

# 压缩态光场的迭加\*

郭光灿 黄培周\*\*

姚丹

(中国科技大学物理系) (福建师范大学物理系)

**提要:** 本文采用特征函数的方法讨论两个压缩态光场的迭加问题, 研究了迭加场的压缩效应和光子统计特性与入射光场各参数间的关系。

## Superposition of squeezed states of light

Guo Guangcan, Huang Peizhou

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

Yao Dan

(Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou)

**Abstract:** The superposition of squeezed states of light are discussed using the method of characteristic function. The dependence of squeezing effect and photon statistic properties of the superposition field on the parameters of incoming fields have been studied.

### 一、引言

压缩态光场在某一正交相位分量具有比真空态低的量子噪声, 又是典型的非经典光场, 因而成为目前量子光学领域中引人注目的研究课题<sup>[1]</sup>。最近实验上已观察到压缩效应, 这更激起人们对压缩态性质及其可能应用的研究兴趣。在压缩态的探测和应用研究中, 必然会遇到压缩态光场与其它光场迭加的问题。迭加之后光场的性质如何呢? 这便是本文要研究的问题。

### 二、压缩真空态与相干态的迭加

设想有一理想分束器, 其透射率为  $\epsilon$ , 两

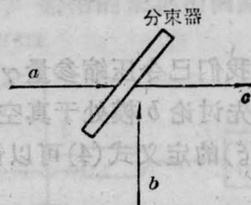


图1 光场的迭加

收稿日期: 1986年12月7日。

\* 中国科学院科学基金资助的课题。

\*\* 现在工作地址: 福建省南平师专物理系。

束光经分束器后进行迭加,如图 1 所示。

令  $a$ 、 $b$  分别为两束入射单模光场的消灭算符,  $c$  为迭加光场的消灭算符, 它由下式给出

$$c = \sqrt{\varepsilon} a + i\sqrt{1-\varepsilon} b. \quad (1)$$

我们将在各种入射场的情况下求出射场的性质。

两束光的迭加在量子理论中如何描述呢? 这个问题在 Glauber 引进相干态时已作了阐述<sup>[2]</sup>。若  $b$  模是相干态,  $\rho_a$ 、 $\rho_c$  分别为  $a$  模和  $c$  模的场密度算符, Glauber 指出,  $\rho_a$  和  $\rho_c$  应有如下关系

$$\rho_c = D(\alpha)\rho_a D^\dagger(\alpha), \quad (2)$$

其中,  $D(\alpha)$  为  $b$  模相干态的平移算符。后来 Yuen 指出, Glauber 的结果仅适用于光场具有正定、非奇异部表示 (即经典光场) 的场合, 而不能用于非经典光场 (如压缩态) 的迭加, 更一般的迭加公式应由光场的特征函数来描述。Yuen 导出如下结果<sup>[3]</sup>,

$$\chi_{c-1}^c(\xi) = \chi_{a-1}^a(\sqrt{\varepsilon}\xi) \chi_{b-1}^b(\sqrt{1-\varepsilon}\xi), \quad (3)$$

其中, 反正规排列的特征函数  $\chi_{c-1}^c(\xi)$  定义为

$$\chi_{c-1}^c(\xi) = \text{Tr}(\rho_c e^{-\xi^* c} e^{\xi c}) \quad (4)$$

而  $\chi_{a-1}^a(\xi)$  和  $\chi_{b-1}^b(\xi)$  有类同的定义式, 其中  $\xi$  是复参数。

我们将从方程 (3) 出发来讨论量子光场的迭加问题。首先研究  $a$  模是压缩真空态而  $b$  模为相干态的情况。

设  $a$  模为压缩真空态

$$|0, \gamma\rangle_a = S(\gamma)|0\rangle, \quad S(\gamma) = e^{\frac{1}{2}\gamma(\alpha^2 - \alpha^{*2})}. \quad (5)$$

为简便起见我们已令压缩参量  $\gamma$  为正实数。

我们首先讨论  $b$  模处于真空态  $|0\rangle$  的情况。由  $\chi_{c-1}^c(\xi)$  的定义式 (4) 可以计算出

$$\begin{aligned} \chi_{c-1}^c(\xi) &= \exp\left[-\frac{1}{2} \text{esh}\gamma \text{ch}\gamma (\xi^{*2} + \xi^2) - \xi^* \xi \text{sch}^2\gamma\right], \\ \chi_{b-1}^b(\xi) &= \exp[-\xi^* \xi (1-\varepsilon)]. \end{aligned}$$

再应用迭加原理 (3) 得到

$$\begin{aligned} \chi_{c-1}^c(\xi) &= \exp[K_2(\xi^{*2} + \xi^2) + (1-K_1)\xi^* \xi], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{其中} \quad K_2 &= -\frac{1}{2} \text{esh}\gamma \text{ch}\gamma, \\ K_1 &= 1 - \varepsilon + \varepsilon \text{ch}^2\gamma. \end{aligned}$$

利用下列公式可由特征函数  $\chi_{c-1}^c(\xi)$  计算模  $c$  的各阶矩:

$$\begin{aligned} \langle c^l c^m \rangle &= \text{Tr}(\rho_c c^l c^m) \\ &= \frac{\partial^{(l+m)}}{\partial (+\xi)^l \partial (-\xi^*)^m} \chi_{c-1}^c(\xi) \Big|_{\xi=0, \xi^*=1_0} \end{aligned} \quad (7)$$

结果表明  $c$  模的平均光子数为

$$\langle c^+ c \rangle = \text{esh}^2\gamma.$$

显然  $\text{sh}^2\gamma$  是压缩真空态的平均光子数<sup>[4]</sup>。因此, 出射场的平均光子数在这种场合下正是模  $a$  的平均光子数经分束器透过的部分。

定义模  $c$  的两正交相分量的振幅算符  $\chi_i$  为

$$\chi_1 = \frac{1}{2}(c + c^+), \quad \chi_2 = \frac{1}{2i}(c - c^+)$$

可以计算出

$$\begin{aligned} \langle (\Delta\chi_1)^2 \rangle_c &= \langle \chi_1^2 \rangle - \langle \chi_1 \rangle^2 \\ &= \frac{1}{4} [(1-\varepsilon) + \varepsilon e^{-2\gamma}] \end{aligned} \quad (8)$$

我们知道, 对于真空态有  $\langle (\Delta\chi_1)^2 \rangle_b = \frac{1}{4}$ , 对于压缩真空态有  $\langle (\Delta\chi_1)^2 \rangle_c = \frac{1}{4} e^{-2\gamma}$ 。(8) 式表明, 迭加场的  $\chi_1$  起伏变大, (8) 式的第一项是  $b$  模真空态的贡献, 第二项是  $a$  模压缩真空态的贡献。迭加模的起伏是两个光场起伏贡献之和。不难看出,  $c$  模的压缩效应显然小于  $a$  模的压缩效应, 而且, 随着  $\varepsilon$  增加,  $c$  模压缩量将增大, 但不可能超过入射  $a$  模的压缩量。

迭加模  $c$  的二阶相干度  $g_c^{(2)}$

$$g_c^{(2)}(0) = 1 + \frac{\text{ch}2\gamma}{\text{sh}^2\gamma} \quad (9)$$

也正是压缩真空态的二阶相干度。可见迭加模具有与模  $a$  相同的二阶相干度, 真空态  $b$

对  $g_c^{(2)}(0)$  不产生影响。

其次,若模  $b$  是相干态  $|\alpha\rangle$ , 而模  $a$  仍是压缩真空态。重复前面的计算可以得到

$$\chi_1^{(2)}(\xi) = \exp[K_1(\xi^{**} + \xi^2) + \sqrt{1-\varepsilon}(\alpha^*\xi - \alpha\xi^*) + K_3\xi^*\xi] \quad (10)$$

其中

$$\alpha = |\alpha|e^{i\varphi}, K_1 = -\frac{1}{2}\text{esh}\gamma\text{ch}\gamma, K_3 = -\text{esh}^2\gamma$$

$$\langle c^+c \rangle = \text{esh}^2\gamma + (1-\varepsilon)|\alpha|^2. \quad (11)$$

显然,上式右边第一项是  $a$  模压缩真空态平均光子数透过的部分,而第二项是  $b$  模相干态平均光子数透过的部分。

迭加模  $c$  的  $\chi_1$  均方差为

$$\langle (4\chi_1)^2 \rangle = \frac{1}{4}[(1-\varepsilon) + \varepsilon e^{-2\gamma}], \quad (12)$$

此式与(8)式相同。可见  $b$  模为真空态或者相干态对迭加场的  $\chi_1$  起伏的影响相同。这是不难理解的,因为真空态和相干态的量子起伏本质上是相同的。

迭加场的二阶相干度为

$$g_c^{(2)}(0) = 1 + \frac{\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon^2 \text{sh}^2\gamma \text{ch}2\gamma + 2\varepsilon(1-\varepsilon)|\alpha|^2 \\ \times \left( \text{sh}^2\gamma - \frac{1}{2}\text{sh}2\gamma \cos 2\varphi \right) \end{array} \right\}}{[\text{esh}^2\gamma + (1-\varepsilon)|\alpha|^2]^2} \quad (13)$$

可见,  $g_c^{(2)}(0)$  不仅与  $\gamma$ 、 $\varepsilon$  有关,还与  $\alpha$  即  $|\alpha|$  和  $\varphi$  有关。对于某一范围的  $\alpha$ ,  $g_c^{(2)}(0) < 1$ , 这表明,利用压缩真空态(聚束效应)与适当的相干态的光场迭加可以获得反聚束效应。下面我们来寻找迭加模  $c$  产生反聚束效应的条件。若令

$$|\alpha|_0^2 = \frac{\varepsilon \text{sh}^2\gamma \text{ch}2\gamma}{(1-\varepsilon)(\text{sh}^2\gamma \cos 2\varphi - 2\text{sh}^2\gamma)}, \quad (14)$$

$$\varepsilon \neq 1,$$

则(13)式变为

$$g_c^{(2)}(0) = 1 - \frac{\left\{ (|\alpha|^2 - |\alpha_0|^2 \varepsilon (1-\varepsilon)) \cdot (\text{sh}2\gamma \cos 2\varphi - 2\text{sh}^2\gamma) \right\}}{[\text{esh}^2\gamma + (1-\varepsilon)|\alpha|^2]^2} \quad (15)$$

由(14)式可知,为了使  $|\alpha|_0^2$  有意义,即  $|\alpha|_0^2 > 0$ , 要求相干态的幅角  $\varphi$  满足

$$\cos 2\varphi > \frac{2\text{sh}^2\gamma}{\text{sh}2\gamma} = \cos 2\varphi_0. \quad (16)$$

显然,  $\varphi$  角的范围由压缩参数  $\gamma$  所确定。 $\varphi_0$  与  $\gamma$  的关系如图2所示,随着  $\gamma$  增大,  $\varphi_0$  角单调地减少。

在  $\varphi$  满足条件(16)时所有  $|\alpha| > |\alpha|_0$  的相干态与压缩真空态迭加之后均可以产生呈现反聚束效应的迭加场。在  $\gamma = 0.5$ ,  $\varepsilon = \frac{1}{2}$  时,如图3所示,处于阴影区域的相干态,均可使迭加模呈反聚束。而在非阴影区域的相干态则使迭加模呈聚束效应。当然,根据(12)式,只要  $\varepsilon < 1$ ,  $\gamma > 0$ , 所有相干态与压缩真空

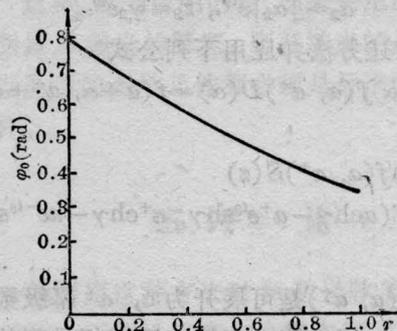


图2  $\varphi_0$  与  $\gamma$  的关系

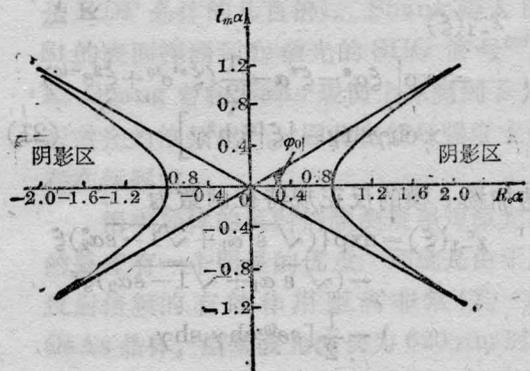


图3 相干态的相空间

态的迭加场呈压缩效应。在图3两区域的交界线上的相干态可使迭加场的  $g_c^{(2)}(0)=1$ , 但此迭加场不是相干态, 我们称之为准泊松分布场 (quasi-poisson distribution)<sup>[6]</sup>。在探测压缩态的零拍实验中, 模  $b$  的相干态作为本地光场, 通常假定其平均光子数  $|\alpha|^2$  很大, 就是为了确保迭加场在适当位相值下可以呈现反聚束效应。这正是(15)式在  $|\alpha| > |\alpha_0|$  的情况。但尚未有人讨论过如图3所示的一般情况。

### 三、压缩态光场之间的迭加

我们现在讨论两个不同参数的压缩态光场相迭加的一般问题。设  $a$  模和  $b$  模分别处于不同的压缩态,

$$|\alpha_1 z_1\rangle_a = D(\alpha_1) S(z_1) |0\rangle, \\ \alpha_1 = |\alpha_1| e^{i\varphi_1}, z_1 = \gamma_1 e^{i\theta_1}, \quad (17)$$

$$|\alpha_2 z_2\rangle_b = D(\alpha_2) S(z_2) |0\rangle, \\ \alpha_2 = |\alpha_2| e^{i\varphi_2}, z_2 = \gamma_2 e^{i\theta_2}. \quad (18)$$

按照前述方法并应用下列公式

$$D^+(a) f(a, a^+) D(a) = f(a + \alpha, a^+ + \alpha^*), \quad (19)$$

$$S^+(z) f(a, a^+) S(z) \\ = f(a \operatorname{ch} \gamma - a^+ e^{i\theta} \operatorname{sh} \gamma, a^+ \operatorname{ch} \gamma - a e^{-i\theta} \operatorname{sh} \gamma), \quad (20)$$

其中  $f(a, a^+)$  是可展开为  $a, a^+$  幂级数的函数。我们可计算出压缩态反正规排列的特征函数  $\chi_{-1}(\xi)$  为

$$\chi_{-1}(\xi) \\ = \exp \left[ \xi \alpha^* - \xi^* \alpha - \frac{1}{2} (\xi^{*2} e^{i\theta} + \xi^2 e^{-i\theta}) \right. \\ \left. \times \operatorname{ch} \gamma \operatorname{sh} \gamma - |\xi|^2 \operatorname{ch}^2 \gamma \right], \quad (21)$$

迭加场  $c$  模的反正规特征函数为

$$\chi_{-1}^c(\xi) = \exp \{ (\sqrt{\varepsilon} \alpha_1^* + \sqrt{1-\varepsilon} \alpha_2^*) \xi \\ - (\sqrt{\varepsilon} \alpha_1 + \sqrt{1-\varepsilon} \alpha_2) \xi^* \\ - \frac{1}{2} [\varepsilon e^{i\theta_1} \operatorname{ch} \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_1 \\ + (1-\varepsilon) e^{i\theta_2} \operatorname{ch} \gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_2] \xi^{**} \}$$

$$- \frac{1}{2} [\varepsilon e^{-i\theta_1} \operatorname{sh} \gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_1 \\ + (1-\varepsilon) e^{-i\theta_2} \operatorname{sh} \gamma_2 \operatorname{ch} \gamma_2] \xi^2 \\ - [\varepsilon \operatorname{ch}^2 \gamma_1 + (1-\varepsilon) \operatorname{ch}^2 \gamma_2] |\xi|^2 \}, \quad (22)$$

平均光子数为

$$\langle c^+ c \rangle = \varepsilon \operatorname{sh}^2 \gamma_1 + (1-\varepsilon) \operatorname{sh}^2 \gamma_2 + \varepsilon |\alpha_1|^2 \\ + (1-\varepsilon) |\alpha_2|^2 + 2 \sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)} \\ \times |\alpha_1| |\alpha_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (23)$$

上式最后一项为干涉项。由此可见迭加场的干涉项与  $a$  模和  $b$  模的压缩参数无关, 两压缩态之间的干涉图样与压缩参数为零时的两相干态之间干涉的相同。压缩效应对迭加场强度的贡献只表现为相应的压缩真空态平均光子数透过的部分, 它增大了背景亮度, 降低了干涉条纹的可见度。

同样可算出迭加场正交位相振幅分量的起伏  $\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle$  为

$$\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon (\operatorname{ch}^2 \gamma_1 - \operatorname{ch} \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_1 \cos \theta_1) \right. \\ \left. + (1-\varepsilon) (\operatorname{ch}^2 \gamma_2 \right. \\ \left. - \operatorname{ch} \gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_2 \cos \theta_2) - \frac{1}{2} \right\}. \quad (24)$$

可见迭加场  $c$  模的起伏  $\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle$  实质上就是两个压缩真空态迭加的起伏, 它与  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  无关。当两个压缩参数的压缩角  $\theta_i$  满足  $\cos \theta_i = 1 (i=1, 2)$  时,  $\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle$  达到最小值, 这时迭加场达到最大的压缩, 即

$$\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle_{\min} = \frac{1}{4} [\varepsilon e^{-2\gamma_1} + (1-\varepsilon) e^{-2\gamma_2}]. \quad (25)$$

当压缩角  $\theta_i (i=1, 2)$  满足  $\cos \theta_i = -1$  时,  $\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle$  达最大值, 这时压缩效应最小, 即

$$\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle_{\max} = \frac{1}{4} [\varepsilon e^{2\gamma_1} + (1-\varepsilon) e^{2\gamma_2}]. \quad (26)$$

这里我们假定  $\gamma_i > 0$ , 故  $\langle (\Delta \chi_1)^2 \rangle_{\max}$  总是大于真空起伏的; 而另一个分量的起伏  $\langle (\Delta \chi_2)^2 \rangle$  则达最小。但不管在什么情况下, 迭加场的

起伏永远大于入射场的起伏。

通常引进如下  $Q$  参数来描述光场的光子统计分布特性, 即

$$Q = \frac{\langle (\Delta N)^2 \rangle - \langle N \rangle}{\langle N \rangle},$$

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2, \quad \langle N \rangle = \langle c^+ c \rangle \quad (27)$$

当  $Q > 0$  时, 光场呈超泊松分布; 而当  $Q < 0$  时为亚泊松分布。经过稍长的运算, 迭加场  $c$  模的  $Q$  参数可表示为

$$Q = \{ [\varepsilon \text{sh}^2 \gamma_1 + (1 - \varepsilon) \text{sh}^2 \gamma_2]^2 + 2[\varepsilon \text{sh}^2 \gamma_1 + (1 - \varepsilon) \text{sh}^2 \gamma_2] \times [\varepsilon |\alpha_1|^2 + (1 - \varepsilon) |\alpha_2|^2] + 2\sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)} |\alpha_1| |\alpha_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] + 1/4[\varepsilon^2 \text{sh}^2 2\gamma_1 + (1 - \varepsilon)^2 \text{sh}^2 2\gamma_2 + 2\varepsilon(1 - \varepsilon) \text{sh} 2\gamma_1 \text{sh} 2\gamma_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)] - \varepsilon \text{sh} 2\gamma_1 [\varepsilon |\alpha_1|^2 \cos(2\varphi_1 - \theta_1) + (1 - \varepsilon) |\alpha_2|^2 \cos(2\varphi_2 - \theta_1) + 2\sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)} |\alpha_1| |\alpha_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1 - \theta_1)] - (1 - \varepsilon) \text{sh} 2\gamma_2 [\varepsilon |\alpha_1|^2 \cos(2\varphi_1 - \theta_2) + (1 - \varepsilon) |\alpha_2|^2 \cos(2\varphi_2 - \theta_2) + 2\sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)} |\alpha_1| |\alpha_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1 - \theta_2)] \} \div [\varepsilon \text{sh}^2 \gamma_1 + (1 - \varepsilon) \text{sh}^2 \gamma_2 + \varepsilon |\alpha_1|^2 + \varepsilon |\alpha_2|^2 + 2\sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)} |\alpha_1| |\alpha_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] \quad (28)$$

可见光场的统计特性由诸因素所决定。为了进一步分析各种干涉效应对光子统计特性即  $Q$  值的影响, 我们取  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ ,  $|\alpha_1| = |\alpha_2| = |\alpha|$ , 则(28)式可简化为

$$Q = \left[ \text{sh}^4 \gamma + 4\text{sh}^2 \gamma |\alpha|^2 \cos^2 \frac{\Delta \varphi}{2} + \frac{1}{4} \text{sh}^2 2\gamma \cos^2 \frac{\Delta \theta}{2} - |\alpha|^2 \text{sh} 2\gamma \cos \frac{\Delta \theta}{2} \times \cos \left( \varphi_1 + \varphi_2 - \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right) (1 + \cos \Delta \varphi) \right] \div \left[ \text{sh}^2 \gamma + 2|\alpha|^2 \cos^2 \frac{\Delta \varphi}{2} \right] \quad (29)$$

其中  $\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1$ ,  $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ 。

我们先研究两个压缩真空态  $|0, \gamma e^{i\theta_1}\rangle$  和  $|0, \gamma e^{i\theta_2}\rangle$  迭加的情况。此时  $Q$  为

$$Q = \text{sh}^2 \gamma + \text{ch}^2 \gamma \cos^2 \frac{\Delta \theta}{2} \quad (30)$$

图4表示在  $\gamma = 0.5$  时,  $Q$  值随  $\Delta \theta$  变化情况。结果表明, 两个压缩真空态迭加总是呈聚束效应(超泊松分布)。当然随着  $\Delta \theta$  的变化,  $Q$  也随之发生周期性变化。在  $\Delta \theta = (2n+1)\pi$ ,  $n$  为整数时,  $Q$  达最小值, 但总大于零。

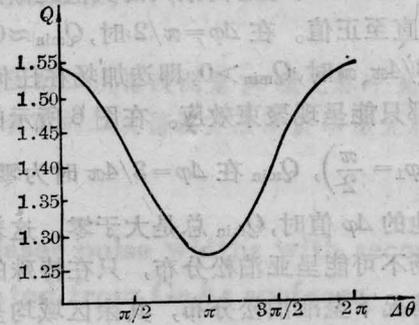


图4 两压缩真空态迭加的  $Q$  参数

在式(29)的一般情况下,  $Q$  参数随  $\Delta \theta$  和  $\Delta \varphi$  的变化如图5所示。其中, 为方便起见,

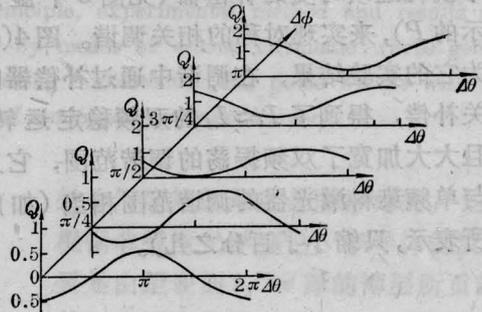


图5 两个压缩态迭加的  $Q$  参数 ( $\varphi_1=0$ )

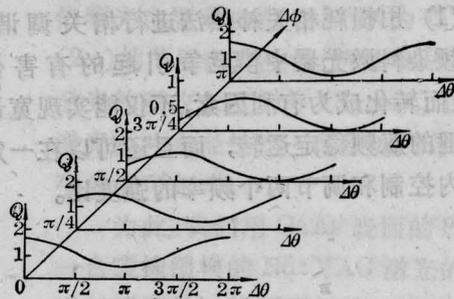


图6 两个压缩态迭加的  $Q$  参数 ( $\varphi_1=\frac{\pi}{2}$ )

取 $|\alpha|=1.5$ ,  $\theta_1=0$ 及 $\varphi_1=0$ 。若取 $\varphi_1=\pi/2$ ,  $Q$ 参数如图6所示。结果表明, $Q$ 值是 $\Delta\theta$ 的周期函数,但 $\theta$ 值的大小及 $Q$ 达到最小值时的 $\Delta\theta$ 值均与 $\Delta\varphi$ 和 $\varphi_1$ 的值有关。在图5所示的场合下,对应于 $\Delta\varphi=0$ 。当 $\Delta\theta=0$ 或 $2\pi$ 时, $Q$ 达最小值 $Q_{\min}=-0.5$ 。与其他 $\Delta\varphi$ 值的情况相比,此时的 $Q_{\min}$ 有最大的负值。随着 $\Delta\varphi$ 的增大,相应于 $Q_{\min}$ 的 $\Delta\theta$ 值也变大,而且所能达到的 $Q_{\min}$ 由最大的负值逐渐过渡到零,直至正值。在 $\Delta\varphi=\pi/2$ 时, $Q_{\min}\approx 0$ ,在 $\Delta\varphi=3/4\pi$ 时, $Q_{\min}>0$ ,即迭加场在任何 $\Delta\theta$ 值下都只能呈现聚束效应。在图6所示的场合下( $\varphi_1=\frac{\pi}{2}$ ),  $Q_{\min}$ 在 $\Delta\varphi=3/4\pi$ 时为零。而在其他的 $\Delta\varphi$ 值时, $Q_{\min}$ 总是大于零。这表明迭加场不可能呈亚泊松分布,只在特殊的位相角情况下呈准泊松分布,其余区域均呈超

泊松分布。

总之,两个压缩态光场的迭加,由于各位相角之间产生的干涉效应,使迭加场呈现出很复杂的光子统计特性。除以上讨论之外, $Q$ 值还取决于参数 $\gamma$ 、 $|\alpha|$ 以及 $s$ ,调整其中的任一参数都可以获得不同统计特性的迭加场。

### 参 考 文 献

- 1 郭光灿 *et al.* 量子电子学, 1987; 4(1):1
- 2 Glauber R J. *Phys. Rev.*, 1963; 130(6): 2529
- 3 Yuen H.P. in "Proceeding of the Fifth Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics", ed. by Mandel L.L., Wolf E, Plenum Press, 1983
- 4 范洪义, 郭光灿. 光学学报, 1985; 5(9): 804
- 5 郭光灿, 王善祥. Report in '87 International Conference of Laser (Xiamen, China), Digest of the Conference, p. 224

(上接第 275 页)

我们在实验装置的一个支腔中, 插入了一个损耗连续可变的补偿器(见图3中虚线表示的 $P$ ), 来实现对称的相关调谐。图4(c)即为它的实验结果, 在调谐中通过补偿器的相关补偿, 得到了 $I_1 \approx I_2$ 的双频稳定运转。而且大大加宽了双频振荡的调谐范围, 它几乎与单频染料激光器的调谐范围相当(如虚线所表示, 只缩小了百分之几)。

(2) 采用相同的支腔结构和参数, 具有对称的振荡状态图, 有利于实现宽调谐范围的双频稳定运转。

(3) 这一相关调谐原理, 原则上也适用于多频染料激光器。

(4) 损耗相关补偿, 完全可通过光电自动控制来实现, 因而可以制成一种实用的激光器。

### 参 考 文 献

- 1 Zalewski E F *et al.* *Appl Opt.*, 1971; 10:2773
- 2 Williams S W. *Opt. Commun.*, 1983; 45:112
- 3 朱文森 *et al.* 中国激光, 1983; 10:581
- 4 韩全生 *et al.* 中国激光, 1984; 11:321
- 5 潘少华. 物理学报, 1981; 30:1067
- 6 许祖彦 *et al.* 物理学报, 1981; 30:820
- 7 李师群 *et al.* 光学学报, 1983; 3:853
- 8 刘庆. 宽通带耦合的窄带双频染料激光器的研究(学位论文)

## 五、结论和讨论

(1) 用损耗相关补偿法进行相关调谐, 使双频染料激光器中模竞争引起的有害作用, 反而转化成为有利因素, 不仅能实现宽调谐范围的双频稳定运转, 而且还可以在一定范围内控制和调节两个频率的强度比。