

连续变量量子离物传态的实验研究*

翟泽辉 李永明 王少凯 郭娟 张天才 郜江瑞†

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2004 年 8 月 3 日收到, 2004 年 10 月 18 日收到修改稿)

利用单个 II 类相位匹配 OPA 产生的双模压缩态实现连续变量压缩纠缠态, 完成了连续变量量子离物传态. II 类相位匹配 OPA 参量反放大过程可以实现正交振幅反关联、正交位相关联的压缩纠缠态, 这不同于一般运转于阈值以下的 OPO 产生的正交振幅关联、正交位反关联的压缩纠缠态, 可以采用直接平衡测量的方法完成 Bell 态测量. 利用双 KTP 补偿非线性过程的离散效应, 获得了最大压缩大于 2dB 的双模压缩纠缠态, 实现保真度 0.6, 考虑到探测效率实际保真度为 0.57. 这种方案简化了测量方法与纠缠光源产生装置, 有利于进行量子通信的实验研究与应用. 同时, 讨论了探测过程中的一些非理想因素.

关键词: 量子离物传态, 压缩纠缠态, Bell 态测量

PACC: 4250, 4265, 0365

1. 引言

量子离物传态(quantum teleportation)是量子光学、量子信息中的重要实验. 无论对于量子保密通信、量子计算都具有非常重要的意义. Bennett 等^[1] 1993 年提出了利用一对纠缠态实现量子离物传态方案, Bouwmeester 等^[2]和 Boschi 等^[3]分别于 1997 年和 1998 年实现了分立变量量子离物传态. 1994 年 Vaidman 提出了连续量子力学变量的量子离物传态原理^[4], 在此基础上, Braunstein 与 Kimble 提出了电磁场正交位相分量的量子离物传态方案^[5], 1998 年 Furusawa 等^[6]利用两个单模压缩态构成的压缩纠缠态首次实现了连续变量量子离物传态, 保真度为 0.58. 最近, Zhang *et al.*^[7], Bowen *et al.*^[8]完成了连续变量量子离物传态实验, 分别获得 0.62 和 0.64 的保真度. 需要指出的是在量子离物传态研究中只要利用了纠缠光束, 保真度就应高于相同情况下经典传态的保真度, 理想情况下即可突破经典传态保真度为 0.5 的极限. 但是要实现非经典特性的离物传送或达到不可克隆的理想要求, 保真度必须大于 $2/3$ ^[9]. 这也同时对纠缠光束的纠缠度有一定的要求, 理想情况下, 按照段路明等人提出的不可分

判据, 纠缠态应满足条件 $\delta^2(X_{E1} + X_{E2}) + \delta^2(Y_{E1} - Y_{E2}) < 1$ (对应于 3dB 压缩). 目前所有的量子离物传态实验研究中, 虽然压缩度大于 3dB, 但由于测量、模匹配等非理想因素的影响, 保真度都未能达到此要求. 因此, 对量子离物传态及其相关过程的研究仍然是量子信息中的重要内容.

本文简要报道连续变量量子离物传态实验研究. 与文献 6—8 采用两个单模压缩态在分束器上耦合产生纠缠态不同, 我们采用单个工作在参量反放大状态下的 II 类相位匹配 OPA 产生了振幅反关联、位相正关联连续变量压缩纠缠态(双模压缩态). 利用这一纠缠态, 采用相对简洁的 Bell 态直接探测方案^[10]实现了连续变量量子离物传态, 直接测量获得保真度为 0.6, 考虑到探测效率影响, 推测实际保真度为 0.57. 利用描述光束空间模式失配的分束器模型, 分析了空间模式匹配干涉可见度对 Bell 态直接探测测量结果的影响, 并进一步计算了干涉可见度、探测器量子效率等非理想因素对连续变量量子离物传态保真度的影响.

2. 实验装置、过程及结果

实验装置如图 1 所示, 采用自制的 LD 端面抽

* 国家自然科学基金(批准号: 69978013, 10274045), 高校优秀青年教师奖励计划, 山西省自然科学基金资助的课题(批准号: 20051001).

† 通讯联系地址, E-mail: jrgao@sxu.edu.cn

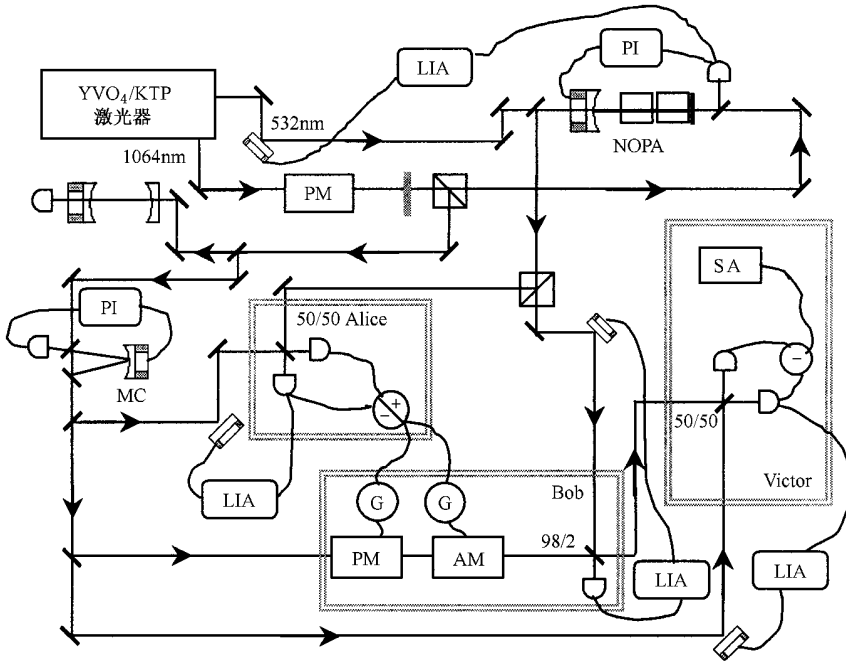


图1 量子离物态实验装置图 NOFA 光学参量放大器 MC 模清洁剂 PI 比例积分电路 LIA 锁相放大器 PM 相位调制器 AM 振幅调制器 SA 频谱分析仪 G 经典通道

运 Nd:YVO₄/KTP 单频倍频双波长激光器作光源。利用倍频光(532nm)抽运 II 类相位匹配光学参量放大器(OPA)以产生量子离物态所需的双模压缩纠缠态。基频光(1064nm)分作两路,一路作为种子光注入 OPA,另一路经过高精度模清洁剂进行空间滤波后又分做三束,分别用作 Alice 处输入态光场、Bob 处用来平移变换的辅助光和 Victor 处的本底光场。

OPA 选用半整体驻波腔型,由一个曲率半径为 20mm 的凹面镜和一对 2 × 5 × 5mm 的反向串接 KTP 晶体组成,其中晶体的一个表面用作腔镜,其他三个表面在腔内。总腔长为 22mm,相应的腰斑半径为 60μm。凹面镜镀膜 T = 2.3% @ 1064nm, AR @ 532nm,安装在压电陶瓷上用来扫腔和锁腔。用作腔镜的晶体表面镀双高反膜(HR @ 532nm & 1064nm),另一个表面和另一晶体的两个表面都镀双增透膜(AR @ 532nm & 1064nm)。基频光在腔内共振,抽运光在腔内两次穿过。凹面镜用作输出耦合镜和抽运光的输入端,注入种子光从腔的另一端输入。腔精细度为 200,估计内腔损耗约为 0.8%。当抽运功率为 110mW 时,获得最大经典增益为 6 倍。利用 Pound-Drever 技术将腔锁定在基频光频率上,同时将抽运光和注入种子光的相对相位锁定在参量反放大状态,OPA 产生的是一对正交振幅反关联、正交位相正关联的明亮 EPR 纠缠光束。利用直接探测的方法直

接测量其纠缠特性^[10]。在实验中得到了 2.2dB 正交振幅反关联和 1.7dB 正交位相正关联的明亮压缩纠缠态(图 2)。利用段路明等人^[11]提出的不可分判据,实验测得的压缩纠缠态满足 $\delta^2(X_{E1} + X_{E2}) + \delta^2(Y_{E1} - Y_{E2}) = 1.31 < 2$, E1 和 E2 分别代表两个纠缠光束,这一结果低于不可分界限 2。扣除探测器量子效率 $\eta = 0.95$ 和 50/50 分束器上的模式匹配效率 $\xi = 99\%$ 的影响,对应的实际振幅关联和位相关联分别为 2.3dB 和 1.9dB。

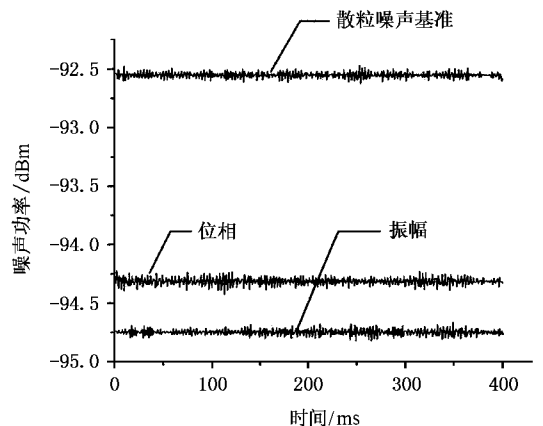


图2 纠缠态正交振幅和正交位相关联(测量频率 2MHz)

在量子离物态实验中,共分测量(Alice)重构

(Bob)与检验(Victor)三部分。Alice和Bob要完成的任务是将一个未知量子态经过经典信道和一对EPR关联从Alice处传送给Bob。Victor是未知量子态的提供者和离物传态质量的检验者。在本文的方案中,Alice和Bob共同分享一对量子纠缠光束作为量子离物传态的量子通道。采用Bell态直接探测方案,Alice用EPR的其中一束(EPR1)与输入未知量子态(Input)以 $\pi/2$ 的相对相位在50/50分束器上耦合并用一对探测器探测两个输出光。它们的电流和与电流差即为Bell态测量结果。需要指出的是,在Bell态测量中未知输入态的信息完全淹没在EPR1中,因此,不能从这一信号得知输入态的任何信息。Alice将这一测量结果经过经典信道传送给Bob,Bob利用这两个信号调制一束独立的相干光,然后与纠缠态的另一束(EPR2)在分束比为98/2的分束器上耦合来重构输入量子态Input。最后,在Victor处利用平衡零拍探测装置测量输出态的正交分量起伏,从而检验量子离物传态的保真度。实验中,经典信道分为振幅与位相两路,均采用低噪声射频放大器、带通滤波器等组成,以获得较好的信噪比。Alice、Bob和Victor处分束器的模式匹配效率分别为 $\xi_A = 0.93$, $\xi_B = 0.95$ 和 $\xi_V = 0.96$ 。由于光学参量振荡器采用双KTP晶体,输出光束质量难以与模清洁剂输出光束达到较好模式匹配。下一节将利用分束器模型计算Alice处的非理想模式匹配对传态质量的影响。实验中由于采用了单个II类匹配OPO、明亮双模压缩纠缠源以及直接Bell态测量,使实验结构得以大大简化,即便如此,整个实验过程中仍需要多处模式匹配、腔或相位锁定。例如,锁定两个腔——NOPA腔和模清洁剂腔,四个相位——NOPA抽运光和注入种子光之间相对相位,Alice处输入量子态与EPR1之间相对相位,Bob处辅助光束和EPR2之间的相对相位和输出量子态与Victor处本底光之间的相对相位。经典通道增益因子为1时,Victor处的测量结果如图3和图4所示, $V_{X_{out}}^m = 2.24$, $V_{Y_{out}}^m = 2.38$ 相应的保真度为 $F = 0.60$ 。值得指出的是非理想平衡零拍探测会导致实测保真度高于实际保真度,造成实验假象。利用非理想平衡零拍探测关系式 $V^{\text{measure}} = \eta\xi_V^2 V_{X_{out}}^0 + 1 - \eta\xi_V^2$ 扣除非理想探测效应的影响,实验中探测器量子效率 $\eta = 0.95$ 。容易推算出Victor处实际噪声 $V_{X_{out}} = 2.42$, $V_{Y_{out}} = 2.58$ 相应的保真度为 $F = 0.57$ 。

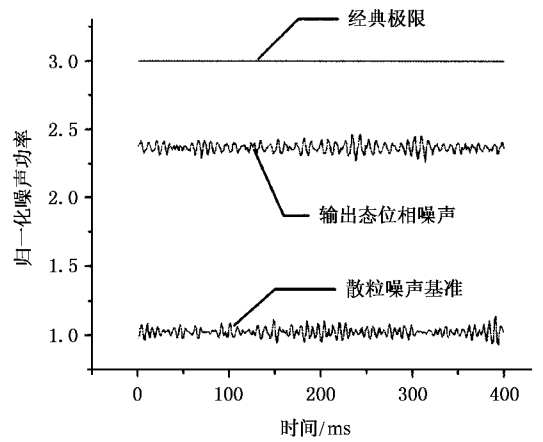


图3 输入态和输出态正交位相起伏方差(测量频率 2MHz)

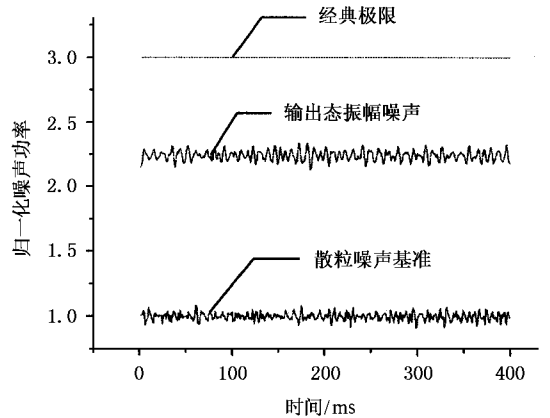


图4 输入态和输出态正交振幅起伏方差(测量频率 2MHz)

3. 非理想探测模型及其对保真度的影响

由于激光器中激光晶体的热效应、OPO中非线性晶体双折射导致的离散效应等非理想因素,激光器、OPO的输出光束不完全是理想的高斯光束。利用模清洁剂可以对激光束进行空间滤波,获得理想的高斯光束,用于平衡零拍测量中的本底光,但是在光场非经典特性测量中不可能对OPO的输出光束进行这种处理,因而通常很难使本底光与信号光在分束器上完全重合。鉴于这种情况,我们利用下面的简单模型分析非理想空间模式匹配对Bell态测量,继而对量子离物传态保真度的影响。同时这一模型也可用于直接探测法测量纠缠态^[12]。如图5所示,将进入每个探测器的光场分为三部分,主要部分为两束入射光的相互重合部分,由 \hat{a}_1 和 \hat{a}_2 耦合产

生,另外两部分为不重合部分,没有发生干涉,分别由两束输入光各自直接进入每个探测器的部分。

3.1. 贝尔态直接探测

对于一对纠缠光进行贝尔态直接探测需要在 50:50 分束器上耦合、分束,两束光空间匹配程度直接影响测量结果。图 5 装置中输入光场一般为相互关联的纠缠光束对的两束光(纠缠度测量)或待传量子态和 EPR 的一束(量子离物传态),分束器强度透射率为 50%。分别用湮灭算符 \hat{a}_{in} 和 \hat{a}_{E1} 表示两个输入光场,相对相位为 θ 。进入每个探测器(D1 和 D2)的三束光场 $\hat{b}'_1, \hat{b}''_1, \hat{b}'''_1$ 和 \hat{b}'_2, \hat{b}''_2 和 \hat{b}'''_2 分别表示为:

$$\begin{aligned}\hat{b}'_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{1-\xi}a_{in} - \sqrt{\xi}\nu_1 + \nu), \\ \hat{b}''_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\sqrt{\xi}(a_{in} + e^{i\theta}a_{E1}) + \sqrt{1-\xi}(\nu_1 + e^{i\theta}\nu_2)],\end{aligned}\quad (1)$$

$$\begin{aligned}\hat{b}'''_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mu + \sqrt{1-\xi}a_{E1} - \sqrt{\xi}\nu_2), \\ \hat{b}'_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{1-\xi}a_{in} - \sqrt{\xi}\nu_1 - \nu), \\ \hat{b}''_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}[(\sqrt{\xi}(a_{in} - e^{i\theta}a_{E1}) + \sqrt{1-\xi}(\nu_1 - e^{i\theta}\nu_2)],\end{aligned}\quad (2)$$

$\hat{b}'''_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mu - \sqrt{1-\xi}a_{E1} + \sqrt{\xi}\nu_2)$, 其中 μ, ν, ν_1, ν_2 是空间模式失配引入的真空噪声项, ξ 为分别在 \hat{a}_{in} 和 \hat{a}_{E1} 两臂引入的分束器的强度透射率。考虑到探测器量子效率 η , 由(1)式可得探

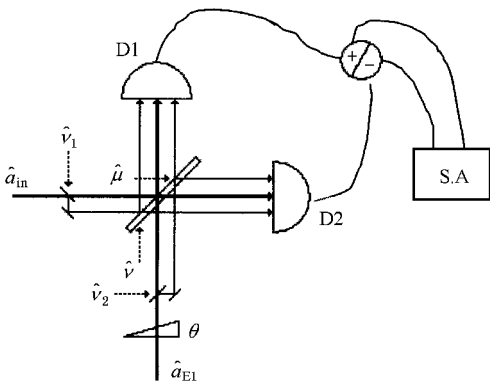


图 5 空间模式匹配对探测装置量子效率的影响

测器 D1 探测到的光子数算符为:

$$\hat{b}'_{1\eta}\hat{b}''_{1\eta} + \hat{b}''_{1\eta}\hat{b}'''_{1\eta} + \hat{b}'''_{1\eta}\hat{b}'''_{1\eta}$$

$$\begin{aligned}&= \frac{1}{2} \left\{ \eta \left[a_{in}^+ a_{in} + a_{E1}^+ a_{E1} \right] \right. \\ &+ \xi \eta \left[a_{in}^+ a_{E1} e^{i\theta} + a_{E1}^+ a_{in} e^{-i\theta} \right] \\ &+ \eta \sqrt{\xi(1-\xi)} \left[a_{in}^+ \nu_2 e^{i\theta} + \nu_2^+ a_{in} e^{-i\theta} \right] \\ &+ a_{E1}^+ \nu_1 e^{-i\theta} + \nu_1^+ a_{E1} e^{i\theta} \left. \right] \\ &+ \eta \sqrt{1-\xi} \left[a_{in}^+ \nu + \nu^+ a_{in} \right] \\ &+ a_{E1}^+ \mu e^{-i\theta} + \mu^+ a_{E1} e^{i\theta} \left. \right] \\ &+ \sqrt{2\eta(1-\eta)} \left[\xi(1-\xi) \left[a_{in}^+ \nu' + \nu'^+ a_{in} \right] \right. \\ &+ \nu''^+ a_{E1} e^{i\theta} + a_{E1}^+ \nu'' e^{-i\theta} \left. \right] \\ &+ \sqrt{2\xi\eta(1-\eta)} \left[a_{in}^+ \nu'' + \nu''^+ a_{in} \right. \\ &+ \nu''^+ a_{E1} e^{i\theta} + a_{E1}^+ \nu'' e^{-i\theta} \left. \right] \left. \right\}, \quad (3)\end{aligned}$$

其中 ν', ν'' 和 ν''' 为探测器非理想量子效率引入的真空噪声, $\hat{b}'_{1\eta}, \hat{b}''_{1\eta}$ 和 $\hat{b}'''_{1\eta}$ 为非理想探测器探测到的光场的湮灭算符。对于探测器 D2 有与(3)式类似的表达式。计算中忽略了真空噪声的二阶项,比如 $\nu_1^+ \nu_1$ 等。容易检验当 $a_{in} = a_{E1}$ 时,干涉可见度 $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ 恰好为引入分束器的强度透射率 ξ 。定义中心频率为 ω_0 的旋转框架下光场湮灭算符:

$$O(t) = \alpha(t) e^{i\omega_0 t}, \quad (4)$$

其中 $\alpha = [\hat{a}_{in}, \hat{a}_{E1}, \nu, \mu, \nu_1, \nu_2, \hat{b}'_1, \hat{b}''_1, \hat{b}'''_1, \hat{b}'_2, \hat{b}''_2, \hat{b}'''_2]$, $O = [\hat{A}_{in}, \hat{A}_{E1}, N, M, N_1, N_2, B'_1, B''_1, B'''_1, B'_2, B''_2, B'''_2]$ 。通过傅里叶变换有:

$$O(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt O(t) e^{-i\Omega t}, \quad (5)$$

场算符可以表示为边带噪声频率 Ω 的函数。这意味着光场由频率为 ω_0 平均值不为零的载波 $O(0)$ 和频率为 $\omega_0 \pm \Omega$ 平均值为零的噪声边带 $O(\Omega)$ 组成,满足 $O(\Omega=0) \neq 0, O(\Omega \neq 0) = 0$ 。对于真空场 $O(\Omega=0)$ 的平均值也为零。

当 $\theta = \pi/2$ 时,探测器 D1 与 D2 的归一化光电流 \hat{i}_{D1} 与 \hat{i}_{D2} 的和与差分别对应于输入光场的正交振幅和与正交位相差,容易计算:

$$\begin{aligned}&\hat{i}_{D1} + \hat{i}_{D2} \\ &= \sqrt{\eta} \left[X_{in}(\Omega) + X_{E1}(\Omega) \right] \\ &+ \sqrt{(1-\eta)(1-\xi)} \left[X_{\nu}(\Omega) \right. \\ &+ X_{\nu'}(\Omega) + X_{\nu''}(\Omega) + X_{\nu'''}(\Omega) \left. \right] \\ &+ \sqrt{\xi(1-\eta)} \left[X_{\nu'}(\Omega) \right. \\ &+ Y_{\nu'}(\Omega) + X_{\nu''}(\Omega) - Y_{\nu''}(\Omega) \left. \right] \quad (6)\end{aligned}$$

$$\hat{i}_{D1} - \hat{i}_{D2}$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{\eta} \xi [Y_{in}(\Omega) - Y_{E1}(\Omega)] \\
&+ \sqrt{\eta(1-\xi)} [X_{\mu}(\Omega) + X_{\nu}(\Omega)] \\
&+ \sqrt{\eta\xi(1-\xi)} [Y_{\nu_1}(\Omega) - Y_{\nu_2}(\Omega)] \\
&+ \sqrt{(1-\eta)(1-\xi)} [X_{\nu'}(\Omega) \\
&+ X_{\nu''}(\Omega) - X_{\nu_1'}(\Omega) - X_{\nu_1''}(\Omega)], \quad (7)
\end{aligned}$$

从而电流和、电流差的起伏方差与正交振幅和、正交位相差的起伏方差有如下关系：

$$\begin{aligned}
&\delta^2(\hat{i}_{D1} + \hat{i}_{D2}) \\
&= \eta [X_{in}(\Omega) + X_{E1}(\Omega)] + \chi(1-\eta), \\
&\delta^2(\hat{i}_{D1} - \hat{i}_{D2}) \\
&= \eta \xi^2 [Y_{in}(\Omega) - Y_{E1}(\Omega)] + \chi(1-\eta \xi^2). \quad (8)
\end{aligned}$$

由(8)式可以看出,正交振幅和方差的探测与干涉可见度 ξ 无关,对探测器量子效率 η 的依赖关系与平衡零拍探测相同.对正交位相差方差的探测与干涉可见度 ξ 和探测器量子效率 η 都有关,相当于探测器量子效率为 $\eta \xi^2$.

3.2. 利用 NOPA 实现量子离物传态及其保真度的计算

量子离物传态示意图如图 6 所示,Alice 和 Bob 分享一对由 NOPA 产生的量子纠缠态(EPR),Alice 将输入态 a_{in} 与她拥有的 EPR 一支 a_{E1} 在 50/50 分束器上耦合,进行 Bell-State 直接测量并将测量结果经过经典通道传送给 Bob,Bob 利用这一信息对他拥有的 EPR 另一支 a_{E2} 进行平移变换来重构 Alice 处输入的量子态 a_{in} .这一量子离物传态过程的保真度可通过一个平衡零拍探测装置由 Victor 来检验.

非理想的空间模式匹配和有限的探测器量子效率对量子离物传态保真度有一定的影响.在海森堡表象下,NOPA 的输入输出关系可表示为^[13]

$$\begin{aligned}
\hat{a}_{E1} &= \hat{a}_1^{(0)} \cosh r - \hat{a}_2^{(0)+} e^{i\theta_p} \sinh r, \\
\hat{a}_{E2} &= \hat{a}_2^{(0)} \cosh r - \hat{a}_1^{(0)+} e^{i\theta_p} \sinh r, \quad (9)
\end{aligned}$$

其中 $\hat{a}_i^{(0)}$ 和 $\hat{a}_i^{(0)+}$ ($i=1,2$) 表示输入场的湮灭和产生算符, \hat{a}_{Ei} 表示输出场的湮灭算符, r 为压缩参数, θ_p 为抽运场和注入场的相对位相.取 θ_p 为零,使参量放大器工作在反放大状态,则 NOPA 的两个输出模 a_{E1} 和 a_{E2} 处于正交振幅反关联,正交位相正关联的压缩纠缠态.在量子离物传态过程中,Alice 和 Bob 分享这一对纠缠态. Alice 对 a_{in} 和 a_{E1} 进行 Bell-State 直接探测并将测量结果 $\hat{i}_{D1} + \hat{i}_{D2}$ 和 $\hat{i}_{D1} - \hat{i}_{D2}$ 传送给 Bob, $\hat{i}_{D1} + \hat{i}_{D2}$, $\hat{i}_{D1} - \hat{i}_{D2}$ 分别对应于 a_{in} 与 a_{E1} 的

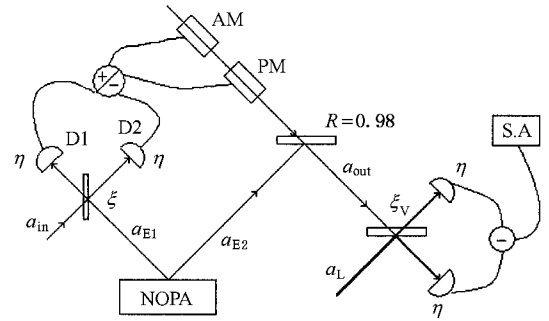


图 6 利用 NOPA 实现量子离物传态方案示意图

正交振幅和与正交位相差. Bob 将其调制到一束相干光上然后与他拥有的 EPR 另一支 a_{E2} 在反射率为 $R=98\%$ 的分束器上耦合得到输出态：

$$\begin{aligned}
a_{out} &= \sqrt{R} a_{E2} + g_x [\hat{i}_{D1}(\Omega) + \hat{i}_{D1}(\Omega)] \\
&+ i g_y [\hat{i}_{D1}(\Omega) - \hat{i}_{D1}(\Omega)], \quad (10)
\end{aligned}$$

g_x 和 g_y 是 Bob 将 Alice 的测量结果对 EPR a_{E2} 进行平移变换的归一化增益因子.利用表达式(6),(7)(9)和(10)可得到输出量子态正交振幅与正交位相分量的方差：

$$\begin{aligned}
V_{X_{out}} &= g_x'^2 V_{X_{in}} + \frac{1}{2} (\sqrt{R} - g_x')^2 e^{2r} \\
&+ \frac{1}{2} (\sqrt{R} + g_x')^2 e^{-2r} + 2g_x'^2 (1-\eta)\eta, \\
V_{Y_{out}} &= g_y'^2 V_{Y_{in}} + \frac{1}{2} (\sqrt{R} - g_y')^2 e^{2r} \\
&+ \frac{1}{2} (\sqrt{R} + g_y')^2 e^{-2r} \\
&+ 2g_y'^2 (1-\eta)\eta \xi^2 + 2g_y'^2 (1/\xi^2 - 1), \quad (11)
\end{aligned}$$

其中取 $\mu, \nu, \nu_1, \nu_2, \nu', \nu''$ 和 ν''' 等真空噪声的正交振幅和正交位相的归一化噪声为 1,引入 $g_x' = g_x \eta$, $g_y' = g_y \eta \xi$.对于经典的离物传态,也即用相干态光场代替 EPR 光束($r=0$),并取 $g_x' = g_y' = 1$,那么在理想情况下输出场的方差为 $V_{X_{out}} = V_{Y_{out}} = 3$,平均振幅满足 $a_{out} = a_{in}$.有量子纠缠态($r>0$)时,输出场的正交分量起伏比经典的情形小,即 $V_{X_{out}} < 3$ 且 $V_{Y_{out}} < 3$.我们可以通过计算保真度 $F = |a_{in}^+ a_{out}|^2$ 来表征传态的“质量”^[6].相干态量子离物传态的保真度为：

$$\begin{aligned}
F &= \frac{2}{\sqrt{(V_{X_{out}} + 1)(V_{Y_{out}} + 1)}} \\
&\times \exp \left[-2 \frac{|a_{out} - a_{in}|^2}{\sqrt{(V_{X_{out}} + 1)(V_{Y_{out}} + 1)}} \right] \quad (12)
\end{aligned}$$

其中 $V_{X_{out}}$ 和 $V_{Y_{out}}$ 用(11)来描述. 对于单位增益的量子离物传态, 有 $a_{out} = a_{in}$, 保真度简化为

$$F = \frac{2}{\sqrt{(V_{X_{out}} + 1)(V_{Y_{out}} + 1)}}. \quad (13)$$

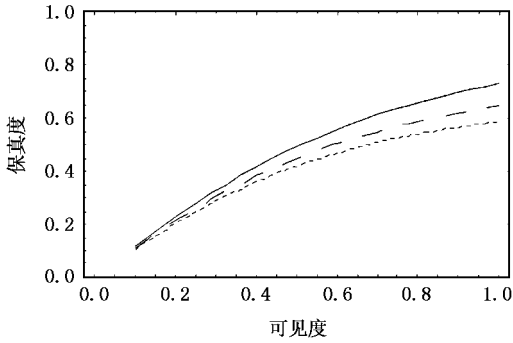


图7 对不同的压缩度,保真度随 Alice 处空间模式匹配可见度的变化关系. 点线 2dB, 虚线 3dB, 实线 5dB.

图7给出了取不同的纠缠态关联度时,保真度随 Alice 处空间模式匹配可见度的变化关系. 可以

看出,关联度越大,获得的保真度就越大,系统对模式匹配可见度 ξ 越敏感.

实验测得 Alice 处输入态与 EPR1 的空间模式匹配效率为 $\xi = 0.93$, 探测器量子效率 $\eta = 0.95$, 利用式(11)可计算出利用上述明亮压缩纠缠态在 Bob 处重构量子态的振幅与位相方差应分别为 $V_{X_{out}} = 2.27$ 和 $V_{Y_{out}} = 2.56$, 相应的保真度为 $F = 0.58$. 与实验结果基本相符.

4. 小 结

本文报道利用 NOPA 实现连续变量量子离物传态,获得的保真度为 0.57. 给出了非理想空间模式匹配的分束器模型,分析了模式失配对直接探测方法探测纠缠态及贝尔态直接探测测量结果的影响,进一步计算了量子离物传态保真度对模式匹配可见度,探测器量子效率等非理想因素的依赖关系,与实验结果基本相符.



- [1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, Jozsa R, Peres A and Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H and Zeilinger A 1997 *Nature (London)* **390** 575
- [3] Boschi D, Branca S, De Martini F, Hardy L and Popescu S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1121
- [4] Vaidman L 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1473
- [5] Braunstein S L and Kimble H J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 869
- [6] Furusawa A, Sořrensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J and Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [7] Zhang T C, Goh K W, Chou C W, Lodahl P and Kimble H J 2003

Phys. Rev. A **67** 033802

- [8] Warwick P Bowen, Nicolas Treps, Ben C Buchler, Roman Schnabel, Timothy C Ralph, Hans A Bachor, Thomas Symul and Ping Koy Lam 2003 *Phys. Rev. A* **67** 032302
- [9] Frederic G and Philippe G 2001 *Phys. Rev. A* **64** 010301
- [10] Zhang J and Peng K C 2000 *Phys. Rev. A* **62** 064302
- [11] Duan L M, Giedke G, Cirac J I and Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [12] Lam P K 1998 PhD Thesis, Australian National University
- [13] Zhang J, Xie C D and Peng K C 2001 *Phys. Lett. A* **287** 7

Experimental study of continuous-variable quantum teleportation^{*}

Zhai Ze-Hui Li Yong-Ming Wang Shao-Kai Guo Juan Zhang Tian-Cai Gao Jiang-Rui[†]

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices , Institute of Opto-electronics , Shanxi University , Taiyuan 030006 , China)

(Received 3 August 2004 ; revised manuscript received 18 October 2004)

Abstract

The experimental demonstration of quantum teleportation for continuous variables using the squeezed-state entanglement generated by a type II phase matching optical parametric amplifier (OPA) is reported. Type II OPA operating at deamplification can generate amplitude-anticorrelated and phase-correlated entanglements , which can be used in quantum teleportation scheme by direct Bell- state measurement. The correlation of 2dB was obtained with a pair of KTP crystals in the cavity. The inferred teleportation fidelity is 0.60 , which when correlated for the efficiency of detection by the output observer , gives a fidelity of 0.57. The imperfect factors in detection are also discussed.

Keywords : quantum teleportation , squeezed state entanglement , Bell-state measurement

PACC : 4250 , 4265 , 0365

^{*} Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69978013 and 10274045) , the Teacher and Research Arard Program for Outstanding Young Teachers in High Education Institute of MOE (TRAPOYT) of China , and the Natural Science Foundation of Shanxi Province , China (Grant No. 20051001) .

[†] E-mail : jrgao@sxu.edu.cn