

半导体 II - 类量子阱中法诺态的结构和自发辐射对无粒子数反转光增益过程的作用*

郭长志¹ 陈水莲² 郭九苓¹ 王舒民¹

(1 北京大学物理系 北京 100871)

(2 清华大学应用数学系 北京 100084)

摘要 从全量子理论出发,进一步系统深入地分析了在 II-类半导体量子阱中实现无反转增益过程的物理机制,量子阱层导带 Γ -能谷和势垒层导带 X-能谷混合形成的量子相干法诺态的能谱结构,及其对光吸收几率的法诺量子干涉效应,首次探讨了法诺态的能谱结构和真空场量子起伏引起的自发辐射对受激光增益过程的影响,为利用这种机制制成更低激励阈值的 II-类半导体量子阱无反转激光器提供理论依据

PACC: 4255P, 4260D, 6865

1 引言

利用腔量子电动力学效应,或称微腔效应,有可能成为进一步更大幅度地降低半导体激光阈值的新途径。这效应虽然在微波段金属腔中是很明显和比较易于实现的,但在光频段,特别是在半导体中,则由于光在介质波导腔中全反射过程的古斯-汉森效应随波导腔体的减小而增大^[1],使得难以实际达到出现微腔效应所需的尺寸^[2,3]。半导体激光器激光阈值的降低,从根本上看,应以其阈值电流密度为准。因为阈值电流的降低,往往还涉及宏观尺寸效应。例如一个阈值电流密度为 $j_{th} = 1 \text{ kA/cm}^2$ 的一般水平的带反射端面的垂直腔面发射量子阱半导体激光器,依靠器件尺寸的缩小等工艺措施也有可能把其阈值电流降至亚毫安量级甚至微安量级^[4]。可见在半导体激光器中如何有效地利用微腔效应还须继续深入做许多工作。除了微腔效应之外,利用无粒子数反转光增益可能是另一条从根本上降低半导体激光器阈值的途径。

激光的产生是以腔中的激光介质对光有增益作用为前提的,但这并不一定要求必须达

* 国家自然科学基金资助项目

郭长志 男,教授

陈水莲 女,副教授

郭九苓 硕士研究生

王舒民 高级工程师

1996-12-18 收到,1997-4-11 定稿

到粒子数反转才可能出现光增益。把粒子数反转作为介质出现光增益的条件,是以假设电子在两能级之间上下跃迁几率相等的爱因斯坦关系为依据的^[5]。但早在激光器发展初期,已经提出过利用光子被原子吸收和发射过程中因反座效应而频率不同,故在一定的频带有可能获得无反转光增益^[6]。更早些还发现电子在能量上有重合(简并)部分的分立态和连续态之间的组态相互作用,可能在一定光频出现零吸收现象。这称为法诺干涉引起的法诺零点^[7],近年来发展成为在气体介质中获得无反转光增益的一个新途径^[8],并引致发现两个近简并分立态之间的相互作用也可在气体介质中得到无反转光增益的另一个途径^[9]。这方面近年来已有大量的理论工作和少量实验观测。最近开始在半导体中寻找实现这两种途径的可能方案,提出在半导体 II-类量子阱中有可能出现法诺干涉^[10,11]和在半导体导带中势垒量子隧穿带内光跃迁有可能出现近简并分立态量子相干^[12,13]而获得无反转光增益。这方面的理论和实验目前刚起步,有许多问题尚待探索和开拓。由于后一途径只能产生远红外光,本文将从全量子理论出发,对有可能发展成近红外和可见光的半导体无反转激光器的前一途径作比较系统的探讨。

2 理论

2.1 II-类量子阱中的法诺态

III-V 族化合物半导体的各价带顶都近似处于布里渊区中心,电子波矢 \vec{k} 为零的 Γ -点,但其导带底则处于 \vec{k} 为零的 Γ -点、(100) 方向和 (111) 方向第一布里渊区边界附近的 X-点和 L-点。电子在这些能谷中的准连续态在能量上总有相重(简并)部分,因而在晶格热振动等的干扰作用下有可能通过简并态而互相转移。在体内能谷间的这种混合作用较弱^[14],但用 GaAs 和 AlAs 构成阱层和势垒层的薄量子阱或超晶格结构中,各层的 Γ -能谷底虽构成 I-类量子阱,但各层的 X-能谷底则构成 II-类量子阱。特别是如图 1(a) 所示,当 GaAs 层 Γ -能谷的最低分立态高于 AlAs 层的 X-能谷的最低分立态时,相邻层 Γ -X 能谷间的这种混合作用可以比较明显,而且可以受层间界面状况影响而在一定程度上成为可控的^[15]。设 GaAs

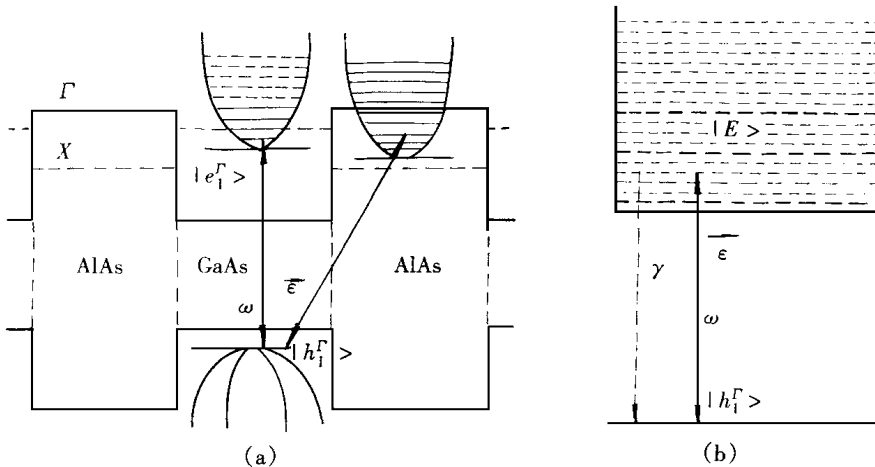


图 1 GaAs-AlAs II-类量子阱及其中的法诺态
(a) 量子阱的能带图; (b) 法诺态的能谱

阱层中导带 Γ -能谷最低分立态 $|e_1^\Gamma\rangle$ 的二维态系为 $|E_c^\Gamma(\vec{k})\rangle$, $|e_1^\Gamma\rangle$ 态距阱顶能量为 Δ , 价带顶重空穴最低能态为 $|h_1^\Gamma\rangle = |E_v^\Gamma(\vec{k} = 0)\rangle$, 能量为 E_h . A 势垒层导带中最低分立态的二维子带的态系为 $|X_E\rangle$. 作为一级近似的准分立化处理, 把 $|E_c^\Gamma(\vec{k})\rangle$ 分为 N 组, 成为 N 个准分立能级组 $|\mathcal{Q}_\nu\rangle, \nu = 1, 2, \dots, N$, 各组能量为 E_ν , 能级间隔为 ζ 其中只有 $|\mathcal{Q}_1\rangle = |e_1^\Gamma\rangle$ 态的 $\vec{k} = 0$ 因此与价带 $|h_1^\Gamma\rangle$ 态的跃迁满足 \vec{k} 近似守恒的选择定则 $|\mathcal{Q}_\nu\rangle$ 与 $|X_E\rangle$ 在能量上重合而产生自电离, 设自电离作用算符为 \hat{A}_e , 则自电离相互作用矩阵元为 $V = \langle \mathcal{Q}_\nu | \hat{A}_e | X_E \rangle$, 自电离率 $\Gamma = 2\pi |V|^2 / \hbar$, 这两组不同的组态相互混合重新组成统一的能态系, 称法诺态系 $|E\rangle$ [17,16] (见图 1(b)).

$$|E\rangle = \sum_\nu a_\nu(E) |\mathcal{Q}_\nu\rangle + \int E b(E, E') |X_E\rangle \quad (1)$$

其中:

$$a_\nu(E) = - \frac{1}{\pi N} \left[1 + \left(\sum_{\nu=1}^N \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2)$$

$$b(E, E') = \sum_\nu \frac{V a_\nu(E)}{E - E'} - \delta(E - E') \left[1 + \left(\sum_{\nu=1}^N \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{2(E - E_1)}{\hbar\Gamma} = \dots, \quad \gamma_\nu = \frac{2(E_\nu - E_1)}{\hbar\Gamma} \quad \nu = 1, 2, \dots, N, \quad \zeta = \frac{2(E_2 - E_1)}{\hbar\Gamma} \quad (4)$$

如连续态 $|X_E\rangle$ 混合后对法诺态的谱能结构的作用比较小, 因而(1)式中第二项相对可略, 则:

$$|E\rangle \approx \sum_\nu |a_\nu(E)\rangle \quad (5)$$

这时法诺态的结构将主要由准分立态 $|\mathcal{Q}_\nu\rangle$ 混合后的分布几率决定

2.2 光场与电子相互作用的主方程

设量子光场与电子所组成的体系的哈密顿算符为 \hat{H} , 这体系的密度矩阵算符为 $\hat{\rho}$, 在真空场的量子起伏作用下, 处于 $|e_1^\Gamma\rangle$ 态的电子自发辐射跃迁几率为 [16,17]:

$$\gamma = \frac{|\vec{d}_{eh}|^2 \omega_{eh}^3}{3\pi\hbar\epsilon_0 c^3} \quad (6)$$

其中 $|\vec{d}_{eh}|$ 到 $|e_1^\Gamma\rangle$ 的偶极跃迁矩阵元为:

$$\vec{d}_{eh} = \langle e_1^\Gamma | \vec{d} | h_1^\Gamma \rangle, \quad \vec{d} = -q\vec{r}, \quad \omega_{eh} = \frac{E_1 - E_h}{\hbar} \quad (7)$$

c, ϵ_0, q, \hbar 分别为真空光速, 真空介电常数, 电子电量和普朗克常数 h 除以 2π 则系统的密度矩阵算符遵从消去热库变量后的量子统计力学主方程: [16,17]

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_{coh}, \hat{\rho}] - \frac{\gamma}{2} \{ \hat{A}^\dagger \hat{A} \hat{\rho} - 2\hat{A} \hat{\rho} \hat{A}^\dagger + \hat{\rho} \hat{A}^\dagger \hat{A} \} + (\Gamma + \gamma) \rho | \mathcal{Q}_1 \rangle \langle \mathcal{Q}_1 | \quad (8)$$

$$\hat{H}_{coh} = \int dE (E - \hbar\omega) |E\rangle \langle E| + \left[\int dE \gamma_{eh} |E\rangle \langle h_1^\Gamma| + h.c. \right] \quad (9)$$

其中 $h.c.$ 为其前项的厄米共轭项, $i = \sqrt{-1}$, 而

$$\hat{A} = \int dE |h_1^\Gamma\rangle \langle E| B(E), \quad \hat{A}^\dagger = \int dE |E\rangle \langle h_1^\Gamma| B^*(E) \quad (10)$$

$$B(E) = a_1(E) (1 + i/q_1), \quad q_\nu = \frac{\mathcal{Q}_\nu | \vec{d} | | h_1^\Gamma \rangle}{\pi N \sum_{X_E} | \vec{d} | | h_1^\Gamma \rangle}, \quad \nu = 1, 2, \dots, N \quad (11)$$

$$v_{Eh} = E |(-\vec{e} \cdot \vec{d})| h_1^\Gamma, \quad \tilde{v}_{Eh} = X_E |(-\vec{e} \cdot \vec{d})| h_1^\Gamma \quad (12)$$

(8) 式中 p_e 是电子在 $|e_1^\Gamma\rangle$ 态的占据几率, (12) 式中 \vec{E} 为光子电场强度. 由于自电离和自发辐射的存在, 维持稳定状态所需泵浦速率为 $\Lambda = (\Gamma + \mathcal{Y})p_e$. q_v 是描述法诺干涉效应的关键参数, 它反映电子在光场作用下, 从 $|h_1^\Gamma\rangle$ 态偶极跃迁到原准分立态 $|Q\rangle$ 和跃迁到原连续态 $|X_E\rangle$ 这两个相干的跃迁通道的相对强度.

2.3 主方程的求解

引入辅助矩阵 $\sigma^{[16]}$, 其在有关各态之间的矩阵元 $\sigma_{\alpha\beta}$ 为:

$$\sigma_{hh} = \Psi_h \Psi_h^\dagger, \quad \sigma_{Eh} = \Psi_E \Psi_h^\dagger, \quad \sigma_{E_1 E_2} = \Psi_{E_1} \Psi_{E_2}^\dagger \quad (13)$$

确定波函数 Ψ_h, Ψ_E 的微分-积分方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi_h = \frac{1}{i\hbar} \int dE v_{Eh}^* \Psi_E \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi_E = \frac{1}{i\hbar} \left\{ (E - \hbar\omega) \Psi_E + v_{Eh} \Psi_h \right\} - \frac{\mathcal{Y}}{2} \int dE B^*(E) B(E) \Psi_E \quad (15)$$

则 $\sigma_{\alpha\beta}$ 的各个微分-积分方程可写成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{hh} = \frac{1}{i\hbar} \int dE v_{Eh}^* \sigma_{Eh} + h.c. \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{Eh} = \frac{1}{i\hbar} \left\{ (E - \hbar\omega) \sigma_{Eh} + v_{Eh} \sigma_{hh} - \int dE v_{Eh} \sigma_{EE} \right\} - \frac{\mathcal{Y}}{2} \int dE B^*(E) B(E) \sigma_{Eh} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{E_1 E_2} = & \frac{1}{i\hbar} \left\{ (E_1 - E_2) \sigma_{E_1 E_2} + v_{E_1 h} \sigma_{E_2 h}^* - v_{E_2 h}^* \sigma_{E_1 h} \right\} \\ & - \frac{\mathcal{Y}}{2} \int dE B^*(E_1) B(E) \sigma_{E E_2} - \frac{\mathcal{Y}}{2} \int dE B(E_2) B^*(E) \sigma_{E_1 E} \end{aligned} \quad (18)$$

(16) - (18) 式可合写成矩阵形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma} = \hat{L} \hat{\sigma} \quad (19)$$

其中的算符 \hat{L} 由相应式子定义. 据此, 可把主方程(8)写成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = \hat{L} \hat{\rho} + G |h_1^\Gamma\rangle \langle h_1^\Gamma| + (\Gamma + \mathcal{Y}) p_e |e_1^\Gamma\rangle \langle e_1^\Gamma| \quad (20)$$

其中

$$G(t) = \mathcal{Y} \int dE B(E) \int dE B^*(E) \rho_{EE}(t) \quad (21)$$

对(19), (20)式作拉普拉斯变换: $\tilde{f}(s) = \int_0^\infty e^{-st} f(t) dt$ 可得如下结果:

$$\tilde{\rho}(s) = [1 + \tilde{G}(s)] \tilde{\rho}(s) + \frac{(\Gamma + \mathcal{Y}) p_e}{s} \tilde{\rho}(s) \quad (22)$$

其中

$$\tilde{G}(s) = \frac{\tilde{G}^h(s) + \frac{(\Gamma + \mathcal{Y}) p_e}{s} \tilde{G}^e(s)}{1 - \tilde{G}^h(s)} \quad (23)$$

$$G^h(t) = \mathcal{Y} \int dE B(E) \int dE B^*(E) \sigma_{EE}^h(t) \quad (24)$$

$$G^e(t) = \int dE B(E) \int dE B^*(E) \sigma_{EE}(t) \quad (25)$$

ρ^h 和 ρ^e 分别为对应于光吸收和光发射的初始条件时, σ 矩阵的解:

$$\rho^h: \Psi_h(0) = 1, \quad \Psi_E(0) = 0, \quad \text{即 } \sigma(0) = \begin{vmatrix} h_1^\Gamma & h_1^\Gamma \\ e_1^\Gamma & e_1^\Gamma \end{vmatrix} \quad (26)$$

$$\rho^e: \Psi_h(0) = 0, \quad \Psi_E(0) = a_1(E), \quad \text{即 } \sigma(0) = \begin{vmatrix} e_1^\Gamma & e_1^\Gamma \\ e_1^\Gamma & e_1^\Gamma \end{vmatrix} \quad (27)$$

故求主方程(8)的解可化为求微分-积分方程(19)的解

2.4 光跃迁过程的极化率

分别在电子处于下能态 $|h_1^\Gamma\rangle$ ($p_e = 0, \hat{\rho}(0) = |h_1^\Gamma\rangle\langle h_1^\Gamma|$) 和 $|Q\rangle$ 按 $a_1(E)$ 分布混合在法诺态系 $|E\rangle$ 中 ($p_e = 1, \hat{\rho}(0) = |Q\rangle\langle Q|$), 两种不同的初始条件下, 用上述方法由主方程(8) 解出 $\hat{\rho}$, 即可分别得到光吸收过程和光发射过程的极化率^[18]:

$$\chi(\omega, t) = - \frac{1}{\tau_0 |\epsilon|^2} \int dE v_{eh}^* \rho_{eh}(t) = \chi_r(\omega, t) - i\chi_i(\omega, t) \quad (28)$$

ω 为角频率, τ 为半导体有源介质的体积, 极化率的实部和虚部与受激光增益系数 g_f 和诱导折射率 \bar{n}_f 的关系为^[11]:

$$g_f = -k_0 \chi_i(\omega, t) / \bar{n}_f, \quad \bar{n}_f = \sqrt{1 + \chi_r(\omega, t)}, \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0 \quad (29)$$

λ_0 是光的真空波长 本文将限于讨论稳定态, 即 $t \rightarrow \infty$ (稳态) 的情况 将(22)式代入(28)的拉普拉斯变换, 得:

$$\chi(\omega, s) = - \frac{1}{\tau_0 |\epsilon|^2} \int dE v_{eh}^* (1 + \tilde{G}) \tilde{\sigma}_{eh}^h - \frac{(\Gamma + \mathcal{Y}) p_e}{\tau_0 |\epsilon|^2} \times \frac{1}{s} \int dE v_{eh}^* \tilde{\sigma}_{eh}^e \quad (30)$$

上式第一项中, 令 $p_e = 0$, 即 $\Lambda = 0$, 可得到光吸收极化率的拉普拉斯变换:

$$\chi_{ab}(\omega, s) = - \frac{1}{\tau_0 |\epsilon|^2} \int dE v_{eh}^* \frac{\tilde{\sigma}_{eh}^h(s)}{1 - G^h(s)} \quad (31)$$

(30) 式的第二项中, 令 $p_e = 1$, 则可得到光发射极化率的拉普拉斯变换:

$$\chi_m(\omega, s) = - \frac{\Gamma + \mathcal{Y}}{\tau_0 |\epsilon|^2} \times \frac{1}{s} \int dE v_{eh}^* \tilde{\sigma}_{eh}^e(s) \quad (32)$$

在弱场近似下, 稳态极化率为:

$$\chi_{ab}(\omega) = \chi_{ab}(\omega, t) \Big|_t, \quad \chi_m(\omega) = \chi_m(\omega, t) \Big|_t \quad (33)$$

经过非常冗长的演算之后, 得出以 $\frac{\pi |v_{eh}|^2}{\tau_0 |\epsilon|^2}$ 为单位的光吸收谱解析表达式为:

$$\chi_{i,ab}(\omega) = \text{Im} [\chi_{ab}(\omega, t)] = \frac{q_1^2}{\pi^2} \times \frac{\mathcal{Y}}{\Gamma} \times \frac{g^2(\alpha)}{g_2(\alpha)} + \frac{q_1^2 v_4^2(\alpha)}{g_u(\alpha)} \quad (34)$$

其中 $\alpha = \frac{2(\hbar\omega - E_1)}{\hbar\Gamma} = \alpha_1$ 为光子能量 $\hbar\omega$ 相对于 E_1 的归一化值, 其它函数定义为:

$$u(x) = x^2 + \left[\sum_{v=1}^N \frac{x}{x_v} \right]^2, \quad x_v = x - (v-1)\zeta, \quad v_4(x) = 1 + \frac{x}{q_1}, \quad g_2(x) = 1 + g^2(x) \quad (35)$$

$$g(x) = \frac{\mathcal{Y}}{\pi\Gamma} \int d \frac{v_4^2(\cdot)}{(x - \cdot) u(\cdot)}, \quad \bar{g}(x) = \int d \frac{v_4^2(\cdot)}{(x - \cdot) u(\cdot)} \quad (36)$$

$$g_u(x) = g_2(x) u(x)$$

x 是运算中所涉及的变量 当存在一系列准分立 $|Q\rangle$ 态时, 函数 $\frac{v^2(\cdot)}{u(\cdot)}$ 在 ξ_1 到 ξ_2 之间有一个非常陡峭的极大, 其位置记作 $\tilde{\xi}$, 则与任一缓变函数 $f(\cdot)$ 乘积的积分将近似为:

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} f(\cdot) \frac{v^2(\cdot)}{u(\cdot)} d\xi \approx f(\tilde{\xi}) \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{v^2(\cdot)}{u(\cdot)} d\xi \quad (37)$$

根据以上近似, 以 $\frac{\pi |v_{kh}|^2}{\tau_0 |\epsilon|^2}$ 为单位的光发射谱解析表达式为:

$$- \chi_{i,em}(\omega) = - \text{Im} [\chi_m(\omega)] = \frac{2q_i^2}{\pi^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\Gamma} \right) \{ P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + P_5 \} \quad (38)$$

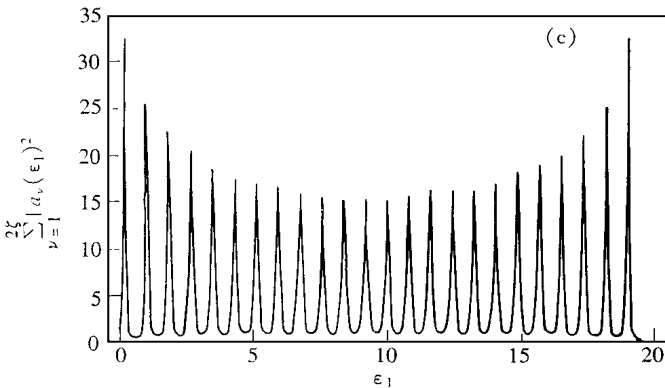
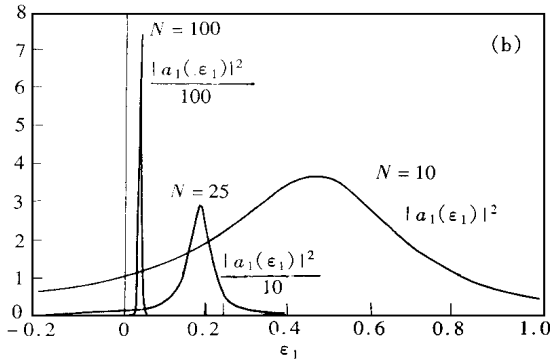
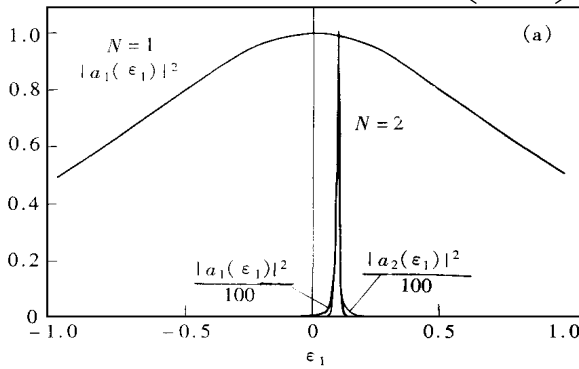


图 2 法诺态的谱结构与准分立态的能谱结构参数的关系

(a) $|a_1(\epsilon_1)|^2$: $N = 1, 2, \zeta = 0.2$; (b) $|a_1(\epsilon_1)|^2$: $N = 10, 25, 100, N \zeta = 20$; (c) $\sum_{\nu=1}^{25} |a_\nu(\epsilon_1)|^2$: $N = 25, \zeta = 0.8$

其中 P_ν 反映自发辐射对受激光发射谱的各阶影响, 其定义及其有关积分的定义在附录中给出

3 结果与讨论

3.1 II-类量子阱中的法诺态

如忽略连续态 $|X_E\rangle$ 作为背景的作用, 可认为准分立态 $|Q\rangle$ 混合后的几率分布 $\sum_\nu |\alpha_\nu(E)|^2$ 近似代表了 II-类 GaAs-AlAs 量子阱中异层导带 Γ -X 能谷形成的法诺态结构 $E|E\rangle$ 的特点. 从大量的数值计算结果可以发现, 法诺态结构与准分立态的能谱结构参数: 有效态数 N , 能级间隔 ζ , 有效能级组的总宽度 Δ , 等有密切关系, 且有明确的规律性. 图 2(a) 是取 $N = 1$ 和 $N = 2$ ($\zeta = 0.2$) 两种情况下, 以 $2/(\pi\hbar\Gamma)$ 为单位的 $|a_1(E)|^2$ 随法诺态能量 E 相对于 $|e_1^\Gamma\rangle$ 态的能量 E_1 的归一化值 $\xi = 2(E - E_1)/(\hbar\Gamma)$ 的变化. 它至少表明准分立态 $|e_1^\Gamma\rangle$ 在法诺态谱结构中的贡献. 由图可见, 对于 $N = 1$ 的单准分立态, 混入后仍在原能级附近贡献最大, 而且向左右两侧作对称衰减, 形成典型的洛伦兹线型分布, 而且线宽较宽. 其物理根源是由于

这些组态间的混合是由自电离相互作用引起的, 因而在混合前自电离过程是以与原分立态能量相同的连续态(简并能态)之间的作用最强, 能量相差越大, 自电离作用越弱所致. 但如有相距为 $\zeta = 0.2$ 的另一个准分立态存在, 则其分布线宽急剧变窄几个量级, 峰值增高几个量级, 而且无论电子占据 E_1 还是 E_2 能级, 其分布线型基本相同, 峰值能量皆在 E_1 和 E_2 的中间附近. 表明其叠加或混合具有极强的相干汇聚作用. 把相距为 $\zeta = 0.2$ 的准分立态的数目增加为 $N = 5, 10, 100, 1000$ 的计算结果表明这种相干汇聚作用将不断增强, 但 $N > 100$ 以后有饱和的趋势. 分布峰值仍在相邻两能级之间, 但电子所占据的能级最强, 其两侧则急剧衰减成梳谱状结构, 如图 2(b) 所示. 如 N 和 ζ 受固定 $\Delta = N\zeta$ 的制约, 则随 N 的减少, ζ 将增加, 能级间的相干汇聚作用将相应减弱. 计算结果表明, $\zeta > 2$ 时能级间的相干汇聚作用将基本消失. 反之, 随 N 的增加, ζ 将减少, 能级间的相干汇聚作用将相应增强. 计算结果表明, $\zeta < 1$ 时能级间的相干汇聚作用将急剧增强, 并趋于有限值. 如所有能态都被占据或具有相同的占据几率, 即全部成梳谱状结构的分布几率之和 $\sum_v |a_v(E)|^2$ 将呈悬桥状谱结构, 如图 2(c) 所示.

3.2 法诺态的能谱结构对光跃迁过程的影响

如未考虑自发辐射, 所得光吸收谱和光发射谱皆为受激的相干或共振的向上和向下的

光跃迁过程所致. 计算结果表明, 在相干光场作用下, 电子从准分立下能态向上跃迁有到法诺态中相当于原分立态和相当于原连续态的两种不同组态的末态, 而且这两通道的跃迁几率之间还将发生互相抵消的法诺干涉作用. 但在相干光场作用下, 电子从法诺态中准分立能态向下跃迁却只有到非法诺态的一个准分立末态. 因此, 光吸收过程的几率将有可能小于光发射过程的几率而破除爱因斯坦关系的约束. 其具体的相应光谱结构将与法诺态结构, 特别是准分立态的谱结构参数和表征向上跃迁两通道的相对强弱法诺参数 q_1 有密切关系. 图 3(a) 中给出在 $N = 1, q_1 = 1, 2, \gamma = 0$ 条件下计算出的以 $\pi |\tilde{v}_{ei}|^2 / (\tau_{\text{eff}} |\vec{\epsilon}|^2)$ 为单位的稳态 $\chi_i(\omega)$ 随相对于原 $|Q\rangle$ 态能量 E_1 的归一化光子能量 $\alpha = (E = \hbar\omega)$ 的变化, 按(29)式定义, $\chi_i(\omega) > 0$ 为受激光吸收谱(虚线), $\chi_i(\omega) < 0$ 为受激光发射谱(实线). 可见,

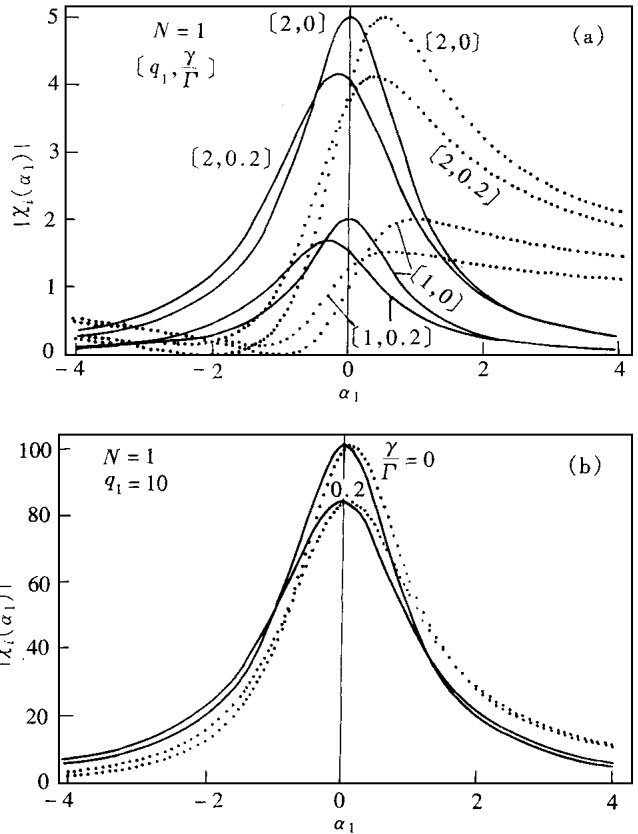


图 3 单自电离能级 ($N = 1$) 的光吸收谱(虚线)和光发射谱(实线)
(a) $q_1 = 1, 2$; (b) $q_1 = 10$

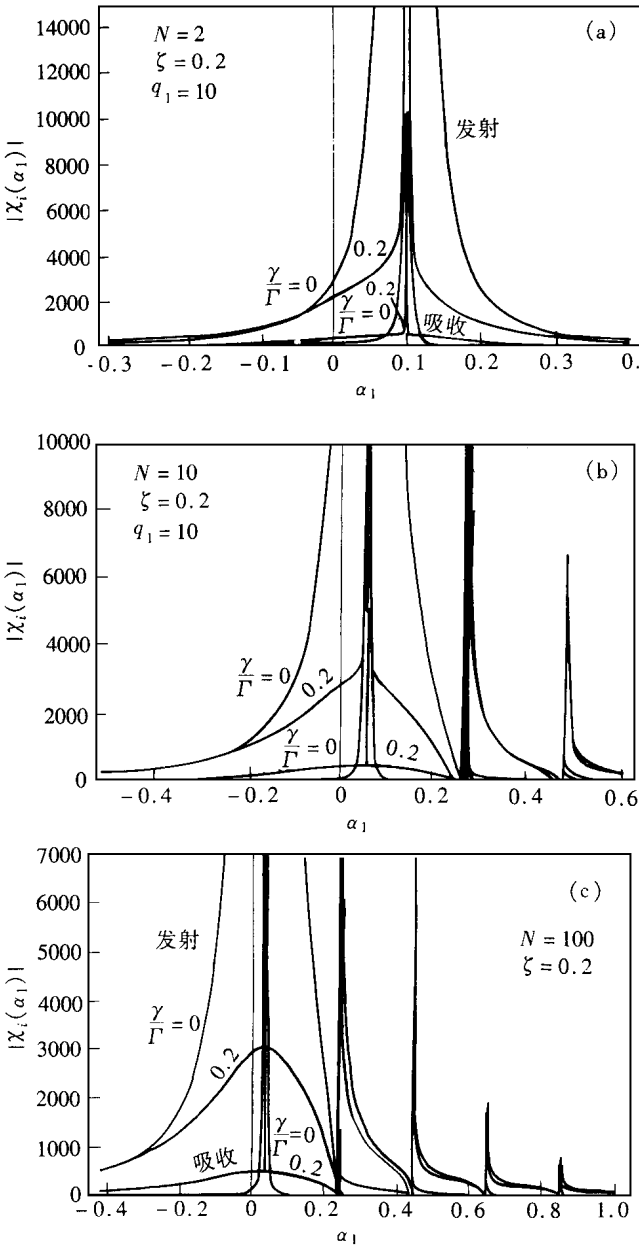


图4 $q_1 = 10, \zeta = 0.2$ 时, 多个准分立态的光吸收谱(虚线)和光发射谱(实线).
 (a) $N = 2$; (b) $N = 10$; (c) $N = 100$

$q_1 = 1$ 时, 在 $\alpha = -q_1$ 处出现光吸收为零的典型法诺零点或极小值, 而光发射则与 q_1 大时的图 3(b) 相似, 仍是绝对值变小, 而峰值在法诺态中原 $|\varphi\rangle$ 态的能量处向两侧衰减的近似对称分布. 显然在法诺零点或极小值处必可获得无反转光增益. 与此相反, q_1 较大时, 单准分立态的光吸收谱和光发射谱差别不大, 而难以出现无反转光增益. 在图 4(a), $N = 2$, 图 4(b), $N = 10$, 图 4(c), $N = 100$ 的多个准分立态情况下, 相应于 $\gamma = 0$ 的光吸收谱和光发射谱的结构由于相干汇聚效应, 即使 q_1 较大也皆形成主峰在起主要作用的 $|\varphi\rangle$ 态附近最高的多峰梳状谱结构, 而且在这条件下的法诺量子干涉作用使光吸收谱中的每个峰高都比和光发射谱中相应的峰高约小一个量级, 甚至小更多量级. 因此总可能出现无反转光增益. 这说明在半导体中可能更有利于获得无反转光增益, 甚至可能获得更大的无反转光增益.

3.3 自发辐射的作用

全面地考虑了真空场的存在及其零点起伏激发的自发辐射的作用之后, 算出的结果如图 3 和图 4 中 $\gamma/\Gamma > 0$ 的曲线所示. 在自发辐射作用下, 光吸收谱和光发射谱的结构出现三方面的变化: (1) 光吸收谱和光发射谱的峰值皆分别在各自的原来基础上明显降低, 降低程度随自发辐射系数对自电离率的比值 γ/Γ

的增加而增加. (2) 对于多个准分立态情况, 使每个对应于原准分立能级处的主峰底部出现向两侧衰减的非相干展宽谱线, 而在对应于其它准分立能级处的次峰底部则出现离主峰一侧单边衰减的非相干展宽谱线, 这些展宽谱线的峰高也随自发辐射系数对自电离率的比值 γ/Γ 的增加而增加. (3) 对于单准分立态的情况, 光吸收谱中的法诺极小值处将有所红移且不再为零和有所升高. 因此, 忽略自发辐射作用所得出的规律性结论只有大致的定性上的

意义 据实地考虑了自发辐射的作用后, 原来的有关效应在数值上、程度上都有所削弱, 且在具体的谱结构上也有本质的差别 必须强调, 无粒子数反转增益过程是一个受激光跃迁过程, 其发生并不依靠无规的自发辐射过程, 但在大光腔条件下, 即无微腔效应参与下, 自发辐射过程对无粒子数反转光增益过程有一定的抑制作用, 从而影响其得以发生的具体条件 而且, 在实际激光器的激励过程中, 主要是依靠自发辐射所提供的必不可少的引信或触发作用 因此, 自发辐射过程的存在及其作用, 对实现无反转激励的具体条件和具体可能性的分析、评估和设计将有重要意义

4 结论

在半导体中实现无反转光增益可能是进一步降低半导体激光器激励阈值的另一个根本途径 用 II-类量子阱结构作为激光介质将有可能比用气体作为激光介质更有利于获得无反转光增益过程, 从而更有可能制成更有效的无反转激光器 相邻量子阱层的不同导带能谷, 由于自电离相互作用而形成的法诺态的具体结构, 对光吸收谱和光发射谱有本质性的影响 从考虑到真空场的存在及其量子起伏所激发的自发辐射的作用的全量子理论出发, 有助于更全面、深入地认识、分析、控制和利用这一无反转光增益过程于发展更低激励阈值的 II-类半导体量子阱激光器

参 考 文 献

- [1] 郭长志, 半导体激光模式理论, 北京人民邮电出版社 (1989).
- [2] C. Z. Guo and S. L. Chen, *Acta Physica Sinica (Overseas Ed)*, 1996, **5**: 185
- [3] 郭长志, 陈水莲, *物理学报*, 1997, **46**: 1731.
- [4] Zh. Pan, R. H. Wu, Q. M. Wang, *Acta Phys Sin (Overseas Ed)*, 1995, **4**: 810
- [5] C. Z. Guo, *Semiconductor quantum well Lasers*, 半导体超晶格/量子阱物理与光电子器件讲习班教材 II, 广州, 中国科学院半导体研究所出版 (1990).
- [6] D. Marcuse, *Proc IEEE*, 1963, **51**: 849.
- [7] U. Fano, *Phys Rev*, 1961, **124**: 1866
- [8] S. E. Harris, *Phys Rev Lett*, 1989, **62**: 1033
- [9] V. R. Blok, G. M. Krochik, *Phys Rev. A*, 1990, **41**: 1517.
- [10] K. Maschke, P. Thomas, E. O. Göbel, *Phys Rev Lett*, 1991, **67**: 2646
- [11] D. Y. Oberli, G. Böhm, G. Weimann *et al*, *Phys Rev. B*, 1994, **49**: 5757.
- [12] A. Imamoglu and R. J. Ram, *Optics Lett*, 1994, **19**: 1744
- [13] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori *et al*, *Phys Rev Lett*, 1996, **76**: 411.
- [14] B. A. Wilson, *IEEE J. Quantum Electron* 1988, **24**: 1763
- [15] J. Feldmann, G. Peter, E. Göbel, *et al*, *Phys Rev. B*, 1990, **42**: 5809.
- [16] G. S. Agarwal, *Phys Rev. A*, 1984, **29**: 2552
- [17] W. H. Louisell, *Quantum statistical properties of radiation*, NY, John Wiley (1973): 331.
- [18] S. Ravi and G. S. Agarwal, *Phys Rev. A*, 1987, **35**: 3354

附 录 A

(38) 式中反映自发辐射对受激光发射谱的各阶影响的五个 P_v 的定义分别为:

$$P_1 = \frac{\tilde{g}^2(\alpha)}{g_2(\alpha)} - \tilde{J}_1(\alpha) + \frac{\pi^2 \nu_4^2(a)}{g_u(\alpha)}, \quad P_2 = \frac{\mathcal{Y}}{\Gamma} \left\{ J_\zeta(\alpha) - \frac{\tilde{g}^2(\alpha) \nu_4^2(\alpha)}{g_u(\alpha)} \right\} \quad (\text{A } 1)$$

$$P_3 = \left(\frac{\mathcal{Y}}{\pi\Gamma} \right)^2 \left\{ J_3(\alpha) - J_4(\alpha) + \tilde{J}_3(\alpha) - \tilde{J}_4(\alpha) + \frac{I_1 \tilde{I}_1}{\xi^2} \left[\tilde{J}_1(\alpha) - \frac{\tilde{I}_1 \bar{g}(\alpha)}{2\xi g_2(\alpha)} \right] \right. \\ \left. + \frac{\tilde{g}(\alpha)}{g_2(\alpha)} \left\{ \bar{g}(\alpha) [J_1(\alpha) + \tilde{J}_1(\alpha)] - [J_2(\alpha) + \tilde{J}_2(\alpha)] \right\} \right. \quad (\text{A } 2)$$

$$\left. + \frac{\tilde{I}_1 \bar{g}(\alpha)}{\xi^2 g_2(\alpha)} [\tilde{I}_2 = I_2 + \tilde{I}_1 \bar{g}(\alpha) - I_1 \tilde{g}(\alpha)] \right\}$$

$$P_4 = \left(\frac{\mathcal{Y}}{\pi\Gamma} \right)^4 \left\{ - \frac{I_2 \tilde{I}_2}{\xi^2} \tilde{J}_1(\alpha) + \frac{\tilde{I}_2 \bar{g}(\alpha)}{\xi^2 g_2(\alpha)} [I_2 \bar{g}(\alpha) + I_2 \tilde{g}(\alpha)] \right. \quad (\text{A } 3)$$

$$\left. - \frac{\bar{g}(\alpha)}{2\xi^3 g_2(\alpha)} [I_1 \tilde{I}_2^2 + I_2 \tilde{I}_1 \bar{g}(\alpha)] \right\} P_5 = - \left(\frac{\mathcal{Y}}{\pi\Gamma} \right)^6 \frac{I_2 \tilde{I}_2^2 \bar{g}^2(\alpha)}{2\xi^3 g_2(\alpha)} \quad (\text{A } 4)$$

其中所涉的各个新的积分定义如下:

$$\tilde{g}(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad)}{(\alpha - \quad) u(\quad)} \quad (\text{A } 5)$$

$$I_1 = \text{d} \frac{\nu_4^2(\quad) \bar{g}(\quad)}{g_u(\quad)}, \quad \tilde{I}_1 = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}(\quad)}{g_u(\quad)} \quad (\text{A } 6)$$

$$I_2 = \text{d} \frac{\nu_4^2(\quad) \bar{g}^2(\quad)}{g_u(\quad)}, \quad \tilde{I}_2 = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}^2(\quad)}{g_u(\quad)} \quad (\text{A } 7)$$

$$I_2 = \text{d} \frac{\nu_4^2(\quad) \bar{g}(\quad) \tilde{g}(\quad)}{g_u(\quad)}, \quad \tilde{J}_1(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)} \quad (\text{A } 8)$$

$$J_1(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4^2(\quad) \tilde{g}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)}, \quad \tilde{J}_1(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \tilde{g}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)} \quad (\text{A } 9)$$

$$J_2(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}(\quad) \tilde{g}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)}, \quad \tilde{J}_2(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}^2(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)} \quad (\text{A } 10)$$

$$J_3(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) J_2(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)}, \quad \tilde{J}_3(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \tilde{J}_2(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)} \quad (\text{A } 11)$$

$$J_4(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \tilde{g}(\quad) J_1(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)}, \quad \tilde{J}_4(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4(\quad) \bar{g}(\quad) \tilde{J}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad)} \quad (\text{A } 12)$$

$$J_5(\alpha) = \text{d} \frac{\nu_4^3(\quad) \tilde{g}(\quad)}{(\alpha - \quad) g_u(\quad) u(\quad)} \quad (\text{A } 13)$$

Effects of Structure of Fano States and Spontaneous Emission on Optical Gain Without Inversion in Type-II Semiconductor Quantum Wells

Guo Changzhi

Chen Shuilian

(Peking University, Beijing, 100871) (Tsinghua University, Beijing 100084)

Guo Jiuling and Wang Shumin

(Peking University, Beijing, 100871)

Received 23 May 1996, revised manuscript received 5 December 1997

Abstract The physical mechanism realizing optical gain without population inversion, including the structure of Fano states composed by configuration interaction between the electron Γ -valley in well layer and the X-valley in barrier layer, their quantum interference effect and the spontaneous emission by quantum fluctuation of vacuum field on the optical transition probabilities in a type-II semiconductor quantum well are systematically analyzed by a full quantum mechanical theory, in order to provide a theoretical guide for utilizing this mechanism to develop a type-II semiconductor quantum well laser without population inversion operating in even lower lasing threshold.

PACC: 4255P, 4260D, 6865