

光折变介质中前向三波混频的 量子相关特性^{*}

吕亚军¹⁾ 吴令安²⁾ 吴美娟¹⁾ 李师群¹⁾ 张培林¹⁾

1)(清华大学现代应用物理系, 北京 100084)

2)(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1997 年 7 月 16 日收到)

采用半经典和全量子理论, 研究了前向三波混频中各光场之间的量子相关特性. 结果表明, 两束信号光之间有很强的量子正关联, 而抽运光和信号光之间有很强的量子负关联. 在半经典分析中, 还研究了相位失配的影响. 在全量子分析中, 考虑了抽运光的量子起伏和损耗的影响.

PACC: 4250; 4265M

1 引 言

量子相关一直是量子光学中的一个重要课题, 因为光场的非经典性质总是和相互作用的光场之间的量子相关有着非常紧密的内在联系. 从实验和理论的角度来看, 关于量子相关的研究非常有意义. 两个光场的量子相关可以分为正相关($\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle > 0$)和反(负)相关($\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle < 0$), Δn_1 和 Δn_2 分别为两个光场的光子数涨落, 其中反相关是一种非经典特性, 经典理论无法解释. 最早观察到压缩光的两个实验——非简并四波混频和简并参量放大都是利用非线性相互作用产生很强的关联光子对, 从而实现正交分量压缩^[1]. 此外, 利用光学参量振荡产生的孪生光子对, 还可实现强度差压缩^[2], 并在实验上得到证实^[3]. 这些涉及到的量子相关都是正相关. 在二次谐波发生中, 基频模和倍频模之间存在非经典的反相关^[4]; 在双模驱动的参量四波混频中, 两个抽运光之间的量子涨落也是反相关的^[5].

基于我们提出的一种光致折射率变化介质中的三波混频模型^[6], 本文采用半经典和全量子处理方式, 较系统地讨论了其中的量子相关特性及相应的非经典效应, 并考虑了相位失配、非经典抽运和损耗的影响.

2 半经典理论

考虑图 1 所示三波混频模型. 抽运光 p 和两个信号光 1 和 2 有着相同的频率, 两个信

^{*} 国家自然科学基金资助的课题(批准号:19574030).

号光以很小的角度对称入射到非线性介质中. 我们只考虑由抽运光分别和两个信号光干涉所形成的光栅 ($p, 1$) 和 ($p, 2$), 而忽略两束信号光之间形成的光栅. 其中发生的物理过程可以如下来理解: 光栅 ($p, 1$) 散射一个抽运光子到信号光 1, 这是抽运光和信号光 1 的

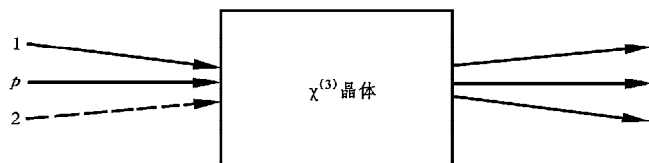


图1 三波混频实验装置 1和2为信号光, p 为抽运光, ---为信号光2可以以为真空场输入

相位调制作用; 光栅 ($p, 1$) 散射一个抽运光子到信号光 2, 这是三波参量耦合过程, 光栅 ($p, 2$) 作用过程类似. 文献[6]给出描述这种三波混频的耦合波方程, 采用标准的量子化方法得到量子耦合模方程和描述体系的哈密顿量. 考虑强抽运 (E_p 为常数) 和相位匹配的条件, 哈密顿量可表示为

$$H_I = \hbar v \chi \{ E_p^* E_p (a_1^\dagger a_1 + a_2^\dagger a_2) + (a_1^\dagger a_2^\dagger E_p^2 + E_p^{*2} a_1 a_2) \}, \quad (1)$$

其中 v 为光场在介质中的传播速度, $a_i^\dagger$ 和 a_i ($i=1, 2$) 分别为信号光的产生和湮没算符, E_p 为经典抽运光的光场复振幅, χ 为非线性耦合常数、实数. 场算符的解析解为

$$a_{1,2}(z) = \mu a_{1,2}(0) \pm \nu a_{2,1}^\dagger(0), \quad (2)$$

其中 $\mu = 1 - igz$, $\nu = -igz \exp(2i\phi)$, $g = |E_p|^2 \chi$, ϕ 为抽运光的相位, $E_p = |E_p| \exp(i\phi)$.

(2) 式表明如果两束信号光之一初始输入为真空场时, 则输出场为相位共轭波, 这与经典的三波混频讨论一致^[7]. 如果两束信号光初始输入为相干态 $|\alpha_1\rangle |\alpha_2\rangle$, 利用(2)式可得信号光的光子平均数、均方差和量子关联起伏分别为

$$\begin{aligned} \langle n_{1,2}(z) \rangle &= |\mu|^2 \langle n_{1,2}(0) \rangle + |\nu|^2 \langle n_{2,1}(0) \rangle + (\mu^* \nu \alpha_1^* \alpha_2^* + \text{c.c.}), \\ \langle \Delta n_{1,2}^2(z) \rangle &= (|\mu|^2 + |\nu|^2) \langle n_{1,2}(z) \rangle \pm |\mu|^2 |\nu|^2, \\ \langle \Delta n_1(z) \Delta n_2(z) \rangle &= \frac{1}{2} (|\mu|^2 + |\nu|^2) \langle n_1(z) + n_2(z) \rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \langle n_1(0) + n_2(0) \rangle \pm |\mu|^2 |\nu|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 n_i 为光子数算符. 由上式可以看出, 信号光的 Fano 因子 $F = \langle \Delta n^2(z) \rangle / \langle n(z) \rangle$ 总是大于 1, 即无论信号光被放大还是衰减, 其光场统计分布都表现为超泊松分布. 这是因为如果信号光放大, 则非线性耦合作用放大了光子数噪声, 即在光子数起伏的峰值处, 对抽运光有更多的吸收; 而在凹处则有较少的吸收, 从而使得光子数的涨落增大, 而且这种涨落要比信号光的平均光子数增大得快, 所以反映其相对涨落的 Fano 因子总是大于 1; 如果信号光衰减, 虽然其光子数起伏会减小, 但是同时平均光子数减小得更快, 因而相对光子数起伏还是增大了. 我们感兴趣的是信号光的放大, 特别是其中一束光初始输入为真空场的情形. 以下着重讨论初始输入为相干态 $|\alpha_1\rangle |0\rangle$ 的情形. 由于在非线性耦合过程中,

两个信号模的光子同时产生或湮没, 因而其光子数涨落有着很强的量子正相关(这种相关和参量下转换产生的孪生光子对的相关不同, 但和简并四波混频产生的关联光子对的相关类似). 为了讨论方便, 定义量子关联系数为

$$C(n_1, n_2) = \frac{\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle}{\sqrt{\langle \Delta n_1^2 \rangle \langle \Delta n_2^2 \rangle}}. \quad (4)$$

强度差(和)的标准量子极限为 $\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle$, 其压缩性可以 Fano 因子 $F_{d,s}$ 来评估, 定义如下:

$$F_{d,s} = \frac{\langle \Delta n_{d,s}^2 \rangle}{\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle}, \quad (5)$$

其中脚标 d, s 分别为强度差与强度和. 随着有效作用长度的增大, 两束光由初始的无关联 ($C=0$) 很快建立起很强的量子正关联 ($C \rightarrow 1$), 这种正相关使得两束光的强度差涨落可以被压缩. 这在文献[6]中已有所讨论.

下面讨论相位失配的情形. 在非抽运耗尽近似下, 耦合模方程为

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= -i\chi(E_p^* E_p a_1 + e^{i\Delta z} E_p^2 a_2^+), \\ \frac{da_2}{dz} &= -i\chi(E_p^* E_p a_2 + e^{i\Delta z} E_p^2 a_1^+), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\Delta = 2K_p - K_1 - K_2$ 表征相位失配, K_i ($i=1, 2, p$) 为波矢. 经过一系列繁杂的推导, 可得解析解:

(1) $2g + \Delta/2 = 0$ 时,

$$a_{1,2}(z) = e^{iz\Delta/2} (\mu_{1,2} a_{1,2}(0) + \nu_1 a_{2,1}^+(0)), \quad (7)$$

其中 $\mu_1 = 1 + igz$, $\nu_1 = -igz \exp(2i\phi)$. 与(2)式不同的是, 这里包含指数因子 $\exp(iz\Delta/2)$, 而且 $\mu_1 = \mu^*$, $\nu_1 = \nu$. 我们发现, 通过选取适当的初始位相, 可以使这种情形完全等效于相位匹配的情形, 其量子关联系数和强度差 Fano 因子曲线均与前面所得结果一致. 等效的相位匹配可以如下理解: 由于抽运光在非线性相互作用过程中, 不仅会引起信号光的能量转移, 还会影响信号光的相位. 这种相位转移 (phase transfer) 等效于折射率有一个附加的变化 Δn , 从而引起信号光有一个附加的波矢 Δk , 其刚好和相位失配因子 Δ 抵销, 数学形式上即表现为 $2g + \Delta/2 = 0$.

(2) $2g + \Delta/2 \neq 0$ 时,

$$a_{1,2}(z) = e^{iz\Delta/2} \{ \mu_2 a_{1,2}(0) + \nu_2 a_{2,1}^+(0) \}, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \mu_2 &= \cosh \lambda z - i \frac{g + \Delta/2}{\lambda} \sinh \lambda z, \\ \nu_2 &= -ie^{i\phi} \frac{g}{\lambda} \sinh \lambda z, \end{aligned} \quad (9)$$

参数 $\lambda = \sqrt{-(2g + \Delta/2)\Delta/2}$. 可以验证对易关系 $[a_i, a_i^+] = 1$ ($i=1, 2$). 假定 g 为正数 (负数的情况可类似讨论), 我们发现当 $\Delta > 0$ 或 $\Delta < 0, g < |\Delta/4|$ 时, λ 为虚数, 这说明 μ_2 和 ν_2 均为周期性函数, 其周期为 $2\pi/|\lambda|$, 信号光的平均光子数及其统计性质都会发生周

期性的变化. 光场初始为相干态, 经耦合放大后成为超泊松态, 同时两个信号模之间建立起很强的量子正相关, 其强度差的光子数统计是亚泊松分布, 而且组合波 C 的正交相位分量之一可以被压缩; 当信号光达到最大值时, 量子相关和描述光子统计分布的 Fano 因子均达到极值; 随后信号光衰减, 达到初值时, 又回到原来的相干态, 如图 2 和图 3 所示. 类似的行为在二次谐波和 Raman 散射等非线性作用中也会出现^[8]. 在一定条件下, 模 1 和模 2 可以充当抽运光的角色, 即两个模的平均光子数衰减, 这取决于初始相位和相位失配因子 Δ . 这种情况下, 模 1 和模 2 之间有时是量子负关联, 其强度和可以被压缩, 如图 4 和图 5 所示. 这和双抽运的参量四波混频中两个抽运光的量子相关类似^[5].

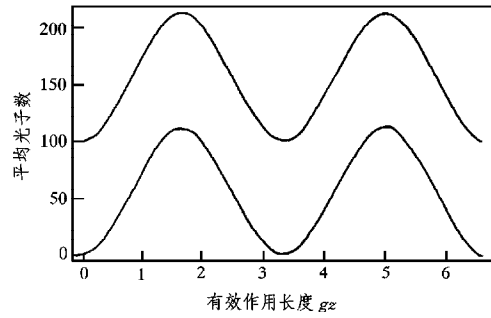


图 2 平均光子数 $n_1(z)$ 和 $n_2(z)$ 随有效作用长度 gz 的变化曲线 $\alpha_1 = 10$, $\alpha_2 = 0$, $g = 1$, $\Delta = 3/4$, $\phi = 0$

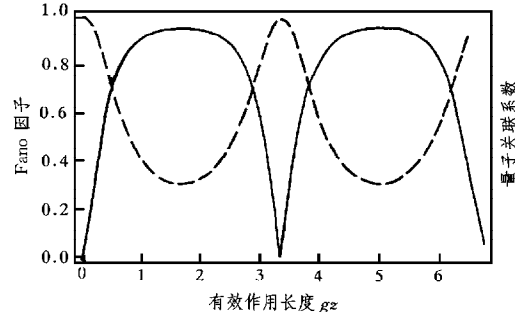


图 3 量子关联因子 $C(n_1, n_2)$ (—) 和信号光强度差的 Fano 因子 (---) 随有效作用长度 gz 的变化曲线 条件同图 2

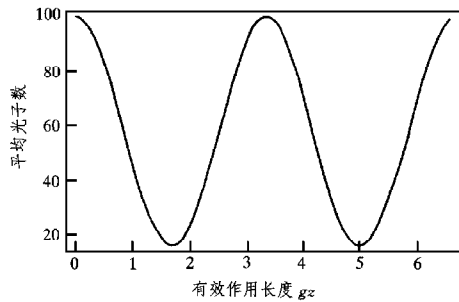


图 4 平均光子数 $n_1(z)$ 随有效作用长度 gz 的变化曲线 $\alpha_1 = 10$, $\alpha_2 = 10$, $g = 1$, $\Delta = 3/4$, $\phi = -\pi/2$

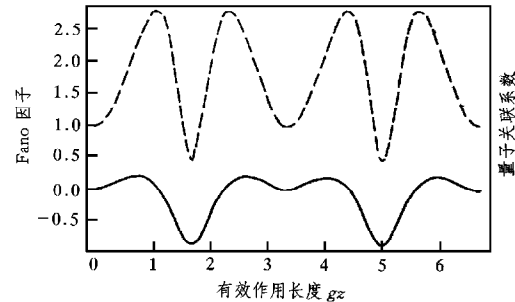


图 5 量子关联因子 $C(n_1, n_2)$ (—) 和信号光强度差的 Fano 因子 (---) 随有效作用长度 gz 的变化曲线 条件同图 4

当 $\Delta < 0$, $g > |\Delta/4|$ 时, λ 为实数, 模 1 和模 2 的平均光子数不再周期性变化, 而是指数式增大或衰减, 这同样取决于初始相位和相位失配项 Δ . 当模 1 和模 2 指数增大时, 在相同的有效作用长度下, 其平均光子数要比相位匹配情形增大得快, 说明这是更有效的放大条件, 而且其强度差也可以被压缩, 如图 6 和图 7 所示.

以上分析了相位失配带来的影响, 我们看到, 选择适当的条件, 总可以得到较大的强

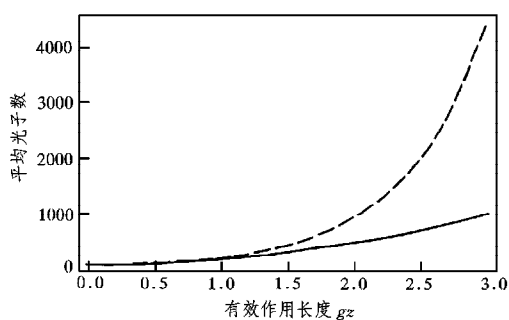


图6 平均光子数 $n_1(z)$ ($n_2(z)$) 随有效作用长度 gz 的变化曲线 $\alpha_1 = 10$, $\alpha_2 = 0$, $g = 1$, $\Delta = -3/4$, $\phi = 0$. ——为相位匹配情形 $\Delta = 0$

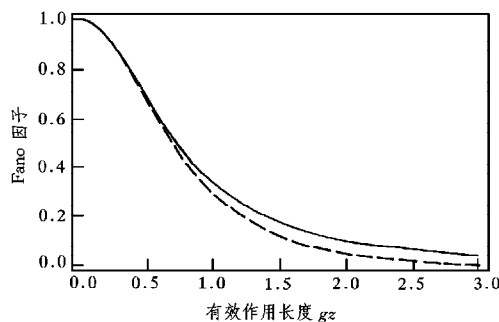


图7 信号光强度差的 Fano 因子随有效作用长度 gz 的变化曲线 ---为相位失配情形; ——为相位匹配情形

度差(和)压缩,同时两束信号光之间有很强的正(反)相关.

3 全量子理论

半经典理论是建立在抽运光非耗尽的基础上,所以我们无法估量抽运场的量子起伏带来的影响.全量子理论需要把抽运光也量子化处理.为了简单,我们考虑相位匹配的情形,在半经典理论中,没有讨论损耗.事实上,在三阶非线性介质中,损耗是不可避免的,而且是一个很重要的因素.我们采用马尔可夫近似,将热库看成由无穷多个谐振子组成,这些谐振子遍及所有可能的状态,即热库具有很宽的频谱分布.系统的哈密顿量可以表示为

$$H = H_0 + H_I + H_r, \quad (10)$$

其中 H_I 由(1)式给出,

$$H_0 = \sum_{i=1,2,p} \hbar \omega_i a_i^\dagger a_i + \sum_{j=1}^{\infty} \hbar \omega_j b_j^\dagger b_j, \quad (11)$$

$$H_r = \sum_{i=1,2,p} \hbar a_i \sum_{j=1}^{\infty} k_j^* b_j^\dagger + \text{H.c.}, \quad (12)$$

ω 为光场的频率, ω_j 为热库的频率, $b_j^\dagger$ 和 b_j 为热库的算符, H_r 描述光场和热库的耦合. k_j^* 为耦合系数.采用标准的方法可以得到系统密度算符 ρ 所满足的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & \sum_{i=1,2,p} \left\{ -i\omega [a_i^\dagger a_i, \rho] + \frac{\gamma}{2} [2a_i \rho a_i^\dagger + a_i^\dagger a_i \rho - \rho a_i^\dagger a_i] \right. \\ & \left. + \gamma_i \bar{n}_i [a_i^\dagger \rho a_i + a_i \rho a_i^\dagger - a_i^\dagger a_i \rho - \rho a_i a_i^\dagger] \right\} + \frac{1}{i\hbar} [H_I, \rho], \end{aligned} \quad (13)$$

其中求和号中第一项为自由运动项,第二项为从光场到热库的耗散, γ_i 为阻尼系数,第三项为热库起伏向光场的扩散, $\bar{n}_i$ 为热库在光场频率处的平均光子数.采用有序化算符技术可以由(13)式得到正规排列的 P 函数所满足的福克-普朗克方程

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -i\chi \left[\frac{\partial}{\partial \alpha_1} (-\alpha_p^* \alpha_1 \alpha_p - \alpha_2^* \alpha_p^2) + \frac{\partial}{\partial \alpha_2} (-\alpha_p^* \alpha_2 \alpha_p - \alpha_1^* \alpha_p^2) + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_2} \alpha_3^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_p} \alpha_1 \alpha_p + \frac{\partial}{\partial \alpha_3} (-\alpha_1^* \alpha_1 \alpha_p - \alpha_2^* \alpha_2 \alpha_p - 2\alpha_3^* \alpha_1 \alpha_2) + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_p} \alpha_2 \alpha_p \\
& + \frac{\partial^2}{\partial \alpha_p^2} \alpha_1 \alpha_2 \Big] P + \text{c.c.} + \sum_{i=1,2,p} \left\{ \left(\frac{\gamma_i}{2} + i\omega \right) \frac{\partial}{\partial \alpha_i} + \text{c.c.} + \gamma_i < n_i > \frac{\partial^2}{\partial \alpha_i \partial \alpha_i^*} \right\} P.
\end{aligned} \quad (14)$$

我们采用高斯近似,正规排列的特征函数 $\Phi(\{\beta_i\}, t)$ 取如下形式^[9]:

$$\Phi_N(\{\beta_j\}, t) = \exp\left(-\frac{1}{2} \beta^\dagger A \beta - \beta^\dagger \xi\right), \quad (15)$$

其中 $\beta = (\beta_1, -\beta_1^*, \beta_2, -\beta_2^*, \beta_p, -\beta_p^*)^T$, $\xi = (\xi_1, \xi_1^*, \xi_2, \xi_2^*, \xi_p, \xi_p^*)^T$, $\mathbf{T}$ 表示转置, ξ_j 和 ξ_j^* 的物理意义为算符 a 和 a^+ 的平均值, A 的形式如下:

$$A = \begin{bmatrix} B_1 & C_1 & B_{12} & C_{12} & B_{1p} & C_{1p} \\ C_1^* & B_1 & C_{12}^* & B_{12}^* & C_{1p}^* & B_{1p}^* \\ B_{12}^* & C_{12} & B_2 & C_2 & B_{2p} & C_{2p} \\ C_{12}^* & B_{12} & C_2^* & B_2 & C_{2p}^* & B_{2p}^* \\ B_{1p}^* & C_{1p} & B_{2p}^* & C_{2p} & B_p & C_p \\ C_{1p}^* & B_{1p} & C_{2p}^* & B_{2p} & C_p^* & B_p \end{bmatrix}. \quad (16)$$

这种特征函数意味着只有光场的一阶和二阶矩不为零,而高阶矩都可以用它们来表示.这样求解福克-普朗克方程(13)就可以转化为关于 ξ 和 A 的一阶偏微分方程组,而 c -数化的一阶偏微分方程组可以数值求解.需要说明的是,虽然采用线性化方法可以得到高斯分布,但高斯近似并不等效于线性化过程, ξ 和 A 的运动方程是非线性的,因而所描述的行为比线性化更普遍^[10].如果初始输入为相干态,则相应的初始条件为

$$\begin{aligned}
B_j(0) &= 0, \quad C_j(0) = 0 \quad j = 1, 2, p, \\
B_{jk}(0) &= 0, \quad C_{jk}(0) = 0 \quad j, k = 1, 2, p, (j < k).
\end{aligned} \quad (17)$$

如果输入为非经典态,则要作相应的计算得到初始条件.

在对三波混频的全量子处理过程中,采用如下的初始条件:信号模 1 初始输入为相干态 $|\alpha_1\rangle$, 信号模 2 初始为真空态,抽运光可以是相干态 $|\alpha_p\rangle$ 或压缩态 $|\alpha, \text{rexp}(i\theta)\rangle$. 在以下的讨论中,以输入均为相干态且无损耗的结果为标准.我们发现,考虑了抽运光的量子特性,两个信号模的量子相关和强度差 Fano 因子基本上和半经典结果一致,而且压缩的抽运光对结果影响很小;如果信号模 1 输入为亚泊松光,则会改善强度差的压缩特性.但是损耗会降低两个信号模的量子相关,同时使得强度差压缩性变差,而热库起伏向光场的扩散则会使压缩性进一步变差,如图 8 所示.这是可以理解的,因为热库的耗散和起伏引入了量子噪声,对于两个信号模而言,这种噪声是随机而无关联的,因而会增加每个光场的光子数涨落,降低其量子相关.

此外,信号光和抽运光之间存在非经典的量子负关联,这是因为产生两个信号光子对应于湮没两个抽运光子.量子负关联的产生机制较复杂,有多种因素起作用.如果抽运光输入为亚泊松光,则会增强负关联;如果为超泊松光,则会降低负关联.而如果信号光 1 为亚泊松光,抽运光为相干态光,则会降低负关联;信号光 1 为超泊松光,则有可能增强负关

联,如图9所示.而且热库的耗散和起伏对量子负相关也有可能增强或降低,我们发现如果信号模的衰减系数大于抽运光的衰减系数,选择适当的初始条件,则有可能使量子负相关增强.

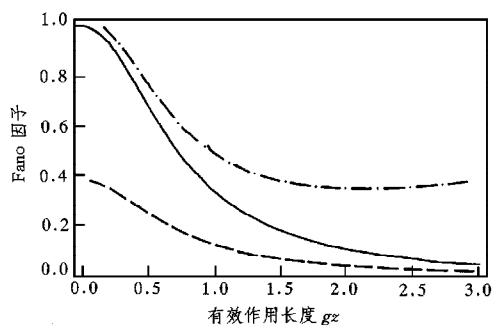


图8 信号光强度差的 Fano 因子随有效作用长度 $g\zeta$ 的变化曲线 $\alpha_1 = 10, \alpha_2 = 0, \alpha_p = \alpha = 10^3, g = \chi|\alpha_p|^2 = 1$. —·— 为相干光输入, $n_i = 1, \gamma_i = 0.1$; — 为相干光输入, 无损耗; --- 为压缩光输入 $|\alpha, -0.5\rangle$, 无损耗

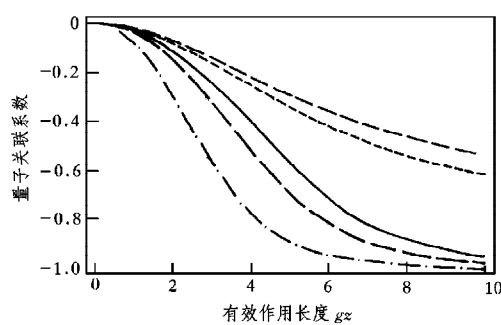


图9 量子关联因子 $C(n_1, n_p)$ 随有效作用长度 $g\zeta$ 的变化曲线 $\alpha_1 = 10, \alpha_2 = 0, \alpha_p = \alpha = 10^3, g = \nu\chi|\alpha_p|^2 = 1$. --- 为相干光输入, $n_i = 1, \gamma_i = 0.1$; ... 为相干光输入, $n_i = 0, \gamma_i = 0.1$; — 为相干光输入, 无损耗; --- 为压缩光输入 $|\alpha, 0.5\rangle$, 无损耗; —·— 为压缩光输入 $|\alpha, -1\rangle$, 无损耗

综上所述,正相关和负相关是两种不同性质的量子相关.两个信号模之间的正相关受初始输入态的影响很小,这是由非线性耦合作用的性质所决定,即这种非线性耦合作用使得两个信号模同时同量增大,经过一定的作用长度,两个信号模的光子数足够大时,初始输入的影响已经很小,正相关正是在这同时同量的放大过程中建立起来的.相互作用哈密顿量(1)式表明,在与抽运光的非线性耦合过程中,两个信号模的光子总是同时产生或湮没,因而其光子数经历着完全类似的涨落,这与抽运光的性质无关.热库引入的噪声是随机的,其作用是随机影响信号光光子数的涨落,因而一般会有助于增强量子正相关特性.而量子负相关意味着两个模的量子涨落相反,甚至连随机噪声都有可能对量子负关联产生增强效应^[11],因而亚泊松抽运、超泊松的信号模输入或热库耦合都有可能引起负相关的增强或降低.

4 结 论

我们采用半经典和全量子理论,系统研究了三波混频中抽运光和信号光之间的量子相关特性.在半经典分析中,主要讨论了相位失配的影响,研究了两个信号模之间的量子关联,以及产生强度差(或强度和)压缩的可能,在全量子分析中,研究了抽运光的量子特性及热库耦合带来的影响.在合适的条件下,如果损耗不太大,两束信号光之间的强度差可以被压缩,而且受抽运光的量子涨落影响很小;抽运光和信号光之间存在着非经典的量子负关联,采用适当的输入,可以增强这种非经典效应.

- [1] See, for example, H.J.Kimble, *Phys. Rep.*, **219**(1992),227.
- [2] S.Reynaud, C.Fabre, E.Giacobino, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987),1520.
- [3] A.Heidmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987),2555.
- [4] R.J.Horowicz, *Europhys. Lett.*, **10**(1989),537.
- [5] G.Kryuchkian, K.Kheruntsyan, *Opt. Commun.*, **93**(1992),328.
- [6] Y.Lu, L.A.Wu, M.Wu *et al.*, *Opt. Commun.*, **144**(1997),237.
- [7] F.Sanchez, P.H.Kayoun, J.P.Huignard, *J. Appl. Phys.*, **64**(1988),26.
- [8] J.Perina, *Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991), p. 318.
- [9] J.Perinova, J.Krepelka, *Phys. Rev.*, **A39**(1989),4045.
- [10] R.Schack, A.Schenzle, *Phys. Rev.*, **A41**(1990),3847.
- [11] J.Perina, *Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991), p. 271.

QUANTUM CORRELATION IN FORWARD THREE-WAVE MIXING *

L 吕 YA-JUN¹⁾ WU LING-AN²⁾ WU MEI-JUAN¹⁾ LI SHI-QUN¹⁾ ZHANG PEI-LIN¹⁾

1)(*Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084*)

2)(*Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

(Received 16 July 1997)

ABSTRACT

We study the quantum correlation between the signal and pump modes in forward three-wave mixing in media with an intensity-dependent index of refraction, by adopting the semiclassical and the full-quantum theories. Strong positive correlation exists between the two signal modes, but there is strong anti-correlation between the signal modes and the pump. In the semiclassical model, the phase mismatched cases are investigated. In the full-quantum analysis, the effects of the pump quantization and losses are considered.

PACC: 4250; 4265M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China under the Grant No.19574030.