

受驱动 V 型三能级激光的光子噪声压缩 及其物理机制

胡响明^{1),2)} 彭金生¹⁾

1) (华中师范大学物理系, 武汉 430079)

2) (华中师范大学应用物理研究所, 武汉 430079)

(1997 年 10 月 14 日收到; 1998 年 5 月 12 日收到修改稿)

应用 Scully-Lamb 理论研究受驱动 V 型三能级激光的光子噪声压缩及其物理机制. 结果表明该系统可达到 10% 的腔内压缩和近 20% 的腔外压缩. 尽管 V 型系统的噪声压缩程度远比 Δ 型系统(近 50% 的腔内和腔外压缩)低, V 型系统具有与 Δ 型系统相同的噪声压缩机制.

PACC: 4250; 4265; 0365

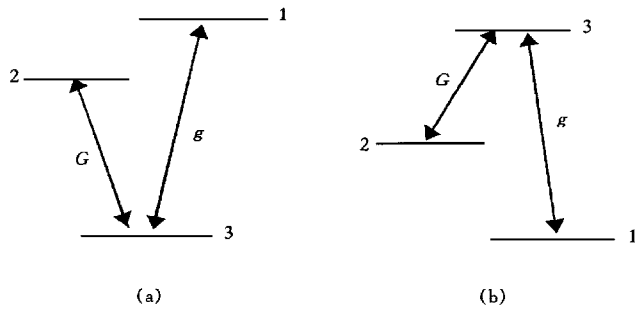
1 引 言

近几年来人们非常关注受驱动的光学系统. 这主要是因为受驱动系统不仅可以诱导无反转光放大^[1-3]、电磁透明^[4-6]和折射率增强^[7,8]等现象, 而且可以抑制光子噪声, 产生压缩光, 譬如, 受驱动 Δ 型三能级系统在激光高能级具有较小的布居概率时, 可达到近 50% 的腔内和腔外压缩^[9-11]. 然而, 与人们的期望所不同的是, 受驱动 V 型三能级系统即使在激光高能级具有较小的布居概率时, 也不能产生压缩^[12]. 这样就引起以下两个问题. 第一, 同样是受驱动的激光系统, 同样是在系统的激光高能级具有较小的布居概率, 为什么 Δ 型系统能够产生很好的压缩, 而 V 型系统却不能产生压缩, 引起这种差异的物理原因是什么? 第二, 受驱动 V 型系统在激光高能级具有较小的布居概率时不能产生压缩, 是不是在激光高能级具有较大的布居概率时(即在反转条件下)更加不能产生压缩?

本文应用 Scully-Lamb 理论^[11,13(a),14,15]一方面表明受驱动 V 型三能级激光在反转条件下能够产生一定程度的光子噪声压缩, 另一方面研究光子噪声压缩的物理机制, 分析 Δ 和 V 系统均能产生压缩但 V 型系统的噪声压缩程度远比 Δ 型系统低的原因, 并用这个物理机制解释现有关于封闭的 Δ 和 V 系统的结果.

2 主方程和光子数方差

V 型三能级原子如图 1(a) 所示, 采用 Scully-Lamb 激光模型^[11,13(a),14,15]. 原子与腔场发生相互作用直到原子离开原来的能级, 然后从相互作用区移去. 为了简单, 设各能级具有相同的衰变速率 γ . 一个相干外场与 2—3 跃迁耦合, 量子腔场与 1—3 跃迁耦合. 在相

图 1 原子能级(a) V 系统; (b) Λ 系统

互作用表象,共振系统的哈密顿为

$$H_d = \hbar(ga\sigma_1^\dagger + g^*a^\dagger\sigma_1) + \hbar(G\sigma_2^\dagger + G^*\sigma_2), \quad (1)$$

其中 a 和 $a^\dagger$ 分别是量子腔场的湮灭算子和产生算子, $\sigma_i^\dagger = |i\rangle\langle 3|$, $\sigma_i = |3\rangle\langle i|$ ($i=1,2$) 是原子跃迁 $i-3$ 的上升算子和下降算子, G 为相干驱动(抽运)场的拉比频率, g 为原子与腔场的耦合系数。

采用 Scully-Lamb 理论^[11,13(a),14,15]来进行处理. Scully-Lamb 理论早期形式^[13(a)], 认为注入原子中一些完全处于高能级, 一些完全处于低能级, 分别求解它们对激光的贡献, 然后把它们相加. 文献[11]就是采用这种形式. 近期, 在研究关联发射^[14,15]和无反转激光^[2]时, 为了研究注入原子相干的作用, 则把原子看成是各能级具有一定的概率分布. 显然这种方式更加合理, 更加完善. 我们就采用这种处理方式. 在只考虑原子初始布居而不考虑初始原子相干的贡献时, 从这两种处理方式得到的方程形式完全一样, 唯一的差别是对原子各能级布居数的表述不同. 前一种方式直接设定各能级 $|i\rangle$ 布居数 R_{ii} ^[11,13(a)]. 后一种方式考虑到原子的初始布居概率, 设原子以速率 R 注入腔中, 原子能级的概率分布为 ρ_{ii} , 则各能级布居数为 $R\rho_{ii}$ ^[2,14,15]. 忽略热光子的作用, 得到腔内量子光场的约化密度矩阵主方程

$$\begin{aligned} \dot{p}_n = & \rho_{11}[a_{n-1}np_{n-1} - a_n(n+1)p_n] - \rho_{33}[a_{n-1}np_n - a_n(n+1)p_{n+1}] \\ & + \rho_{11}[c_{n-1}np_{n-1} - c_n(n+1)p_n] - \rho_{22}[c_{n-1}np_n - c_n(n+1)p_{n+1}] \\ & - k[np_n - (n+1)p_{n+1}]. \end{aligned} \quad (2)$$

按照通常的假定, 认为驱动场为相干场. 相干场的光子数呈现泊松分布, 因此我们可以把相干场看成光子场^[13(b),16]. 系统中的激光过程可分为单光子过程和双光子过程^[17]. 方程(2)中正比于 a_{n-1} 和 a_n 的项为单光子过程的贡献, 正比于 c_{n-1} 和 c_n 的项为双光子过程的贡献. 由于我们只考虑驱动场对激光光子统计性质的作用, 为了叙述方便, 下面所述受激辐射和吸收均是对激光光子的辐射和吸收而言. 单光子过程包括受激辐射和吸收, 在方程(2)中, 第一项和第二项分别代表单光子受激辐射和吸收的贡献. 在本文的系统中, 双光子过程包括在吸收一个抽运光子的同时辐射一个激光光子的过程, 和在吸收一个激光光子的同时辐射一个抽运光子的过程, 它们分别对激光的增益作正贡献和负贡献. 就激光过

程而言,前者为辐射过程,后者为吸收过程.在方程(2)中,第三和第四项分别代表双光子过程中的受激辐射和吸收的贡献^[17].在下面的分析中,如果设定 $a_n = 0$, 或者在稳态时设 $a_{\bar{n}} = 0$ (见下一节), 这显然意味着暂不考虑单光子过程的贡献, 只考虑双光子过程的贡献. 方程(2)中, 正比于 k 的项代表腔损耗的贡献, 并且

$$a_n = \frac{\lambda R}{1 + 2\lambda(n+1)}, \lambda = \frac{2|g|^2}{\gamma^2 + 4|G|^2},$$

$$c_n = \frac{X_1 \lambda R}{[1 + 2\lambda(n+1)][1 + X_2(n+1)]}, X_1 = \frac{3|G|^2}{\gamma^2 + |G|^2}, X_2 = \frac{|g|^2}{\gamma^2 + |G|^2}. \quad (3)$$

由于量子光场的概率分布满足细致平衡, 因此稳态概率分布满足递推关系,

$$p_{n+1} = q(n) p_n, q(n) = \frac{\rho_{11}(a_n + c_n)}{\rho_{33}a_n + \rho_{22}c_n + k}. \quad (4)$$

归一化光子数分布为

$$p_n = p_0 \prod_{m=0}^{n-1} q(m), p_0 = \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \prod_{m=0}^{n-1} q(m)\right]^{-1}. \quad (5)$$

概率取峰值的光子数发生在 $q(n) = 1$, 即 $p_{n+1} = p_n$. 可以假定平均光子数 $\bar{n}$ 和概率峰值处的光子数是近似相等的. 于是得到平均光子数为

$$\bar{n} = (-B + \sqrt{B^2 - 4AC})/2A, \quad (6)$$

其中,

$$A = 2\lambda k X_2,$$

$$B = k(2\lambda + X_2) - (\rho_{11} - \rho_{33})\lambda R X_2,$$

$$C = k - (\rho_{11} - \rho_{33})(1 + X_1)\lambda R - (\rho_{33} - \rho_{22})\lambda R X_1. \quad (7)$$

要产生激光, 原子的布居概率必须满足的条件是 $C < 0$, 即

$$\rho_{11} > \frac{k + (\rho_{33} + \rho_{22}X_1)\lambda R}{(1 + X_1)\lambda R}. \quad (8)$$

光子数方差可用分布的高斯近似来计算^[18],

$$p_{\bar{n}+\delta m} = p_{\bar{n}} \exp\left[-\frac{(\delta m)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (9)$$

σ^2 为方差. 利用(4)式可以把上式写为

$$p_{\bar{n}+\delta m} = p_{\bar{n}} \prod_{\nu=\bar{n}}^{\bar{n}+\delta m-1} q(\nu)$$

$$= p_{\bar{n}} \exp\left[\sum_{\nu=\bar{n}}^{\bar{n}+\delta m-1} \ln q(\nu)\right]$$

$$\approx p_{\bar{n}} \exp\left[\int_{\bar{n}}^{\bar{n}+\delta m} d\nu \ln q(\nu)\right]. \quad (10)$$

在 $n = \bar{n}$ 处做泰勒展开,

$$q(\nu) = 1 + q'(\bar{n})(\nu - \bar{n}), q'(\bar{n}) = \frac{\partial q(\bar{n})}{\partial \nu}. \quad (11)$$

于是

$$\begin{aligned}
 p_{\bar{n}+\delta m} &= p_{\bar{n}} \exp \int_{\nu=\bar{n}}^{\bar{n}+\delta m} d\nu q'(\bar{n})(\nu - \bar{n}) \\
 &= p_{\bar{n}} \exp \left[\frac{(\delta m)^2}{2[q'(\bar{n})]^{-1}} \right].
 \end{aligned} \quad (12)$$

所以,光子数方差 σ^2 为

$$\begin{aligned}
 \sigma^2 &= -[q'(\bar{n})]^{-1} \\
 &= -\frac{(\rho_{33} a_{\bar{n}} + \rho_{22} c_{\bar{n}} + k)^2}{\rho_{11} k(a'_{\bar{n}} + c'_{\bar{n}}) - (\rho_{33} - \rho_{22}) \rho_{11}(a_{\bar{n}} c'_{\bar{n}} - a'_{\bar{n}} c_{\bar{n}})},
 \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned}
 a'_{\bar{n}} &= \frac{\partial a_{\bar{n}}(\bar{n})}{\partial \bar{n}} = -\frac{2\lambda^2 R}{(1+2\lambda\bar{n})^2}, \\
 c'_{\bar{n}} &= \frac{\partial c_{\bar{n}}(\bar{n})}{\partial \bar{n}} = -\frac{X_1 \lambda R(2\lambda + X_2 + 4\lambda X_2 \bar{n})}{(1+2\lambda\bar{n})^2(1+X_2\bar{n})^2}.
 \end{aligned} \quad (14)$$

光子噪声主要来源于真空起伏和通过单光子过程及双光子过程耦合的自发辐射^[13(a)]. 然而,从(13)式可以看出,它们不是简单的代数和关系,而是一个复杂的耦合关系.

3 光子噪声压缩及其物理机制

为了与 Λ 系统进行比较并解释物理意义,我们可以暂时假定 $a_{\bar{n}} = 0$, 即暂时不考虑单光子过程(包括受激辐射与吸收)的贡献,并且同时假定 $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = \rho_{33} = 0$, 即双光子过程中吸收的贡献也不存在. 此时只有双光子过程中受激辐射的贡献,光子数方差为

$$\sigma^2 = \frac{k}{c_{\bar{n}}}. \quad (15)$$

相对方差 $Q = \sigma^2/\bar{n}$ 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系如图 2 所示. $Q=1$ 对应光子数的泊松分布, $Q<1$ 对应光子数噪声压缩. 从图中可见,相对方差可达到的最小值接近 0.5, 所以双光子过程中的受激辐射过程能够很好地抑制噪声. 此时腔内光子数噪声压缩的程度可达到近 50%.

然而,实际情况是 $a_{\bar{n}} \neq 0$, 即单光子过程是不可避免的. 在上述布居条件下,相对方差 Q 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系如图 3 中实线所示. 相对方差 Q 可达到的最小值仅为 0.9, 所以单光子受激辐射过程具有抑制噪声压缩的特性. 此时光子数噪声压缩的程度仅达到 10%.

并且,如果激光低能级和被耦合的第三个能级均具有一定的布居,除了上述双光子过程中的受激辐射和单光子受激辐射外,还伴随有双光子过程中的吸收和单光子吸收. 它们将更加严重地抑制噪声压缩,以致压缩不存在. 此时相对方差 Q 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系如图 3 中点线和虚线所示. 双光子过程中的吸收和单光子吸收对噪声压缩的抑制还有一个明显的特征:当驱动场强度大于某一值时,双光子过程中的受激吸收比单光子吸收更加严重地抑制噪声压缩,当驱动场强度小于某一值时,单光子吸收的抑制作用更强.

总之,对于受驱动 V 型三能级激光系统,双光子过程中的受激辐射能够很好地抑制噪声,而单光子过程(包括受激辐射与吸收)和双光子过程中的吸收却较严重地抑制噪声压缩.

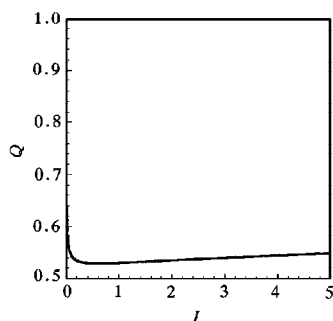


图 2 假定 V 系统在只有双光子过程中的受激辐射过程时 ($a_n = 0$, $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = \rho_{33} = 0$), 归一化光子数方差 Q 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系, 其他参数为: $|g|^2 = 1$, $k = 0.002$, $\gamma = 1$, $R = 1$

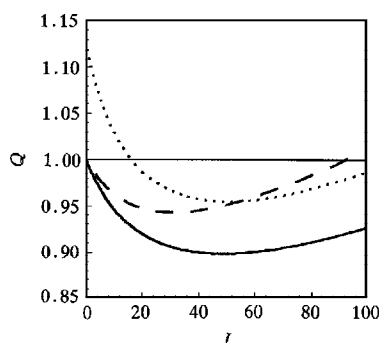


图 3 V 系统归一化光子数方差 Q 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系. 实线: $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = 0$, $\rho_{33} = 0$; 点线: $\rho_{11} = 0.9$, $\rho_{22} = 0$, $\rho_{33} = 0.1$; 虚线: $\rho_{11} = 0.9$, $\rho_{22} = 0.1$, $\rho_{33} = 0$; 其他参数为: $|g|^2 = 1$, $k = 0.002$, $\gamma = 1$, $R = 1$

4 与 Λ 系统的比较

如上所述,考虑注入原子的初始分布^[2,14,15],根据 Scully-Lamb 理论^[11,13(a)], Λ 系统(如图 1(b))的腔内量子光场的约化密度矩阵主方程可写为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_n = & \rho_{33} [a_{n-1} n \rho_{n-1} - a_n (n+1) \rho_n] - \rho_{11} [a_{n-1} n \rho_n - a_n (n+1) \rho_{n+1}] \\ & + \rho_{22} [c_{n-1} n \rho_{n-1} - c_n (n+1) \rho_n] - \rho_{11} [c_{n-1} n \rho_n - c_n (n+1) \rho_{n+1}] \\ & - k [n \rho_n - (n+1) \rho_{n+1}], \end{aligned} \quad (16)$$

其中,忽略了热光子的作用,方程(16)中诸项和各参数的表达式以及意义均与 V 系统相同.

文献[11]采用数值方法计算了平均光子数和光子数方差.在这里为了便于比较,我们采用与处理 V 系统同样的方法,获得解析结果.平均光子数为

$$\bar{n} = (-B + \sqrt{B^2 - 4AC})/2A, \quad (17)$$

其中,

$$\begin{aligned} A &= 2\lambda k X_2, \\ B &= k(2\lambda + X_2) - (\rho_{33} - \rho_{11})\lambda R X_2, \\ C &= k - (\rho_{33} - \rho_{11})(1 + X_1)\lambda R - (\rho_{22} - \rho_{33})\lambda R X_1. \end{aligned} \quad (18)$$

要产生激光,原子的布居概率必须满足的条件是 $C < 0$, 即

$$\rho_{11} < \frac{k + (\rho_{33} + \rho_{22} X_1) \lambda R}{(1 + X_1) \lambda R}. \quad (19)$$

光子数方差为

$$\sigma^2 = \frac{\rho_{11} [a_{\bar{n}} + c_{\bar{n}} + k]^2}{\rho_{33} k (a'_{\bar{n}} + c'_{\bar{n}}) - (\rho_{22} - \rho_{33}) [\rho_{11} (a_{\bar{n}} c'_{\bar{n}} - a'_{\bar{n}} c_{\bar{n}}) + k c'_{\bar{n}}]}. \quad (20)$$

基于与 V 系统中激光过程相似的分析可知,当 $\rho_{11} = \rho_{33} = 0$, $\rho_{22} = 1$ 时, Λ 系统则没有单光子过程,只有双光子过程,光子数方差为

$$\sigma^2 = \frac{k}{c_{\bar{n}}}. \quad (21)$$

这个结果与 V 系统中只考虑双光子过程中的受激辐射时的方差相同[见(15)式].此时腔内光子数噪声压缩的程度可达到近 50% (如图 2 或图 4 中实线所示).这表明 Λ 和 V 系统具有相同的噪声抑制机制,即双光子过程中的受激辐射.

如果激光高能级和被耦合的第三个能级均具有一定的布居,除了上述双光子受激辐射外,还伴随有单光子过程(包括受激辐射与吸收)和双光子过程中的吸收.它们将抑制噪声压缩(如图 4 中点线和虚线所示).这个特性也与 V 系统相同.

可见, Λ 和 V 系统具有相同的噪声特性:双光子过程中的受激辐射诱导噪声压缩,单光子过程(包括受激辐射和吸收)和双光子过程中的吸收均抑制噪声压缩.当双光子过程中的受激辐射起主要作用时,两系统均能产生压缩.

然而, Λ 和 V 系统的噪声压缩程度相差较大.对于 Λ 系统,即使两个激光能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 没有初始布居,系统也能产生激光.这就是说,在 Λ 系统中可以不存在单光子过程和双光子过程中的吸收过程,只有双光子过程中的辐射过程.即使存在单光子过程和双光子过程中的吸收过程,其作用也相对较弱,因而压缩程度较高.对于 V 系统,双光子过程中的受激辐射和单光子受激辐射总是同时存在,即单光子过程不可避免.而且,愈要加强双光子过程中的受激辐射来抑制噪声,单光子受激辐射亦愈强,因而压缩程度较低.

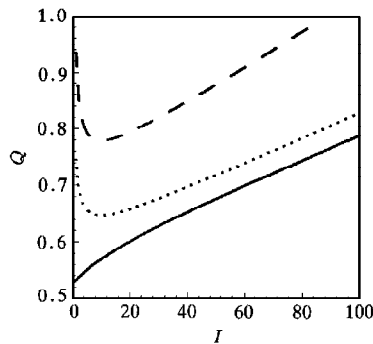


图 4 系统归一化光子数方差 Q 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系. 实线: $\rho_{11} = 0$, $\rho_{22} = 1$, $\rho_{33} = 0$; 点线: $\rho_{11} = 0$, $\rho_{22} = 0.9$, $\rho_{33} = 0.1$; 虚线: $\rho_{11} = 0.1$, $\rho_{22} = 0.9$, $\rho_{33} = 0$; 其他参数与图 3 相同

5 输出噪声谱

因为实验上可测量的是输出噪声谱,因此我们计算输出噪声谱.为便于比较,将 Λ 和 V 两系统的归一化噪声谱一并给出.它们分别是^[18]:

$$S(\omega) = 1 + \frac{2k\delta}{\delta^2 + \omega^2} (Q - 1). \quad (22)$$

$S(\omega) = 1$ 对应泊松分布, $S(\omega) < 1$ 对应光子噪声压缩.其中, δ 是光子数起伏宽度,从主方程容易求得^[13(a)]

$$\Lambda: \delta = [\rho_{33} a'_{\bar{n}} + \rho_{22} c'_{\bar{n}} - \rho_{11} (a'_{\bar{n}} + c'_{\bar{n}})] \bar{n}; \quad (23)$$

$$\mathbf{V}: \delta = [\rho_{11}(a'_n + c'_n) - \rho_{33}a'_n - \rho_{22}c'_n]\bar{n}. \quad (24)$$

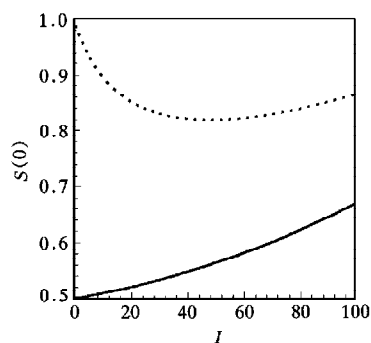


图5 $\mathbf{V}$ 和 Λ 系统的输出噪声谱 $S(0)$ (分别对应实线和点线) 与驱动场强度 $I = |G|^2$ 之间的关系. Λ 和 $\mathbf{V}$ 系统的参数分别与图3和图4中实线对应的参数相同

对 Λ 和 $\mathbf{V}$ 两系统, 分别选取图4和3中实线对应的参数, 归一化输出噪声谱 $S(0)$ 分别如图5中实线和点线所示. 从图中可以看出, Λ 系统的输出噪声的最大压缩程度达到50% (这个结果与文献[9]中封闭系统的结果相同), $\mathbf{V}$ 系统输出噪声的压缩程度可提高到近20%.

6 讨论与结论

本文的讨论是采用开放系统模型, 没有包括具体的非相干抽运过程, 而是直接采用初始布居概率, 还作了各能级衰减速率相同的假定. 尽管如此, 这种理论框架仍有较好的一般性. 我们可以利用本文的结论成功地解释关于封闭 Λ 和 $\mathbf{V}$ 系统的结果^[9,10,12]. 为此, 将 Λ 和 $\mathbf{V}$ 系统中非相干过程 (包括非相干抽运和衰减) 与相干过程 (包括相干驱动场和量子腔场与原子的耦合) 分开, 首先确定非相干过程引起的原子布居. 这个布居与 Scully-Lamb 开放模型中的初始布居具有相同的意义, 我们不妨把它称之为初始布居^[2,14,15].

如果各能级的标记仍按本文的标记, Λ 系统^[9,10]的初始布居为

$$\rho_{11} = \rho_{33} = 0, \rho_{22} = 1. \quad (25)$$

显然, 这样的初始布居正好与图4中实线对应的布居概率参数一致. 此时只有双光子受激辐射过程, 它对噪声有很好的抑制作用, 因此光子数噪声有较好的压缩. 按本文的能级标记, $\mathbf{V}$ 系统^[12]的初始布居为

$$\rho_{22} = 0, \rho_{11} = \frac{\lambda}{\lambda + \gamma}, \rho_{33} = \frac{\gamma}{\lambda + \gamma}. \quad (26)$$

其中, λ 是从能级 $|3\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 的非相干抽运速率, 从能级 $|3\rangle$ 到能级 $|2\rangle$ 的非相干抽运速率为零, γ 是从能级 $|1\rangle$ 到能级 $|3\rangle$ 的衰减速率. 这里的非相干抽运速率 λ 和自发辐射衰减速率 γ 与文献[12]中相应参数之间的关系为 $\lambda = \Delta$, $\gamma = \Delta + 2\gamma_{31}$. 文献[12]所设置的参数是为了讨论无反转激光的方便, 因为 γ_{31} 总是大于零, 所以, 无论 Δ 什么值, 系统总是

处于无反转状态($\lambda < \gamma$, 即 $\rho_{11} < \rho_{33}$). 在无反转条件下, 低能级 $|3\rangle$ 的初始布居概率很大, 单光子吸收过程的作用已超过双光子过程中的受激辐射过程对噪声的抑制作用, 因此没有压缩产生. 相反, 在反转条件下, V 系统却具有一定的压缩, 正如本文图 3 所示.

因此我们看到, 并非所有的系统都是处于无反转运行时有较低的噪声. 究竟是在反转条件下还是在无反转条件下具有更低的噪声, 要视具体的系统而定.

另外, 这里关于 Δ 和 V 系统的结果还分别适用于上能级相干和下能级相干的 Ξ 型级联系统.

总之, 本文讨论了受驱动 V 型三能级激光的光子噪声压缩及其物理机制. 该系统能够产生 10% 的腔内压缩和近 20% 的腔外压缩. V 系统虽然在无反转条件下不能产生压缩, 但在反转条件下能够产生一定程度的压缩. 之所以 V 和 Δ 系统都能产生光子噪声压缩, 是因为两系统具有相同的噪声特性: 双光子过程中的受激辐射能够很好地抑制噪声, 单光子过程(包括受激辐射和吸收)和双光子过程中的吸收均抑制噪声压缩. 当双光子过程中的受激辐射起主要作用时, 两系统均能产生压缩. 之所以 V 和 Δ 两系统光子噪声压缩的程度不同, 是因为, 对于 Δ 系统, 可以不存在单光子过程和双光子过程中的吸收过程, 只有双光子过程中的辐射过程, 即使存在单光子过程和双光子过程中的吸收过程, 其作用也相对较弱, 因而压缩程度较高; 然而, 对于 V 系统, 单光子过程不可避免, 而且, 愈要加强双光子过程中的受激辐射来抑制噪声, 单光子受激辐射亦愈强, 因而压缩程度较低. 最后, 利用本文的结论成功地解释了关于封闭的 Δ 和 V 系统的结果.

- [1] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.
- [2] M. O. Scully, S. Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.* **62**(1989), 2813.
- [3] A. Imamoglu, J. E. Field and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1154.
- [4] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1107.
- [5] K. J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2593.
- [6] Yuzhu Wang, Gu Xu, Chao Ye *et al.*, *Phys. Rev.*, **53**(1996), 1160.
- [7] M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 1855.
- [8] M. O. Scully and S. Y. Zhu, *Opt. Commun.*, **87**(1992), 134.
- [9] K. M. Gheri and D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3428; *Phys. Rev.*, **45**(1992), 6675.
- [10] H. Ritsch, M. A. Marte and P. Zoller, *Europhys. Lett.*, **19**(1992), 7.
- [11] A. S. Manka, C. H. Keitel, S. Y. Zhu *et al.*, *Opt. Commun.*, **94**(1992), 174.
- [12] Yifu Zhu, A. I. Rubiera and Min Xiao, *Phys. Rev.*, **53**(1996), 1065.
- [13] M. Sargent, M. O. Scully, W. E. Lamb, Jr., *Laser Physics*, (a) Chapter 17, (b) Chapter 14, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1974.
- [14] M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2802.
- [15] M. O. Scully, K. Wokiewicz, M. S. Zubairy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 1832.
- [16] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, 2nd, ed, 1983.
- [17] S. Y. Zhu, D. C. Su, *Phys. Rev.*, **A25**(1982), 3169.
- [18] F. Haake, S. M. Tan and D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **40**(1989), 7121.

PHOTON NOISE SQUEEZING AND ITS PHYSICAL MECHANISM OF A DRIVEN V-TYPE THREE-LEVEL LASER

HU XIANG-MING¹⁾²⁾ PENG JIN-SHENG¹⁾

1) (*Department of Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079*)

2) (*Institute of Applied Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079*)

(Received 14 October 1997; revised manuscript received 12 May 1998)

ABSTRACT

Photon noise squeezing and its physical mechanism of a driven V-type three-level laser are investigated via Scully-Lamb theory. It is shown that intracavity squeezing of 10 % and extracavity squeezing of 20 % can be achieved. Even if the amount of squeezing in V system is smaller than that in Λ system (intracavity squeezing and extracavity squeezing of up to 50 %), both systems have the same mechanism responsible for the squeezing of photon noise.

PACC: 4250; 4265; 0365