

双模无反转激光*

胡 响 明

(华中师范大学应用物理研究所, 武汉 430070)

(1994 年 2 月 7 日收到)

采用量子理论研究 V 型和 Λ 型双模关联发射激光 (CEL), V 型原子的两高能级具有相干性, Λ 型原子的两低能级具有相干性. 结果表明, V 型和 Λ 型 CEL 不但能够呈现双模无反转激光, 而且双模无反转激光的相对相位和相对振幅的量子噪声能够被抑制到真空态水平.

PACC: 4250; 0365

1 引 言

无反转激光是当前量子光学领域中令人极其感兴趣的课题之一. 对于某些波长的激光, 实现激光物质的粒子数反转并不容易, 甚至是非常困难的. 无反转激光则提供了产生激光的另一条可行的途径. 人们已经观察到无反转激光放大信号^[1,2]. 无反转激光可以使人们选择更加广泛的激光物质, 开拓更加广阔的激光波段. 迄今已提出的无反转激光模型很多^[3,4], 采用 CEL 是实现无反转激光的一种方式, V 和 Λ 型 CEL 均可呈现单模无反转激光^[5]. 然而, 迄今人们对无反转激光的研究几乎都限于单模激光. 本文研究双模激光, 表明 V 型和 Λ 型 CEL 均可产生双模无反转激光.

另一方面, 双模激光相对相位量子噪声的抑制也是当前量子光学领域中人们非常感兴趣的. 相对相位量子噪声限制了激光陀螺^[6]和引力波探测器^[7]的敏感性. CEL 是抑制量子噪声的有效途径^[8-13]. 然而, 在这方面的研究还限于 V 型全反转 CEL. 本文的另一目的是要表明非全反转甚至无反转的 V 型和 Λ 型 CEL 的相对相位量子噪声仍然只有真空态水平.

2 模型与方程

V 型和 Λ 型原子三能级如图 1 和图 2 所示. 三个能级的能量分别是 $\hbar\omega_s$, $\hbar\omega_i$ 和 $\hbar\omega_e$. 采用适于描述具有原子相干性的量子理论^[14], 用下标 1 和 2 分别标志两个场模, 可以直接写出系统服从的两个运动方程. 一个是相互作用表象中场约化密度算子 ρ 的方程

* 华中师范大学自然科学基金资助的课题.

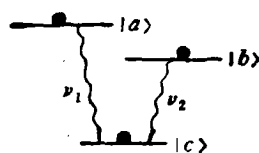


图1 V型原子能级

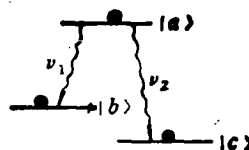


图2 Λ型原子能级

$$\dot{\rho} = -i \sum_j \theta(t - t_j) \text{Tr} A^j [\tilde{V}_j, \rho_j^i] + \mathcal{L}\rho, \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{L}\rho = & -i \sum_{l=1,2} (\Omega_l - \nu_l) [a_l^\dagger a_l, \rho] \\ & + \sum_{l=1,2} \frac{1}{2} \gamma_l (2a_l \rho a_l^\dagger - a_l^\dagger a_l \rho - \rho a_l^\dagger a_l). \end{aligned} \quad (2)$$

另一个是相互作用表象中第 j 个原子和场的约化密度算子 ρ_j^i 的方程

$$\dot{\rho}_j^i = -i \theta(t - t_j) [\tilde{V}_j, \rho_j^i] - \frac{1}{2} (\Gamma^i \rho_j^i + \rho_j^i \Gamma^i). \quad (3)$$

在方程(1)和(3)中, $a_l, a_l^\dagger$ 和 γ_l 分别是湮没算子、产生算子和腔损率, Ω_l 和 ν_l 分别是腔损频率和光场频率, t_j 是第 j 个原子的随机注入时间, $\theta(t - t_j)$ 是单位阶跃函数

$$\theta(t - t_j) = \begin{cases} 1, & t \geq t_j, \\ 0, & t < t_j, \end{cases} \quad (4)$$

Γ^i 是第 j 个原子的衰减算子

$$\Gamma^i = \sum_{A=a,b,c} \Gamma_A |A^i\rangle \langle A^i|, \quad (5)$$

Γ_A 是原子 A 能级的衰减常数, $\tilde{V}_j$ 是相互作用表象中第 j 个原子与双模场的相互作用哈密顿量

$$\tilde{V}_j = g_1 a_1 \sigma_1^j \exp[i(\Delta_1 t - \omega_{ac} t_j)] + g_2 a_2 \sigma_2^j \exp[i(\Delta_2 t - \omega_{bc} t_j)] + \text{H.c.}, \quad (6)$$

其中 g_1 和 g_2 是耦合常数, 对于 V 型, $\sigma_1^j = |a^j\rangle \langle c^j|$, $\sigma_2^j = |b^j\rangle \langle c^j|$, 对于 Λ 型, $\sigma_1^j = |a^j\rangle \langle b^j|$, $\sigma_2^j = |a^j\rangle \langle c^j|$, 是原子的上升算子, Δ_1 和 Δ_2 是失谐量, $\Delta_1 = \omega_{ac} - \nu_1$, $\Delta_2 = \omega_{bc} - \nu_2$, (Λ); $\Delta_1 = \omega_{ab} - \nu_1$, $\Delta_2 = \omega_{ac} - \nu_2$, (Λ). 下面在方程序号中标志 V 型和 Λ 型区分两个 CEL, 没有采用 V 或 Λ 标志的表示对 V 型和 Λ 型均适合, 或用附加 (V) 或 (Λ) 来标志.

考虑良腔近似, $\gamma_1, \gamma_2 \ll \Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_c$, 设第 j 个原子在薛定谔表象的初始密度算子为

$$\rho^j(t_j) = \sum_{A=a,b,c} \rho_{AA} \sigma_{AA}^j + \rho_{ab} e^{-i\omega_{ab} t_j} \sigma_{ab}^j + \rho_{bc} e^{i\omega_{bc} t_j} \sigma_{bc}^j, \quad (7V)$$

$$\rho^j(t_j) = \sum_{A=a,b,c} \rho_{AA} \sigma_{AA}^j + \rho_{bc} e^{-i\omega_{bc} t_j} \sigma_{bc}^j + \rho_{cb} e^{i\omega_{bc} t_j} \sigma_{cb}^j. \quad (7\Lambda)$$

对于 V 型, 与已有文献^[8-13]不同的是这里考虑 $\rho_{cc} \neq 0$. 设原子的注入速率为 r_a , 采用与文献[12]相同的微扰方法求解方程(1)和(3), 保留至 $g_i g_j (i, j = 1, 2)$ 阶的场约化密度矩阵的主方程

$$\begin{aligned}
\dot{\rho} = & -\frac{1}{2} \alpha_{11} \rho_{ss} (\rho a_1 a_1^\dagger - a_1^\dagger \rho a_1) - \frac{1}{2} \mu_{11} \rho_{cc} (a_1^\dagger a_1 \rho - a_1 \rho a_1^\dagger) \\
& - \frac{1}{2} \alpha_{22} \rho_{bb} (\rho a_2 a_2^\dagger - a_2^\dagger \rho a_2) - \frac{1}{2} \mu_{22} \rho_{cc} (a_2^\dagger a_2 \rho - a_2 \rho a_2^\dagger) \\
& - \frac{1}{2} \alpha_{12} \rho_{ss} (\rho a_2 a_1^\dagger - a_1^\dagger \rho a_2) - \frac{1}{2} \alpha_{21} \rho_{bb} (\rho a_1 a_2^\dagger - a_2^\dagger \rho a_1) \\
& + \text{H.c.} + \mathcal{L} \rho,
\end{aligned} \tag{8V}$$

$$\begin{aligned}
\dot{\rho} = & -\frac{1}{2} \alpha_{11} \rho_{ss} (\rho a_1 a_1^\dagger - a_1^\dagger \rho a_1) - \frac{1}{2} \mu_{11} \rho_{bb} (a_1^\dagger a_1 \rho - a_1 \rho a_1^\dagger) \\
& - \frac{1}{2} \alpha_{22} \rho_{ss} (\rho a_2 a_2^\dagger - a_2^\dagger \rho a_2) - \frac{1}{2} \mu_{22} \rho_{cc} (a_2^\dagger a_2 \rho - a_2 \rho a_2^\dagger) \\
& - \frac{1}{2} \mu_{12} \rho_{bc} (a_2^\dagger a_1 \rho - a_1 \rho a_2^\dagger) - \frac{1}{2} \mu_{21} \rho_{cb} (a_1^\dagger a_2 \rho - a_2 \rho a_1^\dagger) \\
& + \text{H.c.} + \mathcal{L} \rho,
\end{aligned} \tag{8A}$$

其中

$$\alpha_{11} = \frac{2r_s g_1^2}{\Gamma_s(\Gamma_{sc} + i\Delta_1)}, \quad \mu_{11} = \frac{2r_s g_1^2}{\Gamma_c(\Gamma_{sc} + i\Delta_1)}, \tag{9V}$$

$$\alpha_{22} = \frac{2r_s g_2^2}{\Gamma_b(\Gamma_{bc} + i\Delta_2)}, \quad \mu_{22} = \frac{2r_s g_2^2}{\Gamma_c(\Gamma_{bc} + i\Delta_2)}, \tag{10V}$$

$$\alpha_{12} = \frac{2r_s g_1 g_2}{\Gamma_{sb}(\Gamma_{sc} + i\Delta_2)}, \quad \alpha_{21} = \frac{2r_s g_1 g_2}{\Gamma_{sb}(\Gamma_{bc} + i\Delta_1)}, \tag{11V}$$

$$\alpha_{11} = \frac{2r_s g_1^2}{\Gamma_s(\Gamma_{sb} + i\Delta_1)}, \quad \mu_{11} = \frac{2r_s g_1^2}{\Gamma_b(\Gamma_{sb} + i\Delta_1)}, \tag{9A}$$

$$\alpha_{22} = \frac{2r_s g_2^2}{\Gamma_s(\Gamma_{sc} + i\Delta_2)}, \quad \mu_{22} = \frac{2r_s g_2^2}{\Gamma_c(\Gamma_{sc} + i\Delta_2)}, \tag{10A}$$

$$\mu_{12} = \frac{2r_s g_1 g_2}{\Gamma_{bc}(\Gamma_{sb} + i\Delta_1)}, \quad \mu_{21} = \frac{2r_s g_1 g_2}{\Gamma_{bc}(\Gamma_{sc} + i\Delta_2)}. \tag{11A}$$

方程(8V)和(8A)是下面进行分析和讨论的基本方程。

3 双模无反转激光

V型和A型 CEL 的运行由场的一阶矩的运动方程来确定。一阶矩的运动方程是

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \langle a_1 \rangle = & \frac{1}{2} (\alpha_{11} \rho_{ss} - \mu_{11} \rho_{cc}) \langle a_1 \rangle + \frac{1}{2} \alpha_{12} \rho_{sb} \langle a_2 \rangle \\
& - i(\mathcal{Q}_1 - \nu_1) \langle a_1 \rangle - \frac{1}{2} \gamma_1 \langle a_1 \rangle,
\end{aligned} \tag{12V}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \langle a_2 \rangle = & \frac{1}{2} (\alpha_{22} \rho_{ss} - \mu_{22} \rho_{cc}) \langle a_2 \rangle + \frac{1}{2} \alpha_{21} \rho_{cb} \langle a_1 \rangle \\
& - i(\mathcal{Q}_2 - \nu_2) \langle a_2 \rangle - \frac{1}{2} \gamma_2 \langle a_2 \rangle,
\end{aligned} \tag{13V}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle a_1 \rangle = & \frac{1}{2} (\alpha_{11} \rho_{aa} - \mu_{11} \rho_{bb}) \langle a_1 \rangle - \frac{1}{2} \mu_{12} \rho_{bc} \langle a_2 \rangle \\ & - i(\Omega_1 - \nu_1) \langle a_1 \rangle - \frac{1}{2} \gamma_1 \langle a_1 \rangle, \end{aligned} \quad (12\Lambda)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle a_2 \rangle = & \frac{1}{2} (\alpha_{22} \rho_{aa} - \mu_{22} \rho_{cc}) \langle a_2 \rangle - \frac{1}{2} \mu_{21} \rho_{ab} \langle a_1 \rangle \\ & - i(\Omega_2 - \nu_2) \langle a_2 \rangle - \frac{1}{2} \gamma_2 \langle a_2 \rangle. \end{aligned} \quad (13\Lambda)$$

把 $\langle a_i \rangle$ 写成

$$\langle a_j \rangle = r_j e^{i\phi_j} \quad j = 1, 2, \quad (14)$$

可以把方程(12)和(13)写成关于 r_j, ϕ_j 的运动方程, 然后引入相对和平均相位及相对和平均振幅

$$\phi = \phi_1 - \phi_2, \quad \Phi = \frac{1}{2} (\phi_1 + \phi_2), \quad (15)$$

$$r = r_1 - r_2, \quad R = \frac{1}{2} (r_1 + r_2). \quad (16)$$

考虑通常人们感兴趣的条件

$$g_1 = g_2 = g; \quad \Gamma_a = \Gamma_b; \quad \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma; \quad \Delta_1 = \Delta_2 = \Delta; \quad |\rho_{ij}| = \sqrt{\rho_{ii}\rho_{jj}}, \quad (17)$$

$$\rho_{aa} = \rho_{bb}, (V); \quad \rho_{bb} = \rho_{cc}, (\Lambda), \quad (18)$$

以及

$$\alpha_{ij} = \alpha, \quad \mu_{ij} = \mu, \quad (19)$$

把 α 和 μ 写成

$$\alpha = \alpha_R + i\alpha_I, \quad \mu = \mu_R + i\mu_I, \quad (20)$$

其中

$$\alpha_R = \frac{2r_a g_i^2 \Gamma_{ac}}{\Gamma_a (\Gamma_{ac}^2 + \Delta^2)}, \quad \alpha_I = -\frac{\Delta}{\Gamma_{ac}} \alpha_R, \quad (21V)$$

$$\mu_R = \frac{2r_a g_i^2 \Gamma_{ac}}{\Gamma_c (\Gamma_{ac}^2 + \Delta^2)}, \quad \mu_I = -\frac{\Delta}{\Gamma_{ac}} \mu_R, \quad (22V)$$

$$\alpha_R = \frac{2r_a g_i^2 \Gamma_{ab}}{\Gamma_a (\Gamma_{ab}^2 + \Delta^2)}, \quad \alpha_I = -\frac{\Delta}{\Gamma_{ab}} \alpha_R, \quad (21\Lambda)$$

$$\mu_R = \frac{2r_a g_i^2 \Gamma_{ab}}{\Gamma_b (\Gamma_{ab}^2 + \Delta^2)}, \quad \mu_I = -\frac{\Delta}{\Gamma_{ab}} \mu_R, \quad (22\Lambda)$$

可以获得关于 ϕ, Φ, r 和 R 的运动方程

$$\begin{aligned} \dot{\phi} = & \nu_1 - \Omega_1 - (\nu_2 - \Omega_2) - (1 - \lambda^2)^{-1} \\ & \times [\alpha_R \rho_{aa} (1 + \lambda^2) \sin(\phi - \theta) + 2\alpha_I \rho_{aa} \lambda \cos(\phi - \theta)], \end{aligned} \quad (23V)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi} = & \frac{1}{2} (\nu_1 - \Omega_1 + \nu_2 - \Omega_2 + \alpha_I \rho_{aa} - \mu_I \rho_{cc}) \\ & + \frac{1}{2} (1 - \lambda^2)^{-1} \left[\alpha_R \rho_{aa} \lambda \sin(\phi - \theta) + \frac{1}{2} \alpha_I \rho_{aa} (1 + \lambda^2) \cos(\phi - \theta) \right], \end{aligned} \quad (24V)$$

$$\dot{r} = \frac{1}{2} [\alpha_R \rho_{ss} - \mu_R \rho_{cc} - \gamma - \alpha_R \rho_{ss} \cos(\phi - \theta)] r + \alpha_R \rho_{ss} R \sin(\phi - \theta), \quad (25V)$$

$$\dot{R} = \frac{1}{2} [\alpha_R \rho_{ss} - \mu_R \rho_{cc} - \gamma + \alpha_R \rho_{ss} \cos(\phi - \theta)] R - \frac{1}{4} \alpha_I \rho_{ss} r \sin(\phi - \theta), \quad (26V)$$

$$\dot{\phi} = \nu_1 - \Omega_1 - (\nu_2 - \Omega_2) + (1 - \lambda^2)^{-1} \times [\mu_R \rho_{bb}(1 + \lambda^2) \sin(\phi - \theta) + 2\mu_I \rho_{bb} \lambda \cos(\phi - \theta)], \quad (23\Lambda)$$

$$\dot{\phi} = \frac{1}{2} (\nu_1 - \Omega_1 + \nu_2 - \Omega_2 + \alpha_I \rho_{ss} - \mu_I \rho_{bb}) - \frac{1}{2} (1 - \lambda^2)^{-1} \left[\alpha_R \rho_{bb} \lambda \sin(\phi - \theta) + \frac{1}{2} \alpha_I \rho_{bb} (1 + \lambda^2) \cos(\phi - \theta) \right], \quad (24\Lambda)$$

$$\dot{r} = \frac{1}{2} [\alpha_R \rho_{ss} - \mu_R \rho_{bb} - \gamma + \mu_R \rho_{bb} \cos(\phi - \theta)] r + \mu_R \rho_{bb} R \sin(\phi - \theta), \quad (25\Lambda)$$

$$\dot{R} = \frac{1}{2} [\alpha_R \rho_{ss} - \mu_R \rho_{bb} - \gamma - \mu_R \rho_{bb} \cos(\phi - \theta)] R - \frac{1}{4} \mu_I \rho_{bb} r \sin(\phi - \theta), \quad (26\Lambda)$$

其中

$$\lambda = \frac{r}{R}, \quad (27)$$

$$\theta = \arg \rho_{ss}, (V); \theta = \arg \rho_{cc}, (\Lambda), \quad (28)$$

从(23)到(26)式可知稳态锁定点、频率牵引和阈值条件为^[12]

$$\phi_0 = \theta, (V); \phi_0 = \theta + \pi, (\Lambda), \quad (29)$$

$$r_0 = 0, \quad (30)$$

$$\nu_1 - \Omega_1 - \nu_2 - \Omega_2 = -\alpha_I \rho_{ss} + \mu_I \rho_{cc}, \quad (31V)$$

$$\nu_1 - \Omega_1 - \nu_2 - \Omega_2 = -\alpha_I \rho_{ss} + \mu_I \rho_{bb}, \quad (31\Lambda)$$

$$\alpha_R \rho_{ss} = \frac{1}{2} \mu_R \rho_{cc} + \frac{1}{2} \gamma, \quad (32V)$$

$$\alpha_R \rho_{ss} > \frac{1}{2} \gamma, \text{ 但 } \alpha_R \rho_{ss} < 2\mu_R \rho_{bb} + \gamma, \quad (32\Lambda)$$

其中对于 Λ 型,如果采用非线性理论考虑 r 和 R 之间的竞争,(32 Λ)式中 ρ_{ss} 的取值还可以变大。关于这方面,以后将进一步研究。

在上述条件下,平均振幅的运动方程为

$$\dot{R} = \frac{1}{2} (2\alpha_R \rho_{ss} - \mu_R \rho_{cc} - \gamma) R, \quad (33V)$$

$$\dot{R} = \frac{1}{2} (\alpha_R \rho_{ss} - \gamma) R. \quad (33\Lambda)$$

可以看出,对每一个场模来说,即使原子初始布居未实现反转,

$$\frac{\rho_{ee}}{\Gamma_e} > \frac{\rho_{aa}}{\Gamma_a} = \frac{\rho_{bb}}{\Gamma_b} > \frac{1}{2} \frac{\rho_{ee}}{\Gamma_e}, \quad (34V)$$

$$\frac{\rho_{bb}}{\Gamma_b} - \frac{\rho_{ee}}{\Gamma_e} > \frac{\rho_{aa}}{\Gamma_a} > 0, \quad (34\Lambda)$$

只要腔损系数 γ 不太大,仍然可以保证线性增益为正,系统呈现无反转激光。

与 V 型和 Λ 型单模 CEL 相比较,从这里的双模情形可以更清楚地看出无反转激光的机制。在(17)和(18)式的条件下的稳态值 $\phi = \phi_0$ 代入(12)和(13)式,得到双模振幅的运动方程为

$$\dot{r}_1 = \frac{1}{2} (\alpha_R \rho_{aa} - \mu_R \rho_{ee} - \gamma) r_1 + \frac{1}{2} \alpha_R \rho_{aa} r_2, \quad (35V)$$

$$\dot{r}_2 = \frac{1}{2} (\alpha_R \rho_{aa} - \mu_R \rho_{ee} - \gamma) r_2 + \frac{1}{2} \alpha_R \rho_{aa} r_1, \quad (36V)$$

$$\dot{r}_1 = \frac{1}{2} (\alpha_R \rho_{aa} - \mu_R \rho_{bb} - \gamma) r_1 + \frac{1}{2} \mu_R \rho_{bb} r_2 \quad (35\Lambda)$$

$$\dot{r}_2 = \frac{1}{2} (\alpha_R \rho_{aa} - \mu_R \rho_{bb} - \gamma) r_2 + \frac{1}{2} \mu_R \rho_{bb} r_1. \quad (36\Lambda)$$

从上述方程中看出,双模之间具有相互驱动的线性关联性质。与光抽运无反转激光^[13]相比较,后者只有非线性的关联(抽运)。

4 相对相位和相对振幅量子噪声的抑制

这里采用组合模方法^[13]研究 CEL 的量子噪声。组合模为

$$B_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 e^{-i\phi_1} + a_2 e^{-i\phi_2}), \quad B_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 e^{-i\phi_1} - a_2 e^{-i\phi_2}).$$

利用条件(17)和(18)式及稳态条件(29)式,激光场约化密度矩阵主方程可以改写为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}^{(l)} = & -\frac{1}{2} \alpha \rho_{aa} [1 - (-1)^l] (\rho^{(l)} B_l B_l^\dagger - B_l^\dagger \rho^{(l)} B_l) \\ & - \frac{1}{2} \mu \rho_{ee} (B_l^\dagger B_l \rho^{(l)} - B_l \rho^{(l)} B_l^\dagger + \text{H.c.} + \mathcal{L}(B_l; \gamma, Q_l - \nu_l) \rho^{(l)}), \end{aligned} \quad (37V)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}^{(l)} = & -\frac{1}{2} \alpha \rho_{aa} (\rho^{(l)} B_l B_l^\dagger - B_l^\dagger \rho^{(l)} B_l) - \frac{1}{2} \mu \rho_{bb} [1 + (-1)^l] \\ & (B_l^\dagger B_l \rho^{(l)} - B_l \rho^{(l)} B_l^\dagger) + \text{H.c.} + \mathcal{L}(B_l; \gamma, Q_l - \nu_l) \rho^{(l)}, \end{aligned} \quad (37\Lambda)$$

其中 $\rho^{(1)}$ 和 $\rho^{(2)}$ 满足

$$\rho = \rho^{(1)} \rho^{(2)}, \quad (38)$$

$l = 1, 2$ 标志两个组合模, ϕ 和 θ 的含义仍与以前所述相同。

考虑稳态条件(29)式,对于 V 型, B_2 模只耦合到场热库(零度)和原子低能级,故 B_2 模处于阈值以下,因此, B_2 模实际上是真空场。对于 Λ 型,当

$$\alpha \rho_{aa} < 2 \mu \rho_{bb} \quad (39\Lambda)$$

时, 虽然 B_2 模同时被耦合到高能级与低能级, 但是, 高能级的正贡献不敌低能级的负贡献, 而且 B_2 模还被耦合到热库(零度), 故 B_2 模也是处于真空态。

由于相对相位、相对振幅、平均相位和平均振幅与 B_1 和 B_2 模之间存在对应关系

$$B_{\phi} \equiv \frac{1}{2i} (a_1 e^{-i\phi_1} - a_1^{\dagger} e^{i\phi_1}) - \frac{1}{2i} (a_2 e^{-i\phi_2} - a_2^{\dagger} e^{i\phi_2}) = \sqrt{2} \operatorname{Im} B_2, \quad (40)$$

$$B_r \equiv \frac{1}{2} (a_1 e^{-i\phi_1} + a_1^{\dagger} e^{i\phi_1}) - \frac{1}{2} (a_2 e^{-i\phi_2} + a_2^{\dagger} e^{i\phi_2}) = \sqrt{2} \operatorname{Re} B_2, \quad (41)$$

$$B_{\phi} \equiv \frac{1}{4i} (a_1 e^{-i\phi_1} - a_1^{\dagger} e^{i\phi_1}) + \frac{1}{4i} (a_2 e^{-i\phi_2} - a_2^{\dagger} e^{i\phi_2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Im} B_1, \quad (42)$$

$$B_r \equiv \frac{1}{4} (a_1 e^{-i\phi_1} + a_1^{\dagger} e^{i\phi_1}) + \frac{1}{4} (a_2 e^{-i\phi_2} + a_2^{\dagger} e^{i\phi_2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} B_1. \quad (43)$$

既然 B_2 模处于真空态, 那么, 相对相位和相对振幅的噪声就只有真空噪声。一个有趣且有意义的结果是, 对于 V 型和 Λ 型 CEL, 分别由于两高能级间的相干性和两低能级间的相干性, 相对相位和相对振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平, 却分别与未被原子相干性关联的低能级和高能级的布居几率无关。当然, 对于 Λ 型, 高低能级的布居几率受到条件 (39A) 式的限制。如果采用非线性理论考虑 B_1 模和 B_2 模之间的竞争, (39A) 式的条件可以被一个放宽的条件取代。(39A) 式的条件为 B_2 模的无反转条件, 而放宽的条件将允许一定程度的反转。

- [1] J. Y. Gao, C. Guo, X. Z. Guo *et al.*, *Opt. Commun.*, **93**(1992), 323.
- [2] W. E. Van der Veer, R. J. J. Van Diest, A. Donszelmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3243.
- [3] O. Kocharovskaya, *Phys. Rep.*, **219**(1992), 175.
- [4] M. O. Scully, *Phys. Rep.*, **219**(1992), 191.
- [5] 胡响明, 物理学报, **41**(1992), 1782.
- [6] M. O. Scully, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 452.
- [7] M. O. Scully, J. Bea-Banachoché, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 4043.
- [8] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 752.
- [9] J. A. Bergou, M. Orszag, M. O. Scully, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 754.
- [10] J. A. Bergou, M. Orszag, M. O. Scully, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 768.
- [11] K. Zakeer, M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 5227.
- [12] N. Lu, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1992), 2025.
- [13] N. Lu, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 8154.
- [14] N. Lu, J. Bergou, *Phys. Rev.*, **A40**(1992), 237.
- [15] 胡响明, 物理学报, **42**(1993), 1928.

TWO-MODE NONINVERSION LASERS

HU XIANG-MING

(Institute of Applied Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

(Received 7 February 1994)

ABSTRACT

V-type and Λ -type two-mode correlated-spontaneous-emission lasers (CEL) are studied via quantum theory. There is atomic coherence between two upper levels in V-CEL and atomic coherence between two lower levels in Λ -CEL. It is revealed that, not only noninversion lasers can be obtained both from V-and Λ -CEL, but also the noise can drop to their vacuum noise levels.

PACC: 4250; 0365