{18} cm^{-3} , M. Osinski 等^[16]曾用模型 (d) 与实验作了比较, 但由于所用条件与实验不符, 所做出的结论不能成立. 取 $N_A = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 0$, $n = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 禁带宽度 E_g 用光致发光^[17]得出结果 $E_g = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2$ 和电反射实验^[18]得出结果 $E_g = 1.337 - 0.73y + 0.13y^2$ 取平均值得 $E_g = 0.953 \text{ eV}$, 导带有效质量取 $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的非抛物带修正^[17]得 $m_c = 0.064 m_0$, 其它参数如前, 当不考虑注入载流子对禁带收缩作用时, 不同模型及实验结果如表 2 所示.

表 2

模型	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	实验 ^[15]
$g_{\max} (\text{cm}^{-1})$	201	81	72	53	210	200
$E_g (\text{eV})$	0.963	0.96	0.96	0.973	0.964	~0.964

可见模型 (a) 和 (e) 的结果与实验符合较好.

M. Razeghi^[19] 等曾用 LP-MOCVD 方法得出有源区无故意掺杂的阈值电流很低的宽接触激光器, 阈值电流最低的是腔长 $L = 950 \mu\text{m}$ 的样品, 其阈值电流 $I_{th} = 500 \text{ A}$

cm^{-2} , 有源层厚度 $d = 0.22\mu\text{m}$, 总损耗系数

$$\alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = 28\text{cm}^{-1},$$

取 $\Gamma = 0.5$, 则阈值增益 $g_{\text{th}} = 56\text{cm}^{-1}$. 如认为阈值电流愈低愈接近与理论模型相近的本征情况, 并考虑到不可避免的自吸收^[19]和 CHCC 俄歇复合过程^[13], 则每单位体积的阈值电流为

$$J_{n,\text{th}} = J_R + J_A - J_s.$$

单位体积的辐射复合电流 $J_R = qR_{sp} = qBpp$, 俄歇复合电流 $J_A = qC_A n^3$, 自吸收使辐射复合电流减小 $J_s = FJ_R = FqBnp$, C_A 是俄歇复合系数, F 是自吸收占自发辐射光子的比例.

$$J_{n,\text{th}} = qBnp + qC_A n^3 - qFBnp. \quad (20)$$

如根据 $T = 300\text{K}$ 的低掺情况, 不同模型的 $g_{\text{max}}-n$ 关系来确定阈值载流子浓度 n_{th} , 则对应于不同的俄歇复合系数 C_A 由 (20) 式得出辐射复合系数 B 和模型 (a) (a') 的阈值电流的温度参数 T_0 如表 3.

表 3

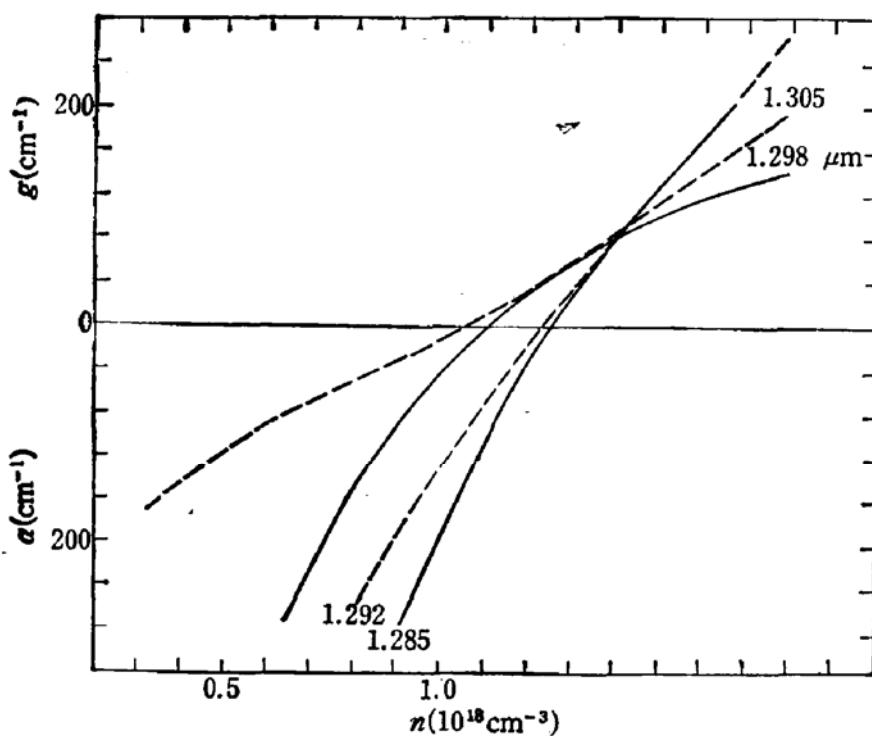
$C_A (\text{cm}^6\text{s}^{-1})$	$B(10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1})$		$T_0(\text{K})$
	(a) (a')	(b) (c) (d)	
1×10^{-29}	1.2	≤ 0.82	215
1×10^{-28}	1.1	≤ 0.60	116
2×10^{-29}	0.86	≤ 0.37	88
3×10^{-29}	0.69	≤ 0.14	71

表 4

$B(10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(a)	(a')	(b) (c) (d)
	0.91	1.1	≥ 0.83

表 4 是由 (3) 式算出的辐射复合常数 B , $T_0 = 50\text{K}/\ln \left[\frac{J_{n,\text{th}}(350\text{K})}{J_{n,\text{th}}(300\text{K})} \right]$. 根据计算结果 T 从 300K 上升到 350K 时, B 约下降 20%, 而 C_A 的温度关系则采用文献 [13] 的结果. 采用模型 (a') 的自发辐射谱 (2) 式和吸收谱 [$\alpha(E) = -g(E)$, (1)], 计算得出在宽接触激光器中大约为 35% 的自发辐射光子在有源层中自吸收产生电子-空穴对. 考虑了自吸收及俄歇复合的作用, 则 (a) (a') 的结果与实验数据符合较好.

如果不考虑注入引起的禁带收缩效应, 采用与 E. O. Göbel 的结果比较时所用的能带参数, 则得出对固定光子能量的增益和吸收系数与载流子浓度的关系如图 7, 一般吸收端变化速率大于增益端, 两者比值可达 1.7, 而且线性较差. 但如果考虑注入引起的禁带收缩, 则 $g(n, \lambda')-n$ 的线性较好, 而且几乎与 $\alpha(n, \lambda')-n$ 的斜率相等.

图 7 $g(n, \lambda')$ - n 关系

— $E_f = 0.953\text{eV}$, 不考虑禁带收缩, —— $E_f = 0.984\text{eV}$, 考虑禁带收缩

四、讨 论

计算结果与实验的比较表明, (a) (a') 得出的结果与实验符合较好, 而采用导带与

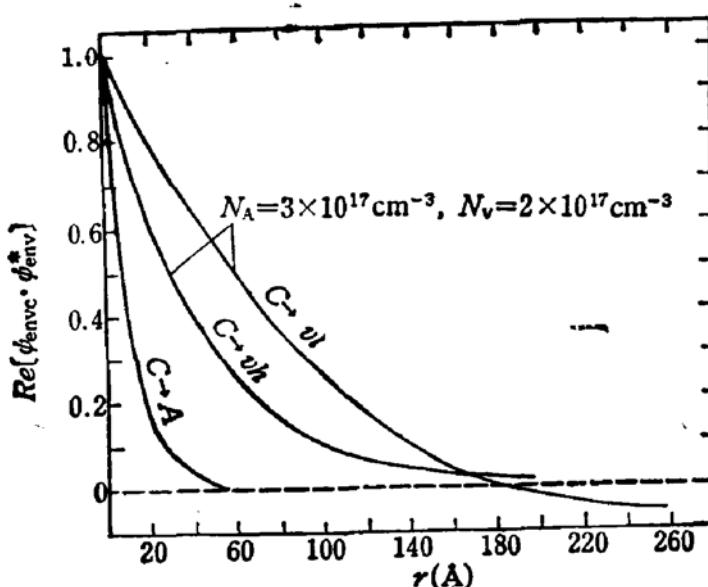


图 8 不同模型包络波函数的比较

$c \rightarrow v_h$, $c \rightarrow v_l$, $c \rightarrow A$ 分别为导带到重空穴带、轻空穴带和受主的跃迁

受主间跃迁完全忽略 \mathbf{k} 选择定则的 (b), (c), (d) 三种模型与实验不符。 (a) (a') 的 $g_{\max-n}$ 与 (e) 基本一致, 表明跃迁是以 \mathbf{k} 选择为主, 即使掺杂较高时也是如此。 C. J. Hwang^[20] 也曾在 GaAs 激光器的实验中观察到掺杂对阈值电流的作用只在较低温度下 ($T < 100K$) 才显示出来, 而在室温附近不同掺杂的结果差别不大, 这表明掺杂对大注入激光器阈值电流影响较小。最近 A. Haug 也有类似论述^[21]。

不同模型的差别主要在于跃迁矩阵元是否反映了 \mathbf{k} 选择跃迁。模型 (a) 的包络矩阵元 (14) 式采用一种随能态位置 E' 自动调节的包络波函数, 处于带尾深部时这波函数为类氢杂质波函数, 而在本征带中受杂质影响较小时则为平面波, 结果跃迁包络矩阵元在光子能量较小时变化比较平缓, 近于常数矩阵元, 类似于导带-受主和施主-受主的跃迁; 随着光子能量的增加, 跃迁矩阵元出现明显的峰值, 而且其宽度不断减小, 峰值一般发生在电子与空穴波矢相等的位置, 即 \mathbf{k} 选择跃迁起主要作用, 因此完全考虑 \mathbf{k} 选择跃迁的模型 (e) 是比较合理的近似。模型 (b), (c), (d) 完全忽略了 \mathbf{k} 选择跃迁, 而考虑导带-受主间跃迁, 由于定域化波函数衰减较快, 结果跃迁几率比较小, 不同模型的包络波函数如图 8 所示, 对 $c \rightarrow v_h$, $c \rightarrow v_l$ 取 $E = 0.96eV$, 且 $M_{env}|_{\mathbf{k}=\mathbf{0}}$ 为极大的位置。因此文献 [4], [13], [14] 在室温下采用无 \mathbf{k} 选择定则和常数矩阵元, 或指数带尾是不合适的, 所得出的近似公式和计算结果也是有问题的。

参 考 文 献

- [1] T. P. Pearsall, ed: *GaInAsP Alloy Semiconductor*, John Wiley & Sons, (1982).
- [2] T. Takagi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **18**, 2017(1979).
- [3] N. K. Dutta, *J. Appl. Phys.*, **52**, 55(1981).
- [4] M. Osinaki, M. J. Adams, *IEE Proc.*, **129**, Pt. I, 229(1982).
- [5] E. O. Goebel, G. Luz, E. Schlosser, *IEEE J., QE-15*, 697(1979).
- [6] C. H. Henry, R. A. Logan, H. Temkin, F. R. Merritt, *IEEE J., QE-19*, 941(1983).
- [7] B. W. Hakki, T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, **46**, 1299(1975).
- [8] R. F. Kazaninov, C. H. Henry, R. A. Logan, *J. Appl. Phys.*, **53**, 4631(1982).
- [9] 郭长志、李国华, 半导体学报, **4**, 29, 257(1983); «发光与显示», 1981 年第 2 期 12 页。
- [10] E. O. Kane, *Phys. Rev.*, **181**, 79(1963).
- [11] B. I. Halperin, M. Lax, *Phys. Rev.*, **148**, 722(1966).
- [12] H. C. Casey, F. Stern, *J. Appl. Phys.*, **47**, 631(1976).
- [13] 郭长志, 刘要武, 半导体学报, **7**, 154(1986).
- [14] 杜宝勋, 半导体学报 **3**, 458(1982).
- [15] R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston Jr., R. L. Barns, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 659(1978).
- [16] P. M. Laufer, F. H. Pollack, R. E. Nahory, M. A. Pollack, *Solid. St. Comm.*, **36**, 419(1980).
- [17] R. J. Nicholas, J. C. Portal, C. Houlbert, P. Perrier, T. P. Pearsall, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 492(1979).
- [18] M. Razeghi, S. Hersee, P. Hirtz, R. Blondeau, B. de Cremoux, J. P. Duchemin, *Electron. Lett.*, **19**, 336 (1983).
- [19] P. Asbeck, *J. Appl. Phys.*, **48**, 820(1977).
- [20] C. J. Hwang, N. B. Patel, M. A. Sacilotti, F. C. Prince, D. J. Bull, *J. Appl. Phys.*, **49**, 29(1978).
- [21] A. Haug, *Electron. Lett.*, **21**, 792(1985).

Effects of Energyband Structure on the Optical Gain Spectra of InGaAsP Quarternary Semiconductor

Guo Changzhi and Huang Yongzhen

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

The effects of energyband structure on the optical gain spectra of InGaAsP quarternary semiconductor under various dopings, various injection levels and various temperatures have been studied theoretically. The calculated results using five different models have been carefully compared with recent experimental data. It is shown that, especially near room temperature, the optical transition matrix elements play a more important role than the energyband state density functions, and the main optical transition process is obeying the k -selection rule. Several approximate formulas fitting the calculated gain spectra are also proposed for application.