

压缩态光场的四阶量子干涉

张俊香 贺凌翔 张天才 谢常德 彭堃焯

(山西大学光电研究所, 030006)

(1998 年 9 月 22 日收到)

采用半经典理论讨论了同一抽运源抽运的两个独立光学参量振荡腔(OPO)所产生的压缩态光场的四阶量子干涉效应. 结果表明: 在 OPO 振荡阈值处, 输出光场压缩度最高但四阶量子干涉最弱, 条纹可见度为 33.3%, 远离阈值时干涉越来越强.

PACC: 4250; 4265

1 引 言

随着光学测量和光学通讯技术的不断发展, 人们对光信息在测量和传输过程中的灵敏度要求越来越高. 非经典光场特别是由光学参量振荡腔(OPO)产生的压缩态光场作为光信息载体使测量信噪比大大提高^[1-3], 因而在微弱信号检测和光通讯系统中起着至关重要的作用. 利用压缩光进行量子信息处理归根到底是对量子态的传输、控制和测量, 而对量子态的控制又依赖于不同量子态之间的叠加与干涉^[4]. 另一方面, 通过对压缩态光场的四阶干涉的讨论, 可进一步揭示并了解量子干涉不同于经典干涉的特点, 有助于对目前关于单光子非定域性以及多光子纠缠等现象的理解^[5-7].

无腔光学参量下转换产生的亚谐波模之间叠加产生的四阶干涉效应由 Belsey 等人作过讨论, 并从理论上预测当两宽频带压缩光以适当相位叠加时, 可产生完全的强度差压缩^[8]. 文献^[9]讨论了相干脉冲抽运光参量下转换中抽运光与信号光以及信号光之间的四阶干涉, 从而揭示出量子干涉所独具的特点, 即低阶干涉不存在时仍具有高阶干涉效应, 在其中一束光很强而另一束光很弱时仍具有干涉效应, 同时干涉条纹可见度可超越经典干涉的极限值 50%, 达 100%^[10]等特性. 郭光灿等人从单模压缩态的概念出发, 讨论了两相干压缩光之间叠加产生的二阶干涉^[11], 吴令安等人对六阶干涉效应进行过理论分析^[12].

利用 OPO 技术产生压缩态光场是近年来量子光学领域一个颇受关注且具有巨大潜力的研究热点, 特别是与全固化技术的结合使 OPO 更具应用前景, 因此研究 OPO 输出压缩态光场的量子干涉效应更具实际意义. Bohmer 等人于 1995 年对一个非简并光学参量放大器所产生的信号和闲置光通过 Mach-Zehnder 干涉仪叠加后输出场之间的四阶干涉现象作过讨论^[13]. 我们曾于 1995 年从理论上分析了两个独立 OPO 所产生压缩光之间的二阶干涉效应, 指出只有注入信号光时才会出现常规二阶干涉^[14]. 本文讨论在同一抽运源抽运情况下, 两个独立 OPO 输出的压缩态光场经过一分束器叠加后所产生的四阶干涉.

2 理论模型

设频率为 ω_0 的抽运场入射到 OPO 内, 经参量下转换产生正交压缩态光场. 在假定抽运场很强的情况下, 采用半经典理论在线性化的经典稳态方程中引入微小场起伏, 得出内腔场的 C 数运动方程^[15]为

$$\tau_1 \frac{d\alpha_1}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma'_1)\alpha_1 + g\epsilon_0\alpha_2^* + \sqrt{2\gamma_1}\alpha_1^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma'_1}\alpha_1'^{\text{in}}, \quad (1)$$

$$\tau_2 \frac{d\alpha_2}{dt} = -(\gamma_2 + \gamma'_2)\alpha_2 + g\epsilon_0\alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_2}\alpha_2^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma'_2}\alpha_2'^{\text{in}}, \quad (2)$$

其中 $\alpha_i (i=1, 2)$ 为内腔信号和闲置场的经典幅度, $\alpha_i^{\text{in}}, \alpha_i'^{\text{in}}$ 为由腔镜和腔内其他损耗而引入的真空噪声起伏, ϵ_0 为抽运场的振幅, g 为非线性耦合参量, τ_i 为信号和闲置场在腔内传输一周的时间, γ_i 和 γ'_i 分别为信号和闲置场由于腔镜和腔内其他损耗所带来的损耗系数.

假定在腔内信号和闲置场具有相同的行为, 亦即 $\tau_1 = \tau_2 = \tau, \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma, \gamma'_1 = \gamma'_2 = \gamma'$, 很容易由稳态方程求得抽运阈值强度为 $\epsilon_0 = \frac{\gamma + \gamma'}{g}$.

对方程(1)进行 Fourier 变换, 并联立内腔场与输出场之间所满足的边界条件: $\alpha_i^{\text{out}} = \sqrt{2\gamma_i}\alpha_i - \alpha_i^{\text{in}}$, 可得 OPO 的输出信号和闲置场为

$$\alpha_1^{\text{out}}(\Omega) = \frac{A_1\alpha_1^{\text{in}}(\Omega) + A_2\alpha_1'^{\text{in}}(\Omega) + A_3\alpha_2^{*\text{in}}(-\Omega) + A_4\alpha_2'^{* \text{in}}(-\Omega)}{B}, \quad (3)$$

$$\alpha_1^{*\text{out}}(-\Omega) = \frac{A_1\alpha_1^{*\text{in}}(-\Omega) + A_2\alpha_1'^{* \text{in}}(-\Omega) + A_3\alpha_2^{\text{in}}(\Omega) + A_4\alpha_2'^{\text{in}}(\Omega)}{B}, \quad (4)$$

$$\alpha_2^{\text{out}}(\Omega) = \frac{A_1\alpha_2^{\text{in}}(\Omega) + A_2\alpha_2'^{\text{in}}(\Omega) + A_3\alpha_1^{*\text{in}}(-\Omega) + A_4\alpha_1'^{* \text{in}}(-\Omega)}{B}, \quad (5)$$

$$\alpha_2^{*\text{out}}(-\Omega) = \frac{A_1\alpha_2^{*\text{in}}(-\Omega) + A_2\alpha_2'^{* \text{in}}(-\Omega) + A_3\alpha_1^{\text{in}}(\Omega) + A_4\alpha_1'^{\text{in}}(\Omega)}{B}, \quad (6)$$

其中

$$A_1 = \gamma^2 - (\gamma' - i\Omega\tau)^2 + g^2|\epsilon_0|^2,$$

$$A_2 = 2[(\gamma + \gamma') - i\Omega\tau] \sqrt{\gamma\gamma'},$$

$$A_3 = 2g\epsilon_0\gamma,$$

$$A_4 = 2g\epsilon_0\sqrt{\gamma\gamma'},$$

$$B = [(\gamma + \gamma') - i\Omega\tau]^2 - g^2|\epsilon_0|^2.$$

信号和闲置场从 OPO 中输出后形成耦合模:

$$c = \frac{\alpha_1^{\text{out}} + \alpha_2^{\text{out}}}{\sqrt{2}}, \quad (7)$$

$$c^* = \frac{\alpha_1^{*\text{out}} + \alpha_2^{*\text{out}}}{\sqrt{2}}. \quad (8)$$

耦合模可测正交分量为

$$X_1^{\text{out}} = \frac{e^{-i\theta/2}c + e^{i\theta/2}c^+}{2}, \quad (9)$$

$$X_2^{\text{out}} = \frac{e^{-i\theta/2}c - e^{i\theta/2}c^+}{2i}. \quad (10)$$

当无注入信号且忽略热起伏时有^[15]

$$[\alpha_i^{\text{in}}(\Omega), \alpha_j^{*\text{in}}(-\Omega')] = \delta_{ij}\delta(\Omega + \Omega'), \quad (11)$$

$$[\alpha_i^{\text{in}}(\Omega), \alpha_j^{\text{in}}(\Omega')] = 0, \quad (12)$$

$$[\alpha_i^{*\text{in}}(-\Omega), \alpha_j^{*\text{in}}(-\Omega')] = 0. \quad (13)$$

由输入场的对易关系得出输出场正交分量满足

$$[X_1^{\text{out}}, X_2^{\text{out}}] = 1/4. \quad (14)$$

由方程(3)–(13)得 OPO 输出场耦合模正交位相振幅分量的正规排列起伏谱为

$$S_2^{\text{out}}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle : X_2^{\text{out}}(\Omega), X_2^{\text{out}}(\Omega') : \rangle d\Omega' = - \frac{g|\epsilon_0|\gamma}{[(\gamma + \gamma') + g|\epsilon_0|]^2 + \Omega^2\tau^2}. \quad (15)$$

图 1 为起伏谱随归一化分析频率和抽运阈值的变化曲线, I_0 为阈值抽运功率, 显然在零频($\Omega\tau/(\gamma + \gamma') = 0$)和阈值($I/I_0 = 1$)处压缩最大, 这一结果与全量子理论结果完全一致^[16].

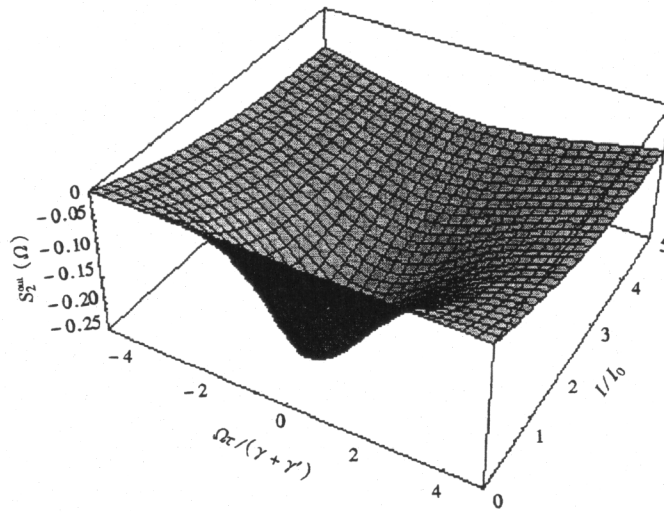


图 1 阈值处 OPO 输出场正交分量起伏谱

3 四阶干涉

图 2 为探测四阶干涉的原理图, OPO1 和 OPO2 为同一抽运源抽运的两个独立但参数相同的非简并 OPO, 两个 OPO 输出的压缩光经 50% 的分束器叠加后的两路输出光分

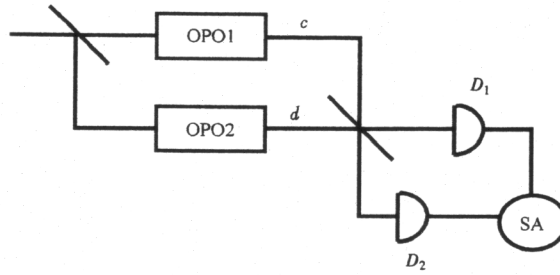


图 2 压缩光场叠加产生四阶干涉的原理图

别由探测器接收后转化为光电信号再输入到符合计数器中,其中一路信号经过了时间为 t 的位相延迟.

设 OPO1 输出的耦合模由(7)和(8)式表示, OPO2 输出的耦合模为

$$d = \frac{\beta_1^{\text{out}} + \beta_2^{\text{out}}}{\sqrt{2}}, \quad (16)$$

$$d^* = \frac{\beta_1^{*\text{out}} + \beta_2^{*\text{out}}}{\sqrt{2}}, \quad (17)$$

$\beta_1^{\text{out}}, \beta_2^{\text{out}}$ 为 OPO2 输出信号和闲置场, 由于假定两个 OPO 参量相同, 所以 $\beta_1^{\text{out}}, \beta_2^{\text{out}}$ 与 $\alpha_1^{\text{out}}, \alpha_2^{\text{out}}$ 具有相同的表达式((3)–(6)式), 但它们的噪声起伏项 $\beta_1^{\text{in}}, \beta_2^{\text{in}}$ 与 $\alpha_1^{\text{in}}, \alpha_2^{\text{in}}$ 之间无任何关联.

分束器输出的两路光为

$$D_1 = \frac{ce^{-i\omega\tau} + id}{\sqrt{2}}, \quad (18)$$

$$D_2 = \frac{de^{-i\omega\tau} + ic}{\sqrt{2}}, \quad (19)$$

符合计数器测量到的强度关联正比于

$$\begin{aligned} P(\Omega) &= \langle D_1^\dagger D_1 D_2^\dagger D_2 \rangle = \frac{1}{|B|^4} [(|A_3|^2 + |A_4|^2)^2 + \frac{1}{2}(A_3 A_1 + A_4 A_2)(A_3^* A_1^* \\ &\quad + A_4^* A_2^*) + \frac{1}{2}(A_3 A_1 + A_4 A_2)(A_3^* A_1^* + A_4^* A_2^*) \cos 2\omega t] \\ &= \frac{1}{|[(\gamma + \gamma') - i\Omega\tau]^2 - g^2 |\epsilon_0|^2|^4} \{ 32g^4 |\epsilon_0|^4 \gamma^2 (\gamma + \gamma')^2 \\ &\quad + 4g^2 |\epsilon_0|^2 \gamma^2 [(\gamma + \gamma')^2 + \Omega^2 \tau^2 + g^2 |\epsilon_0|^2]^2 \\ &\quad + 4g^2 |\epsilon_0|^2 \gamma^2 [(\gamma + \gamma')^2 + \Omega^2 \tau^2 + g^2 |\epsilon_0|^2]^2 \cos 2\omega t \}. \end{aligned} \quad (20)$$

可见压缩光场之间经由分束器叠加后可产生四阶干涉, 其中等号右边第一和第二项为干涉的背景亮度, 第三项为随位相延迟(ωt)而引起的干涉项, 显然干涉结果与抽运及压缩光场的初始位相无关, 只随两路光场之间的位相延迟 t 而变化, 正如文献[10]所指出, 四阶干涉对场的位相不敏感. 图 3 给出干涉条纹可见度随抽运场和归一化探测频率的变化

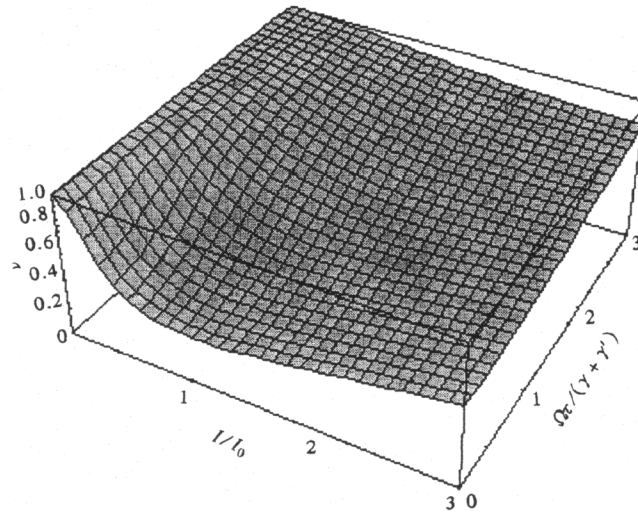


图 3 干涉条纹可见度随抽运功率和归一化探测频率的变化曲线

曲线, $I/I_0 = 1$ 为阈值抽运功率, 对应于最大压缩的阈值抽运和零频处干涉条纹可见度最小为 33.3%. 因为谱干涉条纹可见度表征两个空间场的关联程度^[17], 因此上述结果说明两个光场压缩度越高, 相互之间强度关联越弱. 这与 Saxena 等人对非简并参量下转换两个简正模之间强度相关性的讨论一致. 他们严格证明了信号和闲置场分别处于完全无序的热光场, 而它们之间却具有最大的强度关联^[18]. 从物理实质看, OPO 产生的是位相压缩光场, 在此情形下光子呈“聚束”(photon bunched)状态, 亦即虽然位相起伏低于标准量子极限, 但导致散粒噪声的光子流非均匀性却大于相干态^[19]. 两个独立 OPO 经参量下转换产生的是位相压缩光, 它们各自光子流的非均匀性破坏相互之间的光子数关联, 而四阶干涉恰恰反映了两个光场的强度或光子数 ($D^+ D$) 起伏之间的量子相关度, 因而压缩度越高, 光子流非均匀性越大, 四阶干涉越弱.

4 结 论

通过以上讨论, 说明虽然同一抽运源抽运的两个独立 OPO 输出的压缩光场之间在无注入信号时不存在二阶干涉^[14], 但具有四阶干涉. 干涉效应不依赖于场的初始位相, 仅依赖于光场之间的位相延迟. 光场压缩度越高, 干涉条纹可见度越低.

- [1] M. Xiao *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 278.
- [2] P. Grangier *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2153.
- [3] E. S. Polzid *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3020.
- [4] Z. Y. Ou, *Quant. Semiclass. Opt.*, **9**(1997), 599.
- [5] B. Yurke, D. Stoler, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1251.
- [6] S. M. Tan, D. F. Walls, M. J. Collett., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 252.

- [7] L. Hardy, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 2279.
- [8] M. Belsley *et al.*, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 414.
- [9] Z. Y. Ou, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 1428.
- [10] Z. Y. Ou, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 1607.
- [11] 郭光灿、黄培周、姚丹, 中国激光, **15**(1988), 289 [Guo Guang-cai, Huang Pei-zhou, Yao Dai, *Chin. J. Lasers*, **15**(1988), 289(in Chinese)].
- [12] Wu Ling-an, Yin Ming, Zhou Yi-dong *et al.*, Fifth International Conference on Squeezed States and Uncertainty Relations, May 27—31, 1997, Balatonfured, Hungary.
- [13] B. Bohmer, U. Leonhardt, *Opt. Commun.*, **118**(1995), 181.
- [14] Zhang Jun-xiang, Xie Chang-de, Peng Kun-chi, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 1769.
- [15] C. Fabre, E. Giacobine, A. Heidmann *et al.*, *J. Phys.*, **50**(1989), 1209.
- [16] 张天才、谢常德、彭堃墀, 物理学报, **41**(1992), 94 [Zhang Tian-cai, Xie Chang-de, Peng Kun-chi, *Acta Physica Sinica*, **41**(1992), 94(in Chinese)].
- [17] S. M. Barnett, S. J. D. Phoenix, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 2404.
- [18] K. Saxena, D. S. Metha, H. C. Kandpal *et al.*, *Opt. Commun.*, **111**(1994), 423.
- [19] V. B. Braginsky, F. Y. Khalili, Quantum Measurement, edited by K. S. Thome(Cambridge University Press, 1992), p. 175.

THE FOURTH-ORDER INTERFERENCE BETWEEN TWO INDEPENDENT SQUEEZED FIELDS

ZHANG JUN-XIANG HE LING-XIANG ZHANG TIAN-CAI XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI

(*Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006*)

(Received 22 September 1998)

ABSTRACT

The fourth-order quantum interference of squeezed fields generated by two independent optical parametric oscillators(OPOs) is discussed based on the semi-classical theory. It is shown that at the oscillation threshold of OPOs the squeezing of two output fields is the highest but the fringe visibility of fourth-order interference is the lowest(33.3%). When the pump power is away from the threshold, the squeezing decreases while the correlation between them increases.

PACC: 4250; 4265