

铷原子D1线真空压缩光场的产生及态重构

李淑静 张娜娜 闫红梅 徐忠孝 王海

Generation and quantum state reconstruction of a squeezed vacuum light field resonant on the rubidium D1 line

Li Shu-Jing Zhang Na-Na Yan Hong-Mei Xu Zhong-Xiao Wang Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 094204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172396

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172396>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[连续变量纠缠态光场在光纤中传输特性的实验研究](#)

Experimental investigation of transmission characteristics of continuous variable entangled state over optical fibers

物理学报.2018, 67(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171542>

[连续变量 1.34 \$\mu\text{m}\$ 量子纠缠态光场的实验制备](#)

Continuous variable quantum entanglement at 1.34 μm

物理学报.2017, 66(24): 244205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244205>

[利用相干制备的三能级原子介质实现低噪声弱光相位操控](#)

Low-noise optical field phase-shifting manipulated using a coherently-prepared three-level atomic medium

物理学报.2017, 66(2): 024205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024205>

[双光子失谐对慢光和光存储影响的实验研究](#)

Experimental study of the effects of two-photon detuning on slow light and light memory

物理学报.2016, 65(1): 014205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014205>

[基于量子相干控制吸收的准 \$\Lambda\$ 型四能级原子局域化研究](#)

Study on atomic localization of Λ -type quasi-four level atoms based on absorption with quantum coherent control

物理学报.2015, 64(13): 134204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134204>

铷原子D1线真空压缩光场的产生及态重构*

李淑静¹⁾²⁾ 张娜娜¹⁾ 闫红梅¹⁾ 徐忠孝¹⁾²⁾ 王海^{1)2)†}

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

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年11月7日收到; 2018年2月10日收到修改稿)

碱金属原子是光量子存储的良好介质, 与碱金属原子共振的非经典光场是量子信息处理的重要资源. 本文采用周期极化磷酸氧钛晶体作为非线性介质, 利用参量振荡过程产生了 795 nm (铷原子D1线) 的真空压缩光场. 通过对平衡零拍探测系统的时域信号进行采集, 得到压缩光场不同相位角下的噪声分布; 利用极大似然估计法对压缩光场进行了态重构, 得到了密度矩阵及相空间的Wigner函数. 理论计算了真空压缩场的光子数分布和Wigner函数, 并对理论计算结果和极大似然重构结果进行了分析和比较.

关键词: 真空压缩光场, 光学参量振荡腔, 极大似然估计, 态重构

PACS: 42.50.-p, 42.65.Yj, 03.65.Wj

DOI: 10.7498/aps.67.20172396

1 引言

压缩态光场是一类重要的连续变量非经典光源, 在精密测量^[1-3]、量子信息处理^[4,5]方面有广泛的应用. 量子态存储是量子中继、远距离量子通信^[6,7]的基础, 而碱金属原子由于具有长的基态相干时间, 是理想的量子态存储介质^[8-12]. 随着原子介质中量子存储技术的快速发展, 产生与碱金属原子共振的压缩态光场成为近年来量子信息领域的一个研究热点.

产生压缩态的方法主要有光学参量振荡^[13-17], 原子系综中的偏振自旋转^[18-21]以及四波混频^[22-24], 其中光学参量振荡是最成熟和有效的方法. 近年来, 对于碱金属原子吸收波段压缩态光场产生方面的研究进展非常快. 2006年, Tanimura等^[25]在795 nm波段(铷原子D1线)产生了-2.75 dB的真空压缩; 2007年, Takeno等^[16]在860 nm波段(接近于铷原子D2线852 nm)得到了-9 dB的真空压缩; 2007年, Hétet等^[26]将795 nm

波段的真空压缩度提高到-5.2 dB; 2009年, Burks等^[17]在852 nm波段(铷原子D2线)50 kHz边带处获得-3 dB的压缩; 2016年, Han等^[15]将795 nm波段的真空压缩度进一步提高到-5.6 dB. 在上述报道中, 大多只关注光场的压缩度, 而没有对其进行态重构. 所谓态重构就是利用量子层析术对量子态特征进行刻画, 从中得到密度矩阵和相空间的Wigner函数, 重现该量子态的全部信息. 传统的用逆Randon变换方法进行量子层析^[27-29], 这种方法首先需要通过光场不同相位角下的噪声分布计算出边缘分布, 然后才能得到相空间的Wigner准概率分布函数. 近年来发展起来的极大似然估计法^[30,31]在量子态层析过程中不仅可以绕开边缘分布, 而且预先对密度矩阵进行了正定、厄米、归一化的限制, 重构结果更符合物理实际.

本文采用周期极化磷酸氧钛(periodically poled KTiOPO₄, PPKTP)晶体作为非线性介质, 通过光学参量振荡过程产生了795 nm真空压缩光场. 通过一束本振光构成平衡零拍测量系统对产生的压缩光场进行探测, 在抽运功率45 mW时获

* 国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0301402)、国家自然科学基金(批准号: 11475109, 11274211, 11604191)和山西省“1331工程”重点学科建设计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wanghai@sxu.edu.cn

得 -3 dB 的压缩和 5.8 dB 的反压缩. 在示波器上对平衡零拍测量系统的时域信号进行采集, 得到压缩态光场不同相位角下的噪声分布; 然后利用极大似然估计法对压缩态光场进行重构, 得到了密度矩阵及光子数分布, 通过密度矩阵计算了相空间的 Wigner 函数. 理论上我们计算了压缩真空态的光子数分布和 Wigner 函数, 并对理论和实验重构结果进行了分析和比较.

2 795 nm 真空压缩态的产生

795 nm 真空压缩态光场产生的实验装置如图 1 所示. 连续钛宝石激光器 (M Square Lasers, SolsTis) 输出的光波长为 795 nm, 对应于铷原子的吸收线. 电光调制器对光场进行相位调制, 用于对倍频腔和光学参量振荡腔 (optical parametric oscillator, OPO) 进行边带锁定^[32]. 钛宝石激光器输出的大部分光进入倍频腔, 对 795 nm 的光进行倍频, 产生 397.5 nm 的紫光, 作为 OPO 的抽运光. 倍频腔为四镜环形腔, 由两个凹面镜和两个平面镜组成, 其中平面镜 PT1 的透过率为 10% @ 795 nm, 作为倍频腔的输入镜, 其余腔镜均对 795 nm 的红外高反. 两个凹面镜的曲率半径均为 100 mm, 晶体处的腰斑半径为 20 μm. 选用一块 10 mm 长的 I 类 PPKTP 晶体用于倍频产生, 注入 200 mW 的 795 nm 红外光可产生 60 mW 的 397.5 nm 紫光. OPO 腔也是四镜环形腔, 包含两个凹面镜和两个平面镜. 平面镜 PT2 的透过率是 10% @ 795 nm, 用作 OPO 腔的输出镜, 其余腔镜均对 795 nm 的光高

反. OPO 腔往返腔长 480 mm, 选用一块 10 mm 长的 I 类 PPKTP 晶体进行参量下转换. 凹面镜的曲率半径是 50 mm, 晶体处的腰斑半径是 10 μm, 估算 OPO 腔的阈值约为 160 mW.

从钛宝石激光器输出的一部分光通过单模光纤后作为 OPO 腔的探针光、锁定光以及平衡零拍探测 (balanced homodyne detector, BHD) 的本振光. 探针光从高反平面镜 M1 注入 OPO 腔, 用来测量 OPO 腔的经典参量增益, 探针光从 OPO 腔输出后进入探测器 PD1 进行探测. 锁定光也从平面镜 M1 注入 OPO 腔, 锁定光和探针光在腔内反向传播, 锁定光从 OPO 腔输出后用探测器 PD2 探测, 从测量信号提取误差信号对 OPO 腔锁定. 本振光经过模清洁剂后与 OPO 腔输出光场在 50/50 分束器上干涉, 干涉信号进入一对光电探测器, 构成 BHD 系统.

探测器的光电管选用 Hamamatsu Photonics 公司生产的 S3883, 量子效率为 94%. 两个探测器的信号之差作为 BHD 的输出, 将产生的交流信号输入频谱分析仪对 OPO 输出光场的噪声进行测量. 在抽运功率 45 mW 时, 扫描本振光相位, 测量了产生压缩光场的噪声曲线 (图 2 曲线 a), 获得 -3 dB 的压缩和 5.8 dB 的反压缩, 图 2 曲线 b 为散粒噪声基准, 测量频率为 2 MHz.

OPO 输出光场的噪声方差可以表示为^[25]

$$S = 1 + 4\beta v \kappa \left[\frac{\cos^2 \vartheta}{(1 - \kappa)^2 + 4\Omega^2} - \frac{\sin^2 \vartheta}{(1 + \kappa)^2 + 4\Omega^2} \right], \quad (1)$$

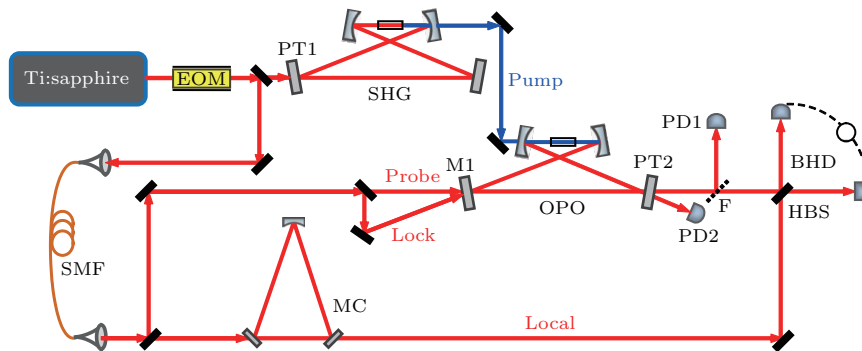


图 1 实验装置图 (Ti:sapphire, 钛宝石激光器; EOM, 电光调制器; SHG, 二次谐波产生; OPO, 光学参量振荡腔; MC, 模清洁剂; F, 可翻转反射镜; HBS, 50 : 50 分束器; PD1, PD2, 光电探测器; SMF, 单模光纤; BHD, 平衡零拍探测)

Fig. 1. Experimental setup (Ti:sapphire, Ti:sapphire laser; EOM, electro-optic modulator; SHG, second harmonic generation; OPO, optical parametric oscillator; MC, mode-cleaner cavity; F, flipper mirror; HBS, 50 : 50 beam splitter; PD1, PD2, photo detectors; SMF, single-mode fiber; BHD, balanced homodyne detector).

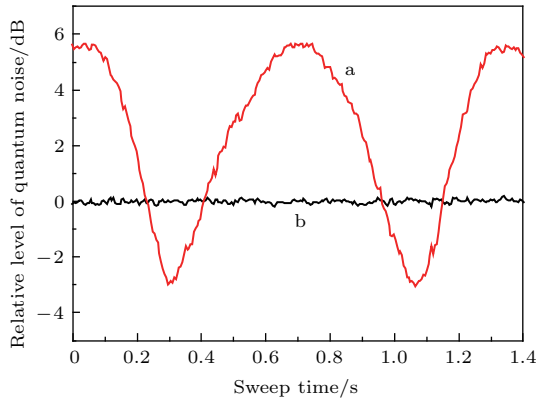


图2 (a) 扫描本振光相位时, 压缩态光场的噪声曲线; (b) 散粒噪声基准; 谱仪的测量频率 2 MHz, 分辨带宽 100 kHz, 视频带宽 30 Hz

Fig. 2. (a) Measured quantum noise levels of squeezed light when the local oscillator beam phase is scanned; (b) shot-noise level. The settings of the spectrum analyzer are zero-span mode at 2 MHz, resolution bandwidth of 100 kHz, and video bandwidth of 30 Hz.

式中, ϑ 为压缩光和本振光之间的相对相位; $\beta = \eta\zeta^2\zeta$ 为总的探测效率, η 是 BHD 的量子效率, ζ 是 BHD 系统中信号光和本振光的干涉对比度, ζ 是光路传输效率, 实验中 $\eta = 0.94$, $\zeta = 0.97$, $\zeta = 0.99$, 因此 $\beta = 0.876$; $v = T/(T + L)$ 是 OPO 腔的逃逸效率, 其中 T 是输出耦合镜的透过率, L 是内腔损耗, 实验中 $L = 1.5\%$, $v = 0.87$; $\kappa \equiv \sqrt{P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}} = 1 - 1/\sqrt{G}$ 为归一化的抽运参数, P_{pump} 为抽运功率, P_{th} 为振荡阈值, G 为参量增益, 实验中 45 mW 抽运功率下, 增益为 4, 对应的抽运参数 $\kappa = 0.5$; $\Omega = 2\pi f/\gamma$ 为失谐参数, f 是测量频率, $\gamma = c(T + L)/d$ 是腔的衰减率, c 是光速, d 是往返腔长, 实验中失谐参数 $\Omega = 0.2$. 利用 (1) 式, 计算得到光场的压缩度和反压缩度分别为 -4.34 dB 和 6.73 dB. 压缩度和反压缩度的测量结果均小于理论计算值, 原因主要是当 397.5 nm 紫光抽运 OPO 腔时, 由于“灰迹”效应导致 PPKTP 晶体对红外的吸收增加 [33], 使 OPO 内腔损耗增加, 逃逸效率降低. 与文献 [15, 26] 相比, 在本文实验中内腔损耗 (无抽运光时) 偏大, 主要因为 PPKTP 晶体通光面镀膜质量不高, 通过改善晶体镀膜质量, 压缩度可进一步提高.

3 利用极大似然估计重构量子态

极大似然估计是近年来发展起来的一种量子层析术, 首先对光场做大量的投影测量, 得到各投

影基下的概率分布; 然后建立似然函数, 利用重复迭代计算出最可能的密度矩阵使测量结果出现的概率最大. 与传统的逆拉登变换方法相比, 极大似然估计可以更好地保持量子态的物理特性, 而且在重构过程中可以绕开正交分量的边缘分布 [30,31]. 我们利用极大似然估计重构了压缩态光场的密度矩阵, 得到了光子数分布, 并通过密度矩阵计算了相空间的 Wigner 函数. 实验中, 将 BHD 输出信号输入数字存储示波器, 扫描本振光的相位, 在时域上得到压缩光场不同相位角下的噪声分布. 提取 2 MHz 频率处的信号进行处理, 提取信号的原理图如图 3 所示. 将平衡零拍信号与 2 MHz 射频进行混频, 通过低通滤波, 将目标信号搬移到低频. 然后利用低噪声放大器对信号进行放大, 在示波器上进行观察. 示波器上测量到的时域噪声信号如图 4 所示, 两条红虚线之间的数据对应的相位在 $0-\pi$ 之间, 利用这些数据重构密度矩阵.

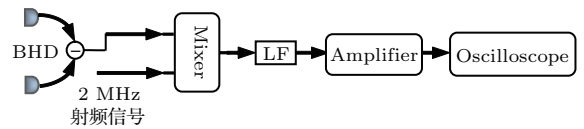


图3 提取 2 MHz 处平衡零拍探测信号示意图 (Mixer, 混频器; LF, 低通滤波器; Amplifier, 低噪声放大器; Oscilloscope, 数字存储示波器)

Fig. 3. Schematic diagram of extracting the signals of balanced homodyne detector at 2 MHz. Mixer, frequency mixer; LF, low-pass filter; Amplifier, low noise amplifier; Oscilloscope, digital storage oscilloscope.

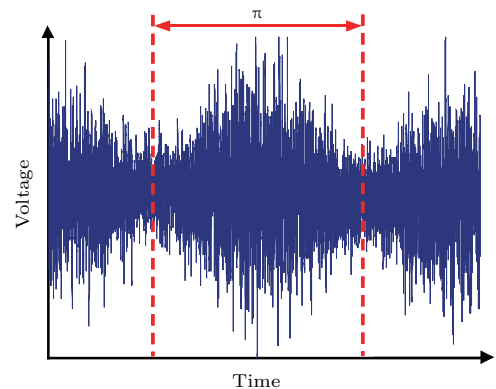


图4 压缩态噪声的时域测量结果 (两条虚线中间数据的相位范围为 $0-\pi$)

Fig. 4. Noise of squeezed state measured in time domain (the phase range of the data between the two dashed lines is $0-\pi$).

若量子态的密度矩阵为 $\hat{\rho}$, 在相位 θ 下对正交分量进行测量, 正交分量 x 值出现的概率为: $pr_{\theta}(x) = \text{Tr}[\hat{\Pi}(\theta, x)\hat{\rho}]$, 其中 $\hat{\Pi}(\theta, x) = |\theta, x\rangle\langle\theta, x|$

是投影算符. 由于测量得到的正交分量值是连续的, 不能直接做迭代算法, 而首先需要将其离散化. 离散化后每一份内最多只包含一个正交分量测量点, 这种情况下, 数据集 $\{(\theta_i, x_i)\}$ 的似然函数为: $\ln l = \sum_i \ln pr_{\theta_i}(x_i)$. 通过迭代算法 $\hat{\rho}^{(k+1)} = \mathbb{N}[\hat{R}(\hat{\rho}^{(k)})\hat{\rho}^{(k)}\hat{R}(\hat{\rho}^{(k)})]$ 对密度矩阵进行计算, 其中迭代函数 $\hat{R}(\hat{\rho}) = \sum_i \frac{\hat{\Pi}(\theta_i, x_i)}{pr_{\theta_i}(x_i)}$. 随着迭代

次数的增加似然函数值单调递增, 计算得到的密度矩阵就越接近于制备态的真实密度矩阵. 重构过程在光子数态基下进行, 在计算中不能包含所有的数态, 需要对数态基做截断处理, 大于某个值的光子数态被排除在分析之外. 在重构过程中, 只考虑光子数为0—10的态. 选择单位矩阵作为初始密度矩阵, 重复迭代1000次, 得到密度矩阵:

$$\begin{pmatrix} 0.88055 & 0.07762 & -0.26058 & -0.05399 & 0.09669 & 0.03324 & -0.04860 & -0.00398 & 0.00736 & 0.00263 & 0.00414 \\ 0.07762 & 0.01807 & -0.02320 & -0.00995 & 0.00879 & 0.00539 & -0.00541 & -0.00124 & 0.00108 & 0.00090 & 0.00057 \\ -0.26058 & -0.02320 & 0.07818 & 0.01589 & -0.02954 & -0.00960 & 0.01503 & 0.00084 & -0.00205 & -0.00055 & -0.00111 \\ -0.05399 & -0.00995 & 0.01589 & 0.00575 & -0.00588 & -0.00323 & 0.00339 & 0.00073 & -0.00068 & -0.00052 & -0.00037 \\ 0.09669 & 0.00879 & -0.02954 & -0.00588 & 0.01144 & 0.00348 & -0.00593 & -0.00020 & 0.00079 & 0.00012 & 0.00035 \\ 0.03323 & 0.00539 & -0.00960 & -0.00323 & 0.00348 & 0.00190 & -0.00194 & -0.00049 & 0.00051 & 0.00034 & 0.00022 \\ -0.04860 & -0.00541 & 0.01503 & 0.00339 & -0.00593 & -0.00194 & 0.00319 & 0.00016 & -0.00049 & -0.00010 & -0.00017 \\ -0.00398 & -0.00124 & 0.00084 & 0.00073 & -0.00020 & -0.00049 & 0.00016 & 0.00028 & -0.00029 & -0.00019 & -0.00006 \\ 0.00736 & 0.00108 & -0.00205 & -0.00068 & 0.00079 & 0.00051 & -0.00049 & -0.00029 & 0.00047 & 0.00017 & 0.00002 \\ 0.00263 & 0.00090 & -0.00055 & -0.00052 & 0.00012 & 0.00034 & -0.00010 & -0.00019 & 0.00017 & 0.00012 & 0.00004 \\ 0.00414 & 0.00057 & -0.00111 & -0.00037 & 0.00035 & 0.00022 & -0.00017 & -0.00006 & 0.00002 & 0.00004 & 0.00004 \end{pmatrix}.$$

密度矩阵的对角元为光子数概率, 图5给出了光子数概率的直方图(左列黑色). 理想情况下由下转化过程产生的压缩态光场为偶光子数态, 因为下转换光子总是成对产生. 但是本文的实验重构结果中不仅有偶光子数态, 还包含了奇光子数态, 这主要来源于系统损耗和不完美的探测器量子效率. 压缩态产生系统中的损耗和不完美体现在压缩度的测量结果上, 就会使反压缩度的绝对值大于压缩度的绝对值, 这与本文压缩度的测量结果相符.

为了将利用极大似然估计得到的态重构结果与理论计算结果进行比较, 我们理论计算了真空压缩态的光子数分布和Wigner函数. 单模真空压缩态的Wely特征函数为

$$C(\xi) = \exp\left(-\frac{A}{2}\xi_r^2 - \frac{B}{2}\xi_i^2\right), \quad (2)$$

其中A和B为光场的正交分量方差. 从Wely特征函数可以推导出光场的密度矩阵 $\hat{\rho} = \frac{1}{\pi} \int d^2\xi C(\xi)\hat{D}(-\xi)$, 进而得到光场的光子数分布:

$$\langle n|\hat{\rho}|n\rangle = \frac{1}{\pi} \int d^2\xi C(\xi)\langle n|\hat{D}(-\xi)|n\rangle$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

其中 $\hat{D}(\xi) = \exp(\xi\hat{a}^+ - \xi^*\hat{a})$ 为平移算符. 实验上测得光场的压缩度为-3 dB, 反压缩度为5.8 dB,

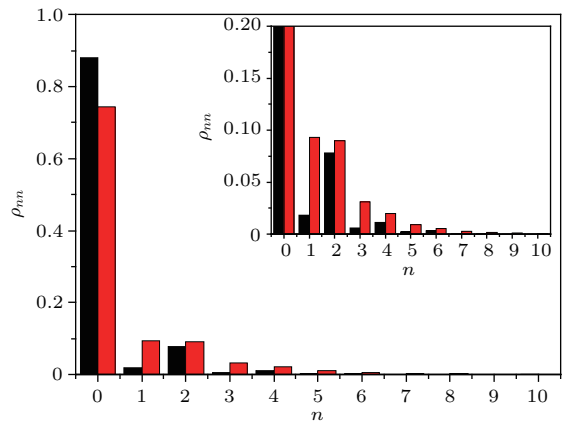


图5 极大似然估计重构(黑色直方图)和理论计算(红色直方图)得到的真空压缩态光子数分布(内插图是光子数分布的局部放大图, ρ_{nn} 取值范围在0—0.2之间)
Fig. 5. Photon number distribution of the vacuum squeezed state obtained by maximum likelihood estimation (black histogram) and theoretical calculation (red histogram). The inset is the partial enlarged detail of photon number distribution, the value range of ρ_{nn} is 0—0.2.

对应正交分量方差 A 和 B 值分别为 0.5 和 3.8. 将 A 和 B 值代入 (3) 式, 得到真空压缩态的光子数分布, 如图 5 中右列 (红色) 直方图所示. 与理论计算结果相比, 极大似然重构得到的 $|0\rangle$ 光子态概率较大, 而 $|n\rangle (n = 1, 2, \dots)$ 光子态概率较小.

Wigner 函数是量子态在相空间的一种准概率分布函数. Wigner 函数与密度矩阵之间的关系为

$$W(q, p) = \text{Tr}[\rho\Delta(q, p)], \quad (4)$$

其中 $\Delta(q, p) = \frac{1}{\pi} \exp[-2(a^+ - \alpha^*)(a - \alpha)]$: 为 Wigner 算符, a^+ 和 a 为光场的产生和湮灭算符, $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}(q + ip)$. 将极大似然重构得到的密度矩阵代入 (4) 式, 计算出对应的 Wigner 函数, 如图 6 (a1) 所示, Wigner 函数最大值为 0.309. Wigner 函数最大值决定于压缩场的偶数态和奇数态光子概率:

$$W_{\max} = \frac{P_{\text{even}} - P_{\text{odd}}}{\pi}, \quad (5)$$

式中 P_{even} 和 P_{odd} 分别是偶数态和奇数态光子概率. 极大似然重构得到偶数态的概率为 0.974, 偶数态的概率为 0.026, 由关系式 (5) 可得 $W_{\max} = 0.302$, 与 Wigner 函数最大值基本一致. 图 6 (a2) 是极大似然重构 Wigner 函数对应的等高线图, 其中黑实线为峰值 $1/\sqrt{e}$ 处的等高线, 表示产生压缩态的噪声起伏范围; 黑虚线为真空态的噪声起伏范围. 从图 6 (a2) 可以看到 q 分量噪声被压缩, 其标准

差约为真空态的 64.4%, 对应 -3.8 dB 的压缩; 而 p 分量噪声被放大, 其标准差约为真空态的 1.64 倍, 对应 4.3 dB 的反压缩.

理论上光场的 Wigner 函数和 Wely 特征函数的关系可用下式描述:

$$W(\alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int d^2\xi C(\xi) D(\alpha). \quad (6)$$

将单模真空压缩场的 Wely 特征函数 (2) 代入 (6) 式得到 Wigner 函数:

$$W_{\text{sq}} = \frac{1}{\pi\sqrt{AB}} \exp\left(-\frac{q^2}{A} - \frac{p^2}{B}\right), \quad (7)$$

将 $A = 0.5$ 和 $B = 3.8$ 代入 (7) 式, 得到理论重构真空压缩态的 Wigner 函数, 如图 6 (b1) 所示, Wigner 函数最大值为 0.231. 极大似然重构得到的 Wigner 函数最大值大于理论计算结果, 起源于极大似然偶数光子态概率 (0.974) 大于理论计算值 (0.863). 图 6 (b2) 是理论计算 Wigner 函数对应的等高线图, 黑实线为峰值 $1/\sqrt{e}$ 处的等高线; 理论计算得到噪声范围的短轴和长轴均大于极大似然重构结果. 极大似然估计重构得到的光子分布和 Wigner 函数与理论计算结果之间的差异, 可能原因有以下三方面: 1) 正交分量的测量过程中, 相位扫描不均匀; 2) 数据采集过程中低频电子学噪声没有完全过滤掉; 3) 正交分量测量点数不够多.

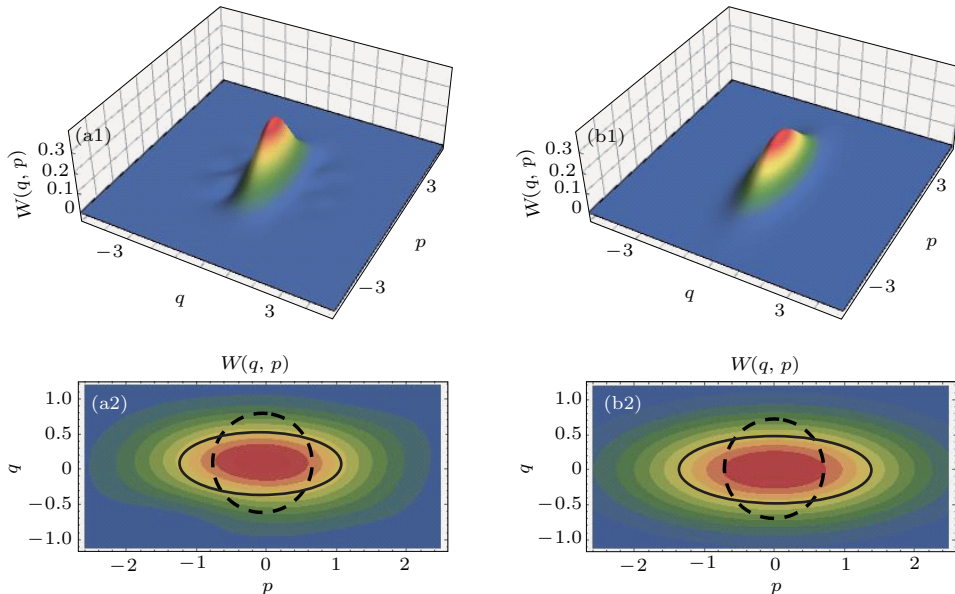


图 6 (a1), (a2) 分别为从极大似然估计重构得到的压缩态 Wigner 函数和等高线图; (b1), (b2) 分别为从理论计算得到的压缩态 Wigner 函数和等高线图

Fig. 6. (a1) and (a2) are the Wigner function and the contour plot of the squeezed state obtained by maximum likelihood estimation, respectively; (b1) and (b2) are the Wigner function and the contour plot of the squeezed state obtained by theoretical calculation, respectively.

4 结 论

利用基于PPKTP晶体的OPO, 产生了795 nm的真空压缩光场, 波长与铷原子D1跃迁线相对应. 实验上观察到-3 dB的压缩, 通过改善PPKTP晶体的通光面镀膜, 压缩度可进一步提高. 利用极大似然估计法对压缩态的密度矩阵进行了重构, 得到了压缩态的光子数分布以及相空间的Wigner函数. 理论上计算了真空压缩态的光子数分布和Wigner函数, 并将理论计算结果和极大似然重构结果进行了分析和比较. 下一步将降低OPO腔内损耗, 提高压缩态纯度, 在此基础上开展猫态产生的实验研究.

参考文献

- [1] Taylor M A, Janousek J, Daria V, Knittel J, Hage B, Bachor H A, Bowen W P 2013 *Nat. Photon.* **7** 229
- [2] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, Händchen V, Vahlbruch H, Mehmet M, Müller-Ebhardt H, Schnabel R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 251102
- [3] Pooser R C, Lawrie B 2015 *Optica* **2** 393
- [4] Braunstein S L, van Loock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [5] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [6] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [7] Brask J B, Rigas I, Polzik E S, Andersen U L, Sørensen A S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 160501
- [8] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [9] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [10] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S W, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601
- [11] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [12] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [13] Mehmet M, Ast S, Eberle T, Steinlechner S, Vahlbruch H, Schnabel R 2011 *Opt. Express* **19** 25763
- [14] Aoki T, Takahashi G, Furusawa A 2006 *Opt. Express* **14** 6930
- [15] Han Y S, Wen X, He J, Yang B D, Wang Y H, Wang J M 2016 *Opt. Express* **24** 2350
- [16] Takeno Y, Yukawa M, Yonezawa H, Furusawa A 2007 *Opt. Express* **15** 4321
- [17] Burks S, Ortalo J, Chiummo A, Jia X J, Villa F, Bramati A, Laurat J, Giacobino E 2009 *Opt. Express* **17** 3777
- [18] Mikhailov E E, Novikova I 2008 *Opt. Lett.* **33** 1213
- [19] Ries J, Brezger B, Lvovsky A I 2003 *Phys. Rev. A* **68** 025801
- [20] Barreiro S, Valente P, Failache H, Lezama A 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033851
- [21] Horrom T, Singh R, Dowling J P, Mikhailov E E 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023803
- [22] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, Mertz J C, Valleys J F 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409
- [23] Swaim J D, Glasser R T 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033818
- [24] Wen F, Li Z P, Zhang Y Q, Gao H, Che J L, Abdulkhaleq H, Zhang Y P, Wang H X 2016 *Sci. Rep.* **6** 25554
- [25] Tanimura T, Akamatsu D, Yokoi Y 2006 *Opt. Lett.* **31** 2344
- [26] Hétet G, Glöckl O, Pilypas K A, Harb C C, Buchler B C, Bachor H A, Lam P K 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 221
- [27] Vogel K, Risken H 1989 *Phys. Rev. A* **40** R2847
- [28] Beck M, Smithey D T, Raymer M G 1993 *Phys. Rev. A* **48** R890
- [29] Smithey D T, Beck M, Cooper J, Raymer M G 1993 *Phys. Rev. A* **48** 3159
- [30] Lvovsky A I, Raymer M G 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 299
- [31] Lvovsky A I 2004 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **6** S556
- [32] Drever R W P, Hall J L, Kowaiski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [33] Boulanger B, Rousseau I, Fève J P, Maglione M, Ménaert B, Marnier G 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 281

Generation and quantum state reconstruction of a squeezed vacuum light field resonant on the rubidium D1 line*

Li Shu-Jing¹⁾²⁾ Zhang Na-Na¹⁾ Yan Hong-Mei¹⁾ Xu Zhong-Xiao¹⁾²⁾ Wang Hai^{1)2)†}

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

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 7 November 2017; revised manuscript received 10 February 2018)

Abstract

The squeezed light field is a kind of important continuous variable quantum resource. It has wide applications in precision measurement and quantum information processing. Quantum storage is the foundations of quantum repeater and long distance quantum communication, and alkali metal atoms are an ideal quantum storage medium due to long ground state coherent time. With the rapid development of quantum storage technology in atomic medium, the preparation of the squeezed light which resonates with alkali metal atoms has become one of the research hotspots in the field of quantum information. In this paper, we report the generation of squeezed vacuum at 795 nm (resonant on the rubidium D1 transition line) by using an optical parametric oscillation based on a periodically poled KTiOPO_4 crystal. The generated squeezed light field is detected by a balanced homodyne detector, and the squeezing of -3 dB and anti-squeezing of 5.8 dB are observed at a pump power of 45 mW. By using a maximum likelihood estimation, the density matrix of the squeezed light field is reconstructed. The time-domain signals from the balanced homodyne detector are collected to acquire the noise distribution of the squeezed light under different phase angles. The likelihood function is established for the measured quadrature components. An identity matrix is chosen as an initial density matrix, and the density matrix of the squeezed field is obtained through an iterative algorithm. The diagonal elements of the density matrix denote the photon number distribution, which includes not only even photon number states but also odd photon number states. The occurrence of odd photon number states mainly comes from the system losses and the imperfect quantum efficiency of detector. The Wigner function in phase space is calculated through the density matrix, and the maximum value of the Wigner function is 0.309. The standard deviation of the squeezed component is 64.4% of that of the vacuum state, corresponding to the squeezing degree of -3.8 dB. The standard deviation of the anti-squeezing component is 1.64 times that of the vacuum state, corresponding to the anti-squeezing degree of 4.3 dB. We theoretically calculate the photon number distribution and the Wigner function of the vacuum squeezed field, and compare the results obtained by theoretical calculation with those obtained by maximum likelihood reconstruction. The probability of vacuum state $|0\rangle$ obtained by maximum likelihood reconstruction is greater, and the probability of photon number state $|n\rangle$ ($n = 1, 2, \dots$) is smaller than the corresponding theoretical calculation results. From the theoretical calculation, the maximum value of Wigner function is 0.231, and the short axis and long axis of noise range deduced

* Project supported by the Key Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2016YFA0301402), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475109, 11274211, 11604191), and the Fund for Shanxi “1331Project” Key Subjects Construction, China.

† Corresponding author. E-mail: wanghai@sxu.edu.cn

from the contours of the Wigner function are larger than the results from the maximum likelihood reconstruction. The possible reasons for the discrepancy are as follows. 1) The phase scanning is nonuniform during the measurement of the quadrature components. 2) The low-frequency electronic noise is not completely filtered out in the datum acquisition process. 3) The datum points of measured quadrature components are not enough. In conclusion, we produce a vacuum squeezed field of 795 nm, and obtain the photon number distribution and the Wigner function in phase space through maximum likelihood estimation and theoretical calculation, respectively. This work will provide an experimental basis for generating the Schrodinger cat state.

Keywords: squeezed vacuum light field, optical parametric oscillation cavity, maximum likelihood estimation, quantum state reconstruction

PACS: 42.50.-p, 42.65.Yj, 03.65.Wj

DOI: [10.7498/aps.67.20172396](https://doi.org/10.7498/aps.67.20172396)