

王俊锋<sup>1</sup> 顾芳<sup>1</sup> 徐林华<sup>1</sup> 吴红艳<sup>1</sup> 袁成<sup>1</sup>

# 利用多通道的光学超晶格产生对纠缠的连续变量频率梳

## 摘要

提出了一种实验上可行的,通过光学谐振腔内多通道参量下转换过程直接产生多色连续变量对纠缠频率梳的方案,腔内增益介质为周期极化的准相位匹配的钽酸锂(LiTaO<sub>3</sub>)一维光学超晶格.通过连续变量纠缠判据证明了每个通道中产生的每对参量光之间是相互纠缠的.讨论了对纠缠频率梳的纠缠特性随系统参数的变化.此方案在量子通信网络中有着一定的应用前景.

## 关键词

光学超晶格;准相位匹配;非简并参量下转换;量子纠缠;频率梳

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

收稿日期 2013-10-30

资助项目 国家自然科学基金(51245010,51405242);江苏省自然科学基金(BK2012463);南京信息工程大学实验室开放项目(N1081005299)

## 作者简介

王俊锋,女,博士,讲师,主要从事量子纠缠源的产生及在量子通信中的应用.

fengchuqi@126.com

<sup>1</sup> 南京信息工程大学 物理与光电工程学院,南京,210044

## 0 引言

量子纠缠是量子系统中最奇妙的一种现象,也是量子信息这一新兴学科的核心资源<sup>[1]</sup>.它在量子计算和量子通信中具有任何经典系统都无法与之相比拟的优势,因此量子纠缠源的产生是量子信息科学中一项重要的工作,自然也成为人们十分关心的一个问题.到目前为止,已经有很多关于如何产生纠缠源的理论 and 实验文章.除了关于分离变量的工作<sup>[2-3]</sup>,关于连续变量的工作也很多<sup>[4-5]</sup>.众所周知,连续变量有它独特的优点,即在量子信息传输<sup>[6-7]</sup>和普通量子计算中的高效性<sup>[8]</sup>.随着量子信息科学的发展,多色多组份连续变量纠缠成为多信道大容量量子通信的关键因素,可以应用在量子信息网络<sup>[9]</sup>、量子克隆<sup>[10]</sup>以及可控的量子密集编码<sup>[4,11]</sup>等方面,所以在产生多色多组份连续纠缠变量方面,各国科学家都做出了很大努力.到目前为止,产生多组份连续变量纠缠的主要方法还是通过简并参量振荡产生单模压缩态或者是非简并参量放大产生双模压缩态,然后利用线性光学元件——分束器进行线性组合得到真正的多模纠缠态<sup>[11]</sup>,但是这种方法得到的多组份纠缠态模式和频率单一,不利于量子信息科学的发展.要想得到多色连续变量纠缠,利用非线性相互作用过程来实现是一个比较好的选择.多色连续变量纠缠在实际应用中具有很重要的意义,不仅可以应用在频率可调的量子信息方面,在高效率光探测器方面也有重要应用.因为光探测器一般只适用于特定有限的波长范围,而通过非线性相互作用可把波长转换到探测器的探测范围内,而可调的量子信息在量子网络中可用于光与介质的耦合,如利用原子进行编码与信息存储<sup>[12]</sup>和利用大气和光纤窗口进行信息传输<sup>[13-14]</sup>等.

自20世纪60年代起,人们开始了对光参量振荡器(OPO)的研究,80年代,光参量振荡器已经成为产生压缩态光场的主要方式之一<sup>[15]</sup>.1988年,Reid和Drummond又从理论上证明:工作在阈值以上的非简并光学参量振荡器(NOPO)产生的孪生光束具有天然的关联特性,即NOPO也可以用来产生Einstein-Podolsky-Rosen(EPR)连续变量纠缠态<sup>[16]</sup>.1992年,区泽宇等<sup>[17]</sup>利用运转于阈值以下的连续波OPO,第一次从实验上得到EPR连续变量纠缠态.此后OPO在连续变

量子信息中得到了广泛的应用<sup>[1,11,14,18]</sup>.2006年 Villar 小组利用阈值以上的 OPO 产生明亮的 3 组份纠缠,并在随后的实验上得到验证<sup>[19-20]</sup>.俞友斌等也研究了有弱信号输入情况下的光参量放大产生的明亮 2 组份<sup>[21]</sup>及 3 色 3 组份纠缠<sup>[22]</sup>.

本文提出了一个通过光学谐振腔内多通道参量下转换过程直接产生多色连续变量对纠缠频率梳的方案,腔内增益介质为多通道周期极化的准相位匹配的钽酸锂 (LiTaO<sub>3</sub>) 一维光学超晶格.该方案是受先前实验结果的启发提出来的<sup>[23]</sup>.产生的参量光具有相同的频率间隔,这可以作为频率梳,应用在制作高精度的光学时钟.其精度远高于铯原子时钟,所以这对于超精细光谱研究,无线通信和全球定位系统等有很大的促进作用.而且本方案产生的频率梳不但具有连续变量对纠缠的特性,还是双模压缩态光场,通过分束器进行线性组合可以得多组份连续变量纠缠光场,可更好地应用到量子信息网络中.

## 1 理论模型

设计一个多通道周期极化的钽酸锂光学超晶格作为参量增益介质<sup>[24]</sup>,每个通道的周期不同.用频率  $\omega_0$ ,相应波长为  $\lambda_0$  的泵浦光泵浦增益介质,每个通道通过参量下转换过程产生频率分别为  $\omega_i, \omega_{-i}$ ,对应波长分别为  $\lambda_i, \lambda_{-i}$  的参量光,这里  $i, -i$  分别表示不同通道内参量下转换产生的信号光和闲置光场.为了简单起见,本文只讨论 3 个通道的情形.每个通道参量下转换过程所满足的能量和动量守恒条件为: $\omega_0 = \omega_i + \omega_{-i}, k_0 = k_i + k_{-i} + G_i, i = 1, 2, 3$ ,其中  $G_i$  为每个通道所提供的倒格矢,用来满足此通道内非线性过程中的相位失配,如图 1 所示.通过合理设计各个通道的周期大小使产生的参量光频率满足如下条件: $\omega_i = \omega_0/2 + (2i-1)\Delta/2, \omega_{-i} = \omega_0/2 - (2i-1)\Delta/2$ .其中  $\Delta$  为每束光之间的频率间隔.

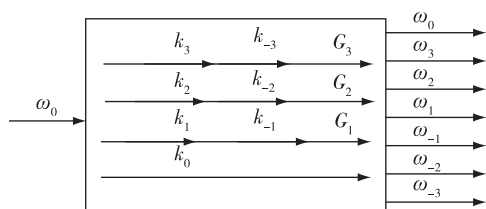


图 1 非线性相互作用过程的准相位匹配方案  
Fig. 1 The quasi-phase-matched schematic diagram for the nonlinear interaction

根据需要本文设计了一个三通道周期结构的 LiTaO<sub>3</sub> 光学超晶格.泵浦光波长  $\lambda_0 = 780$  nm,通过 3 个通道中的非简并参量下转换过程产生波长分别为  $\lambda_1 = 1 546$  nm,  $\lambda_2 = 1 521$  nm,  $\lambda_3 = 1 497$  nm 信号光和波长分别为  $\lambda_{-1} = 1 574$  nm,  $\lambda_{-2} = 1 601$  nm,  $\lambda_{-3} = 1 629$  nm 的闲置光,这 6 束光的波长都处于光纤通信窗口之内,可以直接利用光纤进行信息编码及传输<sup>[13-14]</sup>.根据 LiTaO<sub>3</sub> 晶体的色散特性和相位匹配条件,可以计算得到一维光学超晶格 3 个通道的周期参数分别为  $\Lambda_1 = 20.931 8 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda_2 = 20.936 0 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda_3 = 20.943 9 \mu\text{m}$  以及相位匹配温度为  $T = 300$  °C.

把设计好的光学超晶格放入一个单端光学谐振腔中,如图 2 所示.用频率为  $\omega_0$  的相干泵浦光源泵浦此谐振腔,本文只研究光参量震荡 (OPO) 工作在阈值以下的情况,腔内各个光场的相互作用哈密顿量可表示为<sup>[25]</sup>

$$\hat{H}_I = i\hbar e^{-i\omega_0 t} (\kappa_1 \hat{a}_1^+ \hat{a}_{-1}^+ + \kappa_2 \hat{a}_2^+ \hat{a}_{-2}^+ + \kappa_3 \hat{a}_3^+ \hat{a}_{-3}^+ + \dots) + H.c., \quad (1)$$

这里  $H.c.$  表示第一项的厄米共轭,  $\hat{a}_{\pm i}, \hat{a}_{\pm i}^+ (i = 1, 2, 3)$  分别对应频率为  $\omega_i, \omega_{-i}$  腔模的湮灭及产生算符,  $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$  为 3 个通道内的非线性耦合系数,与非线性极化率、超晶格结构参数和泵浦光强度成正比,在计算中一般取实数<sup>[17]</sup>.

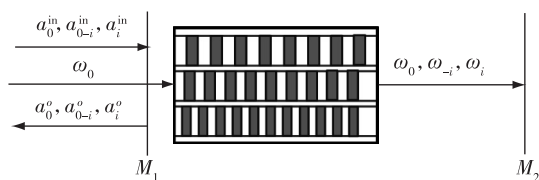


图 2 单端谐振腔的结构示意(光学超晶格有 3 个通道,各个通道具有不同的周期结构,其中  $M_1, M_2$  为谐振腔腔镜)

Fig. 2 Sketch of the one-sided cavity and the multichannel periodically poled optical superlattice, with  $M_1$  and  $M_2$  as cavity mirrors

## 2 运动方程及输出场量子涨落

根据 Gardiner 和 Collett 提出的关于单端腔量子场的演化公式<sup>[26]</sup>,腔内光场所满足的量子郎之万方程可表示为

$$\tau \frac{d\hat{a}_1}{dt} = -i\omega_1 \tau \hat{a}_1 + \kappa_1 \hat{a}_{-1}^+ e^{-i\omega_0 t} - \frac{\gamma_1}{2} \hat{a}_1 + \sqrt{\gamma_1} \hat{a}_1^{\text{in}},$$

$$\tau \frac{d\hat{a}_{-1}}{dt} = -i\omega_{-1} \tau \hat{a}_{-1} + \kappa_1 \hat{a}_1^+ e^{-i\omega_0 t} - \frac{\gamma_{-1}}{2} \hat{a}_{-1} + \sqrt{\gamma_{-1}} \hat{a}_{-1}^{\text{in}},$$

$$\begin{aligned}\tau \frac{d\hat{a}_2}{dt} &= -i\omega_2\tau\hat{a}_2 + \kappa_2\hat{a}_{-2}^+ e^{-i\omega_2 t} - \frac{\gamma_2}{2}\hat{a}_2 + \sqrt{\gamma_1}\hat{a}_2^{\text{in}}, \\ \tau \frac{d\hat{a}_{-2}}{dt} &= -i\omega_{-2}\tau\hat{a}_{-2} + \kappa_2\hat{a}_2^+ e^{-i\omega_2 t} - \frac{\gamma_{-2}}{2}\hat{a}_{-2} + \sqrt{\gamma_{-2}}\hat{a}_{-2}^{\text{in}}, \\ \tau \frac{d\hat{a}_3}{dt} &= -i\omega_3\tau\hat{a}_3 + \kappa_3\hat{a}_{-3}^+ e^{-i\omega_3 t} - \frac{\gamma_3}{2}\hat{a}_3 + \sqrt{\gamma_3}\hat{a}_3^{\text{in}}, \\ \tau \frac{d\hat{a}_{-3}}{dt} &= -i\omega_{-3}\tau\hat{a}_{-3} + \kappa_3\hat{a}_3^+ e^{-i\omega_3 t} - \frac{\gamma_{-3}}{2}\hat{a}_{-3} + \sqrt{\gamma_{-3}}\hat{a}_{-3}^{\text{in}},\end{aligned}\quad (2)$$

以及它们的共轭方程.其中 $\tau$ 是光场在腔内循环1周所用的时间,这里假设对每个腔内光场 $\tau$ 都相同, $\hat{a}_i^{\text{in}}, \hat{a}_{-i}^{\text{in}} (i=1,2,3)$ 为入射场算符, $\gamma_{\pm i}$ 为各个场的损耗系数,与腔镜的反射系数 $r_{\pm i}$ 、透射系数 $t_{\pm i}$ 相关,且满足如下关系: $r_{\pm i} = 1 - \gamma_{\pm i}/2, t_{\pm i} = \sqrt{\gamma_{\pm i}}$ ,为了简化计算,假设所有的损耗系数都相等,并用 $\gamma$ 来表示.

为了计算方便,在旋转框架内对郎之万方程进行傅里叶变换,相应的变换形式为 $\hat{A}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{A}(t) e^{-i\omega t}$ ,再利用腔的输入输出关系<sup>[31]</sup>:

$A_{\pm i}^o = \sqrt{\gamma_{\pm i}} A_{\pm i} - A_{\pm i}^{\text{in}}$ ,可得到输出场的矩阵表达式为

$$\mathbf{A}^o = (\mathbf{B}\mathbf{M}^{-1}\mathbf{B} - \mathbf{I})\mathbf{A}^{\text{in}}, \quad (3)$$

这里,  $\mathbf{A}^o = [\hat{A}_1^o, \hat{A}_{-1}^o, \hat{A}_2^o, \hat{A}_{-2}^o, \hat{A}_3^o, \hat{A}_{-3}^o, \hat{A}_1^{o+}, \hat{A}_{-1}^{o+}, \hat{A}_2^{o+}, \hat{A}_{-2}^{o+}, \hat{A}_3^{o+}, \hat{A}_{-3}^{o+}]$

$\mathbf{A}^{\text{in}} = [\hat{A}_1^{\text{in}}, \hat{A}_{-1}^{\text{in}}, \hat{A}_2^{\text{in}}, \hat{A}_{-2}^{\text{in}}, \hat{A}_3^{\text{in}}, \hat{A}_{-3}^{\text{in}}, \hat{A}_1^{\text{in}+}, \hat{A}_{-1}^{\text{in}+}, \hat{A}_2^{\text{in}+}, \hat{A}_{-2}^{\text{in}+}, \hat{A}_3^{\text{in}+}, \hat{A}_{-3}^{\text{in}+}]$ ,

$$\mathbf{B} = \sqrt{\gamma}\mathbf{I}_B, \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_1 & \mathbf{M}_2 \\ \mathbf{M}_2 & \mathbf{M}_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_1 = \left( i\omega\tau + \frac{\gamma}{2} \right) \mathbf{I}_{M_1},$$

$$\mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -\kappa_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\kappa_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\kappa_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\kappa_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\kappa_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\kappa_3 & 0 \end{pmatrix}.$$

其中 $\mathbf{I}_B$ 和 $\mathbf{I}_{M_1}$ 分别为 $12 \times 12$ 和 $6 \times 6$ 的单位矩阵.

因为连续变量量子纠缠特性是通过各个光场正交分量的量子噪声关联来反映的,所以这里要研究各个光场正交振幅 $\hat{X}$ 与正交位相 $\hat{Y}$ 的量子涨落.正交振幅和正交位相分别定义为 $\hat{X}_i = (\hat{A}_i^o + \hat{A}_i^{o+}), \hat{Y}_i = -i(\hat{A}_i^o - \hat{A}_i^{o+})$ ,则输出场正交分量在频率域的表达为

$$\mathbf{D}^o = \mathbf{T}_0(\mathbf{B}\mathbf{M}^{-1}\mathbf{B} - \mathbf{I}_B)\mathbf{T}_0^{-1}\mathbf{D}^{\text{in}}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{D}^o = [\hat{X}_1, \hat{X}_{-1}, \hat{X}_2, \hat{X}_{-2}, \hat{X}_3, \hat{X}_{-3}, \hat{Y}_1, \hat{Y}_{-1}, \hat{Y}_2, \hat{Y}_{-2},$

$$\begin{aligned}& \hat{Y}_3, \hat{Y}_{-3}]^T, \\ \mathbf{D}^{\text{in}} &= [\hat{X}_1^{\text{in}}, \hat{X}_{-1}^{\text{in}}, \hat{X}_2^{\text{in}}, \hat{X}_{-2}^{\text{in}}, \hat{X}_3^{\text{in}}, \hat{X}_{-3}^{\text{in}}, \hat{Y}_1^{\text{in}}, \hat{Y}_{-1}^{\text{in}}, \hat{Y}_2^{\text{in}}, \\ & \hat{Y}_{-2}^{\text{in}}, \hat{Y}_3^{\text{in}}, \hat{Y}_{-3}^{\text{in}}]^T, \\ \mathbf{T}_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ -i & i & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 1 & 1 \\ 0 & \cdots & \cdots & -i & i \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

### 3 输出场的量子纠缠特性的分析及讨论

根据段路明等提出的2组份连续变量纠缠的充分必要判据<sup>[27]</sup>,详细讨论6束参量光场之间的连续变量纠缠特性随不同参数的变化关系.定义变量:

$$\hat{U} = \sum_i h_i \hat{X}_i + h_{-i} \hat{X}_{-i}, \hat{V} = \sum_i g_i \hat{Y}_i + g_{-i} \hat{Y}_{-i}, \text{这里 } h_i =$$

$g_i = g_{-i} = 1, h_{-i} = -1$ ,则段路明判据可表示为

$$S_{i,-i} = \langle \delta^2(X_i - X_{-i}) \rangle + \langle \delta^2(Y_i + Y_{-i}) \rangle \geq 1, \quad (5)$$

$$S_{\pm i, \pm(i+1)} = \langle \delta^2(X_{\pm i} - X_{\pm(i+1)}) \rangle +$$

$$\langle \delta^2(Y_{\pm i} + Y_{\pm(i+1)}) \rangle \geq 1, \quad (6)$$

这里 $S_{i,-i}$ 表示各个通道中参量下转换产生的2束光之间的量子关联谱函数, $S_{\pm i, \pm(i+1)}$ 表示相邻通道产生的光束之间的量子关联谱函数.如果违背不等式(5),说明每个通道产生的一对参量光束是纠缠的,如果违背不等式(6),说明相邻通道间的光束是相互纠缠的.

下面给每个参数赋值,并对量子关联谱函数进行详细的分析与讨论.通过计算在图3中画出了量子关联谱函数 $S_{i,-i}$ 随归一化分析频率 $\Omega = \omega\tau/\gamma$ 的变化曲线.其中 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma = 0.02, \kappa_1 = 0.6\gamma, \kappa_2 = 0.7\gamma, \kappa_3 = 0.8\gamma$ .由图3可以看出 $S_{1,-1}, S_{2,-2}, S_{3,-3}$ 的值都小于1,违背不等式(5),所以由同一通道产生的信号光和闲置光之间是相互纠缠的.而且每个通道产生的光束之间满足频率等间隔,形成连续变量对纠缠的频率梳.

利用图3中同样的系统参数,通过计算,在图4中画出了相邻通道产生的光束之间的量子关联谱函数 $S_{i,i+1}, S_{-i,-i+1} (i=1,2)$ 随归一化分析频率 $\Omega = \omega\tau/\gamma$ 变化关系.从图4中可以看出 $S_{1,2}, S_{2,3}, S_{-1,-2}, S_{-2,-3}$ 的值都大于1,没有违背不等式(6),证明相邻通道产生的光束之间没有关联特性,这是因为相邻通道之间没有相互作用.

通过图4证明相邻通道间的光束是不纠缠的,所以下面只研究同一通道内的光束之间的纠缠特性

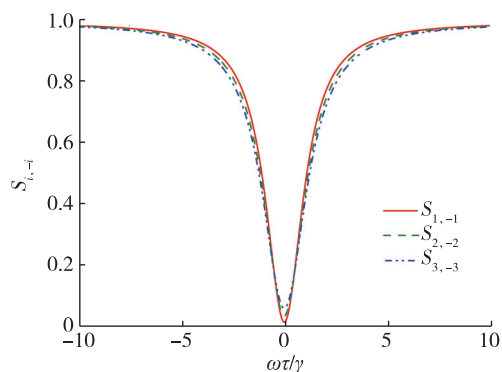


图3 同一通道产生的参量光之间的量子关联谱  $S_{i,-i}(i=1,2,3)$  随归一化分析频率  $\Omega=\omega\tau/\gamma$  的变化曲线

Fig. 3 Variation of the quantum correlation spectra of  $S_{i,-i}(i=1,2,3)$  with normalized analyzing frequency  $\Omega=\omega\tau/\gamma$

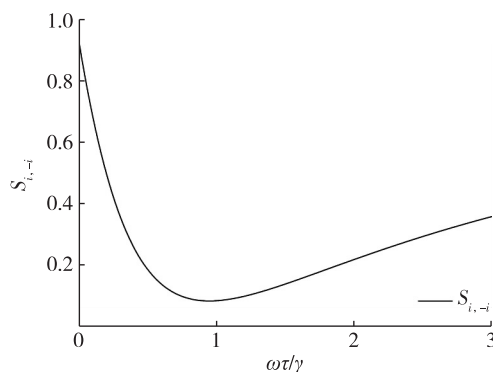


图5 同一通道产生的参量光之间的量子关联谱  $S_{i,-i}$  随耦合参数  $\kappa/\gamma$  的变化曲线

Fig. 5 Variation of the quantum correlation spectra of  $S_{i,-i}(i=1,2,3)$  with coupling coefficients  $\kappa/\gamma$

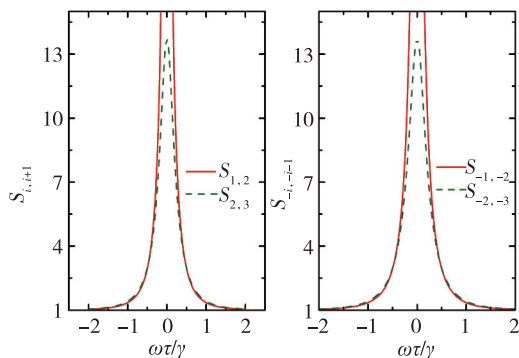


图4 相邻通道产生的参量光之间的量子关联谱  $S_{i,i+1}, S_{-i,-i+1}(i=1,2)$  随归一化分析频率  $\Omega=\omega\tau/\gamma$  的变化曲线

Fig. 4 Variation of the quantum correlation spectra of  $S_{i,i+1}, S_{-i,-i+1}(i=1,2)$  with normalized analyzing frequency  $\Omega=\omega\tau/\gamma$

随非线性耦合参数的变化.由于每个通道发生的非线性过程一样,只是周期结构及产生的参量光的波长不同,所以每对光束的纠缠特性随非线性耦合系数的变化特性是相同的,这里定义一个广义的相对非线性耦合参数  $\kappa/\gamma$ .图5表示同一通道产生的参量光之间的量子关联谱  $S_{i,-i}$  随相对非线性耦合参数  $\kappa/\gamma$  的变化曲线.从图5中可以看出  $S_{i,-i}$  的值小于1,而且在  $\kappa/\gamma < 1$  时,随着  $\kappa/\gamma$  值的增加,表示非线性相互作用增强,每个通道内的一对光束之间的纠缠也随着增加;而当  $\kappa/\gamma = 1$  时,即  $\kappa = \gamma$ ,此时参量下转换工作在阈值情况下,不等式取最小值,但此时系统不稳定;当  $\kappa/\gamma > 1$  的,这时参量下转换工作在阈值以上,可以产生包括泵浦光在内的3色3组份纠缠.本文主要讨论的是产生连续变量纠缠频率梳,所以只讨论了参量下转换工作在阈值以下的情况.

#### 4 结论

本文提出一个利用光学谐振腔内多通道参量下转换产生多色连续变量对纠缠的频率梳方案,变周期极化的钽酸锂  $\text{LiTaO}_3$  光学超晶格作为参量增益介质.利用段路明等<sup>[27]</sup>提出的连续变量纠缠判据证明了每个通道产生的一对参量光束是纠缠的,而相邻通道产生的光束没有关联特性,主要是因为相邻通道间没有相互作用.本方案简单,在实验上易于实现,而且所用的超晶格可以根据需要灵活设计,本文的理论数据可作为将来实验的参考和指导.本方案产生的参量光具有相同的频率间隔,可以作为频率梳,应用在制作高精度的光学时钟.而且产生的频率梳具有连续变量对纠缠的特性,它能够更好地应用到量子信息网络工作中,促进量子信息科学的发展.

#### 参考文献

##### References

- [ 1 ] Braunstein S L, van Loock P. Quantum information with continuous variables [ J ]. Review of Modern Physics, 2005, 77(2): 513-577
- [ 2 ] Turchette Q A, Wood C S, King B E, et al. Deterministic entanglement of two trapped ions [ J ]. Physical Review Letters, 1998, 81(17): 3631-3634
- [ 3 ] Gershenfeld N A, Chuang I L. Bulk spin-resonance quantum computation [ J ]. Science, 1997, 275(5298): 350-356
- [ 4 ] Jing J T, Zhang J, Yan Y, et al. Experimental demonstration of tripartite entanglement and controlled dense coding for continuous variables [ J ]. Physical Review Letters, 2003, 90(16): 167903
- [ 5 ] Bradley A S, Olsen M K, Pfister O, et al. Bright tripartite entanglement in triply concurrent parametric oscillation [ J ]. Physical Review A, 2005, 72(5): 053805

- [ 6 ] Li X Y, Pan Q, Jing J T, et al. Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam [ J ]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(4) : 047904
- [ 7 ] Jia X J, Su X L, Pan Q, et al. Experimental demonstration of unconditional entanglement swapping for continuous variables [ J ]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25) : 250503
- [ 8 ] Lloyd S, Braunstein S L. Quantum computation over continuous variables [ J ]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(8) : 1784-1787
- [ 9 ] van Loock P, Braunstein S L. Multipartite entanglement for continuous variables: A quantum teleportation network [ J ]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(15) : 3482-3485
- [ 10 ] Van Loock P, Braunstein S L. Telecloning of continuous quantum variables [ J ]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(24) : 247901
- [ 11 ] Zhang J, Xie C D, Peng K C. Controlled dense coding for continuous variables using three-particle entangled states [ J ]. *Physical Review A*, 2002, 66(3) : 032318
- [ 12 ] Appel J, Figueroa E, Korystov D, et al. Quantum memory for squeezed light [ J ]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(9) : 093602
- [ 13 ] Tittel W, Brendel J, Zbinden H, et al. Violation of Bell inequalities by photons more than 10 km apart [ J ]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(17) : 3563-3566
- [ 14 ] Marcikic I, de Riedmatten H, Tittel W, et al. Distribution of time-bin entangled qubits over 50 km of optical fiber [ J ]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(18) : 180502
- [ 15 ] Heidmann A, Horowicz R J, Reynaud S, et al. Observation of quantum noise reduction on twin laser beams [ J ]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(22) : 2555-2557
- [ 16 ] Reid M D, Drummond P D. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation [ J ]. *Physical Review Letters*, 1988, 60(25) : 2731-2733
- [ 17 ] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble H J, et al. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables [ J ]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(22) : 3663-3666
- [ 18 ] Bowen W P, Schnabel R, Lam P K, et al. An experimental investigation of criteria for continuous variable entanglement [ J ]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(4) : 043601
- [ 19 ] Cassemiro K N, Villar A S, Valente P, et al. Experimental observation of three-color optical quantum correlations [ J ]. *Optics Letters*, 2007, 32(6) : 695-697
- [ 20 ] Coelho A S, Barbosa F A S, Cassemiro K N, et al. Three-color entanglement [ J ]. *Science*, 2009, 326(5954) : 823-826
- [ 21 ] Yu Y B, Wang H J. Two-color continuous-variable entanglement generated in nondegenerate optical parametric oscillator [ J ]. *Optics Communications*, 2012, 285(8) : 2223-2226
- [ 22 ] Yu Y B, Wang H J, Zhao J W. Analysis of directly produce pump, signal, and idler three-color continuous-variable entanglement [ J ]. *European Physical Journal D*, 2012, 66(1) : 18-22
- [ 23 ] Yu X Q, Xu P, Xie Z D, et al. Transforming spatial entanglement using a domain-engineering technique [ J ]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(23) : 233601
- [ 24 ] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Quasi-phase-matched third-harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice [ J ]. *Science*, 1997, 278(5339) : 843-846
- [ 25 ] Collett M J, Gardiner C W. Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification [ J ]. *Physical Review A*, 1984, 30(3) : 1386-1391
- [ 26 ] Gardiner C W, Collett M J. Input and output in damped quantum systems: Quantum stochastic differential equations and the master equation [ J ]. *Physical Review A*, 1985, 31(6) : 3761-3774
- [ 27 ] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, et al. Inseparability criterion for continuous variable systems [ J ]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(12) : 2722-2725

## Continuous-variable pair-entanglement frequency comb directly generated from a multichannel optical superlattice

WANG Junfeng<sup>1</sup> GU Fang<sup>1</sup> XU Linhua<sup>1</sup> WU Hongyan<sup>1</sup> YUAN Cheng<sup>1</sup>

<sup>1</sup> School of Physics & Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044

**Abstract** We propose a scheme to produce continuous-variable (CV) pair-entanglement frequency comb by nondegenerate optical parametric down-conversion in an optical oscillator cavity in which a multichannel variational period poled LiTaO<sub>3</sub> locates as a gain crystal. Using the CV entanglement criteria, we prove that every pair generated from the corresponding channel is entangled. The characteristics of signal and idler entanglement are discussed. The CV pair-entanglement frequency comb may be very significant for the application in quantum communication and computation networks.

**Key words** optical superlattice; quasi-phases-matched; nondegenerate parametric downconversion process; quantum entanglement; frequency comb