

良腔情况失谐双光子注入 信号激光系统的压缩效应

赛·萨楚尔夫 胡 岗
北京师范大学物理系, 北京 100875

杨 国 健
北京师范大学低能核物理研究所, 北京 100875
1991 年 2 月 1 日收到; 1991 年 5 月 27 日收到修改稿

本文采用广义 Wigner 分布函数的 Fokker-Planck 方程的方法, 讨论良腔极限下失谐双光子注入信号激光系统的场压缩效应。得出在一定条件下, 双光子注入信号激光系统可能出现压缩的结论。

PACC:4250

一、引 言

1976 年 Yuen 提出双光子相干态的概念, 并预言在双光子跃迁过程中可能会出现压缩效应。Lugiato 等人对有信号注入的环形腔模型进行了一系列的讨论^[2-4], 发现在良腔条件下, 谐振情况的双光子光学双稳系统会呈现压缩效应, 而在双光子注入信号激光系统中无压缩效应出现^[2,12], 这与研究者的设想相反。迄今为止, 大多数对压缩问题的讨论集中在谐振情况。最近, 文献[5]讨论了光学双稳系统中信号与腔模、原子能级之间存在失谐对压缩效应的影响。

本文将在上述工作的基础上, 采用广义的 Wigner 分布函数的 Fokker-Planck 方程的方法, 考虑到注入信号与腔模、原子能级之间存在失谐, 忽略 Stark 移动^[6], 讨论在良腔条件下有注入信号的双光子激光系统中场量的压缩效应。结果发现在一定参数条件下, 场量也会呈现压缩现象。

二、良腔情况($k \ll \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$)的 Fokker-Planck 方程 及场压缩量表达式

考虑到信号与腔模、原子能级之间存在失谐的单光子过程的 Fokker-Planck 方程已在文献[7,8]中给出, 这一讨论可在忽略 Stark 移动的条件下推广到 n 光子过程。其中对于双光子过程, Wigner 函数的 Fokker-Planck 方程为

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} P(v, v^*, m, x, x^*, t) = & \left\{ -\left\{ \frac{\partial}{\partial v} \left[-\gamma_{\perp} \left((1 + i\Delta)v - mx^2 \right) \right] + \text{c.c.} \right\} \right. \\
& - \left. \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[-k \left((1 + i\theta)x - y + 2Cvx^* \right) \right] + \text{c.c.} \right\} \right. \\
& - \frac{\partial}{\partial m} \left\{ -\gamma_{\parallel} \left[m + \sigma + \frac{1}{2} (v^*x^2 + vx^{*2}) \right] \right\} + \frac{\gamma_{\perp}^2}{kCN_s} \left[\frac{\partial^2}{\partial v \partial v^*} \right. \\
& + \frac{\sigma d^2}{4} \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{\partial}{\partial v} v + \frac{\partial}{\partial v^*} v^* \right) + \frac{d^2}{4} \frac{\partial^2}{\partial m^2} (1 + \sigma m) \left. \right] \\
& + \frac{k}{N_s} (1 + 2\bar{n}) \frac{\partial^2}{\partial x \partial x^*} \left. \right\} P(v, v^*, m, x, x^*, t), \quad (1)
\end{aligned}$$

其中 x 为规范化的场量; v, m 分别为规范化的原子变量;

$$\Delta = \frac{\omega_s - 2\omega_0}{\gamma_{\perp}}, \quad \theta = \frac{\omega_c - \omega_0}{k}$$

分别为注入信号与原子能级、腔模之间的规范化失谐量; 抽运参量 $\sigma = -1$ 表示被动腔的光学双稳过程, $\sigma = 1$ 表示注入信号的主动腔激光过程; 参量 $\gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}, k, C$ 的意义见文献[9,10]. (1)式与文献[5]中(2)式当 $n = 2$ 时的情况相同.

由(1)式可求出定态方程为

$$v_s = -\frac{(1 - i\Delta)\sigma x_s^2}{1 + \Delta^2 + |x_s|^4}, \quad (2)$$

$$m_s = -\frac{\sigma(1 + \Delta^2)}{1 + \Delta^2 + |x_s|^4}, \quad (3)$$

$$y_s = x_s \left\{ \left(1 - \frac{2C\sigma|x_s|^2}{1 + \Delta^2 + |x_s|^4} \right) + i \left(\theta + \frac{2C\sigma\Delta|x_s|^2}{1 + \Delta^2 + |x_s|^4} \right) \right\}, \quad (4)$$

v_s, m_s, x_s 分别表示 v, m, x 在定态的值. 因场量的压缩表达式中仅出现 x_s , 而不出现 y_s , 为了方便起见, 选择注入信号 y 的相位使得场量 x_s 总为正值, 下面以 x_s 代换 $|x_s|$. 谐振情况下 $\Delta = \theta = 0$, 定态方程(4)变为

$$y = x_s \left(1 - \frac{2\sigma C x_s^2}{1 + x_s^4} \right). \quad (5)$$

此时 y 为实量, $\sigma = -1$ 表示双光子谐振光学双稳过程, $\sigma = 1$ 表示双光子谐振注入激光过程.

Fokker-Planck 方程中既包含原子变量, 又有场变量. 方程是较复杂的, 在适当条件下可进行简化. 良腔条件下场量的弛豫率远小于原子的弛豫率 $k \ll \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$, 此时可用绝热近似消去原子变量. 对 Fokker-Planck 方程进行绝热消去有两种方法: 1) 直接由 Fokker-Planck 方程作绝热消去^[11]; 2) 将 Fokker-Planck 方程化成对应的随机微分方程, 然后进行绝热消去^[12]. 本文采用随机微分方程的方法. 广义 Wigner 分布函数的 Fokker-Planck 方程的扩散矩阵具有正定性^[3,13], 根据标准方法(1)式对应的随机微分方程为

$$\frac{dx}{dt} = -k[(1 + i\theta)x - y + 2Cvx^*] + \Gamma_x(t), \quad (6)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\gamma_{\perp}[(1+i\Delta)v - mx^2] + \Gamma_v(t), \quad (7)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma_{\parallel} \left[m + \sigma + \frac{1}{2}(v^*x^2 + vx^{*2}) \right] + \Gamma_m(t) \quad (8)$$

及(6),(7)式的共轭式。随机力 $\Gamma_x, \Gamma_x^*, \Gamma_v, \Gamma_v^*, \Gamma_m$ 之间的关联由方程(1)的二阶项中不为零的系数确定,

$$\langle \Gamma_x(t) \Gamma_x^*(t') \rangle = \frac{k}{N_s} (1 + 2\bar{n}) \delta(t - t'), \quad (9)$$

$$\langle \Gamma_m(t) \Gamma_v(t') \rangle = \frac{\gamma_{\perp}^2}{CkN_s} \frac{\sigma d^2}{4} v \delta(t - t'), \quad (10)$$

$$\langle \Gamma_m(t) \Gamma_m(t') \rangle = \frac{2\gamma_{\perp}^2}{CkN_s} \frac{d^2}{4} (1 + \sigma m) \delta(t - t'), \quad (11)$$

$$\langle \Gamma_v(t) \Gamma_v^*(t') \rangle = \frac{\gamma_{\perp}^2}{CkN_s} \delta(t - t') \quad (12)$$

及(10)式的共轭式。假设原子弛豫率远大于场弛豫率。可设 $\dot{v} = 0, \dot{v}^* = 0, \dot{m} = 0$ 得 v, v^*, m , 将其代入(6)式及共轭式即可得

$$\frac{dx}{dt} = -k(1+i\theta)x + ky + \frac{2kC\sigma(1-i\Delta)|x|^2x}{1+\Delta^2+|x|^4} + \Gamma(t), \quad (13)$$

$$\frac{dx^*}{dt} = -k(1-i\theta)x^* + ky^* + \frac{2kC\sigma(1+i\Delta)|x|^2x^*}{1+\Delta^2+|x|^4} + \Gamma^+(t), \quad (14)$$

其中随机力

$$\Gamma(t) = \Gamma_x(t) + \frac{Ck|x|^2x^3}{\gamma_{\perp}(1+\Delta^2+|x|^4)} \Gamma_v^*(t) - \frac{2Ckx^*}{\gamma_{\perp}(1+i\Delta)} \times \left[1 - \frac{(1-i\Delta)|x|^4}{2(1+\Delta^2+|x|^4)} \right] \Gamma_v(t) - \frac{2Ck(1-i\Delta)|x|^2x}{\gamma_{\parallel}(1+\Delta^2+|x|^4)} \Gamma_m(t), \quad (15)$$

$\Gamma^+(t)$ 为对(15)式取共轭。在原子数 $N \gg 1$ 的条件下涨落是很小的, 可将原子变量取为半经典值。在这种近似下, 随机力 $\Gamma(t), \Gamma^+(t)$ 的关联可完全确定。而绝热消去后的随机微分方程(13),(14)就化为对应的 Fokker-Planck 方程

$$k^{-1} \frac{\partial}{\partial t} P(x, x^*, t) = \left\{ \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(y - px + 2C\sigma q^* \frac{|x|^2x}{|q|^2+|x|^4} \right) + \text{c.c.} \right] - \frac{C}{N_s} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\frac{|x|^4x^2|q|^2(|q|^2+|x|^4)^2 + q^{*2}\sigma^2(|q|^2(|q|^2+d)+d(1-q)(|q|^2+|x|^4)+d(|q|^2-1)|x|^4)}{|q|^2(|q|^2+|x|^4)^3} \right] \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \text{c.c.} \right\} + \frac{1}{N_s} \frac{\partial^2}{\partial x \partial x^*} \right\} P(x, x^*, t), \quad (16)$$

$[1 + 2\bar{n} + 2C|x|^2\{(2 + |x|^4)(|q|^2 + |x|^4)^2 - \sigma^2|x|^4((1+d) + (|q|^2 - 1)(2+d) + (|q|^2 - 1)(|q|^2 - 1 + d|x|^4))\} / \{|q|^2 + |x|^4\}^3] \cdot P(x, x^*, t)$, (16)

其中 $p = 1 + i\theta, q = 1 + i\Delta$ 。当 $\Delta = \theta = 0$ 时, (16) 式化为谐振情况下双光子过程的 Fokker-Planck 方程。文献[5]中得到过与(16)式类似的公式, 但这里有两点值得强调: 1) 本文采用另一种不同的, 似乎是更简单的方法得到该式; 2) 在文献[5]中所得的公式似乎有误, 本文结果与文献[5]中(5)式有所不同。

当 $N_s \gg 1$ 涨落很小,对(16)式在定态附近作线性近似.引入场算符 \hat{A}, \hat{A}^+ 在定态值 A_i 附近的涨落为

$$\delta \hat{A} = \hat{A} - A_i, \delta \hat{A}^+ = \hat{A}^+ - A_i, \quad (17)$$

相应的 C 数涨落为

$$x' = x - x_i, x^{*'} = x^* - x_i. \quad (18)$$

定义算符

$$\hat{A}_1 = \frac{\hat{A} + \hat{A}^+}{2}, \hat{A}_2 = \frac{\hat{A} - \hat{A}^+}{2i}, \quad (19)$$

对应的 C 数涨落为

$$x'_1 = \frac{x' + x^{*'}}{2}, x'_2 = \frac{x' - x^{*'}}{2i}. \quad (20)$$

应用(18),(20)式进行变换,线性化的 Fokker-Planck 方程表示为

$$\begin{aligned} k^{-1} \frac{\partial}{\partial t} P(x'_1, x'_2, t) = & \left\{ \frac{\partial}{\partial x'_1} (\lambda_{11} x'_1 + \lambda_{12} x'_2) + \frac{\partial}{\partial x'_2} (\lambda_{21} x'_1 + \lambda_{22} x'_2) \right. \\ & \left. + \frac{1}{N_s} \left[A(x_i) \frac{\partial^2}{\partial x'^2_1} + B(x_i) \frac{\partial^2}{\partial x'^2_2} + C(x_i) \frac{\partial^2}{\partial x'_1 \partial x'_2} \right] \right\} P(x'_1, x'_2, t), \end{aligned} \quad (21)$$

其中

$$\lambda_{11} = \left\{ 1 - \frac{2C\sigma x_i^2(3|q|^2 - x_i^4)}{(|q|^2 + x_i^2)^2} \right\}, \quad (22)$$

$$\lambda_{12} = - \left\{ \theta + \frac{2C\sigma \Delta x_i^2}{|q|^2 + x_i^2} \right\}, \quad (23)$$

$$\lambda_{21} = \left\{ \theta + \frac{2C\sigma \Delta x_i^2(3|q|^2 - x_i^4)}{(|q|^2 + x_i^2)^2} \right\}, \quad (24)$$

$$\lambda_{22} = \left\{ 1 - \frac{2C\sigma x_i^2}{|q|^2 + x_i^2} \right\}, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} A(x_i) = & \frac{1}{4} \left\{ 1 + 2\bar{n} + \frac{4Cx_i^2}{(|q|^2 + x_i^2)^3} [(|q|^2 + x_i^2)^2 - \sigma^2 x_i^4(1 + d \right. \\ & \left. - (1 - |q|^2)(1 - d))] \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} B(x_i) = & \frac{1}{4} \left\{ 1 + 2\bar{n} + \frac{4Cx_i^2}{(|q|^2 + x_i^2)^3} [(1 + x_i^4)(|q|^2 + x_i^2)^2 \right. \\ & \left. + \sigma^2 x_i^4(1 - |q|^2)(|q|^2 + d(2 + x_i^4))] \right\}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} C(x_i) = & \frac{\Delta\sigma^2 x_i^6}{|q|^2(|q|^2 + x_i^2)^3} \{ 2[|q|^2(|q|^2 + d) - d(1 - |q|^2)x_i^4] \\ & + d(2 - |q|^2)(|q|^2 + x_i^4) \}. \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{因 } \langle (\delta x_i)^2 \rangle = \langle (x_i)^2 \rangle, \quad (29)$$

$$\langle (\delta \hat{A}_i)^2 \rangle = N_s \langle (\delta x_i)^2 \rangle, (i = 1, 2). \quad (30)$$

由(21),(29)和(30)式可求得场算符 \hat{A}_1, \hat{A}_2 涨落量的定态值为

$$\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle = \frac{[(\lambda_{11} + \lambda_{22})\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21}]}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} A(x_s) + \frac{\lambda_{12}}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} B(x_s) - \frac{\lambda_{12}\lambda_{22}}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} C(x_s), \quad (31)$$

$$\langle(\delta\hat{A}_2)^2\rangle = \frac{[(\lambda_{11} + \lambda_{22})\lambda_{11} - \lambda_{12}\lambda_{21}]}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} B(x_s) + \frac{\lambda_{21}^2}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} A(x_s) - \frac{\lambda_{11}\lambda_{21}}{(\lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21})(\lambda_{11} + \lambda_{22})} C(x_s). \quad (32)$$

当 $\Delta = \theta = 0$, $\bar{n} = 0$, (31), (32) 式化为文献[2]中(15a), (15b) 式。若 $\langle(\delta A_1)^2\rangle < 1/4$ 或 $\langle(\delta A_2)^2\rangle < 1/4$, 可以说场算符 \hat{A}_1 或 \hat{A}_2 的涨落被压缩。

在压缩效应的讨论中所用的定态应为稳定态, 关于定态的稳定性问题在文献 [9, 10, 14—16] 中已有许多讨论。在下面讨论压缩效应时, 已经首先确定所用的定态都是稳定的。关于双光子光学双稳系统中失谐量对压缩的影响, 文献[5]已有讨论。现集中地系统讨论在注入信号激光系统中失谐量对压缩效应的影响。

三、失谐双光子注入信号激光系统压缩量的数值计算

Lugiato 等人在良腔近似下, 对谐振 ($\Delta = \theta = 0$) 双光子光学双稳及注入信号激光系统进行过讨论, 结果表明在双光子注入信号激光系统中场量并不出现压缩。本文同样采用良腔近似, 考虑到注入信号与腔模、原子能级之间存在失谐, 此时在非谐振的双光子跃迁过程中会出现 Stark 移动现象。在一定条件下, 可忽略 Stark 移动而仅考虑信号与腔模、原子能级之间的失谐。由于存在非零失谐量 Δ, θ , 线性化的 Fokker-Planck 方程(21)的漂移及扩散系数中出现交叉项 $\lambda_{12}, \lambda_{21}, C(x_s)$ 。交叉项的出现会使涨落在 A_1, A_2 分量上的分配变得不均匀, 这使得我们有希望看到在某一分量上出现压缩。特别是扩散系数中的交叉项 $C(x_s)$ 在压缩问题中起着非常重要的作用, $C(x_s)$ 正比于 Δ , 因而对于

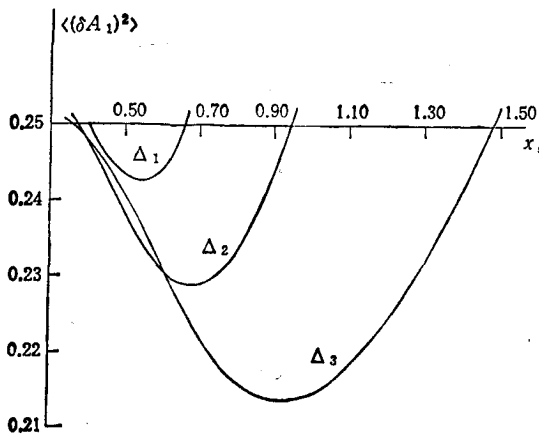


图 1(a) $\sigma = 1, d = 2, \bar{n} = 0, C = 20$, $\theta = 0$, $\langle(\delta A_1)^2\rangle$ 随 x_s 的变化曲线 $\Delta_1 = 15$; $\Delta_2 = 20$; $\Delta_3 = 30$

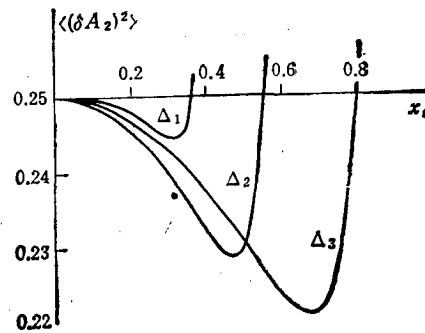


图 1(b) σ, d, \bar{n}, C 的值同图 1(a); $\theta = -2$ 时, $\langle(\delta A_2)^2\rangle$ 随 x_s 的变化曲线

足够大的 $|\Delta|$ 可能会使系统压缩行为发生质的变化。通过以上分析可以期待：尽管谐振双光子注入信号激光系统不存在压缩，但在失谐条件下，适当调节控制参数时，双光子注入信号激光系统场量可能会出现压缩。对 (31), (32) 式所做的数值计算完全验证这一估计。

在(31),(32)式中取 $\sigma = 1$ (注入信号激光过程), $\bar{n} = 0$ (无热噪声), $d = 2$ (纯辐射阻尼), 适当选取参量 C, Δ, θ 的值。由图 1 至图 3 给出 $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle, \langle(\delta\hat{A}_2)^2\rangle$ 的变化曲线。

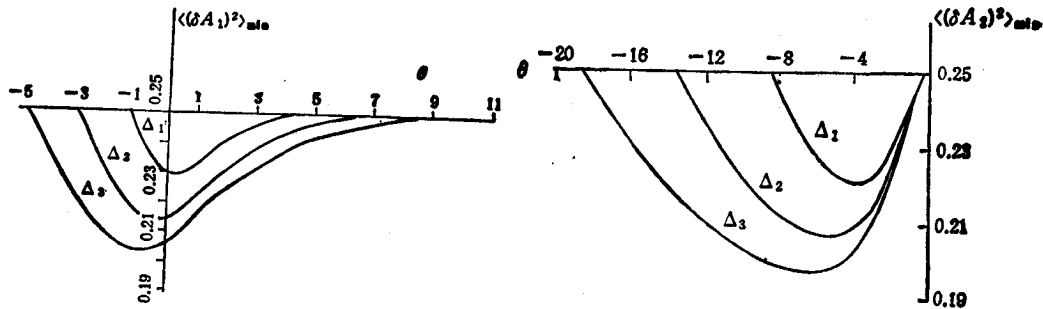


图 2(a) σ, d, \bar{n}, C 的值同图 1(a) 时, $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle_{\min}$ 随 θ 的变化曲线 $\Delta_1 = 20; \Delta_2 = 30; \Delta_3 = 40$

图 2(b) σ, d, \bar{n}, C 的值同图 1(a) 时, $\langle(\delta\hat{A}_2)^2\rangle_{\min}$ 随 θ 的变化曲线 $\Delta_1 = 20; \Delta_2 = 30; \Delta_3 = 40$

图 1(a) 为 $C = 20, \theta = 0, \Delta$ 分别取不同的值 $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ 时 $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle$ 对 x_1 的变化曲线。很明显在 Δ 增大时, 场量的正交相分量 \hat{A}_1 的压缩量随之增大。但对足够大的 Δ 值, 继续增大 Δ 时极大压缩量增加的较缓慢, 出现极大压缩量的场量 x_1 值也向增大的方向移动。

图 1(b) 为 $C = 20, \theta = -2, \Delta$ 分别取不同的值 $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ 时 $\langle(\delta\hat{A}_2)^2\rangle$ 对 x_1 的变化曲线。由图 1 知, 另一个相分量 \hat{A}_2 上也出现不同程度的压缩。在上述所取的 θ 值下改变 Δ 值, 场算符 \hat{A}_2 压缩量的变化情况与 \hat{A}_1 是相似的。与 \hat{A}_1 所不同的是 \hat{A}_2 的压缩是从 $x_1 = 0$ 开始, 而 \hat{A}_1 的压缩是从某一非零 x_1 值开始的。

图 2(a) 为 $C = 20, \Delta$ 分别取不同值 $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ 时 $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle_{\min}$ 对 θ 的变化曲线。 $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle_{\min}$ 为取定 Δ, θ 值时, $\langle(\delta\hat{A}_1)^2\rangle$ 随 x_1 变化所取的极小值。显然随 Δ 值的增大, 场算符 \hat{A}_1 出现最大压缩量对应的失谐量 θ 向 $\theta < 0$ 的方向移动, 同时场算符 \hat{A}_1 出现压缩的失谐量取值范围增大。

图 2(b) 为 $C = 20, \Delta$ 分别取不同值 $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ 时, $\langle(\delta\hat{A}_2)^2\rangle_{\min}$ 随 θ 的变化曲线。所取的 Δ, θ 值满足 $\Delta\theta > 0$ 时, 场算符 \hat{A}_2 出现压缩。随着 Δ 的增大 \hat{A}_2 出现最大压缩量对应的失谐量 θ 向 $|\theta|$ 增大的方向移动, 并且出现压缩的 θ 取值范围也增大。

图 3(a) 为 $C = 20$, 场量的正交相分量 \hat{A}_1, \hat{A}_2 的压缩区在 $\Delta-\theta$ 参数平面上的分布图。因压缩区在 $\Delta-\theta$ 平面上关于 $(\Delta, \theta \rightarrow -\Delta, -\theta)$ 的变换是对称分布的, 故只画出上半部分。 \hat{A}_1 在区域 I 中出现压缩, \hat{A}_2 在区域 II 中出现压缩, I 区和 II 区在较小的区域 III 中有重叠, 表明两个相分量都可出现压缩。当然不同分量的压缩将出现在不同的 x_1 值。 $\Delta-\theta$ 图中的原点即是谐振情况, 此时 \hat{A}_1 或 \hat{A}_2 无压缩出现。

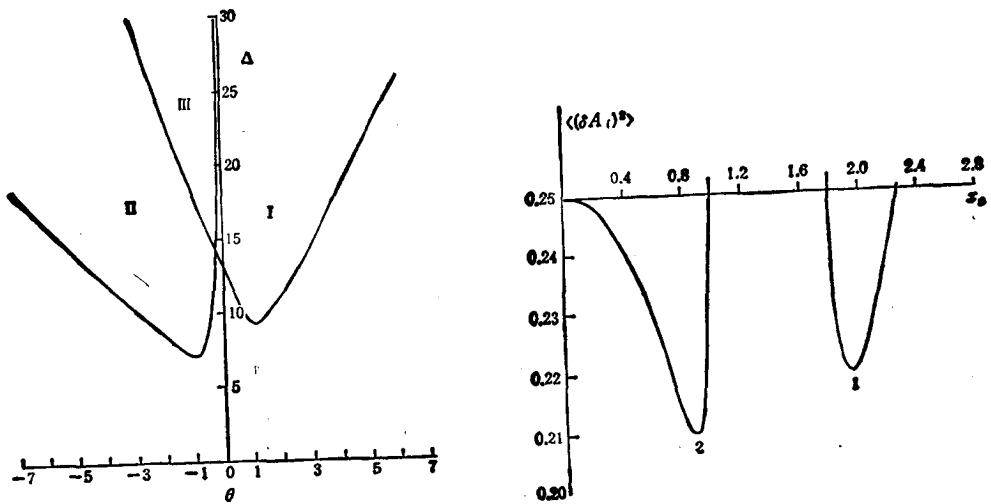


图3(a) σ, d, \bar{n}, C 的值同图1(a)时, \hat{A}_1, \hat{A}_2 压缩区在 $\Delta-\theta$ 平面上的分布

图3(b) σ, d, \bar{n}, C 的值同图1(a), $\Delta = 40$, $\theta = -3$ 时, $\langle(\delta A_i)^2\rangle$ ($i=1,2$) 随 x_i 的变化曲线 曲线1为 $\langle(\delta A_1)^2\rangle$ 曲线2为 $\langle(\delta A_2)^2\rangle$

图3(b)为 $C=20$, 在交叠区内取 $\Delta=40, \theta=-3$ 时 $\langle(\delta A_1)^2\rangle, \langle(\delta A_2)^2\rangle$ 随 x_i 的变化曲线。由图3(b)知, $\langle(\delta A_1)^2\rangle$ 与 $\langle(\delta A_2)^2\rangle$ 在不同的 x_i 范围内呈现压缩, 在场量 x_i 值较小的区域 \hat{A}_2 先出现压缩, 在 x_i 较大值 \hat{A}_1 出现压缩。所以两个相分量对相同的失谐量 Δ, θ 同时出现压缩并不违背测不准关系。

良腔情况下谐振双光子注入信号激光系统不会出现压缩效应, 在考虑到失谐量之后, 在一定条件下发现场量将呈现压缩, 说明一定的失谐量对产生压缩效应可以起到积极作用。由于失谐量的出现使压缩表示式大为复杂, 直接对其物理机理的分析将变得非常困难, 然而这是一个非常有意义的、有待探讨的问题。在数学上压缩出现的原因与漂移及扩散系数的交叉项有关, 本文仅用数值计算的方法讨论这些项的作用, 更深入的理论分析也有待发展。这里仅讨论了场及原子的失谐量 Δ, θ 对压缩效应的影响, 如果适当地改变 C, Δ, θ 的值或考虑到 Stark 移动效应, 可能会进一步改变压缩量的大小, 这些内容将在我们今后的工作中讨论。

- [1] H. P. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**(1976), 2226.
- [2] L. A. Lugiato, G. Strini, *Opt. Comm.*, **41**(1982), 374.
- [3] L. A. Lugiato, F. Casagrande, L. Pizzuto, *Phys. Rev.*, **A26**(1982), 3438.
- [4] L. A. Lugiato, Theory of Optical Bistability, in *Progress in Optics XXI*, ed. by E. Wolf, North-Holland, Amsterdam, (1984), p. 71.
- [5] 张林、林仁明, *物理学报*, **39**(1990), 1714.
- [6] P. Galatola, L. A. Lugiato, M. Vadamino, *Opt. Comm.*, **69**(1989), 414.
- [7] P. D. Drummond, D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A23**(1981), 2563.
- [8] F. Castelli, L. A. Lugiato, M. Vadamino, *Nuovo Cimento.*, **10D**(1988), 183.
- [9] G. Hu, G. J. Yang, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 834.
- [10] G. Hu, C. Z. Ning, H. Haken, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 2702.
- [11] J. P. Gordon, *Phys. Rev.*, **161**(1967), 367.
- [12] M. D. Reid, D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 332.

- [13] L. A. Lugiato, P. Galatola, L. M. Narducci, *Opt. Comm.*, **76**(1990), 276.
[14] G. Hu, G. J. Yang, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 1979.
[15] G. J. Yang, G. Hu, *Phys. Rev.*, **A39**(1990), 3975.
[16] G. Hu, C. Z. Ning, H. Haken, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 3975.

SQUEEZING EFFECT FOR OFF-RESONANT TWO-PHOTON LASER WITH AN INJECTED SIGNAL IN GOOD- CAVITY CASE

S. SACHULF HU GANG

Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875

YANG GUO-JIAN

Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875

(Received 1 February 1991; revised manuscript received 27 May 1991)

ABSTRACT

The field squeezing effect for off-resonant two-photon laser with an injected signal in good-cavity limit is studied by means of Fokker-Planck equation of the generalized Wigner distribution. Under certain off-resonance condition, the field squeezing effect of two-photon laser may be observed.

PACC: 4250